

N° d'ordre : 321

50376
1983
81

50376
1983
81

THÈSE

présentée à

L'UNIVERSITE DES SCIENCES ET TECHNIQUES DE LILLE

pour l'obtention du titre de

DOCTEUR INGENIEUR

Spécialité : Electronique

par

Anne GHIS

**PHENOMENES BALISTIQUES ET DE SURVITESSE
DANS UN COMPOSANT A SEMI-CONDUCTEUR.
APPLICATION A L'ETUDE PRELIMINAIRE D'UN
HETERO-TRANSISTOR BALISTIQUE**



Soutenu le 28 Juin 1983 devant la Commission d'Examen

Jury :	Président :	G.	SALMER
	Rapporteur :	E.	CONSTANT
		B.	BOITTIAUX
	Examineur :	D.	ANKRI
		R.	FAUQUEMBERGUE
		G.	KAMARINOS
		J.P.	NOUGIER
		J.	ZIMMERMANN

à mes parents et mon mari,
pour tout ce qu'ils m'ont rendu possible

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

Je désire avant tout exprimer ma profonde gratitude à Monsieur Constant qui m'a accueillie dans son laboratoire et m'a proposé ce travail. Il en a assuré avec patience la direction, et grâce à ses compétences, ses nombreux conseils, et ses encouragements, il m'a aussi communiqué son enthousiasme.

Que Monsieur Salmer, professeur à l'Université de Lille, qui a accepté de présider ce jury, et Monsieur Nougier, professeur à l'Université de Montpellier, soient ici remerciés de l'honneur qu'ils me font en jugeant ce travail.

Je suis particulièrement reconnaissante à Monsieur Kamarinos, Maître de recherche à l'E.N.S.E.R.G. de Grenoble, d'avoir bien voulu s'intéresser à ce travail et faire partie du jury.

J'exprime mes sincères remerciements à Monsieur Ankri, du C.N.E.T. de Bagneux, qui a accepté de participer à ce jury.

Cette étude a été réalisée en collaboration constante et amicale avec Monsieur Boittiaux. Je lui suis très reconnaissante de m'avoir fait profiter en permanence de sa rigueur scientifique, de son soutien, et... de son exubérance.

Je suis très heureuse que Monsieur Fauquemberg fasse partie de ce jury. C'est le témoignage de deux années de collaboration pendant lesquelles il a toujours été disposé à me faire bénéficier de ses conseils, de ses compétences, et de son amitié.

Je remercie également Monsieur Zimmermann pour les nombreuses discussions au cours desquelles il m'a fait profiter de son expérience scientifique.

Que l'ensemble des personnes que j'ai cotoyées au sein du C.H.S. et grâce auxquelles ce travail a pu être effectué dans une ambiance aussi agréable et détendue trouvent ici l'expression de ma reconnaissance et de ma sympathie, en particulier Madame Lechien pour les nombreux services rendus.

Je remercie le personnel du Centre Interuniversitaire de Traitement de l'Information où ont été effectués les calculs numériques, pour son aide efficace et amicale.

Un grand merci enfin à Madame Denis, pour tout le mal qu'elle s'est donné à dactylographier cet ouvrage, ainsi qu'à Messieurs Fauquemberg, Pluquet, Vanhoste, et Dehorter qui en ont assuré la reproduction.

S O M M A I R E

	PAGES
INTRODUCTION	1
CHAPITRE I DE LA VITESSE ÉLECTRONIQUE MAXIMALE RÉALISABLE DANS UN SEMICONDUCTEUR	5
I INTRODUCTION	6
a) objectif général du chapitre	6
b) le modèle de Monte Carlo utilisé	7
II ETUDE GENERALE (FONCTION DU TEMPS)	11
a) choix de l'objectif	11
b) choix du processus	13
c) approche analytique	15
III MISE EN EVIDENCE DES PHENOMENES PUREMENT SPATIAUX	27
CHAPITRE II PHENOMENES DE SURVITESSE DANS UN COMPO- SANT CLASSIQUE DE STRUCTURE NIN	37
I INTRODUCTION	39
II MISE EN EVIDENCE PAR MONTE CARLO DU PHENOMENE DE SURVITESSE DANS UN COMPO- SANT	41
a) choix du composant	41
b) methodes de calcul	43
c) étude du composant polarisé a 0.5V	46
d) étude de la caractéristique I(V)	50

III	DETECTION DU PHENOMENE DE SURVITESSE A PARTIR DE L EFFET D UN CHAMP MAGNE- TIQUE SUR UN COMPOSANT	54
	a) methode de calcul	55
	b) influence sur le matériau en volume	56
	c) influence sur un composant	60
	d) étude expérimentale	63
IV	ETUDE GENERALE DU COMPOSANT PROPOSE	68
	a) calcul d impédance hyperfréquence	68
	b) étude du bruit en régime station- -naire	76
CHAPITRE III EFFET BALISTIQUE DANS UN COMPOSANT REEL		85
I	INTRODUCTION	86
II	TRANSPORT DANS UNE DOUBLE HETEROSTRU- CTURE UNIDIMENSIONNELLE A DEUX ELECT- RODES	87
	a) de l'utilité d'une hétérojonction	87
	b) prise en compte d'une hétérojonction par la méthode Monte Carlo	88
	c) description et interprétation des résultats obtenus	93
	d) conclusion	105
III	APPROCHE DU TRANSISTOR BALISTIQUE	106
	I OBJECTIFS ET MISE EN OEUVRE	106
	a) détermination de la structure à étudier à partir des principes de fonctionnement	106

b)prise en compte d'une troisième électrode dans notre simulation Monte Carlo	109
2 RESULTATS OBTENUS	113
a)étude de l'effet lié à la présence de l'électrode de base	113
b)étude de l'influence du champ élec- trique créé par l'électrode de base	117
c)caractéristiques du transistor	122
CONCLUSION	129

I N T R O D U C T I O N

Alors que la tendance générale en matière de composants électroniques est à une très forte miniaturisation et intégration des éléments, les dispositifs hyperfréquences sont encore bien souvent pénalisés par l'encombrement spatial de leur technologie. Ces dernières années, les techniques d'élaboration des semi-conducteurs ont fait de tels progrès qu'il est maintenant envisageable de remplacer un grand nombre d'éléments modulaires hyperfréquences par des dispositifs monolithiques.

Cependant l'expérience acquise depuis les débuts de l'emploi des semi-conducteurs en électronique ne peut pas être directement transposable pour des applications de ces composants en hyperfréquences. Pour qu'un composant puisse travailler à très hautes fréquences, il faut que son temps de réponse à une sollicitation extérieure, tension ou courant, soit au moins inférieur à la période de la fréquence de fonctionnement. Pour avoir des temps de commutation très courts, il faut que les électrons, qui véhiculent l'information à l'intérieur du composant, aient un temps de transit le plus faible possible.

Ce temps de transit est inversement proportionnel à la vitesse des électrons à l'intérieur de la zone active. Malheureusement sur des distances supérieures à quelques dixièmes de micron, cette vitesse est physiquement limitée à quelques 10^7 cm/s. Par contre, il est possible de diminuer la longueur du trajet que les électrons ont à parcourir. Plus le trajet sera court, plus les fréquences de fonctionnement seront élevées. Or il est maintenant possible de réaliser

de très fines couches de matériau semiconducteur. Grâce à ces courtes longueurs de zone active, nous pouvons envisager l'élaboration de composants hyperfréquences.

Mais sur de si courtes distances, les phénomènes de transport électronique ne sont plus ceux habituellement considérés pour expliquer le fonctionnement interne d'un composant [1] [2] [3] [4]. Durant des temps très courts, les électrons peuvent échapper complètement aux interactions avec le réseau - c'est l'origine du régime dit "ballistique" [5], ou les subir de façon beaucoup plus faible qu'en régime stationnaire - c'est alors le régime dit "de survitesse" [6].

Dans cette étude nous nous proposons d'analyser les phénomènes de transport en régime non stationnaire, pour en clarifier la nature et les mécanismes. Nous étudierons dans quelle mesure il est possible d'en favoriser l'apparition pour augmenter la vitesse des électrons, ainsi que les limites de leurs performances [5].

Notre démarche portera essentiellement sur les phénomènes physiques rencontrés dans le semiconducteur en volume ou dans des composants élémentaires de géométrie aussi simple que possible ; nous ferons ainsi abstraction des phénomènes de type bidimensionnel, des contraintes d'ordre technologique, en particulier celles concernant les éléments parasites.

Le déroulement de cette étude se fera suivant un schéma que nous essayerons de rendre aussi logique que possible. A partir de l'étude des conditions de transport dans un semiconducteur en volume, nous dégagerons les conditions à réunir pour que la vitesse moyenne des porteurs soit maximale. Puis nous intégrerons une à une dans notre raisonnement les étapes du passage du matériau en

volume à un composant de dimension finie.

Chacun des deux effets, l'effet "de survitesse" et l'effet "balistique", va nous permettre de dégager une piste à suivre dans notre recherche d'un temps de transit minimum.

L'étude du régime de survitesse conduira à considérer, dans le second chapitre, une structure N^+IN^+ . L'outil complet d'étude du composant par simulation Monte Carlo que nous avons mis au point nous permettra de présenter non seulement la caractéristique $I(V)$ de la structure, mais aussi le calcul de l'impédance hyperfréquence et les propriétés du bruit. Nous suggérerons également une méthode de détermination expérimentale du régime de survitesse à partir de l'influence d'un champ magnétique.

La seconde piste, basée sur l'utilisation du régime balistique, sera suivie dans le troisième chapitre. Nous justifierons l'emploi d'hétérostructures GaAs/GaAs. Une étude unidimensionnelle permettra de montrer la difficulté à établir un régime balistique et la nécessité d'adjoindre au composant une troisième électrode. Nous proposerons ainsi un nouveau type de transistor dont nous détaillerons le principe et évaluerons les performances potentielles.

B I B L I O G R A P H I E

INTRODUCTION

[1] E. CONSTANT, B. BOITTIAUX

2nd Int. Conf. on hot carrier in semiconductors Montpellier France 1981
journal de Physique 1981

[2] DK FERRY, J.R. BARKER, HL GRUBIN

IEEE Trans. ED28 n° 8 Aug 1981

[3] L.F. Eastman

Festkörperprobleme XXII (1982)

[4] J.R. Barker

Physics of nonlinear transport

Eds New York Plenum - 1979

[5] M.S. SHUR

Electron Lett.12,615 (1976)

[6] J.G. RUCH

IEEE. TRANS. Elect. Devices. E D19 - 1972

CHAPITRE I

DE LA VITESSE ELECTRONIQUE MAXIMALE
REALISABLE DANS UN SEMICONDUCTEUR

I. INTRODUCTION

a) Objectif général du chapitre

Comme nous l'avons vu précédemment, l'augmentation des fréquences de fonctionnement, la diminution des temps de commutation nécessitent la diminution du temps de transit. En conséquence, lorsque l'on veut réaliser un composant rapide, il est essentiel que les porteurs traversent le plus vite possible la zone active du composant. Les paramètres sur lesquels il est alors possible d'agir sont les profils de dopage en impuretés et la nature des différents matériaux caractérisant la zone active. Depuis l'avènement des techniques d'épithaxie par jet moléculaire, il est en effet possible d'obtenir de très fines couches caractérisées par de très fortes et très abruptes variations de concentration. On peut penser ainsi modéliser la carte de champ électrique, à l'intérieur de la zone active du composant, de manière à augmenter au maximum la vitesse des électrons dans cette zone. Nous nous proposons donc dans ce chapitre de déterminer quelle serait la forme idéale du profil de champ $E(x)$ dans la zone active, qui permettrait d'obtenir une vitesse moyenne maximale.

Une première approche de ce problème consiste à étudier le mouvement d'un ensemble d'électrons soumis, dans un matériau semiconducteur, à différents champs électriques variant en fonction du temps; de l'évolution avec le temps de la vitesse moyenne $\langle v(t) \rangle$ des électrons, on peut en effet évaluer la distance d parcourue au bout d'un temps T . On a

$$d(T) = \int_0^T \langle v(t) \rangle dt \quad (1)$$

On peut en déduire simplement la vitesse moyenne effectuée par le paquet d'électrons sur cette distance d

$$\langle v(d) \rangle = d(T)/T \quad (2)$$

Ce procédé est utilisé dans la première moitié de ce chapitre, où nous nous efforçons de déterminer la configuration temporelle du champ électrique $E(t)$ qui communique sur une distance d , une vitesse moyenne maximale aux porteurs.

Dans la seconde partie de ce chapitre, nous essayerons de déduire de l'étude précédente la configuration spatiale de champ à réaliser dans la zone active d'un composant pour obtenir une vitesse moyenne maximale sur la longueur de cette zone.

Nous mettrons aussi en évidence le fait que la transposition entre les domaines spatiaux et temporels n'est pas aussi immédiate qu'on aurait pu le penser, et qu'il est nécessaire de tenir compte de toutes les non uniformités spatiales. Une étude complémentaire est donc menée en étudiant, dans le domaine spatial, l'influence directe d'un champ électrique $E(x)$ sur la vitesse $\langle v(d) \rangle$.

Dans l'ensemble de ce chapitre, nous allons utiliser des équations analytiques simples, et surtout, une simulation Monte Carlo qui est en fait l'outil de base du travail présenté dans cette thèse. Il est donc naturel, avant d'en analyser les résultats, de décrire le modèle utilisé.

b) le modèle de Monte Carlo utilisé

Le modèle de structure de bande de l'Arseniure de Gallium utilisé est celui décrit par LITTLEJOHN [1]. Il s'agit d'un modèle à trois vallées. Au minimum absolu de la bande de conduction, en $(0, 0, 0)$, correspond le fond de la vallée centrale Γ . Celui-ci est choisi comme origine des énergies. Dans les directions $(1, 0, 0)$ on trouve 3 vallées X (6 vallées communes à deux mailles élémentaires

de l'espace réciproque), et dans les directions (1, 1, 1), 4 vallées L (8 vallées communes à deux mailles). Ces vallées sont ordonnées en Γ , L, X, et sont considérées dans la simulation comme étant isotropes et non-paraboliques. Cette non-parabolicité est prise en compte à l'aide d'un coefficient α tel que

$$\varepsilon(1 + \alpha\varepsilon) = \frac{\hbar^2 k^2}{2 m^*} \quad (3)$$

Les valeurs des "gaps" intervallées, les coefficients de non parabolicité, et les masses effectives (isotropes) attribuées à chacune des vallées à 77°K sont données dans le tableau I.

L'approximation Monte Carlo admet que les interactions entre un électron et le réseau cristallin ou une impureté ionisée est instantanée. Dans ce contexte, un électron, caractérisé dans le réseau par son énergie ε par rapport au fond de vallée Γ et son vecteur d'onde \vec{k} , subit pendant un temps dt la seule influence des forces extérieures (champ électrique, magnétique, ...). Il est alors caractérisé par de nouvelles valeurs de ε et de \vec{k} .

Une estimation est alors faite de la probabilité qu'il ait subi une interaction pendant dt , en fonction de sa nouvelle position dans l'espace réciproque. Un nombre choisi aléatoirement permet alors de décider si oui ou non il a vraiment subi une interaction, et si oui, laquelle [2]. L'effet de cette interaction se fait alors instantanément sentir sur ε et \vec{k} , définissant le nouvel état (ε', \vec{k}') de l'électron dans l'espace.

Treize interactions différentes [3] sont "proposées" à chaque dt à chaque électron, avec des probabilités variant suivant l'état de chacun. La plus fréquente aux faibles énergies est l'interaction optique polaire, en vallée centra-

TABLEAU I

	Γ	L	X
Niveau de vallée (eV)	0	0,33	0,522
Coeff. non parabolicité (eV ⁻¹)	0,579	0,479	0,208
Masse effective /m ₀ (m ₀ = 0.9 10 ⁻³⁰ kg)	0,063	0,222	0,58

Tableau des données relatives à la structure de bande de l'Arseniure de Gallium et utilisées dans le modèle Monte Carlo.

le. Elle se traduit par l'émission ou l'absorption d'un phonon optique polaire, mais la direction du vecteur d'onde n'est pas en moyenne très perturbée. Ce n'est pas le cas des interactions intervallées, qui se produisent dès que l'énergie des électrons atteint la valeur du gap correspondant, et qui elles, outre l'émission ou l'absorption d'un phonon, rendent aléatoire la direction du vecteur d'onde après l'interaction. Ce dernier effet est celui qui rend cette interaction la plus influente sur le comportement moyen des porteurs dès qu'ils atteignent l'énergie du gap intervallée.

Quand l'électron se trouve dans une zone dopée, une des interactions principales qu'il subit est la collision avec une impureté ionisée, prise en compte ici selon le modèle proposé par H. BROOKS et C. HERRING [4], son action se porte plus facilement sur les électrons peu énergétiques dont les vecteurs d'onde peu-

vent être fortement modifiés.

Sont aussi prises en compte dans la simulation Monte Carlo [3] les émissions de phonons optiques non polaires, les interactions de type acoustiques et celles de type piézo-électrique.

Le pas sur le temps Δt choisi pour l'ensemble de l'étude est 10^{-14} s ou 10^{-15} s. Ces valeurs correspondent à peu près au dixième du temps de relaxation de la vitesse ($\tau_m \approx 10^{-13}$ s). Des essais systématiques ont été effectués pour étudier l'influence du pas Δt sur les résultats obtenus. Ils ont montré que le choix de valeurs de Δt supérieures à cette limite ne permettait pas de décrire exactement tous les phénomènes. D'autre part, le choix d'un Δt plus court n'apporte pas de précision supplémentaire aux résultats mais allonge considérablement le temps de calcul numérique (qui varie en proportion inverse de la valeur de ce pas).

II. ETUDE GENERALE (FONCTION DU TEMPS)

a) Choix de l'objectif.

Pour faciliter la compréhension de la plupart des phénomènes mis en cause dans les transports électroniques, nous présentons figure I_{1a} la somme des probabilités de toutes les interactions qu'un électron se trouvant en vallée Γ dans du GaAs peut subir en fonction de son énergie ϵ [5]. Ces probabilités totales sont données pour la température ambiante et pour celle de l'azote liquide [6]. Sur la figure I_{1b} est tracée l'évolution en fonction de ϵ de la vitesse maximale atteignable en vallée pour un porteur d'énergie ϵ , calculée à partir de la relation

$$v = \hbar^{-1} \left(\frac{\delta \epsilon}{\delta k} \right)_{\epsilon} \quad (4)$$

Il est bien évident que la vitesse moyenne des porteurs ne peut être égale à cette vitesse maximum que dans la mesure où tous les électrons ont la même énergie ϵ (pas de distribution en énergie), et où cette énergie n'est due qu'à l'énergie cinétique suivant l'axe considéré.

Or les interactions entraînent inexorablement une distribution de l'énergie et sa répartition progressive suivant les trois degrés de liberté. Il faut donc que le taux d'interactions soit le plus faible possible, et dans ce contexte, les états les plus intéressants seront donc ceux qui seront caractérisés par une valeur aussi élevée que possible de la vitesse et une valeur aussi faible que possible du taux d'interactions.

L'examen de la figure I₁, montre que deux situations semblent particulièrement intéressantes. La première (état 1) correspond à une énergie juste inférieure à celle du phonon optique polaire. Pour des taux d'interactions très faibles,

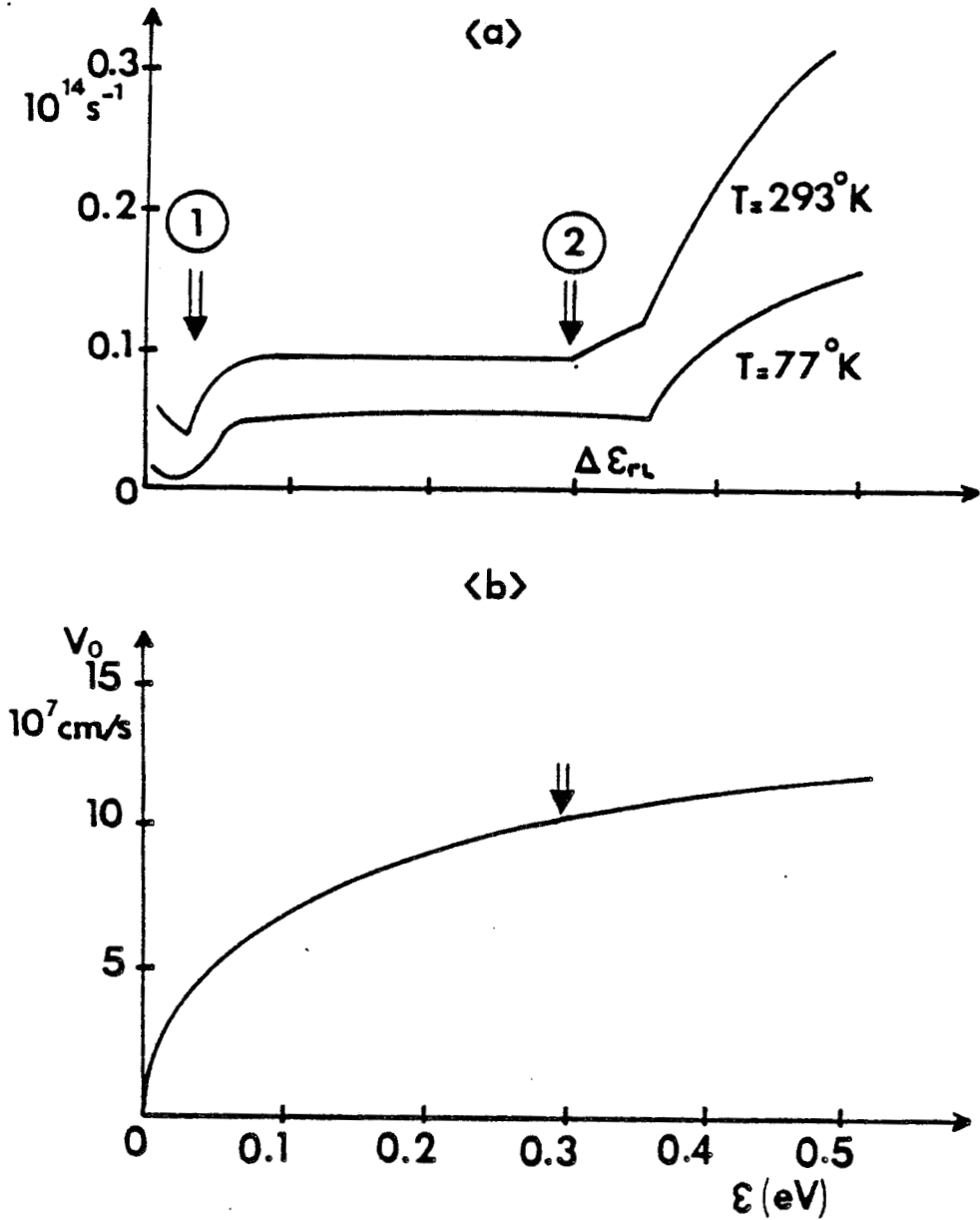


Fig. I₁ :

- a) Taux d'interaction en vallée Γ en fonction de l'énergie de l'électron dans l'arsénium de gallium intrinsèque.
- b) Vitesse maximale atteignable en vallée Γ en fonction de l'énergie de l'électron. Cette vitesse est obtenue à partir de l'équation

$$v_0 = \hbar^{-1} \left(\frac{\delta \epsilon}{\delta k} \right)_{\epsilon}$$

cas n° 1 : correspond à une énergie juste inférieure à celle du phonon optique polaire

cas n° 2 : correspond à une énergie juste inférieure au gap intervallée.

elle autorise des vitesses de l'ordre de $3,5 \cdot 10^7$ cm/s. La seconde situation (état 2) correspond à une énergie juste inférieure à celle du gap intervallée entre les fonds des vallées Γ et L. Pour un taux d'interactions plus important mais encore raisonnable, elle autorise des vitesses jusqu'à 10^8 cm/s.

Cependant, pour être effectivement intéressant, l'état 1 demande à ce que l'énergie des porteurs soit juste inférieure à 0,035 eV, énergie du phonon optique polaire.

Compte tenu de la valeur moyenne de l'énergie à 300°K (0,038 eV) et de sa distribution à cette température, une telle situation semble difficile à réaliser à la température ambiante. Elle apparaît par contre beaucoup plus envisageable à 77°K. Mais à cette température, la vitesse moyenne réalisable en régime stationnaire peut atteindre une valeur de $3 \cdot 10^7$ cm/s, très proche de celle correspondant à cet état 1.

Le second cas (état 2) qui correspond à une énergie juste inférieure au gap intervallée, semble donc beaucoup plus intéressant et par la suite, nous allons toujours essayer d'amener et de faire demeurer l'ensemble des électrons dans cet état le plus longtemps possible.

b) Choix du processus.

Le problème maintenant est de savoir comment amener ce paquet d'électrons dans l'état 2, tout en maintenant une distribution en énergie aussi étroite que possible.

Deux procédés, explicités figure I₂, peuvent être envisagés. Dans les deux cas, il s'agit d'appliquer à partir de l'instant $t = 0$ un champ électrique à un

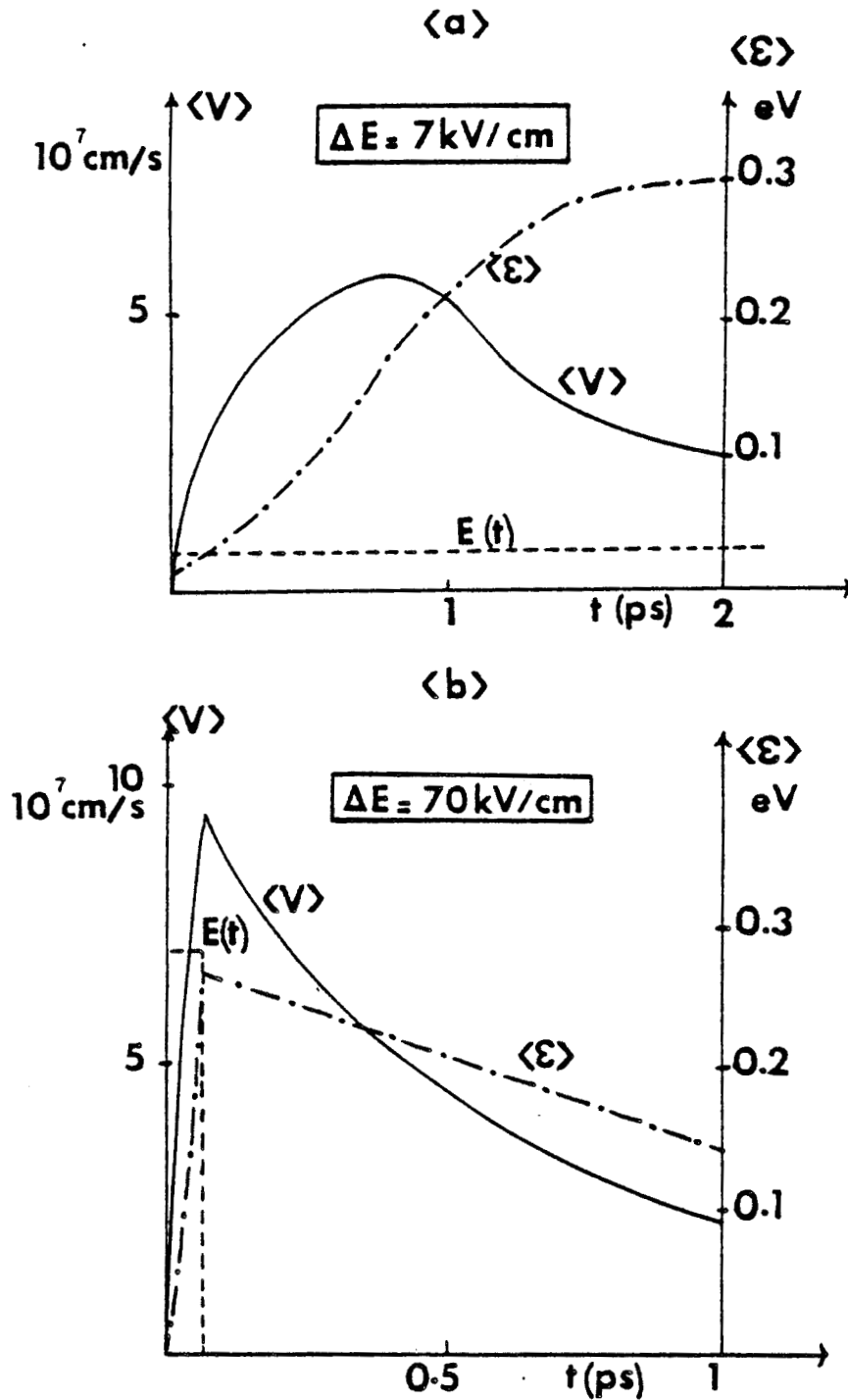


Fig.. I₂ :

- a) "Régime de survitesse" : Vitesse moyenne et énergie moyenne des électrons soumis à un échelon temporel de champ électrique en fonction du temps. (GaAs $N_D = 0$ $T = 77^\circ\text{K}$) - Le champ électrique est aussi représenté sur la figure. Son amplitude est de 7 KV/cm.
- b) "Régime balistique" Vitesse moyenne et énergie moyenne des électrons soumis à un créneau temporel de champ électrique, en fonction du temps (GaAs $N_D = 0$ $T = 77^\circ\text{K}$) - Le champ électrique est aussi représenté sur la figure. Son amplitude est de 70 Kv/cm et sa durée de 0,06 ps.



ensemble de porteurs initialement à l'équilibre thermodynamique. [7] [8].

Dans la première méthode, la méthode "douce" un champ électrique constant communique au paquet d'électron une accélération continue qui l'amène progressivement à l'énergie $\Delta\varepsilon_{\Gamma_L}$. Dans les premiers instants, avant que ne s'établisse le nouvel état stationnaire, des vitesses assez importantes peuvent être observées. Le cas correspond à ce que nous appellerons le régime de survitesse [9]. Il faut noter qu'en raison des interactions qui élargissent la distribution de vitesse, la vitesse moyenne maximale atteinte est assez éloignée de celle que l'on avait escomptée en ne tenant compte que de la structure de bande.

Pour obtenir des vitesses plus proches de celle prévues d'après la figure I₁, il faut donc accélérer les électrons de façon telle qu'ils atteignent l'énergie $\Delta\varepsilon_{\Gamma_L}$ avant d'avoir subi d'interaction. On applique donc un niveau de champ électrique de forte amplitude E_0 pendant un temps Δt très court, en ayant choisi E_0 et Δt de manière à fournir aux électrons un apport d'énergie d'environ $\Delta\varepsilon_{\Gamma_L}$. Nous constatons figure I_{2b} que les vitesses atteintes à la fin du temps d'application du champ sont quasiment celles que l'on espérait, c'est-à-dire de l'ordre de 10^8 cm/s. Une fois l'énergie $\Delta\varepsilon_{\Gamma_L}$ atteinte, le champ électrique disparaissant, le système retourne à l'état d'équilibre thermodynamique librement. La vitesse initiale décroît lentement et des distances assez importantes peuvent être parcourues par le paquet d'électrons avant le retour à un état stable. Ce processus sera appelé balistique [10], par assimilation de l'électron à un obus : celui-ci reçoit une très forte impulsion initiale dans le fût du canon et l'essentiel de la trajectoire est parcouru librement, sous la seule action de la force d'inertie.

c) Approche analytique.

Il s'agit maintenant de savoir lequel des deux cas présentés ci-dessus est

le plus intéressant. Rappelons que l'objectif recherché est l'obtention d'une vitesse moyenne qui soit maximale sur une distance d .

Un premier élément de réponse peut être obtenu en utilisant les équations classiques de conservation du moment et de l'énergie [11], [12]

$$m^* \frac{dv}{dt} = qE - \frac{m^*v}{\tau_m} \quad (5)$$

$$\frac{d\varepsilon}{dt} = qEv - \frac{\varepsilon - \varepsilon_0}{\tau_\varepsilon} \quad (6)$$

et en faisant les approximations suivantes :

- la masse effective m^* de l'électron est constante (c.a.d. la vallée Γ est parabolique).
- le temps de relaxation τ_m du moment est indépendant de ε .
- le temps de relaxation τ_ε de l'énergie est très grand devant τ_m : le terme $\frac{\varepsilon - \varepsilon_0}{\tau_\varepsilon}$ est donc négligeable.

Ces approximations sont bien sur assez grossières, mais sont cependant assez réalistes tant que l'électron reste en vallée Γ [13], [14].

A partir de ces hypothèses, la distance d parcourue par un électron entre l'instant $t = 0$ et l'instant $t = T$, juste avant que son énergie n'atteigne, à l'instant T , la valeur $\Delta\varepsilon_{\Gamma_L}$, peut être obtenue. Ce cas correspond au régime que nous avons appelé de survitesse : le champ électrique demeure alors constant entre 0 et T . On a :

$$\frac{dv}{dt} + \frac{v}{\tau_m} = \frac{qE}{m^*} \quad (7)$$

Compte tenu de la condition aux limites $v = 0$ à $t = 0$, on obtient :

$$v(t) = \frac{qE\tau_m}{m^*} (1 - e^{-t/\tau_m}) \quad (8)$$

La distance parcourue à un instant T est

$$d(T) = \int_0^T v(t) dt = \frac{q\tau_m^2 E}{m^*} \left[\frac{T}{\tau_m} - (1 - e^{-T/\tau_m}) \right] \quad (9)$$

En définissant v_0 et d_0 par

$$\frac{1}{2} m^* v_0^2 = \Delta\varepsilon_{\Gamma L} \quad (10)$$

$$d_0 = v_0 \tau_m \quad (11)$$

On peut écrire

$$d(T) = \frac{qE}{m^* v_0^2} d_0^2 \left[\frac{T}{\tau_m} - (1 - e^{-T/\tau_m}) \right] \quad (12)$$

Compte tenu de la valeur très élevée de τ_c et de l'hypothèse de départ, on a aussi

$$\Delta\varepsilon_{\Gamma L} = qEd(T) \quad (13)$$

Il en résulte que

$$d(T) = \frac{d_0}{V_2} \sqrt{\frac{T}{\tau_m} - (1 - e^{-T/\tau_m})} \quad (14)$$

Considérons maintenant le cas du processus balistique. Nous prenons pour

hypothèse qu'un créneau de champ d'amplitude très forte et de durée quasi nulle a amené le paquet d'électrons à l'énergie $\Delta\varepsilon_{\Gamma_L}$ à l'instant $t = 0$, sans distribution d'énergie ni de vitesse, et que toute cette vitesse se trouve dirigée suivant l'axe application du champ électrique. On a donc

$$\frac{1}{2} m^* v^2 (t=0) = \Delta\varepsilon_{\Gamma_L} \quad (15)$$

A l'instant $t = 0$, le champ électrique a été annulé donc

$$m^* \frac{dv}{dt} = - \frac{m^* v}{\tau_m} \quad (16)$$

par intégration on obtient :

$$v(t) = v_0 e^{-t/\tau_m} \quad (17)$$

$$d(T) = \int_0^T v(t) dt = d_0 (1 - e^{-T/\tau_m}) \quad (18)$$

Un développement limité des équation (14) et (18) dans le cas où $T \ll \tau_m$ montre facilement que

$$d_{\text{balistique}} = 2d_{\text{survitesse}} = v_0 T \quad (T \ll \tau_m) \quad (19)$$

Lorsque T est beaucoup plus petit que τ_m , la distance parcourue en balistique est de l'ordre de deux fois celle qui aurait été parcourue en survitesse pendant le même temps. Mais cet avantage n'existe que pour des distances à parcourir très faibles. Nous donnons sur la figure I₃, les courbes universelles donnant à partir des équations (14) et (18) la vitesse moyenne maximale $\langle v \rangle = \frac{d}{T}$ atteignable dans n'importe quel semiconducteur pendant le parcours d'une distance d . Ces courbes ont été tracées suivant des axes sans dimension d/d_0 et $\langle v \rangle/v_0$. Sur cette figure il est visible que la vitesse moyenne obtenue dans le cas balis-

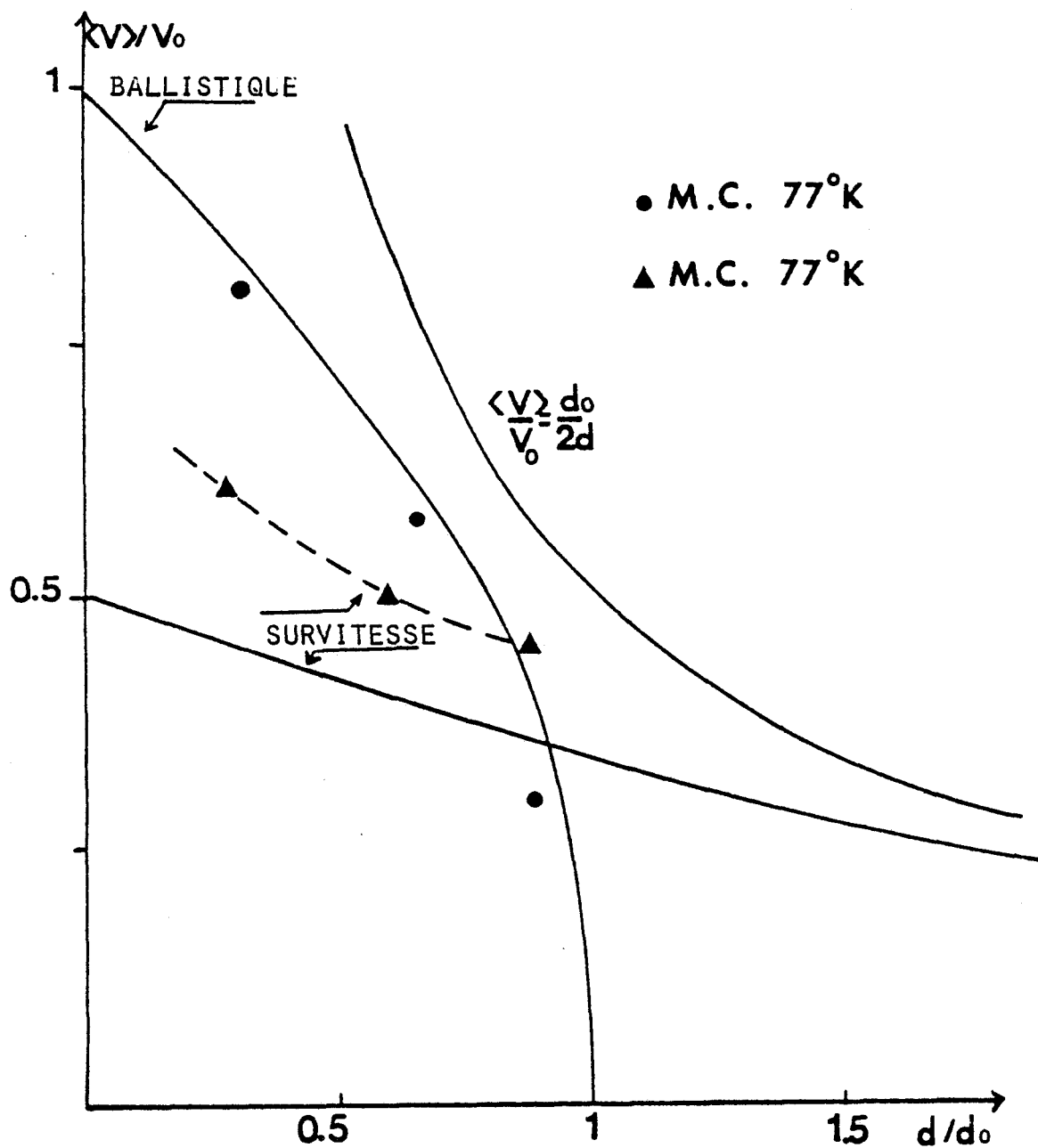


Fig. I₃ :

Vitesse moyenne maximale que peuvent effectuer les électrons en fonction de la distance d qu'ils ont à parcourir. Les lignes pleines correspondent aux équations (14), (18), (20). Les points correspondent aux résultats de la simulation Monte Carlo (GaAs $N_D = 0$ $T = 77^\circ\text{K}$) effectuée en considérant dans le cas de la survitesse en échelon temporel de champ électrique et dans le cas balistique un créneau temporel de champ de durée très courte (0,06 ps).



tique est plus importante (au maximum le double) que celle obtenue par survitesse tant que la distance à parcourir est inférieure à d_0 . Pour $d > d_0$, le cas balistique ne peut plus être considéré car un porteur "lancé" de cette manière ne parcourra pas une distance supérieure à d_0 . Par contre, le processus de survitesse permet d'obtenir des vitesses moyennes encore assez élevées. Dans ce cas, pour $T > \tau_m$, l'effet d'inertie peut être négligé, c'est-à-dire le terme en $m^* \frac{dv}{dt}$ dans l'équation (2), et la vitesse moyenne est donnée par l'équation suivante

$$\frac{\langle v \rangle}{v_0} = \frac{d_0}{2d} \quad (20)$$

avec $\langle v \rangle = \frac{\Delta \epsilon \Gamma_L \mu}{qd}$ et $\mu = \frac{q \tau_m}{m^*}$

Cette dernière équation correspond à la troisième courbe de la figure I₃. Les dernières approximations faites surestiment dans les deux cas les vitesses moyennes atteignables dans le matériau, mais permettent de dégager le rôle de différents éléments caractéristiques du semiconducteur. Ainsi on peut dire que plus d_0 , v_0 et $\mu \Delta \epsilon \Gamma_L$ sont importants pour un matériau donné, plus ces vitesses moyennes atteignables sur une distance d seront importantes. Le tableau II indique, pour les semiconducteurs les plus courants, les valeurs de ces grandeurs.

Compte tenu de toutes les simplifications et approximations faites, on peut se demander si les expressions (14), (18), (20), n'ont pas perdu toute réalité physique. Il est donc intéressant de comparer ces résultats analytiques aux résultats numériques obtenus par la simulation Monte Carlo [15].

Un premier exemple de ces résultats numériques était donné figure I2, qui exposait le principe de chacun des deux processus à partir de résultats Monte Carlo tracés en fonction du temps.

TABLEAU II

	v_0	d_0	$\Delta\epsilon_{\Gamma_L} \mu$
	10^8 CM/S	μm	$10^3 \text{ EVCM}^2\text{S}^{-1}\text{V}^{-1}$
GaAs (470°K)	1,0	0,2	0,8
GaAs (293°K)	1,0	0,3	2,4
GaAs (77°K)	1,0	0,6	12,0
InP (293°K)	1,1	0,2	2,4
GAlNAS [*] (293°K)	1,2	0,25	10,0

Valeurs typiques de la vitesse maximum, de la distance balistique, et du facteur de qualité pour quelques matériaux intrinsèques.

Le calcul de d_0 a été effectué en considérant que le temps de relaxation du moment peut être obtenu à partir de la mobilité au régime stationnaire $\mu = \frac{v}{E} = \frac{q\tau m}{m^*}$

quand l'énergie moyenne des porteurs est $\epsilon = \Delta\epsilon_{\Gamma_L}/2$

* Le paramètre d'alliage correspondant à l'accord de maille sur InP.



Par le même type de simulation, mais en interprétant les résultats obtenus en fonction de v_0 et d_0 , et en choisissant, pour chaque simulation (donc pour chacun des points reportés sur la figure I₃), la valeur du champ électrique qui permette d'obtenir la plus grande vitesse moyenne sur la distance étudiée, nous avons obtenu les points reportés sur la figure I₃. (Le temps d'application du créneau de champ dans le cas balistique était toujours de 0,06 ps).

Un assez bon accord entre les résultats analytiques et les résultats Monte Carlo est obtenu dans le cas du régime balistique. Par contre, dans le cas du régime de survitesse les calculs analytiques donnent des vitesses moyennes inférieures à celles obtenues par le procédé de Monte Carlo. Ce désaccord peut être expliqué par le fait que la simulation Monte Carlo tient compte de la non parabolicité des vallées qui avait été négligée dans le calcul analytique. Dans ces calculs, nous avons considéré pour la vallée Γ la parabole qui donnait en $\epsilon = \Delta\epsilon_{\Gamma L}$ la même vitesse v_0 que dans la simulation Monte Carlo. Il en résulte qu'au début du mouvement, quand les porteurs se trouvent encore au fond de la vallée, les vitesses calculées de façon analytiques sont inférieures à celles obtenues par Monte Carlo (figure I₄).

Des résultats Monte Carlo complémentaires, obtenus pour le cas du régime de survitesse sont donnés figure I₅. On remarque que la vitesse moyenne est maximale si on utilise sur de très courtes distances des matériaux peu dopés, et si on opère à basse température. On note également que sur de très courtes distances, les temps de parcours étant faibles, les interactions n'ont pas le temps d'intervenir de façon significative, et la vitesse moyenne est alors peu dépendante du dopage et de la température [15].

Le même type de résultats, pour le cas du régime balistique est donné en figure I₆, avec pour comparaison, les résultats obtenus dans le régime dit de survitesse, ainsi que ceux obtenus avec une rampe temporelle de champ électrique.

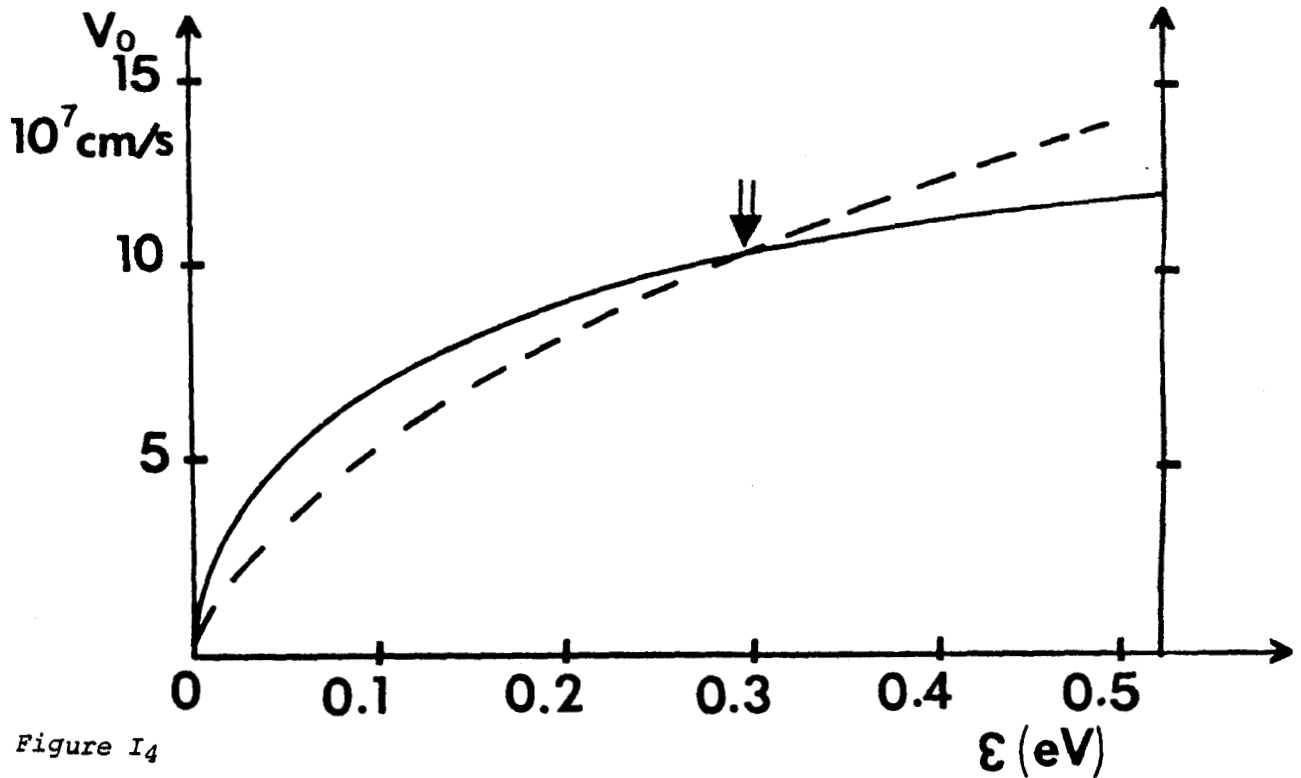


Figure I₄

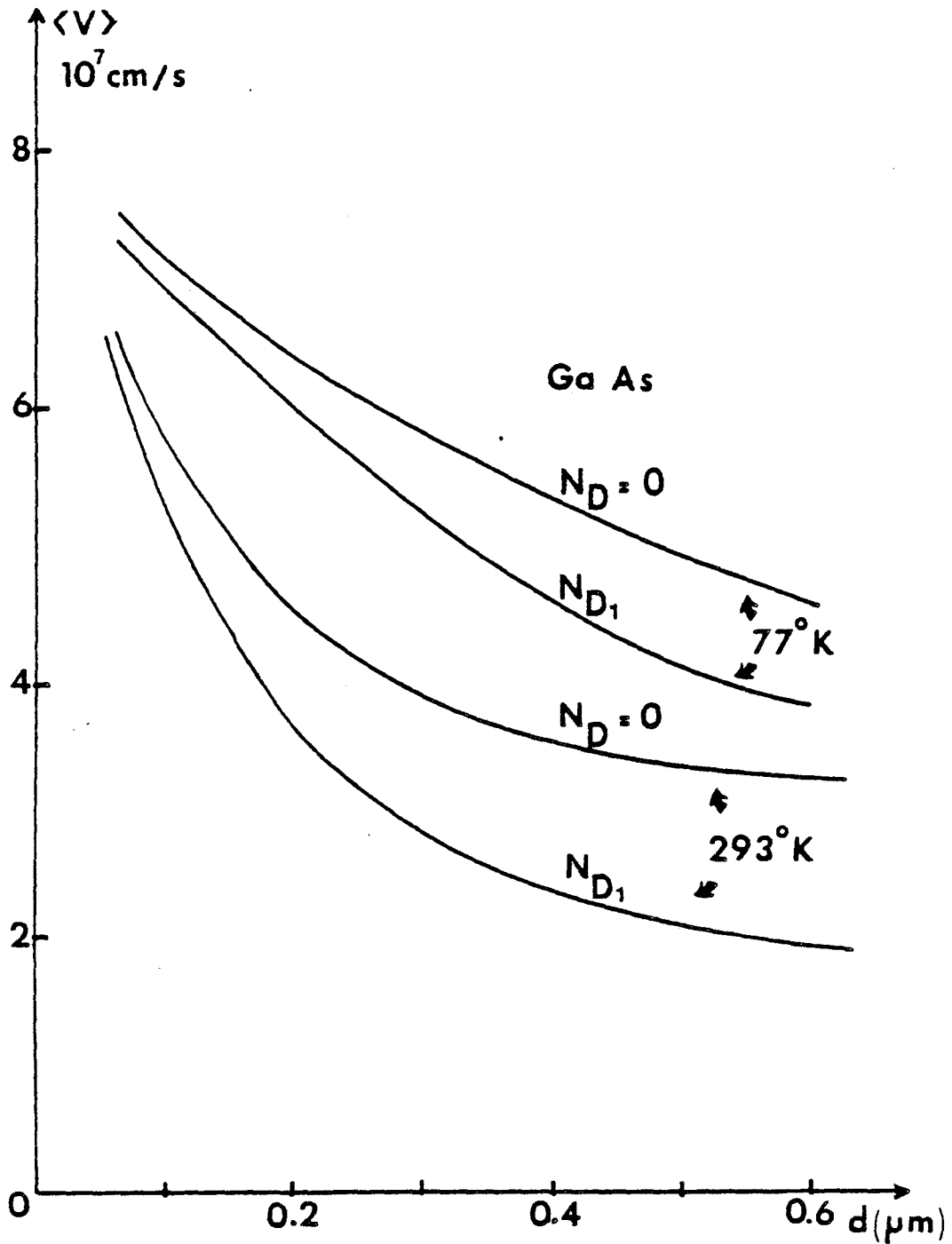
Vitesse maximale atteignable en vallée Γ en fonction de l'énergie de l'électron calculée

- par l'équation $v_0 = \frac{1}{\hbar} \left(\frac{\delta \epsilon}{\delta k} \right)_\epsilon$ (trait continu)

- par $\frac{1}{2} m^* v_0^2 = \Delta \epsilon_{\Gamma L}$, vallée parabolique (trait pointillés)

Il est à noter que dans ce dernier cas qui correspond en première approximation à la forme du champ électrique dans la zone active d'un composant submicromique, transistor à effet de champ ou structure NIN, les vitesses moyennes réalisées sont inférieures à celles obtenues dans les deux cas précédents.

Cette dernière remarque nous conduit à rappeler que toute cette étude a été conduite en supposant un semiconducteur en volume, soumis à un champ électrique de différentes formes temporelles mais spatialement uniforme. Cette situation est assez difficilement réalisable mais permet de se faire une première idée de ce qui se passe quand un porteur entre dans la zone active d'un composant submicronique.



BUS
LILLE

Fig. I₅ :

Vitesse moyenne maximale que peuvent effectuer les électrons en fonction de la distance d qu'ils ont à parcourir, pour deux températures (77°K , 293°K) et deux concentrations en impuretés (GaAs, $N_D = 0$, $N_D = 3 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$). Un échelon temporel de champ électrique est appliqué, et dans tous les cas, l'amplitude E_0 du champ électrique est choisie en fonction de d de manière à obtenir la plus forte vitesse moyenne.

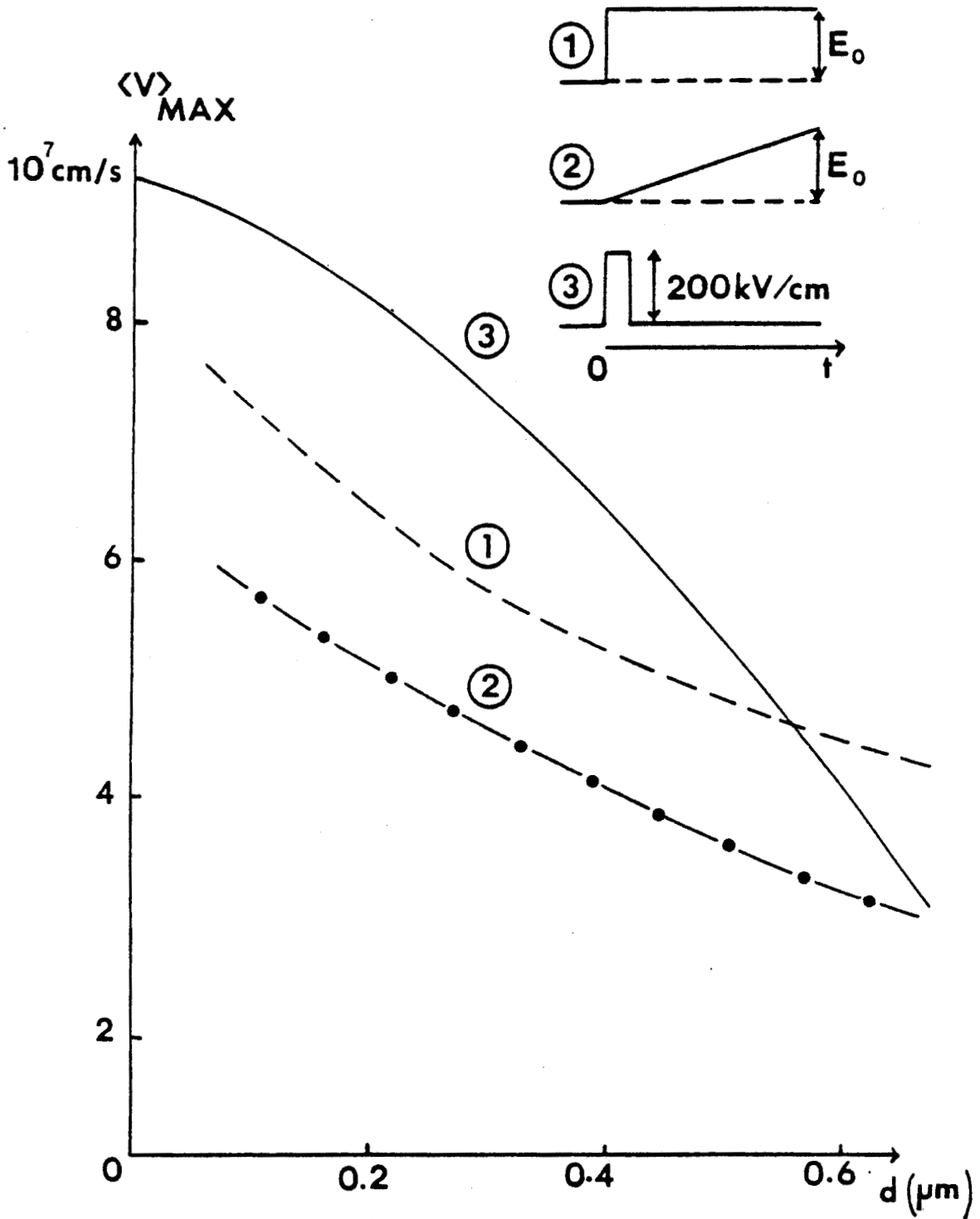


Fig. I₆ :

Vitesse moyenne maximale que peuvent effectuer les électrons en fonction de la distance d qu'ils ont à parcourir pour différentes configurations temporelles de champ électrique. Dans les cas 1 et 2, E_0 est choisi en fonction de d de manière à obtenir la plus forte vitesse moyenne.



Le problème est que de tels composants ne sont pas spatialement uniformes. Le champ électrique qui agit sur les porteurs ne varie pas avec le temps mais avec la distance. Il semble donc intéressant, pour pouvoir bien utiliser les résultats, de voir dans quelle mesure une étude sur le temps permet d'anticiper des résultats concernant le domaine spatial. Nous allons donc maintenant étudier le comportement d'un ensemble de porteurs soumis à différentes configurations spatiales et non plus temporelles, de champ électrique.

III. MISE EN EVIDENCE DES PHENOMENES PUREMENT SPATIAUX

La façon la plus simple de transposer sur l'espace les phénomènes étudiés précédemment en fonction du temps est d'utiliser la relation

$$d\vec{r} = \langle \vec{v} \rangle dt \quad (21)$$

Il faut cependant noter que cette façon de faire ne permet pas de tenir compte de l'influence des non-uniformités spatiales de la concentration de porteurs, de l'énergie, et de la vitesse. Ces non-uniformités se traduisent en pratique par de nombreux phénomènes [16].

- courant de diffusion dû à la non-uniformité de la concentration de porteurs
- conduction de chaleur dû à la non-uniformité de l'énergie
- courant thermoélectronique dû à la non-uniformité de la vitesse.

Tous ces effets ne peuvent être pris en compte par la seule transposition temps-espace décrite par l'équation (21). Pour en avoir confirmation et pouvoir évaluer leur importance, il suffit de comparer les résultats obtenus par simulation de type Monte-Carlo de deux façons différentes. Dans le premier cas, un ensemble d'électrons est soumis à une configuration temporelle de champ électrique et l'on détermine l'évolution de la vitesse $v(t)$ résultante. Ce résultat est ensuite reporté sur l'espace en utilisant les relations

$$v(x) = v \left(\int_0^t v(t') dt' \right) \quad (22)$$

$$E(x) = E \left(\int_0^t v(t') dt' \right) \quad (23)$$

Dans le second cas, un ensemble d'électrons est soumis à un champ électrique

variant directement en fonction de x , ce champ étant identique au champ $E(x)$ déduit du premier cas par la relation (23). Les électrons sont alors introduits à l'énergie thermique dans la structure où règne le champ électrique. Ils y sont réinjectés au fur et à mesure qu'ils en sortent jusqu'au moment où un régime stationnaire est atteint (ceci revient à considérer que l'entrée et la sortie de la structure sont court-circuitées en alternatif).

Un exemple des résultats ainsi obtenus est donné figure I_7 pour le régime balistique, c'est-à-dire le cas où E_0 est une impulsion très courte. On peut noter, et ceci apparaît comme étant le plus frappant, que la vitesse des porteurs est généralement bien plus faible que dans le cas précédent correspondant à l'étude en fonction du temps [17].

Cette différence peut être en partie expliquée par le courant de diffusion, puisque la concentration des porteurs n'est plus uniforme (figure I_{7a}) : les plus fortes valeurs de la vitesse qui auraient dû être observées à la fin du créneau spatial ne sont pas obtenues puisque la concentration des porteurs augmente progressivement et que le courant de diffusion s'oppose à la vitesse de dérive. Au contraire, avant le créneau spatial, la vitesse des porteurs est légèrement supérieure par rapport au cas précédent, puisque la concentration de porteurs décroît et que la vitesse de diffusion s'ajoute à la vitesse de dérive. De plus, on peut noter que la non uniformité de l'énergie moyenne donne naissance à un phénomène de conduction de chaleur, l'accroissement de l'énergie moyenne étant observé au niveau de la montée du champ.

La faible valeur obtenue en régime stationnaire pour la vitesse moyenne des porteurs peut être aussi expliquée en considérant la manière dont cet état stationnaire est atteint dans la structure. En figure I_8 sont tracés les profils de concentration de porteurs pour différents instants après l'injection d'un paquet

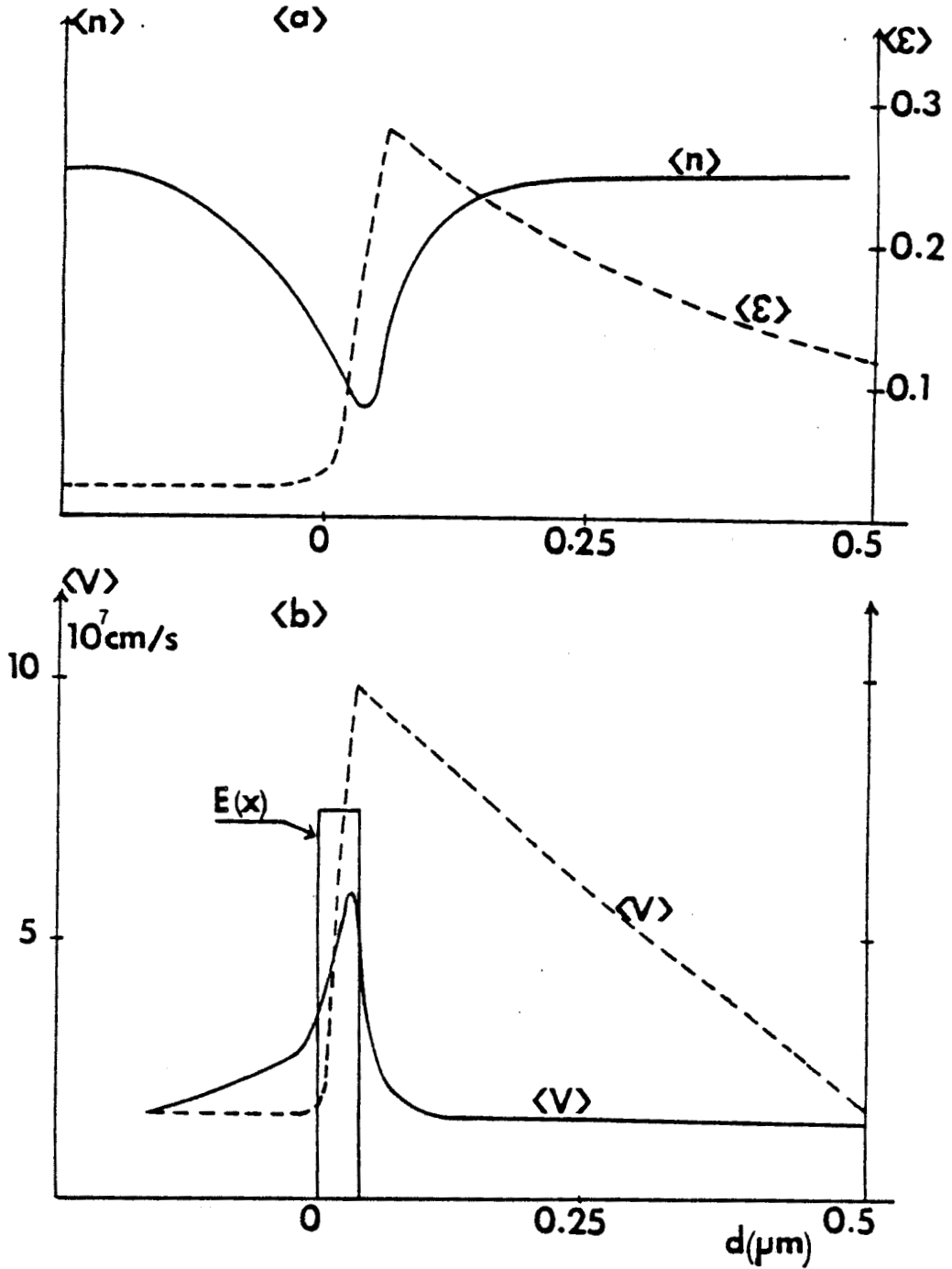


Fig. 17 :

a) profils de concentration et d'énergie moyenne des électrons pour un régime stable dans la structure en présence d'un créneau spatial de champ électrique

b) comparaison entre la vitesse moyenne des électrons en présence d'un créneau spatial (trait continu) ou d'un créneau temporel de champ électrique (trait pointillés). Les résultats dans ce dernier cas sont tracés en fonction de la distance d parcourue par les électrons en utilisant la relation $d = \int_0^t \langle v(t') \rangle dt'$

L'amplitude du créneau est de 70 Kv/cm, sur une distance de $0,05 \mu\text{m}$ - GaAs

$N_D = 0$ $T = 77^\circ\text{K}$.

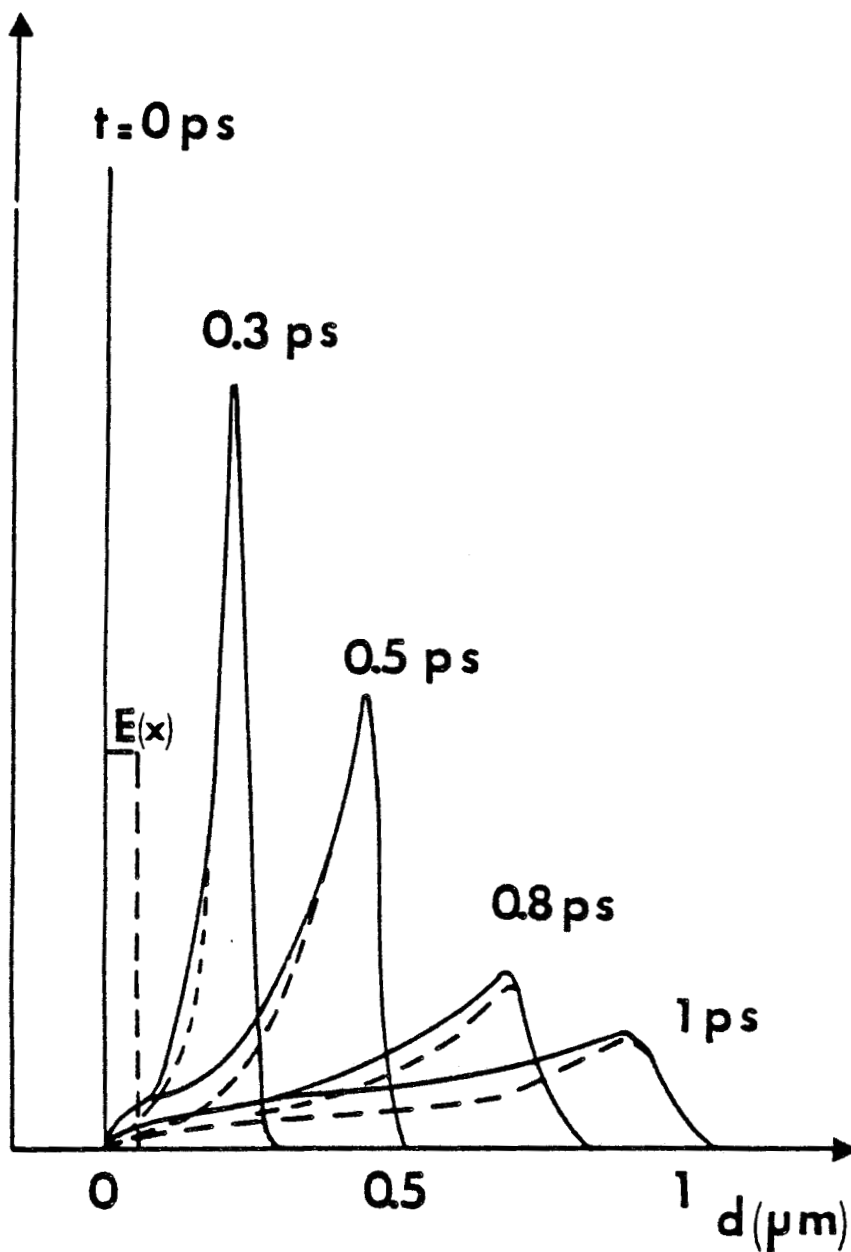



Fig.18

 Régime transitoire correspondant à la structure présentée figure 7 : Evolution temporelle d'un paquet d'électrons injectés à $t = 0$ en $d = 0$.

Trait plein : concentration électronique totale

Trait pointillé : concentration d'électrons de vitesse positive.

GaAs - $N_D = 0$ - $T = 77^\circ\text{K}$.

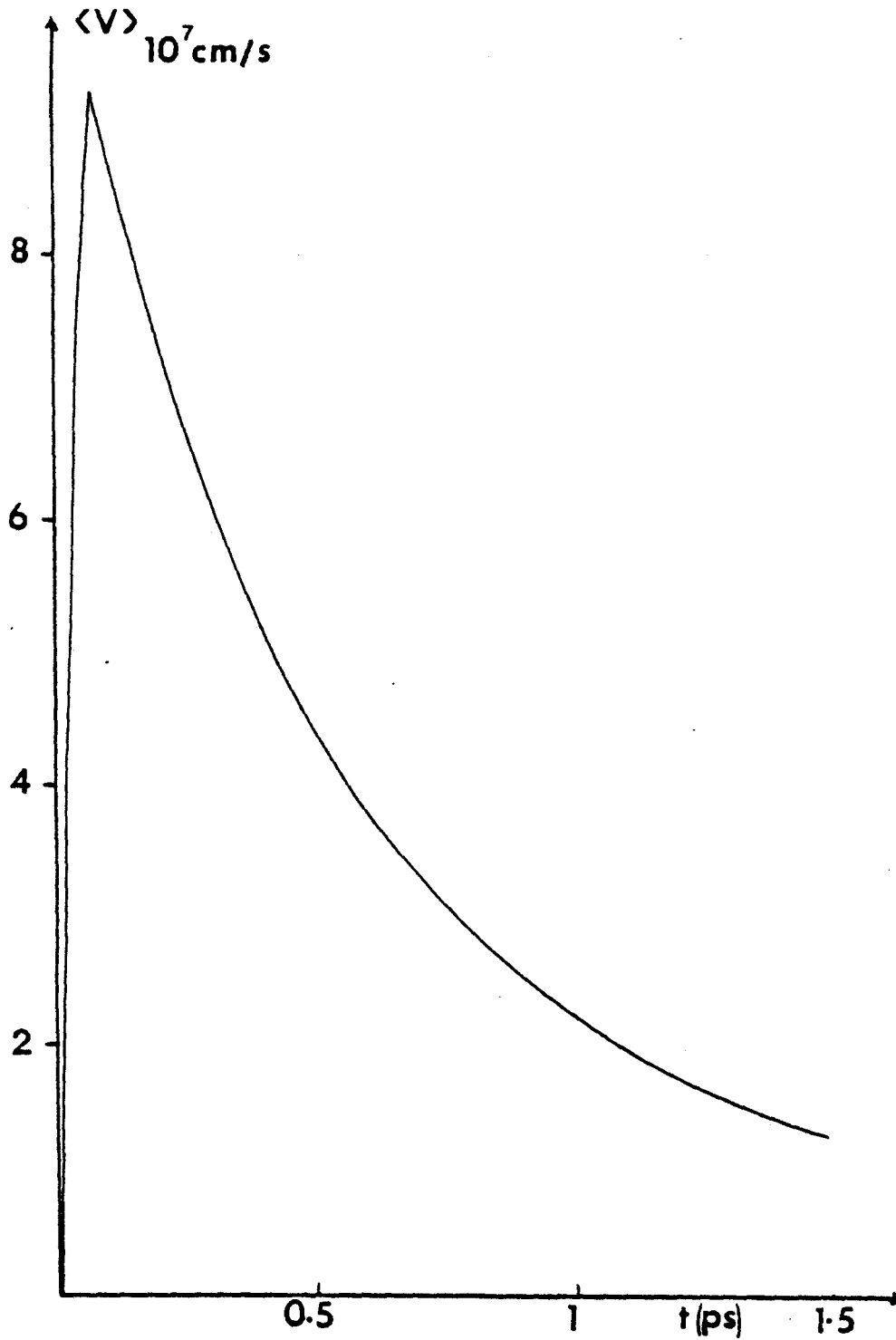


Fig. I₉

Régime transitoire correspondant à la structure présentée figure 7 : vitesse moyenne des électrons injectés à l'entrée du créneau spatial de champ à l'instant $t = 0$, en fonction du temps.

GaAs - $N_D = 0$ - $T = 77^\circ\text{K}$.

d'électrons à l'entrée du créneau spatial avec un profil de concentration $\delta(x)$. On peut noter que si la vitesse de dérive du paquet d'électrons (supposé localisé au maximum de la concentration d'électrons) est très importante durant le premier dixième de picoseconde (proche de 10^8 m/s), un élargissement de la queue de la distribution est très rapidement observé [18]. Un tel effet est dû aux porteurs qui, ayant subi des collisions, reviennent vers le créneau spatial sans pouvoir le traverser. En conséquence, le nombre d'électrons localisés à la fin du créneau de champ électrique augmente avec le temps. Ces électrons sont souvent caractérisés par des valeurs négatives de la vitesse comme le montre la figure I₈, et ceci explique les faibles valeurs observées pour la vitesse moyenne en régime stationnaire. En figure I₉, la vitesse moyenne des porteurs dans la structure est tracée en fonction du temps écoulé depuis l'injection du paquet de porteurs de profil $\delta(x)$: la vitesse moyenne augmente rapidement pour atteindre une très forte valeur. Malheureusement, une telle vitesse décroît et atteint une valeur stationnaire assez faible (de l'ordre de 1.10^7 cm/s).

En conséquence, le régime balistique semble être difficile à réaliser en régime stationnaire dans un composant submicronique, et de tels résultats ne pouvaient pas être déduits d'une étude en fonction du temps [7]. Remarquons cependant que dans un transistor de type balistique, une troisième électrode peut être introduite pour récolter les électrons non-balistiques. Un transistor de ce type sera étudié dans le chapitre III.

Le phénomène de survitesse peut aussi être étudié en appliquant un beaucoup plus large créneau spatial de champ électrique au semiconducteur, et les résultats obtenus sont comparés à ceux obtenus quand un échelon temporel a été appliqué à un semiconducteur. Cette comparaison est illustrée figure I₁₀ et on peut noter que les valeurs de la survitesse sont proches (à peine inférieures) de celles

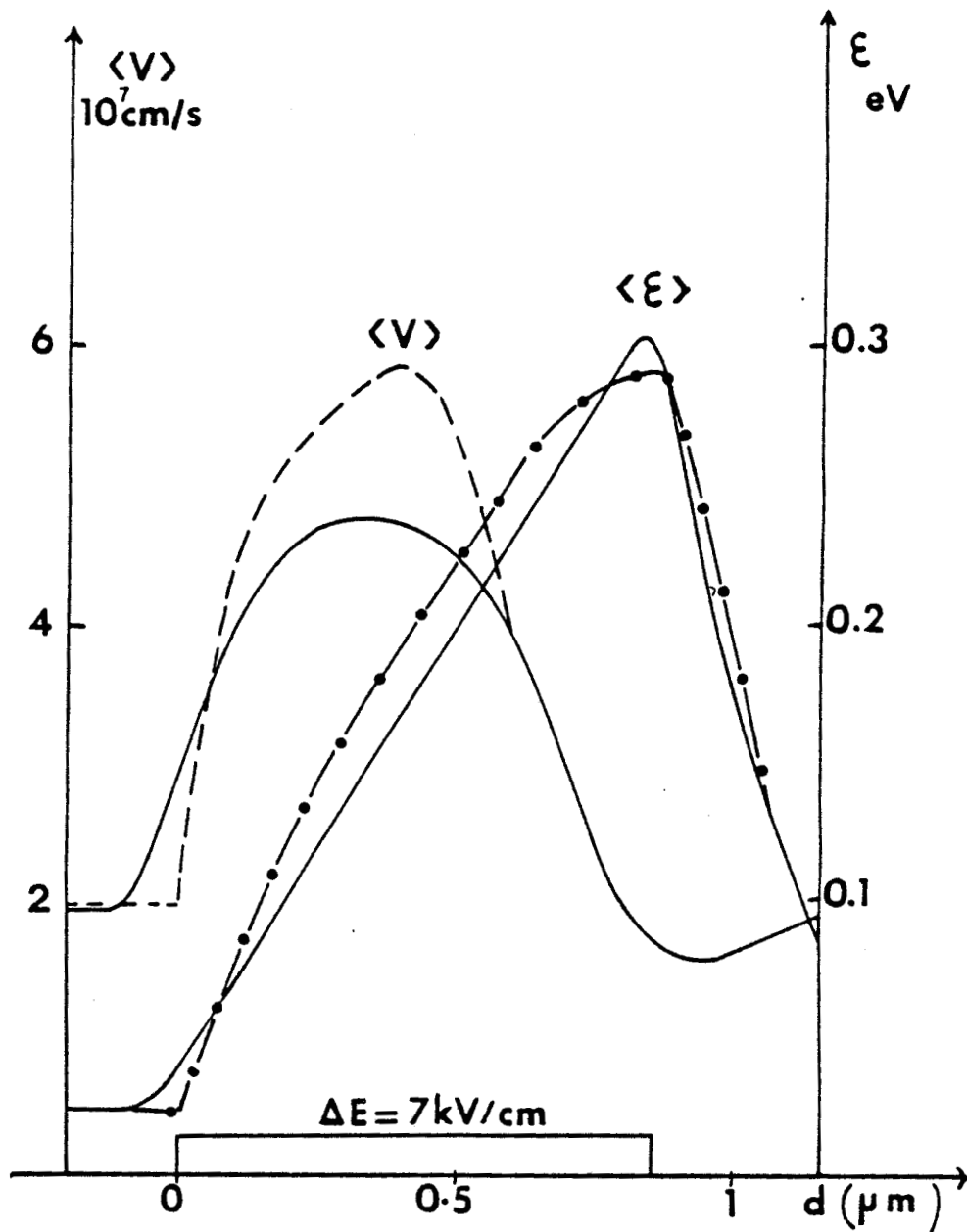


Fig. I₁₀

Comparaison entre les résultats obtenus dans le cas d'un échelon spatial du champ électrique (trait plein) avec ceux obtenus dans le cas d'un échelon temporel de champ électrique (trait pointillés).

Profils de vitesse et d'énergie moyenne des électrons dans la structure.

Le champ électrique est également reporté sur la figure.

De même que pour la figure 7, les résultats obtenus à partir de l'étude en fonction du temps sont tracés en fonction de la distance en utilisant la relation

$$d \int_0^t \langle v(t') \rangle dt'$$



obtenues dans le cas d'une configuration temporelle. Dans ce cas de survitesse, la variation spatiale de la vitesse $\langle v \rangle$ et donc, de la concentration de porteurs (en régime stationnaire, le produit nv est constant) sont petites, et en conséquence les effets de diffusion sont presque négligeables. De plus, on peut remarquer que tout au long du trajet effectué par les porteurs, la vitesse augmente, et la concentration de porteurs décroît. La vitesse de diffusion s'ajoute alors à la vitesse dû au champ électrique.

Un autre phénomène très important qui influe sur le comportement spatial des électrons est la charge d'espace. La résolution de l'équation de Poisson n'a pas été jusqu'ici prise en compte dans les calculs, afin de se rapprocher le plus possible des conditions "temporelles", et de voir ainsi l'influence des divers mécanismes mis en jeu dans le comportement d'un composant submicronique. L'introduction de la résolution de l'équation de Poisson nous amène maintenant à la modélisation de composants réels, bien que toujours unidimensionnels. Cette étude, ouvrant des possibilités très vastes fera l'objet des chapitres suivants.

Le premier aura pour but d'étudier un composant "classique", mettant en oeuvre dans l'arseniure de gallium les avantages du processus de survitesse. Le second étudiera les possibilités d'utiliser l'effet balistique dans un composant submicronique.

B I B L I O G R A P H I E

CHAPITRE I

- [1] M.A. LITTLEJOHN, J.R. HAUSER, T.H. GLISSON
J. Appl. Phys. 43, 4587 (1977)

- [2] a) J. ZIMMERMANN, Thèse d'état, Lille (1980)
b) J. ZIMMERMANN, Y. LEROY, E. CONSTANT
J. Appl. Phys., 49, 3378, (1978)

- [3] A. KASZYNSKI, Thèse de Docteur Ingénieur, Lille (1979)

- [4] H. BROOKS, Advan. Electron. Electron Phys. 7, 85, (1955)
C. HERRING, non publié, voir à
M. CUEVAS, Phys. Rev. 164, 1025, (1967)

- [5] K. HESS
IEEE Trans Electron Devices. ED28 n°8 (1981)

- [6] L.F. EASTMAN
Festkörperprobleme XXII (1982)

- [7] A. GHIS, E. CONSTANT, B. BOITTIAUX
J. Appl. Phys. 54, 214, (1983)

- [8] S.L. TEITEL, J.W. WILKINS
IEEE Trans Electron Devices ED30 n°2 (1983)

- [9] J.G. RUCH
IEEE Trans Electron Devices ED19 n°5 (1972)

- [10] M.S. SHUR
IEEE Trans Electron Device ED (1980)

- [11] M.S. SHUR
Electron. Lett. 12, 615, (1976)

- [12] J.P. NOUGIER, J.C. VAISSIERE, D. GASQUET, J. ZIMMERMAN, E. CONSTANT.
J. Appl. Phys. 1980

- [13] D.K. FERRY, J.R. BARKER, H.L. GRUBIN
IEEE Trans Electron Device ED28 n°8 (1981)

- [14] D.K. FERRY
3rd International conference on Hot Carriers in Semiconductors. Montpellier
(FRANCE).
Journal de Physique, FASC.10 §1981)

- [15] J. TANG, K. HESS.
IEEE Trans. Electron Device ED29 n°12 (1982)

- [16] H.L. GRUBIN
Physics of non linear Transport in Semiconductor
Plenum New York 1980

- [17] R.J. TREW, R. SULTAN, J.R. HAUSER, M.A. LITTLEJOHN
Workshop of Submicron Devices
University of Illinois. Urbana 1982

- [18] D.K. FERRY, J. ZIMMERMAN, P. LUGLI, H. GRUBIN
IEEE Electron Device Letters. EDL2 n°9 (1981)

CHAPITRE II

PHENOMENES DE SURVITESSE DANS UN COMPOSANT
CLASSIQUE DE STRUCTURE N I N

I. INTRODUCTION

Nous avons, dans le chapitre précédent, mis en évidence deux procédés permettant d'exhalter la vitesse des porteurs dans un semiconducteur : l'effet dit balistique, où après une accélération initiale très importante mais très courte les porteurs se déplacent très rapidement en l'absence de champ électrique, et l'effet dit de survitesse, où les électrons effectuent tout leur parcours sous l'action du champ électrique subissant constamment une faible accélération.

Dans ce chapitre, nous nous proposons d'étudier plus précisément le phénomène de survitesse, non plus dans un semiconducteur en volume, mais dans un composant submicronique, après avoir justifié le choix du composant étudié et des conditions de fonctionnement, nous présentons et analysons les résultats obtenus concernant non seulement le régime de survitesse, mais aussi la caractéristique $I(V)$ du composant.

Il apparaît intéressant de trouver une confirmation expérimentale de ce phénomène. C'est pourquoi nous proposons une méthode basée sur l'influence d'un champ magnétique sur la caractéristique $I(V)$. La deuxième partie de ce chapitre est ainsi consacrée à une étude préliminaire de cet effet sur un composant, d'abord par une approche théorique, après avoir adapté l'outil Monte Carlo au cas d'un champ magnétique supplémentaire, puis par un début de confirmation expérimentale que nous n'avons encore pu faire que sur des composants de dimension supérieure au micron.

Enfin dans la dernière partie de ce chapitre, nous illustrons les possibilités de la simulation Monte Carlo sur le plan de l'étude des composants submicroniques, toujours en prenant à titre d'exemple une structure NIN. Nous dévelop-

pons ainsi une méthode d'évaluation des impédances hyperfréquences et des caractéristiques du bruit dans un composant unidimensionnel.

II. MISE EN EVIDENCE PAR MONTE CARLO DU PHENOMENE DE SURVITESSE DANS UN COMPOSANT

a) Choix du composant.

L'étude menée dans le chapitre précédent (figure I₅) nous amène à choisir, pour la zone active du composant à définir, de l'Arseniure de Gallium non dopé, et un fonctionnement à 77°K. Nous espérons ainsi profiter des vitesses les plus élevées possible.

Par ailleurs, pour obtenir un courant dans la zone intrinsèque, il faut qu'une injection de porteurs dans cette zone puisse se produire. C'est pourquoi nous devons encadrer la zone active par deux "réservoirs" d'électrons constitués d'Arseniure de Gallium, de concentration en impuretés de type N.

L'inconvénient de ces zones N⁺ est qu'elles impliquent la présence de deux homojonctions N⁺I, l'une polarisée en direct, l'autre polarisée en inverse. La hauteur de la barrière de potentiel de ces jonctions augmente avec le dopage des zones N⁺ [1]. Pour observer des phénomènes aussi clairs que possible au niveau de la zone intrinsèque, il faut diminuer l'influence de ces jonctions, et donc ne pas trop augmenter la concentration en impuretés dans les zones N⁺. Une concentration de $5 \cdot 10^{16}$ at/cm³ a finalement été retenue. Pour les mêmes raisons, la zone active doit être largement supérieure à la longueur de Debye, c'est pourquoi nous avons choisi une longueur de 0,5 μm (0,48 μm). On peut aussi remarquer que pour cette longueur, les vitesses moyennes réalisables sont de même importance en régime de survitesse ou en régime balistique (figure I₆).

Au cours du premier chapitre, nous avons envisagé le régime de survitesse dans le cas d'un champ électrique constant appliqué aux électrons. La réalité dans un composant est différente : le champ augmente toujours dans la zone active de la cathode vers l'anode. Cette configuration de champ permet quand même d'il-

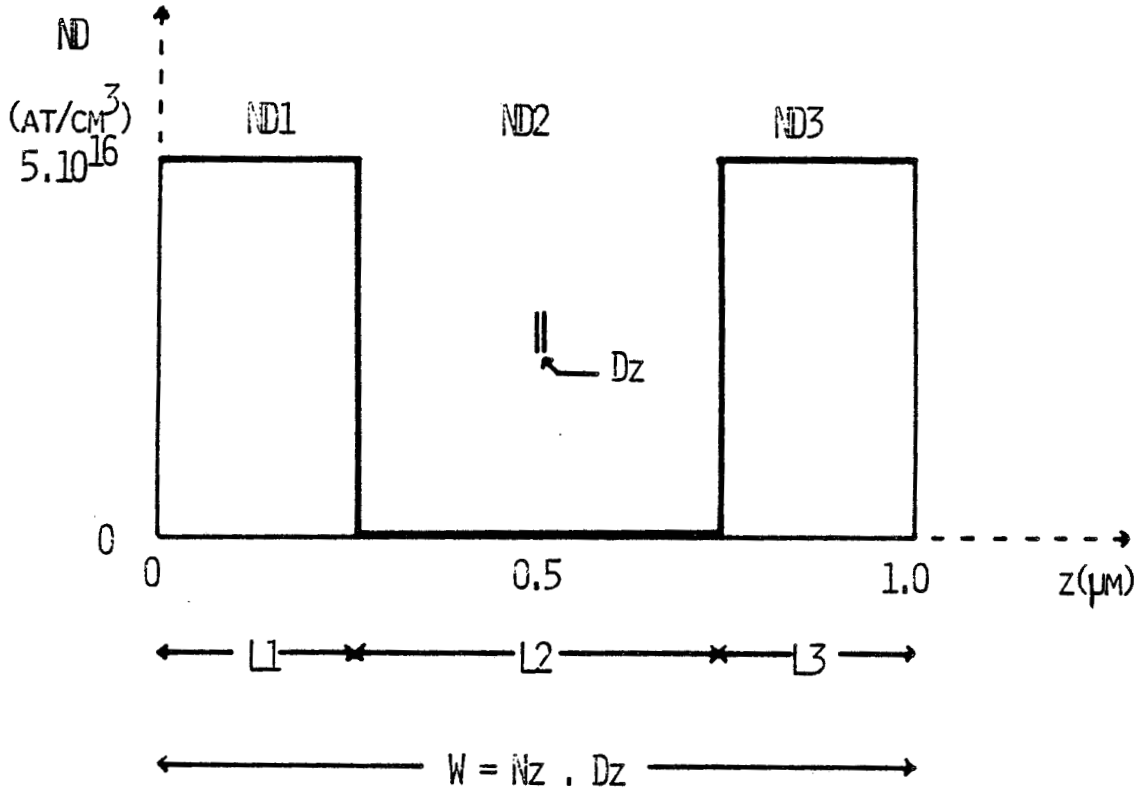


Fig. II₁ :

Profil de concentration en impuretes ionisees de l'echantillon
etudie dans le chapitre II.

$$ND1 = ND3 = 5.10^{16} \text{ at/cm}^3 \quad \text{---} \quad ND2 = 0.$$

$$L1 = L3 = 0.26 \mu\text{m} \quad \text{---} \quad L2 = 0.48 \mu\text{m}$$

$$Dz = 0.01 \mu\text{m}$$

$$Nz = 100$$

$$W = L1 + L2 + L3 = 100 \cdot Dz = 1.0 \mu\text{m}$$

1040 electrons simules dans la structure.

$$\text{Surface equivalente } S = 4.10^{-10} \text{ cm}^2$$



lustrer un régime de survitesse, car l'accélération communiquée aux électrons est suffisamment faible pour ne pas les échauffer brutalement.

Le composant unidimensionnel modélisé est représenté figure II₁.

b) Méthodes de calcul.

- surface de l'échantillon.

La simulation porte sur un millier d'électrons. La surface équivalente peut s'en déduire facilement compte tenu de la neutralité globale du composant. On a en effet

$$S = \frac{\text{nombre d'électrons simulés par Monte Carlo}}{N_{D1} L_1 + N_{D2} L_2 + N_{D3} L_3} \quad (1)$$
$$= 4.10^{-10} \text{ cm}^2$$

en utilisant les notations explicitées figure II₁.

- conditions de réinjection.

Chacun des électrons simulés évolue dans la structure sous l'action du champ électrique et des interactions avec le réseau. Si sa trajectoire le conduit à franchir une des limites du composant, il est immédiatement réinjecté à l'autre extrémité avec l'énergie minimale qui puisse assurer la continuité du courant. C'est-à-dire que pour minimiser l'énergie cinétique, seule la composante du vecteur d'onde dirigée suivant l'axe du champ est conservée, la composante dans le plan transversal étant annulée, et pour minimiser l'énergie potentielle, le porteur est toujours réinjecté en vallée Γ .

- calcul du champ électrique.

Le champ électrique dans la structure est recalculé à chaque pas sur le temps dt en fonction de la position, à la fin du dt précédent, de chacun des électrons simulés, par la résolution de l'équation de Poisson.

$$\epsilon \frac{dE(z)}{dz} = q (n(z) - N_D(z)) \quad (2)$$

où ϵ est la permittivité diélectrique

$E(z)$ est le champ électrique en z

q est la charge de l'électron considérée positive dans tous nos calculs

$n(z)$ est la concentration de porteurs en z

$N_D(z)$ est la concentration en impuretés en z .

En considérant que la longueur W du composant est divisée en NZ longueurs élémentaires de dimension dz , on peut définir pour chacune de ces longueurs ou "cases", repérée par l'indice i (i entre 1 et NZ), les grandeurs suivantes :

- N_{Di} : dopage en impuretés de la case i supposé constant sur la longueur de la case
- n_i : nombre d'électrons simulés qui se trouvent dans la case i .
- E_i : le champ électrique régnant à la limite entre la case i et la case $i+1$. Le champ électrique agissant sur les n_i porteurs est le champ moyen dans la case i c'est-à-dire $\frac{(E_{i-1} + E_i)}{2}$. Le champ régnant en $z = 0$ sera noté E_0 .

En utilisant ces notations nous pouvons écrire l'équation (2) sous forme discrétisée

$$E_i = E_{i-1} + \frac{q}{\epsilon S} (n_i - dz S N_{Di}) \quad (3)$$

ce qui donne

$$E_i = E_o + \sum_{j=1}^i \frac{q}{\epsilon S} (n_j - dz S N_{Dj}) \quad (4)$$

Le champ E_o est connu du fait que l'on impose une tension V aux bornes du composant. C'est-à-dire

$$V = \frac{1}{2} E_o + \sum_{i=1}^{NZ-1} E_i + \frac{1}{2} E_{NZ} \quad (5)$$

Compte tenu de la neutralité globale du composant, on a toujours

$$E_o = E_{NZ} \quad (6)$$

Ce qui donne

$$V = NZ E_o + \frac{q}{\epsilon S} \sum_{i=1}^{NZ-1} \sum_{j=1}^i (n_j - dz s N_{Dj}) \quad (7)$$

- calcul du courant.

Le calcul du courant dans l'échantillon peut être effectué à partir du flux d'électrons aux limites du composant. Mais en raison du faible nombre d'électrons simulés, cette méthode donne des résultats statistiquement très fluctuants, et pour obtenir une valeur moyenne du courant qui soit significative, il est nécessaire de poursuivre l'étude sur un intervalle de temps considérable.

Par contre, en se basant sur la continuité du courant dans la structure, on peut appliquer la formule de Ramo Shockley entre les deux surfaces equipotentielleles que constituent les limites du composant en $z = 0$ et $z = W$. Le courant dans la structure a alors pour expression

$$I = \frac{q}{W} \sum_e v_z \quad (8)$$

où $\sum_e v_z$ est la somme des vitesses selon l'axe Oz de tous les électrons se trouvant dans la structure, c'est-à-dire de tous les électrons simulés par Monte Carlo.

En pratique, tous les courants seront exprimés rapportés à la surface S de de l'échantillon c'est-à-dire en densité de courant (A/cm²), et moyennés en général sur un temps de 5 ps en régime stationnaire.

c) Etude du composant polarisé à 0,5 volts.

Nous présentons figure II₂ l'évolution selon l'axe Oz de l'ensemble des grandeurs caractéristiques du comportement du composant lorsqu'une tension de polarisation de 0,5 volts est imposée à ses bornes.

En figure II_{2a} est représentée la répartition de la population électronique le long du composant [2]. On remarque que la concentration moyenne en zone active est de $2 \cdot 10^{15}$ e/cm³. L'établissement du champ électrique (figure II_{2b}) a nécessité l'injection d'un certain nombre de porteurs dans la zone intrinsèque.

La vitesse moyenne des porteurs selon leur position dans la structure est reportée figure II_{2c}. La comparaison avec la répartition des porteurs (fig. II_{2a}) confirme qu'en tout point du composant le produit $\langle n \rangle \langle v \rangle$ demeure constant, aux fluctuations statistiques près, ce qui traduit bien la continuité du courant dans l'échantillon.

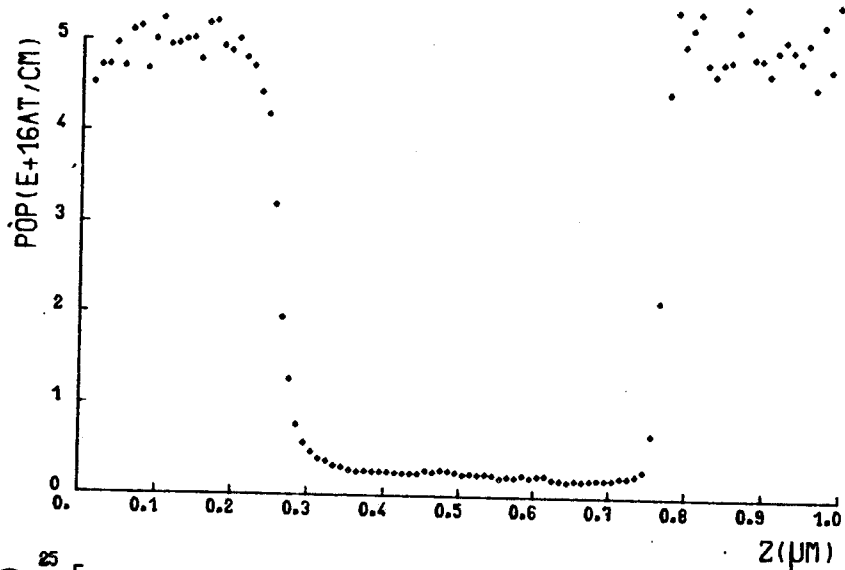
Pour bien comprendre l'évolution de la vitesse des électrons au cours de leur transit dans le composant, il faut analyser ces résultats en considérant

$T = 77K$ - $DT = 0.01PS$ - $DZ = 0.01\mu m$
 ZONE ASGA DE $0.26\mu m$ DOPEE N^+ ($5.E+16AT/CM^3$)
 ZONE ASGA DE $0.48\mu m$ INTRINSEQUE
 ZONE ASGA DE $0.26\mu m$ DOPEE N^+ ($5.E+16AT/CM^3$)

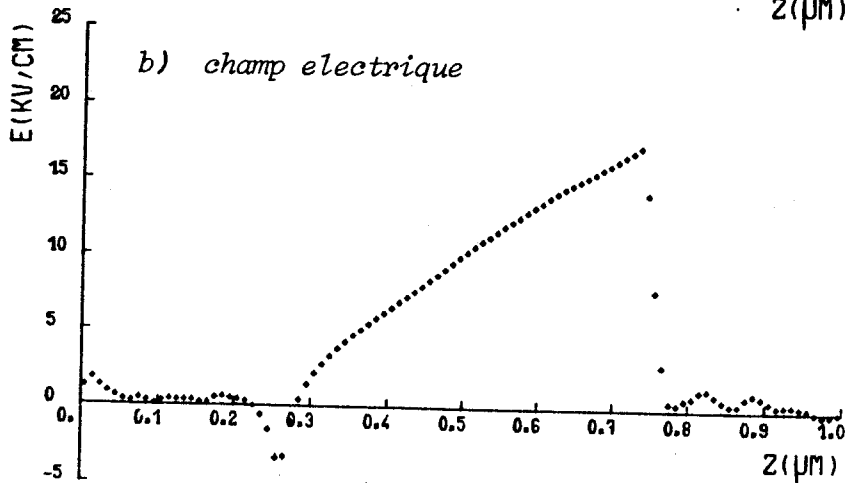
Fig. II₂

POLARISATION 0.5 VOLTS
 $J = 1.6E+4A/CM^2$

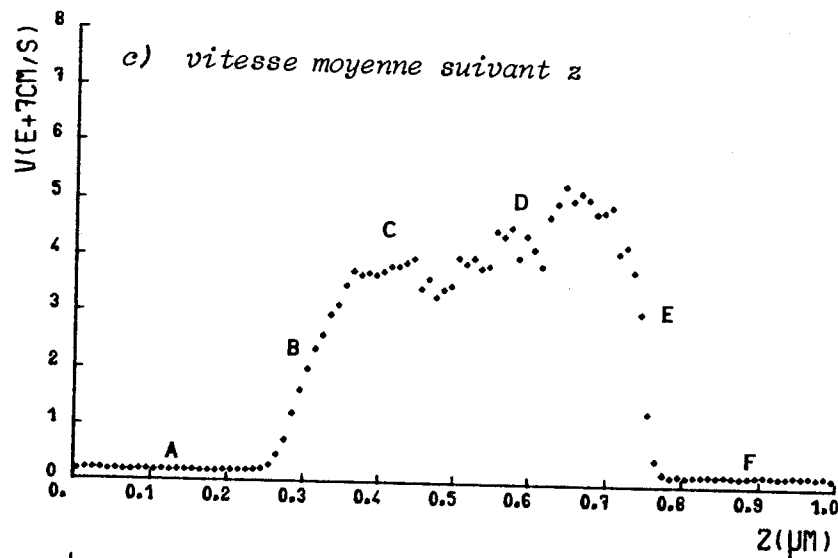
a) repartition des porteurs



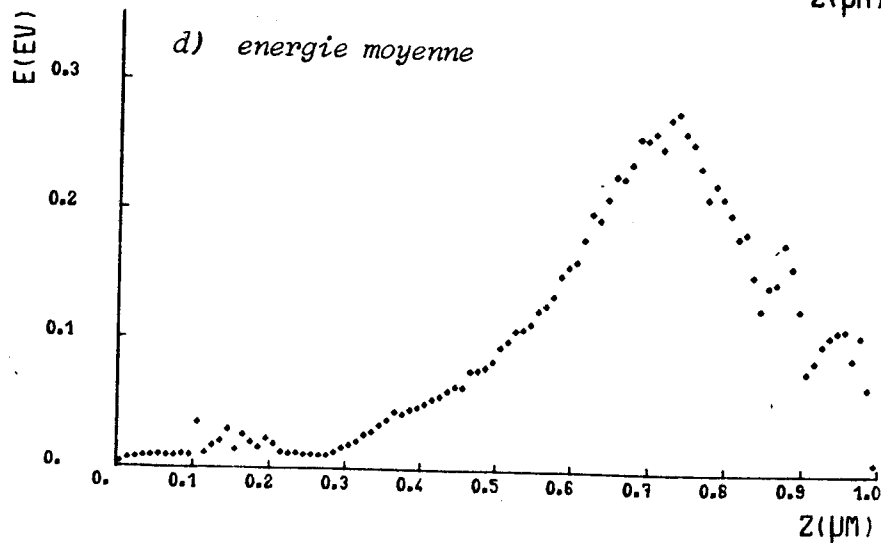
b) champ electrique



c) vitesse moyenne suivant z



d) energie moyenne



simultanément l'évolution du champ électrique (figure II_{2b}) et celle de l'énergie moyenne du porteur au cours de son transit (figure II_{2d}). Dans cette analyse, nous distinguerons successivement différentes zones dans la structure semiconductrice, repérées schématiquement figure II_{2c}.

En zone A, fortement dopée, le champ électrique est négligeable, les porteurs ont une vitesse très faible.

Au début de la zone active, en zone B, les porteurs se trouvent "piégés" dans la zone où règne un champ électrique négatif. (Il faut rappeler que nous considérons que la charge des porteurs est de signe positif). Compte tenu des effets de charge d'espace et de diffusion, les porteurs se déplacent cependant lentement vers des zones où le champ prend des valeurs positives, l'accumulation électronique diminue d'importance et les porteurs prennent de la vitesse sous l'effet du champ électrique. L'énergie des porteurs étant encore très faible, inférieure à l'énergie du phonon optique polaire, le taux d'interactions reste petit et la vitesse des électrons croît très rapidement (figure I₁). Il se produit un premier phénomène de survitesse qui correspond à l'état 1 décrit au chapitre I.

L'énergie augmente cependant rapidement, et au niveau de la zone C, elle atteint des valeurs permettant l'émission de phonons optiques. Le taux d'interactions augmente alors brutalement (figure I₁), et la vitesse des électrons cesse aussitôt de croître.

Le champ électrique augmente cependant encore, et son action devient prépondérante, au niveau de la zone D, puisque le taux d'interactions reste alors constant tant que l'énergie est inférieure au gap intervallée. Il en résulte une

nouvelle augmentation de la vitesse des porteurs, et un deuxième phénomène de survitesse qui correspond à l'état 2 décrit au chapitre I (figure I₁).

En zone E, l'accumulation progressive des électrons, la diminution de la vitesse et du champ électrique traduisent l'influence de la diffusion due à l'homojonction d'anode.

Dans la zone F, fortement dopée, les électrons, nombreux, se déplacent lentement sous l'action de faibles champs électriques. Seule leur énergie moyenne n'est pas encore revenue à la valeur de l'énergie thermique, car le temps de relaxation τ_E de l'énergie est beaucoup plus important que celui de la vitesse.

Il faut noter (fig II_{2d}) qu'à la fin de la zone active, l'énergie moyenne des porteurs est proche de l'énergie de 0,3 eV au-delà de laquelle les transferts intervallés deviennent fréquents. La vitesse moyenne locale que l'on obtient alors est de $6 \cdot 10^7$ cm/s, et la vitesse moyenne effectuée par les électrons au cours de leur transit en zone active est environ $3 \cdot 10^7$ cm/s. Les résultats présentés chapitre I (figure I₅) et qui ne tenaient pas compte des non-uniformités spatiales donnaient, sur une longueur de 0,5 μ m, une vitesse moyenne maximale voisine de $5 \cdot 10^7$ cm/s, c'est-à-dire sensiblement plus importante que celle obtenue dans le composant réel [3].

Néanmoins, l'étude effective sur un composant réel NIN nous a permis de confirmer la possibilité de réaliser dans une structure classique le phénomène de survitesse [4] [5]. En particulier, il nous a été possible d'illustrer les deux régimes permettant l'obtention de vitesses importantes à basse température en plaçant les électrons dans le premier cas à la limite de l'émission de phonons optiques, dans le deuxième cas à la limite des transferts intervallés.

d) Etude de la caractéristique I(V).

Le régime de survitesse n'a cependant été mis en évidence que pour une polarisation de 0,5 Volts aux bornes du composant. Pour une polarisation plus faible, l'énergie communiqué aux porteurs par le champ électrique ne sera pas suffisante pour que les vitesses élevées attendues soient atteintes au cours du transit en zone active.

De même, pour une polarisation plus forte aux bornes de la structure, l'énergie critique $\Delta\varepsilon_{\Gamma_L}$ est atteinte avant la fin de la zone active. Sous l'action continue du champ, les porteurs auront alors tendance à transférer en vallée supérieure, perdant ainsi énormément de leur vitesse.

L'évolution spatiale de différentes grandeurs représentant l'état du composant dans de telles circonstances est reporté figure II₃. La tension appliquée au composant est 2 volts, volontairement très supérieure à celle du cas précédemment étudié, de manière à ce que les phénomènes induits soient d'autant mieux mis en évidence.

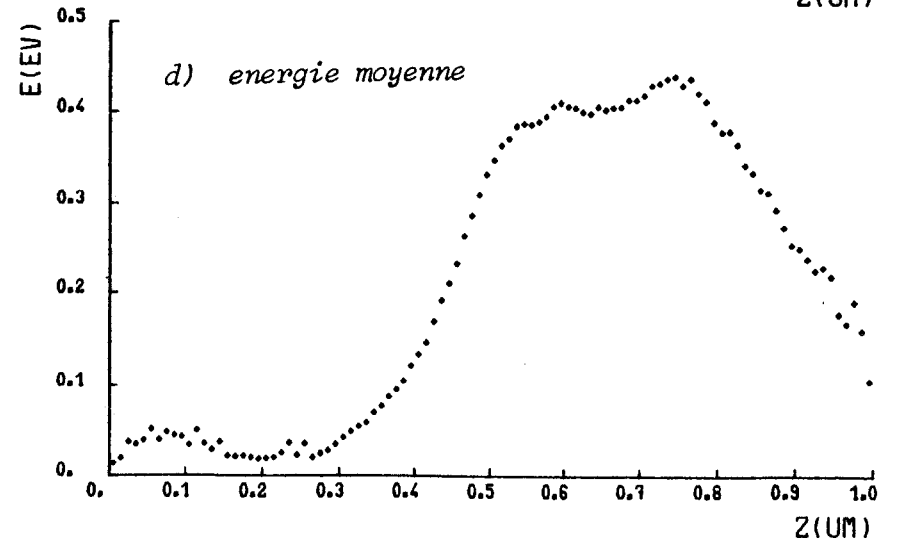
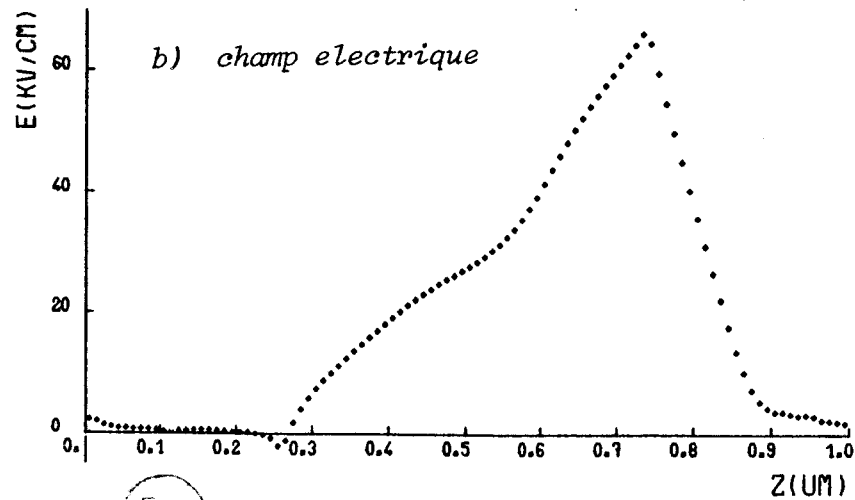
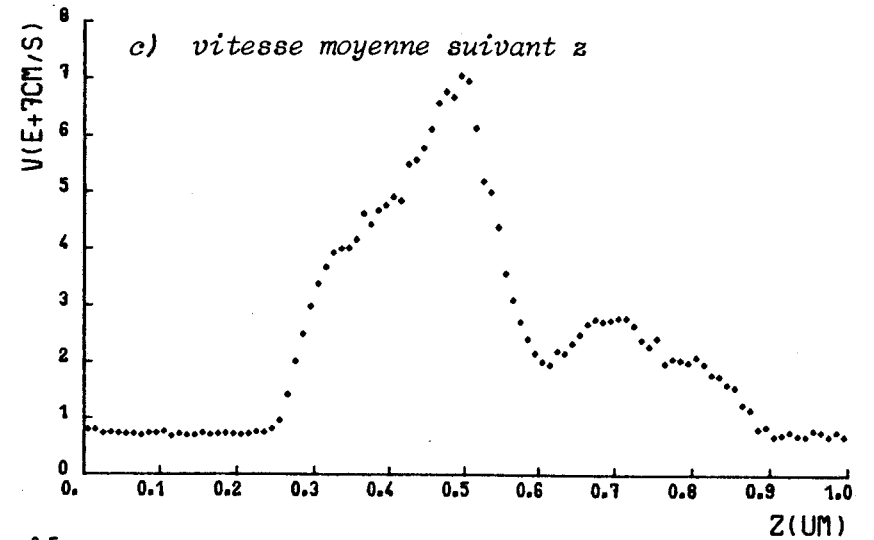
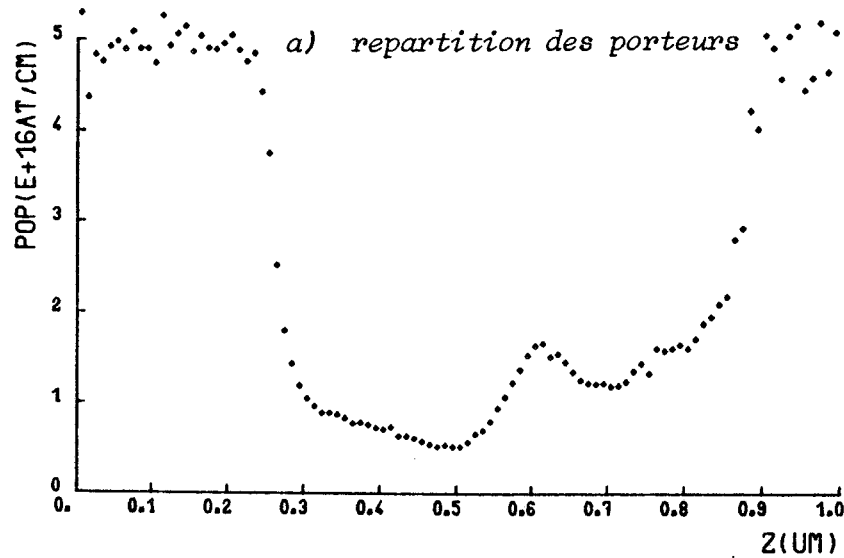
On constate que dès que l'énergie électronique devient supérieure au gap intervallée (figure II_{3d}), la vitesse des électrons diminue rapidement (figure II_{3c}), et les porteurs commencent à s'accumuler au voisinage de l'anode (figure II_{3a}) [6]. On peut alors dire que l'accroissement du courant dans la structure avec la tension de polarisation n'est plus, au delà de 0,5 volts, uniquement du à l'augmentation de la vitesse moyenne des porteurs, mais de plus en plus à une augmentation du taux d'injection, c'est-à-dire du nombre de porteurs contribuant à ce courant dans la zone active.

La caractéristique I(V) à 77°K du composant proposé est donnée figure II₄

$T = 77K$ - $DT = 0.01PS$ - $DZ = 0.01UM$
 ZONE ASGA DE 0.26UM DOPEE N+ ($5.E+16AT/CM3$)
 ZONE ASGA DE 0.48UM INTRINSEQUE
 ZONE ASGA DE 0.26UM DOPEE N+ ($5.E+16AT/CM3$)

Fig. II₃

POLARISATION 2.0 VOLTS
 $J = 5.6E+4A/CM2$



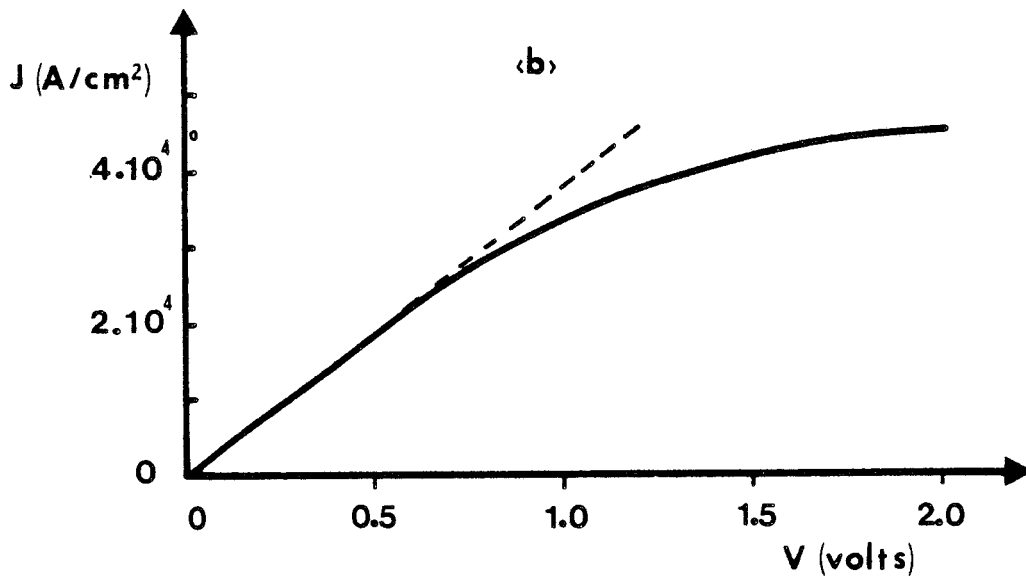
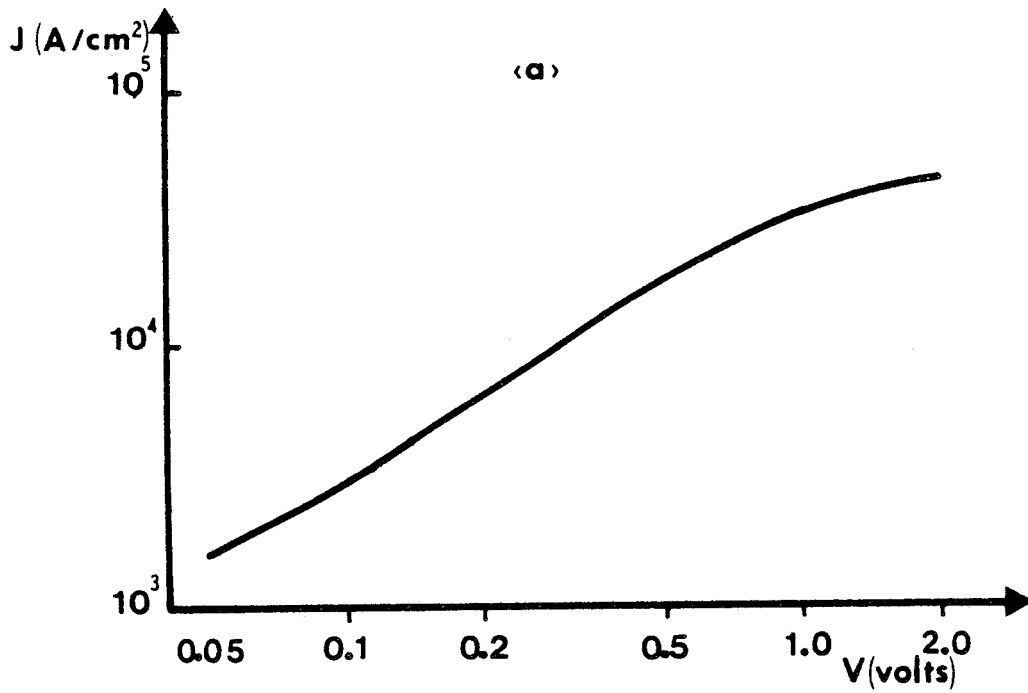


Fig. II₄ :

Densité de courant en fonction de la polarisation aux bornes du composant décrit figure II₁.

- a) coordonnées logarithmiques
- b) coordonnées linéaires

[6], [3]. Dans l'intervalle de tension compris entre 0,05 volts et 0,5 volts, la caractéristique est linéaire, à la précision statistique du calcul Monte Carlo. Elle présente donc une allure fort différente de celle correspondant à un effet balistique pur ($I(V) \propto V^{3/2}$) [6] [7] [8] [9] bien que notre simulation ait fait apparaître un effet de survitesse. Une telle constatation met en évidence la difficulté de détecter un phénomène d'exaltation de vitesse uniquement à partir des caractéristiques $I(V)$.

III. DETECTION DU PHENOMENE DE SURVITESSE A PARTIR DE L'EFFET D'UN CHAMP MAGNETIQUE SUR LE COMPOSANT

Ces dernières années, de nombreuses discussions ont été soulevées par des travaux faisant état d'une détermination expérimentale de la vitesse électronique dans un composant [6], [7], [8], [9], [10], [11]. Il est maintenant généralement bien admis que la mise en évidence de phénomènes de survitesse à partir de la caractéristique $I(V)$ est extrêmement difficile, en particulier pour deux raisons :

- Le courant dans la structure ne dépend pas seulement de la vitesse électronique mais aussi du taux d'injection des porteurs en zone active, qui est difficile à évaluer.

- Les effets liés aux résistances série de contact peuvent être très importants et masquer les phénomènes de transport de la zone active du composant.

Afin de rassembler des informations en complément à celles fournies par la caractéristique $I(V)$ et permettant ainsi de mesurer de l'extérieur la vitesse des électrons, nous proposons de superposer au composant en fonctionnement un champ magnétique transversal.

L'effet principal de ce champ va être de courber les trajectoires des électrons et donc d'augmenter le parcours électronique entre la cathode et l'anode. Il doit en résulter une diminution du courant traversant la structure, qui sera d'autant plus grande que la force magnétique est élevée, donc d'autant plus grande que la vitesse des électrons est importante [12] [13] [14].

L'effet observé doit donc être proportionnel à la vitesse dans la structure. Par ailleurs, lorsqu'il est exprimé en valeur relative, il doit être indépendant du nombre de porteurs injectés en zone active, si ce nombre n'est pas influencé

par le champ magnétique. Ce procédé peut donc constituer un moyen intéressant pour détecter les phénomènes de survitesse dans un composant.

Afin d'étudier le bien-fondé et les possibilités de cette méthode, nous avons, après avoir adapté la simulation Monte Carlo à la prise en compte d'un champ \vec{B} supplémentaire, vérifié l'action d'un tel champ sur les caractéristiques du matériau en volume, et observé comment se produisent alors les phénomènes non stationnaires. Nous avons ensuite étudié son influence sur la caractéristique $I(V)$ d'un composant réel, et analysé ces résultats pour en déduire une possibilité de détection expérimentale de survitesse.

Afin d'obtenir une première vérification expérimentale de notre raisonnement, nous l'avons appliqué au cas d'un composant dont la zone active est longue de 10 μm .

a) méthode de calcul.

La prise en compte dans la simulation d'un champ magnétique supplémentaire nous fait introduire, dans le calcul de la force agissant sur le vecteur d'onde de l'électron pendant son vol libre ; la force magnétique

$$\vec{f} = q \vec{v} \wedge \vec{B} \quad (9)$$

La variation du vecteur \vec{k} pendant la durée dt du vol libre s'écrit

$$d\vec{k} = \frac{q}{\hbar} (\vec{E} + \vec{v} \wedge \vec{B}) dt \quad (10)$$

où \vec{E} est le champ électrique local, \vec{B} le champ magnétique, et \vec{v} la vitesse de l'électron considéré.

Les valeurs des champs magnétiques étudiés varient jusqu'à 3 Tesla. Cette valeur est suffisante pour permettre l'observation d'un effet significatif sur la vitesse des électrons, mais n'entraîne pas de grandes modifications dans la structure de bande du matériau. En effet, les niveaux d'énergie supplémentaires créés par des champs magnétiques inférieures à 3 Tesla ne sont pas décalés de plus de kT (énergie thermique) par rapport aux niveaux propres du matériau. La quantification ne doit donc pas apporter d'effet notable.

b) Influence sur le matériau en volume.

Nous avons tracé figure II₅ les résultats obtenus sur la vitesse stationnaire dans un matériau GaAs en volume, en fonction du champ électrique. On constate que le champ magnétique a une influence d'autant plus importante que le champ électrique est faible et la vitesse élevée. En effet, la trajectoire des électrons est déviée d'un angle α , l'angle de Hall, défini par :

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{vB}{E} \quad (11)$$

Lorsque E est faible, la vitesse v croît très rapidement, l'angle α peut prendre des valeurs très importantes.

Par contre, lorsque le champ électrique devient important, la vitesse est saturée, l'angle de Hall diminue très fortement, et l'action du champ magnétique n'est plus sensible.

En régime de transport non stationnaire, l'effet d'un champ magnétique doit devenir considérable puisque les vitesses réalisées sont très grandes. C'est bien ce que nous constatons figure II₆ et II₇ où sont reportés les résultats de l'étude du régime de survitesse et du régime balistique dans le cas où un champ

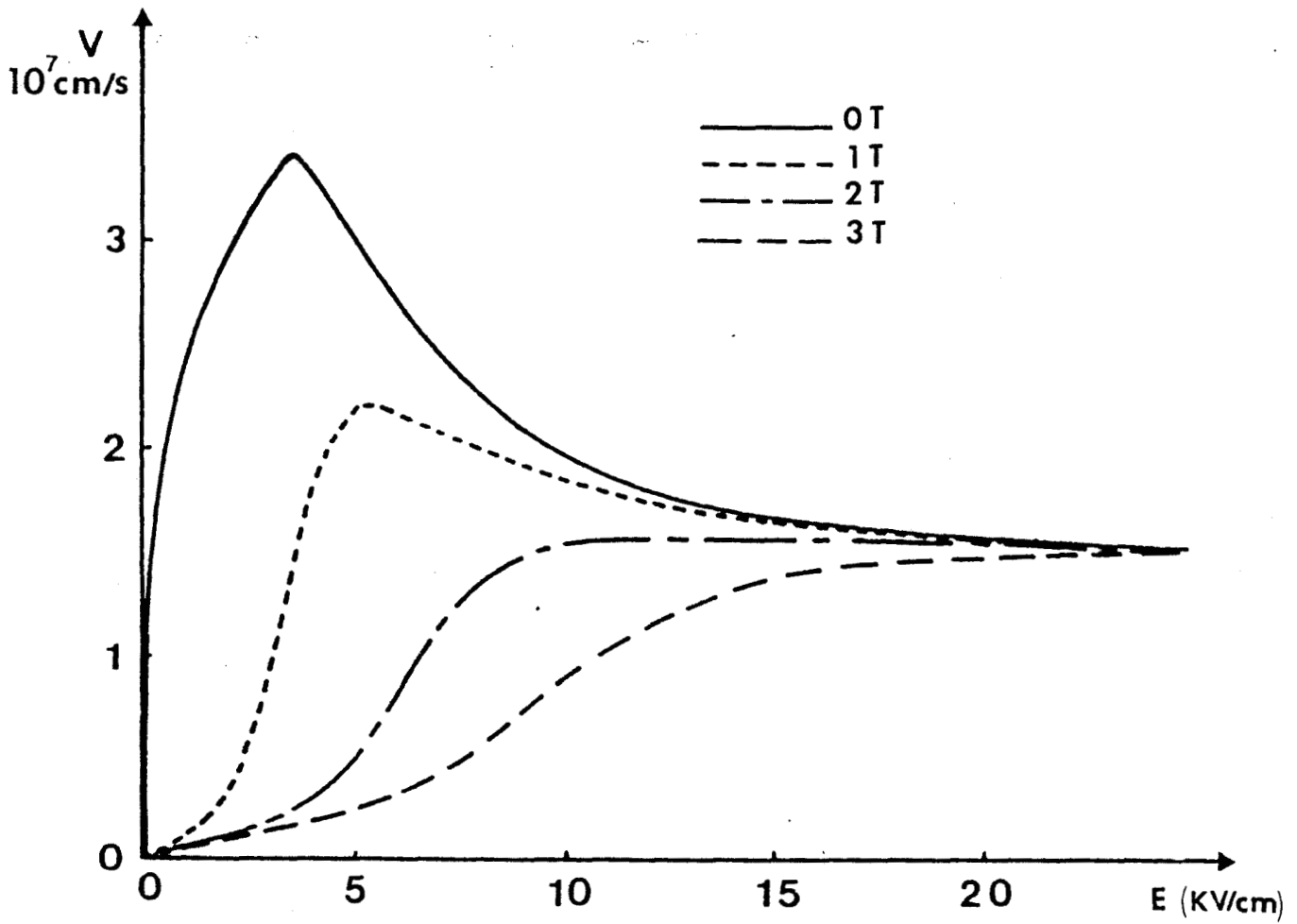


Fig. II₅ :

Vitesse électronique en régime stationnaire dans le matériau GaAs en volume à 77°K, en fonction du champ électrique appliqué, pour différentes valeurs de champ magnétique transversal.



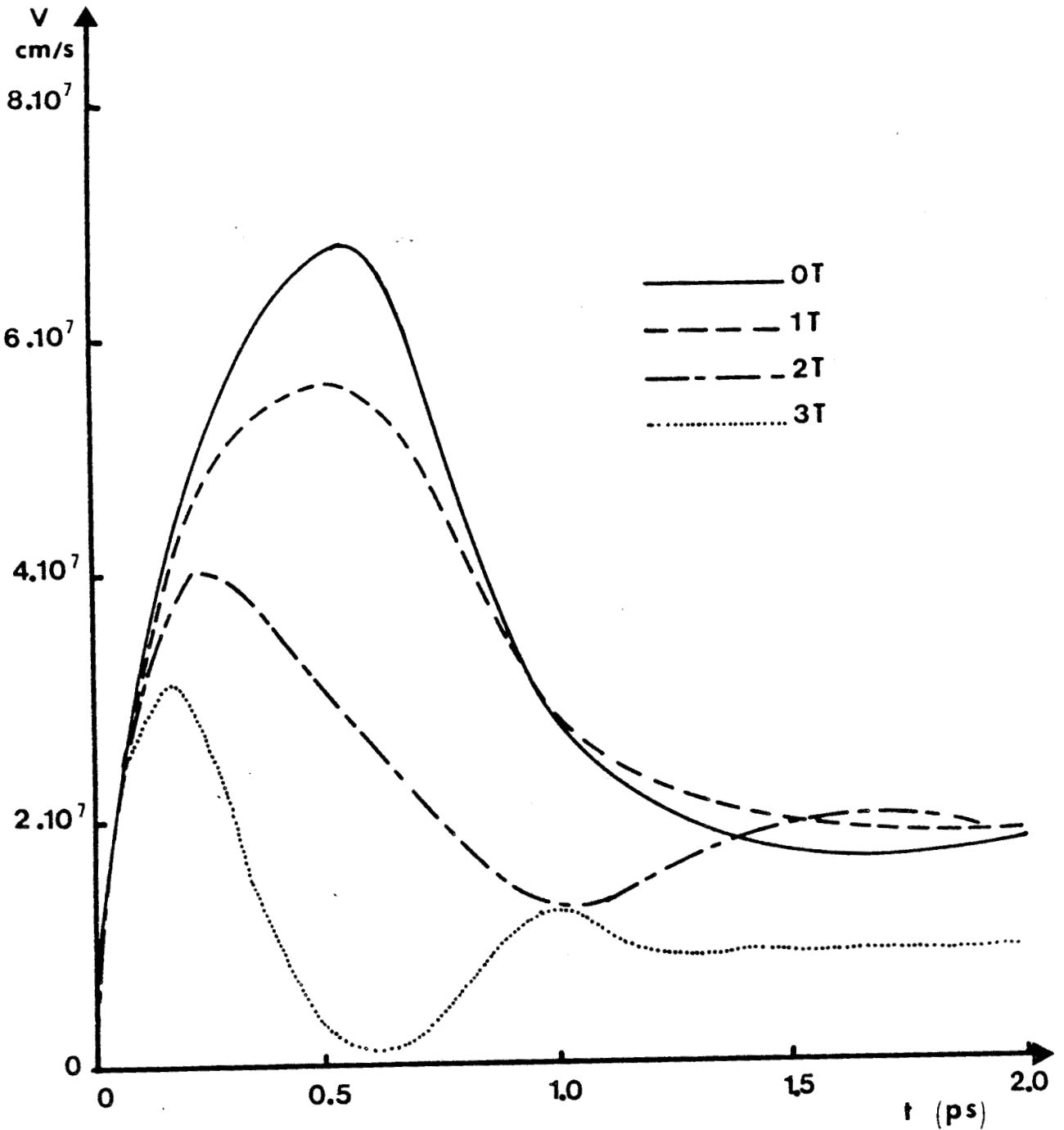


Fig. II₆ :

Vitesse électronique dans le matériau GaAs en volume à 77°K en fonction du temps quand un échelon de champ électrique est appliqué à partir de l'instant $t=0$, pour différentes valeurs de champ magnétique transversal.



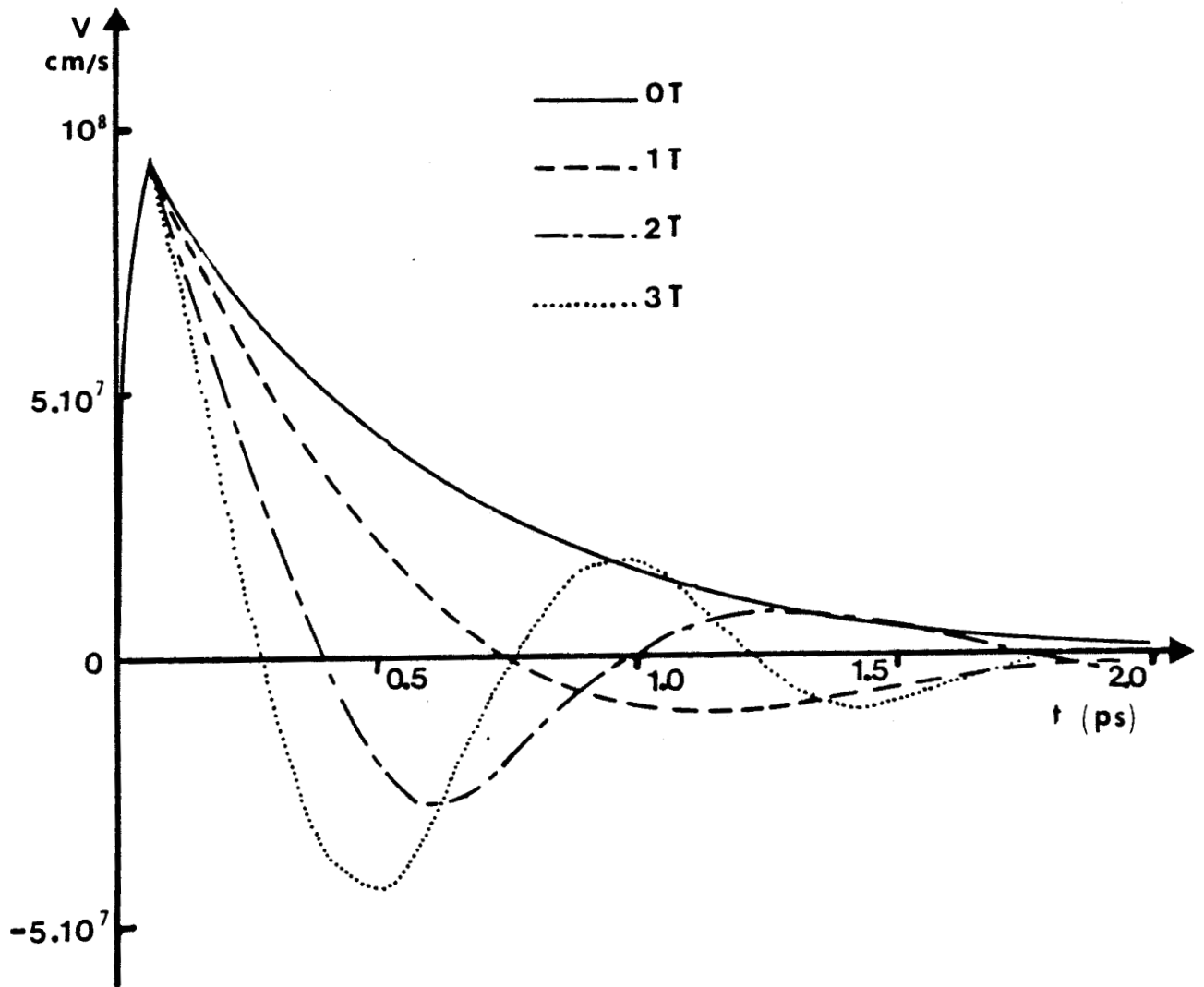


Fig. II₇ :

Vitesse électronique dans le matériau GaAs en volume à 77°K en fonction du temps quand un créneau de champ électrique de 70KV/cm et de durée 0,06ps est appliqué à partir de $t=0$, pour différentes valeurs de champ magnétique transversal.



magnétique est superposé au champ électrique.

c) Influence sur un composant.

Il apparaît donc intéressant d'analyser comment l'effet magnétique se fait sentir dans le composant NIN précédemment étudié. Nous présentons figure II₈ les caractéristiques I(V) de la structure pour différentes valeurs du champ \vec{B} et de la température.

Il s'agit maintenant d'essayer de déceler dans ces caractéristiques comment se modifie la vitesse des électrons qui sont en régime de survitesse.

Il faut tout d'abord vérifier l'hypothèse émise précédemment au sujet de la non-influence du champ magnétique sur le nombre de porteurs injectés dans la zone de transit. La figure II₉ donne l'évolution de ce nombre en fonction de la polarisation, avec et sans champ magnétique. On remarque que le champ magnétique n'a pas d'action sensible sur le nombre de porteurs participant au courant dans la zone active. L'effet du champ \vec{B} observable sur les caractéristique I(V) est donc bien uniquement dû à l'effet du champ magnétique sur la vitesse des électrons dans cette zone. On eput donc écrire

$$\frac{J_{B=0}}{J_{B \neq 0}} \neq \frac{\bar{v}_{B=0}}{\bar{v}_{B \neq 0}} \neq \frac{1}{1 + \bar{\mu}^2 B^2} \quad (12)$$

où \bar{v} et $\bar{\mu} = \frac{\bar{v}}{E}$ peuvent être considérés comme la vitesse et la mobilité moyennes existant dans la zone de transit. Cette relation est bien sûr très approximative. Elle a cependant le mérite de nous permettre de déterminer en fonction de la tension appliquée la mobilité moyenne $\bar{\mu}$ caractérisant le phénomène de transport électronique dans la zone active. L'évolution de $\bar{\mu}$ en fonction du champ électrique moyen dans cette zone $\bar{E} = \frac{V}{l}$ (V est la tension aux bornes et l la longueur de

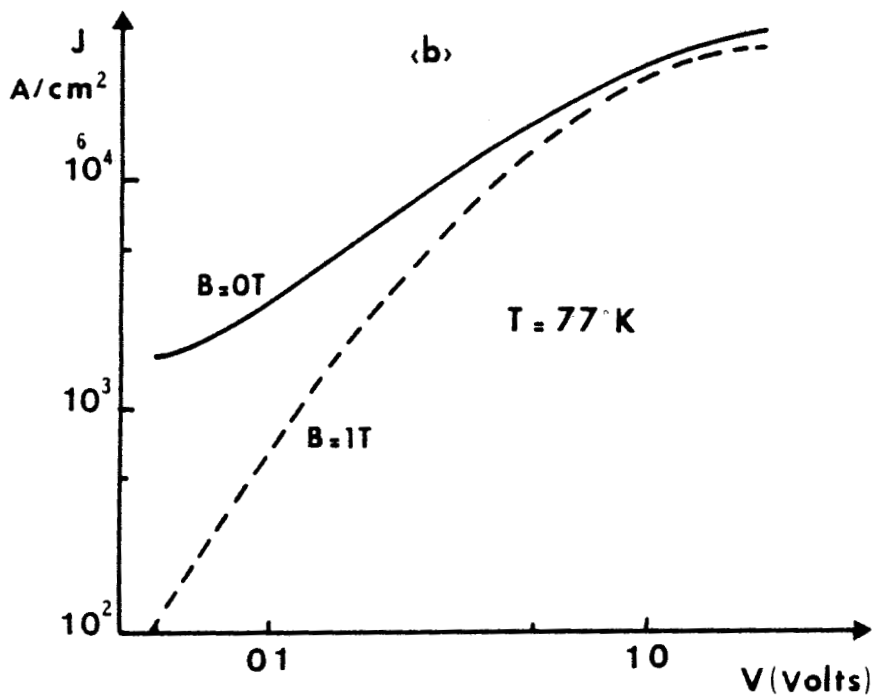
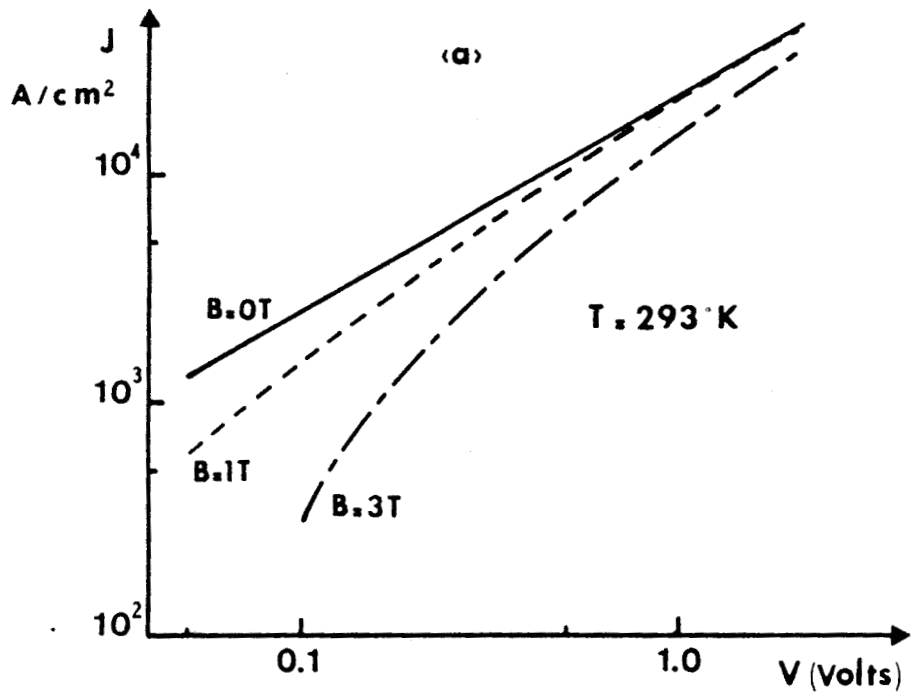


Fig. II₈ :

Densités de courant en fonction de la polarisation aux bornes du composant décrit figure II₁, pour différentes valeurs de champ magnétique transversal.

a) $T = 293^\circ\text{K}$

b) $T = 77^\circ\text{K}$



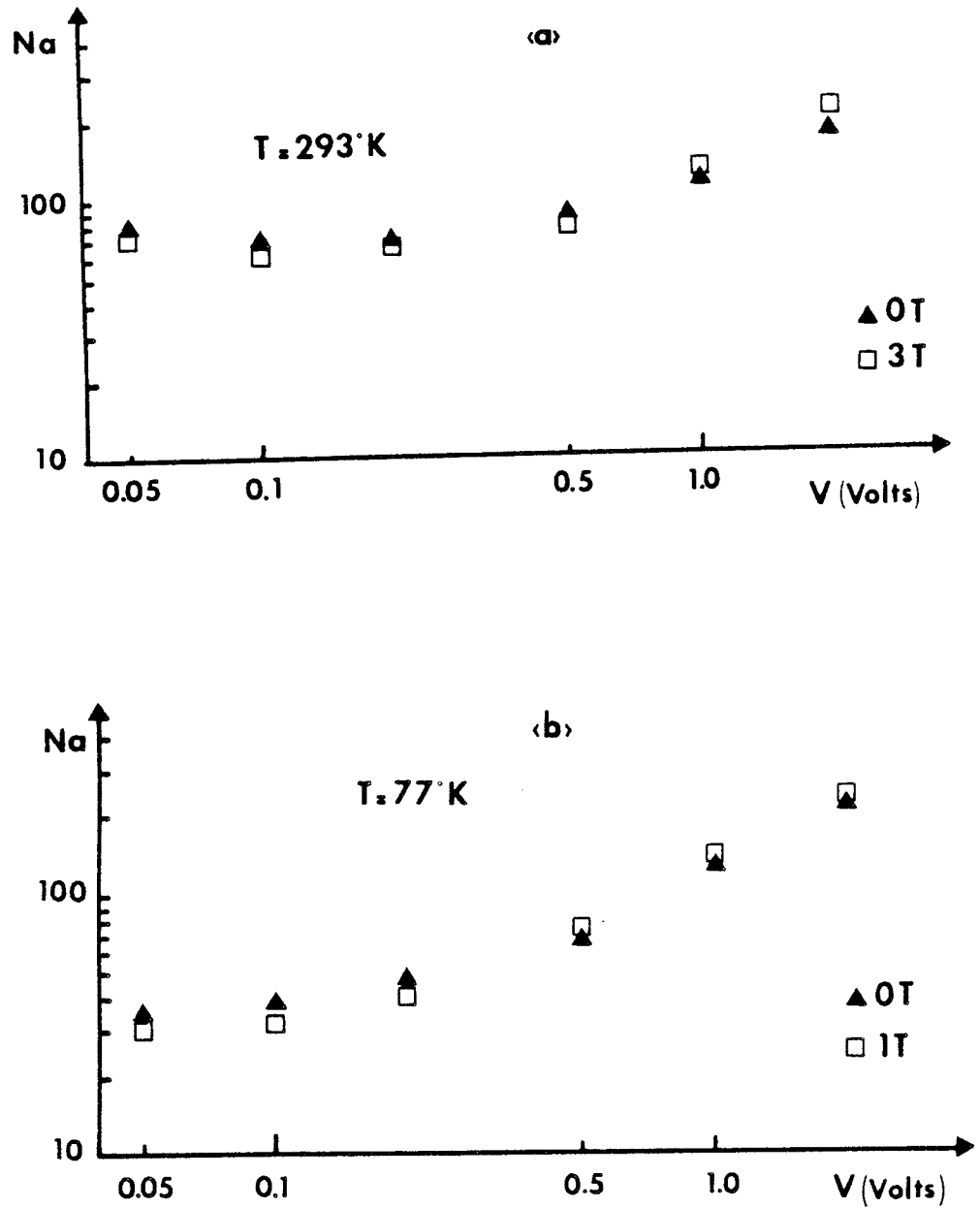


Fig. II₉ :

Evolution du nombre de porteurs (en unités arbitraires) présents en zone active en fonction de la tension de polarisation aux bornes du composant décrit figure II₁, en présence et en l'absence de champ magnétique transversal.

a) $T = 293^\circ K$; $B = 0T$ et $B = 3T$.

b) $T = 77^\circ K$; $B = 0T$ et $B = 1T$.



la zone active) peut être comparée à celle de la mobilité $\mu_{\text{volume}} = \frac{v}{E}$ obtenu dans le volume en régime stationnaire.

Ces comparaisons sont représentés figure II₁₀. On constate que pour E faible, la mobilité moyenne "mesurable" est peu différente de la mobilité en volume, mais qu'il n'en est pas du tout de même en champ électrique élevé où la mobilité mesurable est très supérieure à celle du matériau en volume. Le résultat n'est pas surprenant puisqu'on a vu qu'un phénomène de survitesse se produisait dans le composant. En raison de cet effet non stationnaire, la mobilité des porteurs décroît beaucoup moins rapidement en fonction de E que dans le volume en régime stationnaire.

Cette explication se comprend plus aisément par la comparaison de l'évolution de la vitesse moyenne dans le composant calculée par

$$\bar{v} = \bar{\mu} \bar{E} \quad (13)$$

à celle de la caractéristique $v(E)$ du matériau (figure II₁₁). On constate que pour les champs électriques importants, la vitesse réalisée dans un composant peut être très fortement supérieure à la vitesse stationnaire [15].

La méthode que nous proposons devrait donc permettre de déceler expérimentalement et de façon simple l'occurrence d'un phénomène de survitesse dans un composant.

d) Etude expérimentale.

Une première tentative d'utilisation de cette méthode a été faite sur un composant planar GaAs dont la zone active est longue de 10 μm . En figure II₁₂

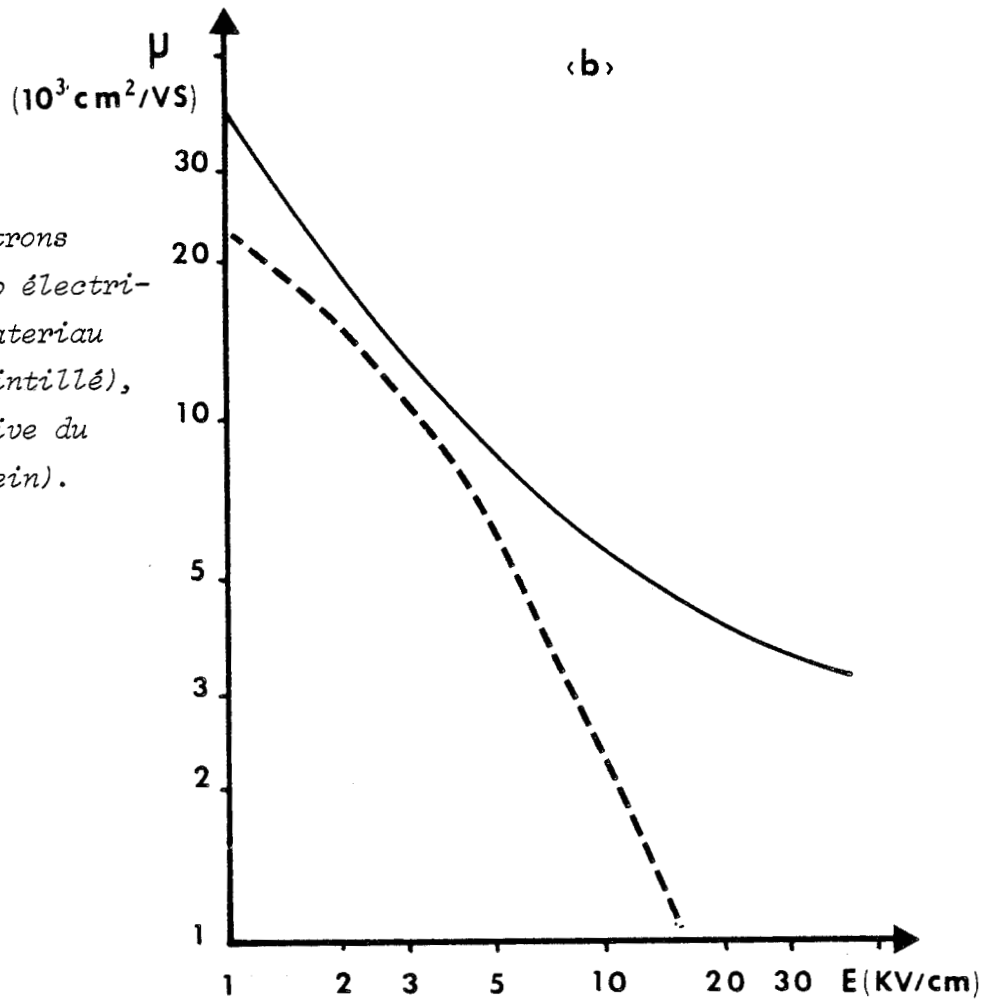
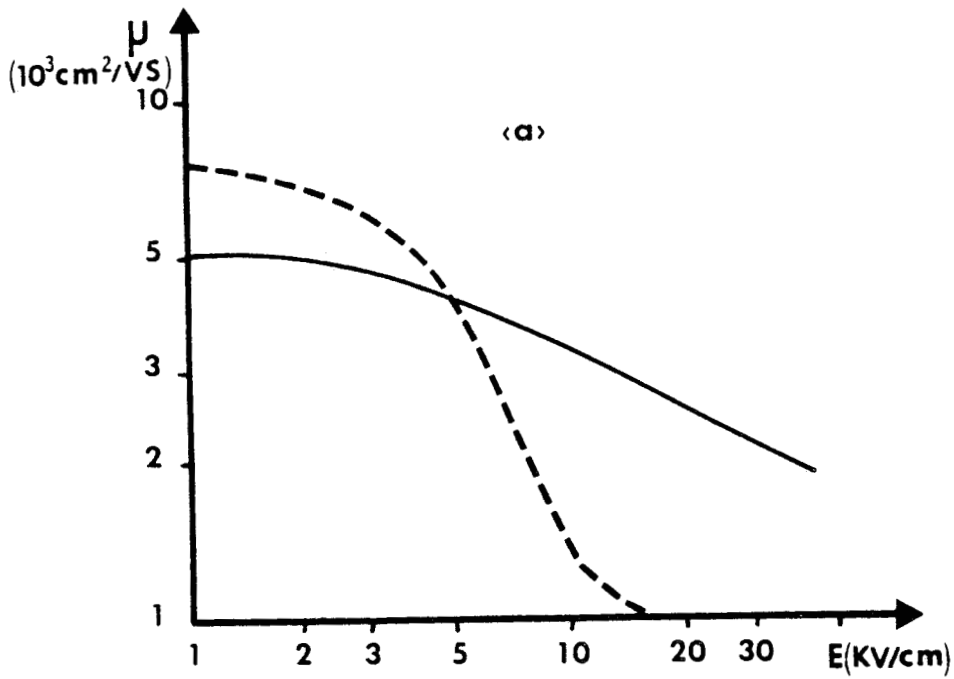


Fig. II₁₀ :
Mobilité des électrons
en fonction du champ électri-
que moyen dans le matériau
en volume (trait pointillé),
et dans la zone active du
composant (trait plein).

a) T = 293°K.

b) T = 77°K.



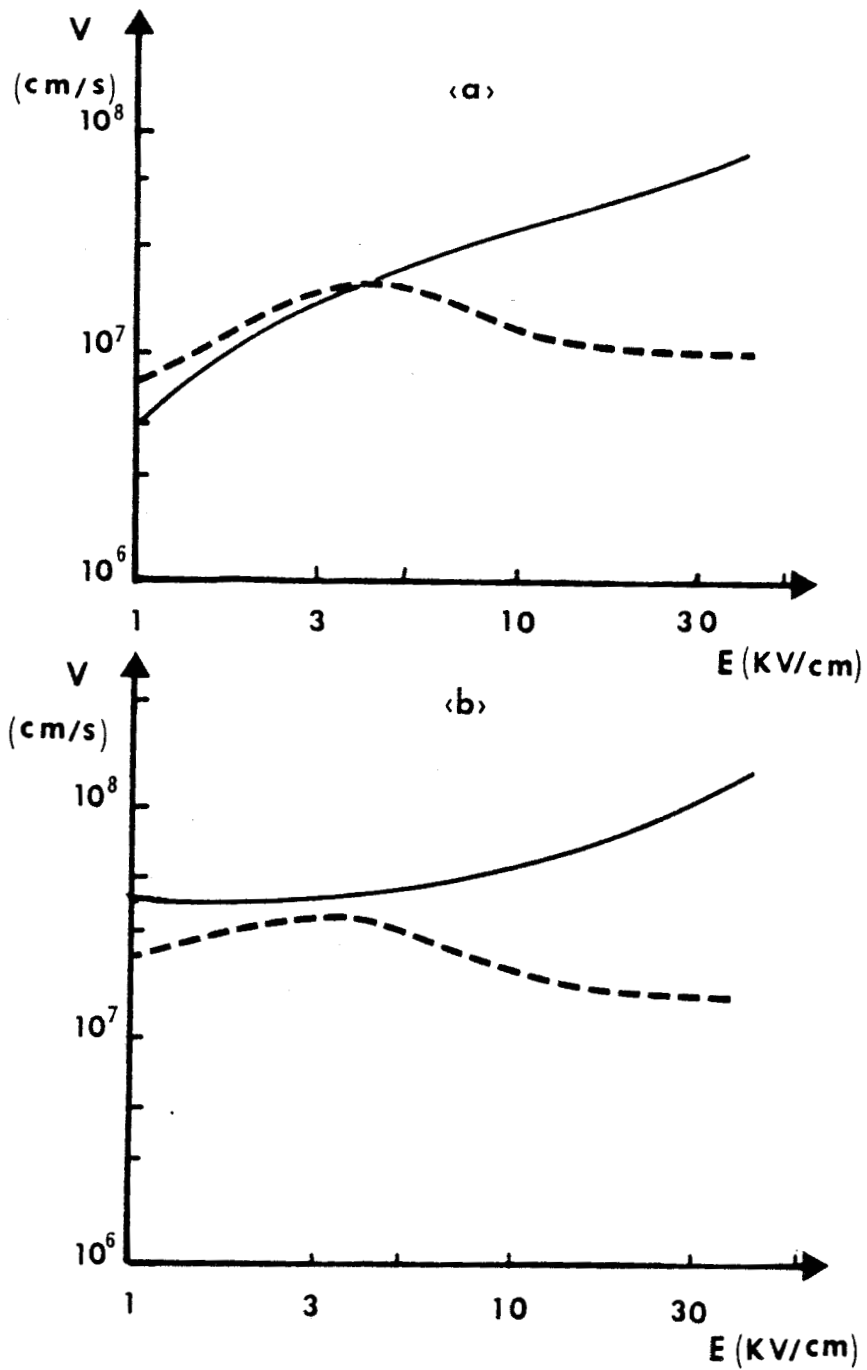


Fig. II₁₁ :

Vitesse électronique en fonction du champ électrique moyen dans le matériau en volume (trait pointillé) et dans la zone active du composant (trait plein) .

a) $T = 293^\circ\text{K}$.

b) $T = 77^\circ\text{K}$.



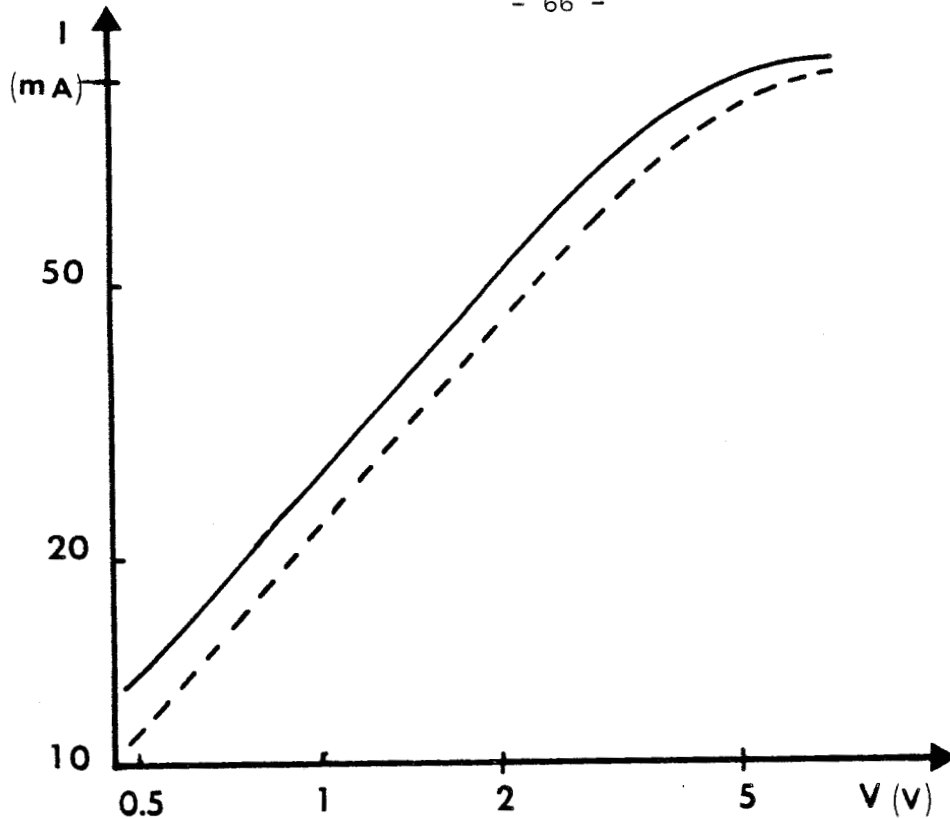


Fig. II₁₂ :

Courant moyen mesuré dans un échantillon planar GaAs dont la zone active, longue de $10\mu\text{m}$, est dopée à 10^{14}at/cm^3 , en fonction de la polarisation à ses bornes, en présence et en l'absence de champ magnétique ($B = 1\text{Tesla}$ - pointillés) Température ambiante.

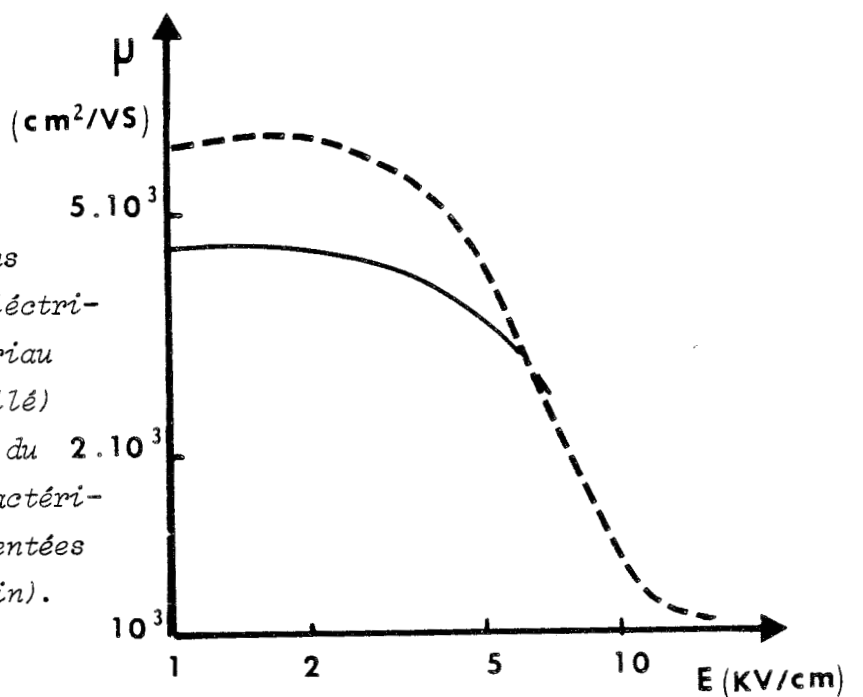


Fig. II₁₃ :

Mobilité des électrons en fonction du champ électrique moyen dans le matériau en volume (trait pointillé) et dans la zone active du composant dont les caractéristiques $I(V)$ sont présentées figure II₁₂ (trait plein).



sont reportées les caractéristiques expérimentales $I(V)$ obtenues avec et sans champ magnétique. Pour un composant de cette longueur, l'influence des phénomènes non stationnaires est réduite, et la mobilité moyenne ainsi que la vitesse moyenne mesurables par la méthode proposée sont très voisines de celles du matériau en volume (figure II₁₃).

Le résultat constitue un début de confirmation de la validité de la méthode proposée.

Il reste bien sûr à multiplier les études de composants, en particulier de composants submicroniques où, s'il existe un effet de survitesse, la mobilité moyenne μ mesurée doit différer fortement de celle mesurée sur des composants plus longs, et différer fortement de la mobilité en volume.

IV. ETUDE GENERALE DU COMPOSANT PROPOSE

Dans l'étude théorique d'un composant, il est intéressant non seulement de connaître la caractéristique $I(V)$ mais aussi de prévoir son insertion dans un ensemble électronique complexe. Un certain nombre d'informations à ce sujet sont déductibles du calcul Monte Carlo. A titre d'exemple, nous proposons ici un calcul d'impédances hyperfréquences ainsi que l'étude du bruit en régime statique pour la diode NIN considérée dans ce chapitre.

a) Calcul d'impédance hyperfréquences.

La plupart des phénomènes extérieurs agissant sur un composant en fonctionnement peuvent être introduits dans une simulation. Après avoir exposé l'influence d'un champ magnétique transversal, nous allons maintenant considérer une tension sinusoïdale superposée à la tension de polarisation. A chaque instant t nous imposons aux bornes du composant une tension $V(t)$ telle que

$$V(t) = V_0 + V_1 \sin \omega t \quad (14)$$

et calculons le courant instantané $I(t)$ dans la structure. Une fois éliminé le régime transitoire, le courant est périodique aux erreurs statistiques près (période $T = \frac{2\pi}{\omega}$), comme on peut le constater figure II₁₄ [16].

La décomposition en série de Fourier de $V(t)$ et $I(t)$ nous permet de calculer l'impédance du composant à la fréquence $f = \omega/2\pi$. Nous avons

$$V(\omega) = \rho_V e^{j\varphi_V} = \sqrt{a_V^2 + b_V^2} e^{j \operatorname{artg}\left(-\frac{b_V}{a_V}\right)} \quad (15)$$

avec

$$a_V = \frac{1}{T} \int_0^T V(t) \cos \omega t \, dt$$

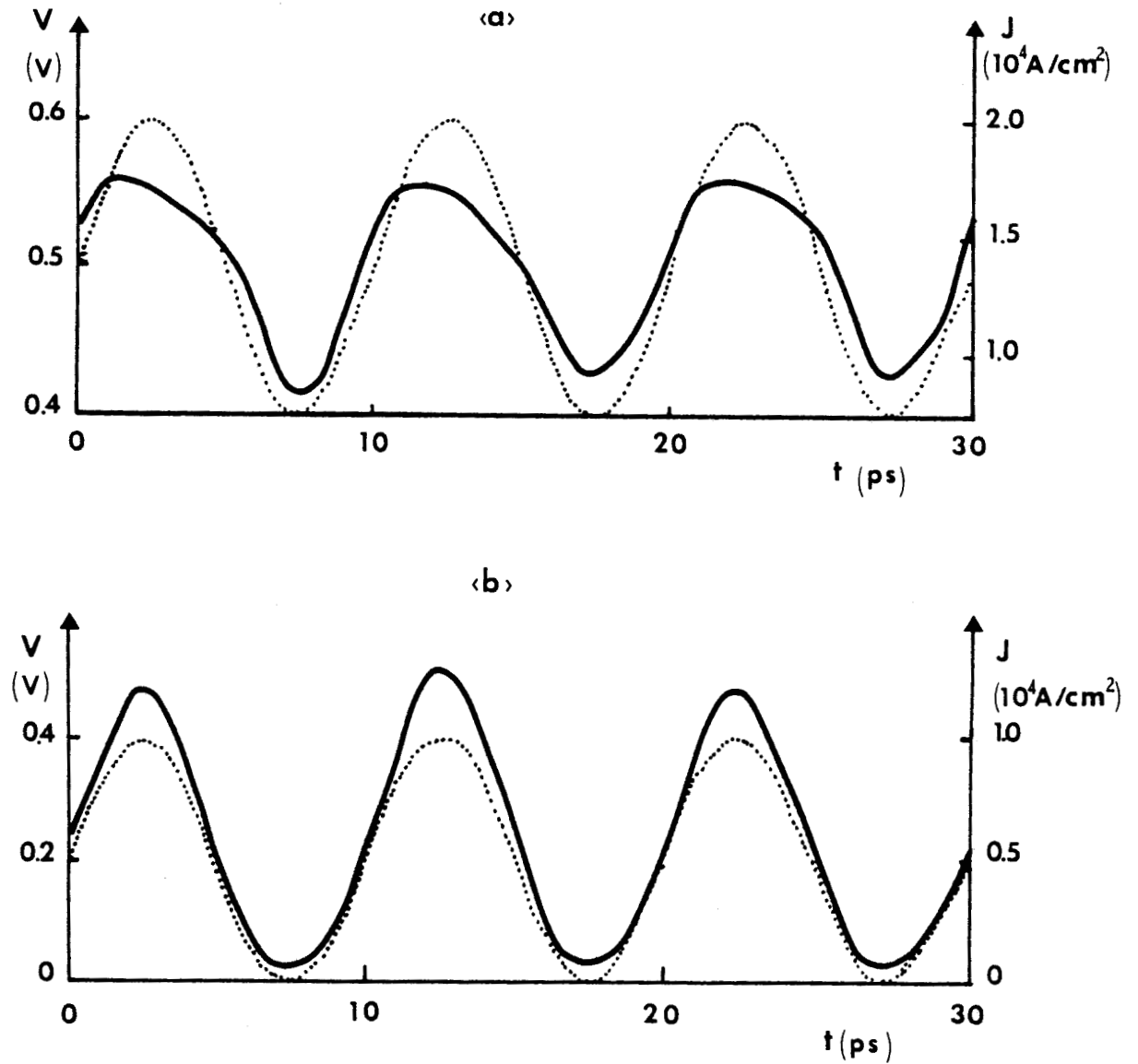


Fig. II₁₄ :

Evolution en fonction du temps des densités de courant $J(t)$ (trait plein) quand une tension $V(t)$ (trait pointillé) est imposée aux bornes du composant décrit figure II₁. Température ambiante.

$$V(t) = V_0 + V_1 \sin \omega t$$

a) $V_0 = 0,5$ Volts ; $V_1 = 0,1$ Volts ; $\omega = 2\pi f$; $f = 100\text{GHz}$.

b) $V_0 = 0,2$ Volts ; $V_1 = 0,2$ Volts ; $\omega = 2\pi f$; $f = 100\text{GHz}$.



$$b_V = \frac{1}{T} \int_0^T V(t) \sin \omega t dt$$

Dans la pratique, ces intégrales sont une accumulation de ces valeurs à chaque pas sur le temps dt . En effectuant un calcul similaire pour avoir la valeur de $I(\omega)$, nous avons accès à l'impédance complexe du système à la fréquence f

$$Z_{MC}(\omega) = \frac{V(\omega)}{I(\omega)} = R_{MC}(\omega) + j X_{MC}(\omega) \quad (16)$$

Cependant pour effectuer la décomposition en série de Fourier, il est nécessaire de disposer de l'évolution du courant $I(t)$ pendant au moins une période. Bien plus, pour avoir une précision statistique suffisante, on considère en général une dizaine de périodes. Il en résulte que pour des fréquences inférieures à 100 GHz, il faut effectuer une simulation sur plus de 10^5 pas dt , toujours en considérant un millier d'électrons présents dans la structure, ce qui est au-delà de nos possibilités de temps calcul sur ordinateur.

Nous proposons donc ici un calcul d'impédances à des fréquences de 100 GHz et 625 GHz. Les valeurs obtenues pour différentes tensions et taux de modulation sont reportées tableau I.

Cependant le courant dans la structure a été calculé selon l'expression donnée par Ramo Shockley

$$I(t) = \frac{q}{W} \sum v(t) \quad (17)$$

où q est la charge de l'électron, W la longueur du composant, et $\sum v(t)$ la somme des vitesses instantannées des électrons.

TABLEAU I

(:		:		:)	
(Signal de tension	:		:	Impedance Monte Carlo	:)	
(:		:		:)	
($V(t) = V_0 + V_1 \sin \omega t$:		:	$Z_{MC}(\omega) = R_{MC}(\omega) + j X_{MC}(\omega)$:)	
(:		:		:)	
($f = \frac{2\pi}{\omega}$:	V_0	:	$\frac{V_1}{V_0}$:	$R_{MC}(\omega)$:	$X_{MC}(\omega)$
(:		:		:)	
((GHz)	:	(volts)	:		:	(K Ω)	:	(K Ω)
(:		:		:)	
(:		:		:)	
(100	:	0,5	:	0,25	:	82	:	-7,2
(:		:		:)	
(100	:	0,2	:	1	:	81	:	-9,3
(:		:		:)	
(625	:	0,5	:	0,75	:	36	:	-36
(:		:		:)	
(625	:	0,2	:	1	:	30	:	-38
(:		:		:)	
(:		:		:)	

Valeurs des impédances $Z_{MC}(\omega)$ calculées à partir des équations (15) et (16) pour différentes valeurs de V_0 , V_1 et ω . Le composant étudié est décrit figure II₁. $T = 77^\circ K$.

Cette expression ne peut pas tenir compte du courant de déplacement [17].

Il faut donc considérer, en parallèle sur l'impédance Z_{MC} calculée, la capacité de couplage C_C entre les électrodes

$$C_C = \frac{\epsilon S}{W} \tag{18}$$

ou ϵ est la permittivité relative du milieu, S la surface de l'échantillon, W la longueur du composant.

Compte tenu de cette capacité supplémentaire, les valeurs de l'impédance Z_T du composant ont été recalculées (figure II₁₅) et reportées tableau II.

Nous avons vu dans le paragraphe précédent que seul le comportement de la zone active déterminait le courant dans la structure en régime statique. Pour

TABLEAU II

Signal de tension				Impédance complète		
$V(t) = V_0 + V_1 \sin \omega t$				$Z_T(\omega) = R_T(\omega) + j X_T(\omega)$		
$f = \frac{2\pi}{\omega}$	V_0	V_1	$\frac{V_1}{V_0}$	$R_T(\omega)$	$X_T(\omega)$	
(GHz)	(volts)			(K Ω)	(K Ω)	
100	0,5	0,25		75	-24	
100	0,2	1		73	-23	
625	0,5	0,75		12	-26	
625	0,2	1		9,5	-26	

Valeurs des impédances $Z_T(\omega)$ calculées par la mise en parallèle de C_C , capacité de couplage entre les bornes du composant, et $Z_{MC}(\omega)$, impédance Monte Carlo donnée tableau I, pour différents signaux de tension $V(t)$. Le composant étudié est décrit figure II₁.

$C_C = 4,6 \cdot 10^{-6}$ pF calculé par la relation (18)

savoir s'il en est de même en régime dynamique, nous allons estimer l'importance relative de cette zone sur ces valeurs d'impédance.

Considérant que la zone active est limitée par deux surfaces equipotentielle, nous avons appliqué le calcul de Ramo-Shockley précédent à cette zone uniquement. Nous avons obtenu par la simulation la tension aux bornes de cette zone $V_a(t)$ et le courant dans cette zone $I_a(t)$. Le courant a été calculé par la somme des vitesses des électrons se trouvant à l'instant t dans la zone active. Nous avons calculé les impédances Monte Carlo correspondantes $Z_{aMC}(\omega)$ et pris ensuite en compte la capacité inter électrodes C_{Ca} aux bornes de la zone active pour avoir l'impédance complète de cette zone $Z_{aT}(\omega)$ (figure II₁₅). Les valeurs obtenues sont reportées tableau III [18].

La concordance entre les valeurs d'impédance calculée pour l'ensemble du composant et celle calculée pour la zone active seule confirme le fait que les zones N^+ ne jouent que le rôle de résistances d'accès relativement faibles. Par exemple le calcul effectué dans le cas d'un signal à 100 GHz, avec $V_0 = 0,5$ Volts et $V_1 = 0,1$ Volts donne pour l'ensemble du composant une résistance $R_T = 75$ K Ω et une impédance imaginaire $X_T = 24$ K Ω . Pour la zone active considérée seule on a obtenu $R_{aT} = 70$ K Ω et $X_{aT} = 24$ K Ω la différence entre R_T et R_{aT} doit être attribuée aux zones N^+ qui n'ont pas été considérées dans le calcul de Z_{aT} . Nous pouvons calculer facilement l'ordre de grandeur de ces résistances par la relation

$$R_S = \frac{1}{qN_D\mu S} \quad (19)$$

où R_S est la résistance de l'une des zones N^+ , l est la longueur de cette zone, N_D son dopage, S la surface de l'échantillon, μ la mobilité des électrons et q leur charge.

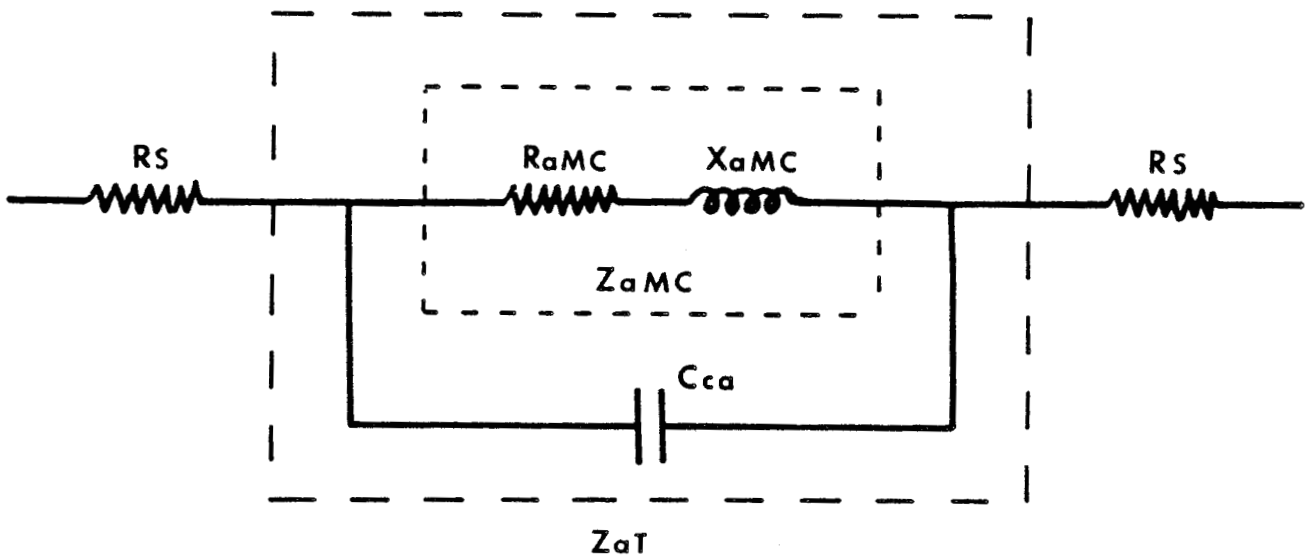
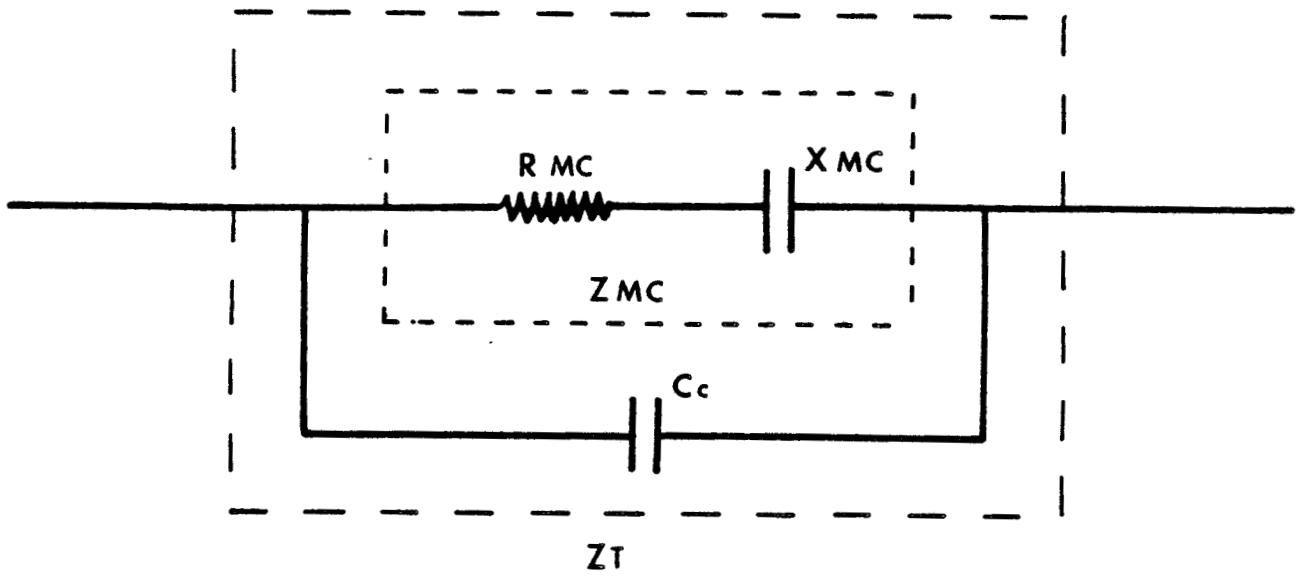


Fig. II₁₅ :

Schema des deux possibilités de calcul d'impedance pour l'ensemble du composant étudié.

TABLEAU III

(:	:	:	:	:	:	:)						
(Signal de tension	:	Impédance Monte Carlo	:	Impédance Complète	:)						
(aux bornes du composant	:	de la zone active	:	de la zone active	:)						
($V_o(t) = V_o + V_1 \sin \omega t$:	$Z_{aMC}(\omega) = R_{aMC}(\omega) + jX_{aMC}(\omega)$:	$Z_{aT}(\omega) = R_{aT}(\omega) + jX_{aT}(\omega)$:)						
(:	:	:	:	:	:)						
(:	:	:	:	:	:)						
($f = \frac{2\pi}{\omega}$:	V_o	:	V_o/V_1	:	$R_{aMC}(\omega)$:	$X_{aMC}(\omega)$:	$Z_{aT}(\omega)$:	$X_{aT}(\omega)$)
((GHz)	:	(Volts)	:		:	(K Ω)	:	(K Ω)	:	(K Ω)	:	(K Ω))
(:	:	:	:	:	:	:	:	:	:	:	:)	
(:	:	:	:	:	:	:	:	:	:	:	:)	
(100	:	0,5	:	0,25	:	76	:	9,5	:	70	:	-24)
(:	:	:	:	:	:	:	:	:	:	:	:)	
(100	:	0,2	:	1	:	77	:	8,1	:	69	:	-25)
(:	:	:	:	:	:	:	:	:	:	:	:)	
(625	:	0,5	:	0,75	:	75	:	28	:	9,2	:	-24)
(:	:	:	:	:	:	:	:	:	:	:	:)	
(625	:	0,2	:	1	:	92	:	32	:	7,7	:	-27)
(:	:	:	:	:	:	:	:	:	:	:	:)	
(:	:	:	:	:	:	:	:	:	:	:	:)	

Valeurs des impédances Monte Carlo $Z_{aMC}(\omega)$ calculées par les relations (15) et calculées par la mise en parallèle sur $Z_{aMC}(\omega)$ de la capacité de couplage C_{Ca} entre les limites de la zone active, pour différents signaux de tension $V(t)$ aux bornes du composant

$C_{Ca} = 9,6 \cdot 10^{-6} \text{ pF}$ calculé par $C_{Ca} = \frac{\epsilon S}{L_2}$ avec $L_2 = 0,48 \text{ } \mu\text{m}$

Le composant étudié est décrit figure II₁ - T = 77°K



R_g est de l'ordre de $1k\Omega$. Cette valeur compte tenu de l'imprécision statistique des résultats, permet d'expliquer la différence entre les valeurs obtenues pour Z_T et Z_{aT} (figure II₁₅).

b) Etude du bruit en régime stationnaire.

Nous proposons maintenant de montrer dans quelle mesure la technique de simulation Monte Carlo peut s'adapter à l'étude des caractéristiques de bruit dans un composant.

Connaissant l'histoire détaillée de chaque porteur simulé au cours de son transit dans la structure, nous obtenons, en plus de la caractéristique $I(V)$, les fluctuations de ce courant autour de sa valeur moyenne, ce qui nous permet d'étudier le bruit de diffusion [19]

En maintenant la tension appliquée aux bornes du composant constante avec le temps, l'expression de la densité de courant dans la structure s'écrit

$$I(t) = \frac{q}{WS} v_z(t) \quad (20)$$

où $v_z(t)$ est la somme de composants dans la direction de polarisation des vitesses individuelles à l'instant t de tous les électrons simulés. W est la longueur de la structure, S sa surface équivalente. De l'évolution de $I(t)$ pendant un intervalle de temps T , la fonction d'autocorrélation temporelle de la densité du courant peut être calculée par

$$C_J(\tau) = \int_0^{T-\tau} \Delta J(t) \cdot \Delta J(t + \tau) dt \quad (21)$$

où $\Delta J(t)$ est donné par

$$\Delta J(t) = J(t) - \frac{1}{T} \int_0^T J(t') dt' \quad (22)$$

L'intensité spectrale du bruit en courant du composant est obtenue par

$$S_J(f) = 4 \int_0^{\infty} \cos(2\pi f\tau) C_J(\tau) d\tau \quad (23)$$

Avant d'analyser les résultats obtenus par ce procédé, il est important d'étudier l'influence sur les résultats de la discrétisation temporelle et spatiale nécessaires dans la mise en oeuvre du procédé de Monte Carlo. C'est pourquoi une étude paramétrique en fonction des pas dt et dz utilisés est tout d'abord présentée [20] .

Les fonctions de corrélation obtenues pour différentes valeurs du pas sur le temps dt sont reportées figure II₁₆. Les deux premières alternances sont quasiment indépendantes du pas dt choisi à condition que celui-ci soit inférieur à 0,02 ps. La puissance de bruit générée par l'ensemble des spectres des fréquences $\langle S_J^2 \rangle = C_J(0)$ est obtenue avec une incertitude inférieure à 10 % quand dt varie entre 0,02 ps et 0,0025 ps.

Une étude semblable a été effectuée pour déterminer l'influence du pas spatial dz (figure II₁₇). Le pas choisi doit être inférieur à 0,01 μm .

Les densités spectrales de bruit en densité de courant déduites des fonctions de corrélation par la relation (23) sont reportées figure II₁₈ pour deux température de fonctionnement et deux tension de polarisation. L'allure de ces intensités spectrales est due à la combinaison de quatre phénomènes [19] [21] [22] [23] :

- le temps de relaxation diélectrique du matériau
- le temps de relaxation de la vitesse
- le temps de relaxation de l'énergie
- le temps de transit dans la zone active.

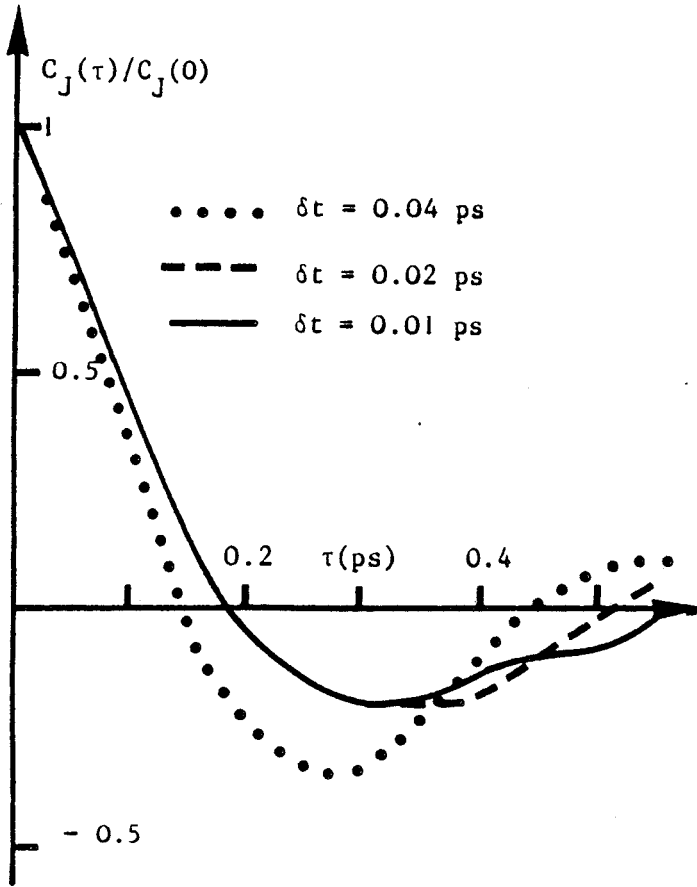


Fig. II₁₆ :

Influence du pas sur le temps δt sur les fonctions de corrélation du bruit en densité de courant en régime stationnaire.

$V = 0.5$ Volts ; $T = 293^\circ K$;

$\delta z = 0.01\mu m$.

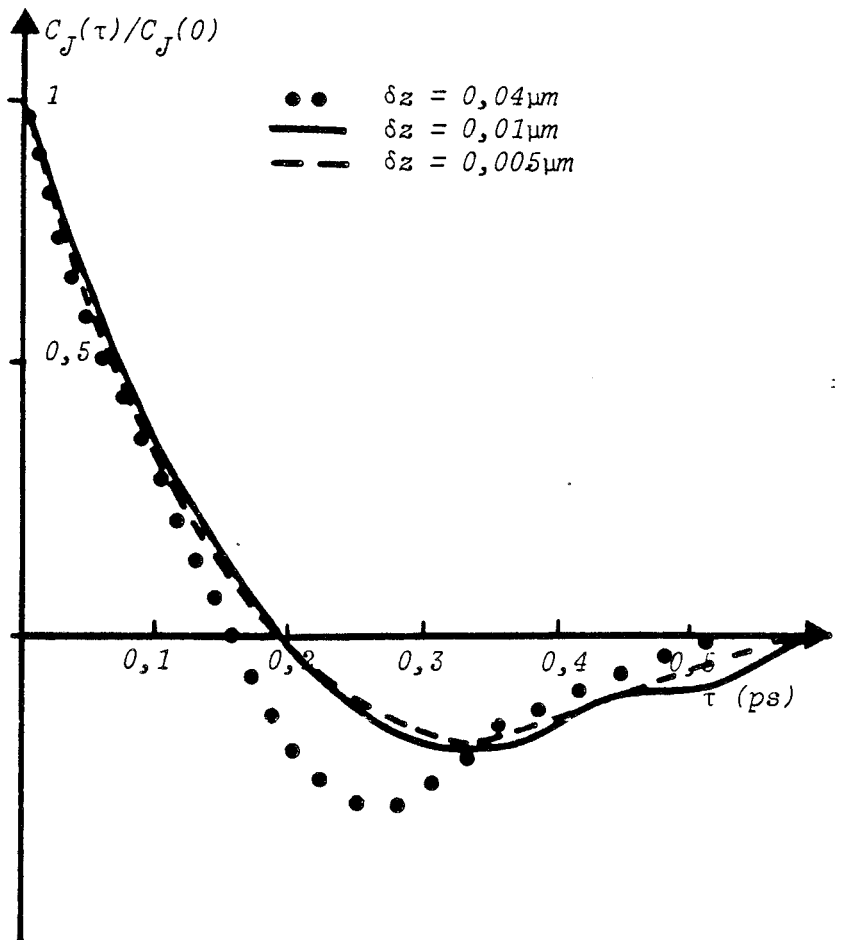


Fig. II₁₇ :

Influence du pas sur l'espace δz sur les fonctions de corrélation du bruit en densité de courant en régime stationnaire.

$V = 0.5$ Volts ; $T = 293^\circ K$;

$\delta t = 0.01$ ps



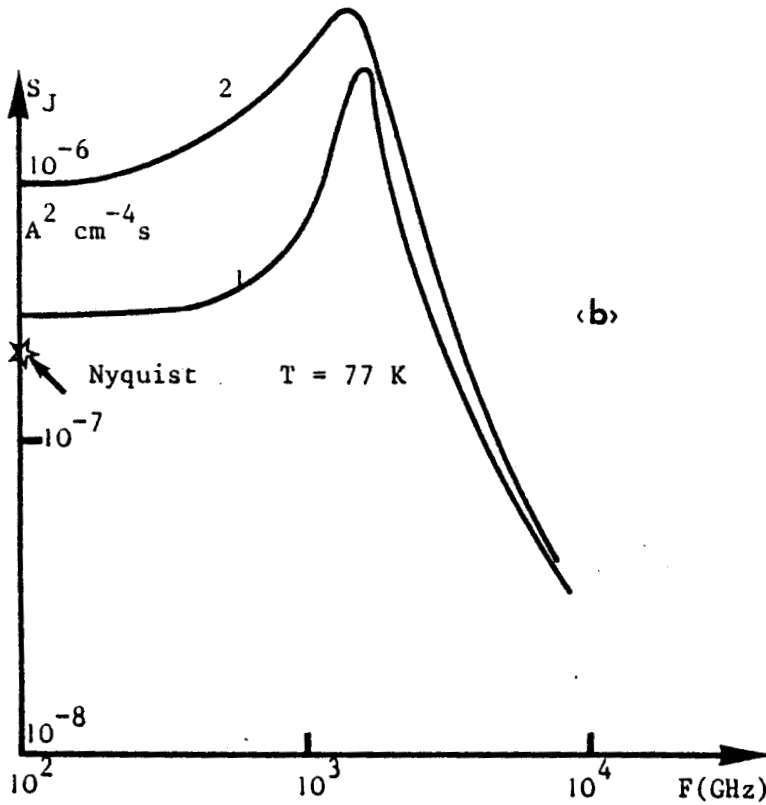
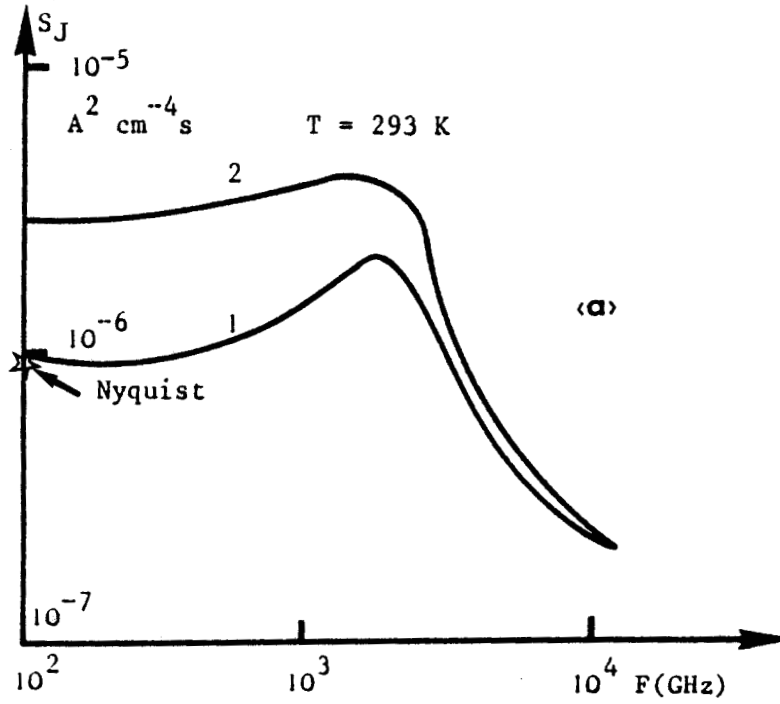


Fig. II 18 :

Intensités spectrales de bruit en densité de courant en régime stationnaire à 0 Volts de polarisation (courbes n°1), et à 0.5 Volts de polarisation (courbes n°2) aux bornes du composant.

Le symbole \star correspond au calcul théorique de Nyquist.

a) $T = 293^\circ K$

b) $T = 77^\circ K$



Le paramètre qui intéresse le plus les utilisateurs éventuels du composant est l'intensité de bruit à fréquence nulle défini par

$$S_J(0) = \int_0^{\infty} C_J(\tau) d\tau \quad (24)$$

Cette expression montre que le calcul de $S_J(0)$ nécessite la connaissance de $C_J(\tau)$ sur un temps τ très long. Il faut donc effectuer la simulation sur un temps T très long (relation (21)) pour obtenir une valeur suffisamment exacte de $S_J(0)$. Nous pouvons cependant comparer la valeur de $S_J(f)$ à la plus basse fréquence calculée (100 GHz) à la valeur théorique $S_J(0)$ donnée par cette étude sur le bruit, en particulier pour voir comment se répercutent sur ces caractéristiques les phénomènes non stationnaires mis en évidence dans ce chapitre. Il semble en effet que, sous réserve de choisir convenablement les paramètres de discrétisation de la simulation, et malgré les limites à la précision des résultats dues au temps de calcul numérique, une étude par Monte Carlo puisse fournir des informations relativement complètes et significatives sur les caractéristiques de bruit d'un composant.

B I B L I O G R A P H I E

CHAPITRE II

- [1] P. KIREEV
La Physique des Semiconducteurs. Chap.VII
édition M.I.R.

- [2] R.K. COOK, J. FREY
IEEE Trans. Electron. Devices ED28 n° 8 (1981)

- [3] L.F. EASTMAN
3rd International Conference on Hot Carriers in Semiconductors - Montpellier
Journal de Physique, FASC10 p. 263 (1981)

- [4] J.G. RUCH
IEEE Trans. Electron. Devices ED19 n° 5 (1972)

- [5] A. GHIS, E. CONSTANT, B. BOITTIAUX
J. Appl. Phys. 54(I) P. 214 (1983)

- [6] Y. AWANO, k TOMIZAWA, N. HASHIZOME, M. KAWASHIMA
Electron. Lett. 18, P. 133, 1982

- [7] M.S. SHUR, L.F. EASTMAN
IEEE Trans. Electron. Devices ED26 n° 11

- [8] J.B. BARKER, D.K. FERRY, H.L. GRUBIN
IEEE Electron. Dev. Lett. EDL1 n° 10 (1980)

- [9] H.L. GRUBIN
Physics of Non Linear Transport in Semiconductors
Plenum Press. New York (1980)

- [10] M.S. SHUR, L.F. EASTMAN
Elect. Lett 16 n° 13 p. 522 (1980)

- [11] M.A. HOLLIS, L.F. EASTMAN, C.E.C. WOOD
Elect. Lett. 18 n° 13 p. 570 (1982)

- [12] G.J. REES, J.B. SOLHAT
Sol. Stat. Elect. 24 p. 695 (1981)

- [13] A.D. BOARDMAN, W. FAWCETT, J.G. RUCH
Phys. Stat. Sol. (a) 4,133 (1971)

- [14] M.S. SHUR
Sol. Stat. Electr. 20 p. 389 (1977)

- [15] D.K. FERRY
Physics of Non Linear Transport in Semiconductors
Plenum Press. New York (1980)

- [16] S. TEITEL, J.W. WILKINS
J. Appl. Phys. 53 (7) p. 5006 (1982)

- [17] J. LEE, M.O. VASELL
J. Appl. Phys 53(2) (1982)

- [18] W.R. FRENSLEY
IEEE Electr. Dev. Lett. EDL1 n° 7 (1980)

- [19] J. ZIMMERMANN, E. CONSTANT
Sol. Stat. Electronics 23 p. 915 (1983)

- [20] C. MOGLESTVE
7th International Conference on noise in Physical Systems-Montpellier- (1983)

- [21] J.P. NOUGIER, J.C. VAISSIERE, D. GASQUET, J. ZIMMERMANN, E. CONSTANT
J. Appl. Phys. 52(2) p. 825 (1981)

- [22] J.P. NOUGIER
2rd International Conference on Hot Carriers in Semiconductors - Montpellier
Journal de Physique - Faze .10. (1980)

- [23] R. FAUQUEMBERGUE, J. ZIMMERMANN, A. KASZYNSKI, E. CONSTANT
J. Appl. Phys. 51(2) p. 1065 (1980)

- [24] R.O. GRONDIN, P.A. BLAKEY, J.R. EAST, E.D. ROTHMAN
IEEE. Trans. Electron. Dev. ED28 n° 8 1981

CHAPITRE III

EFFET BALISTIQUE
DANS UN COMPOSANT REEL

I. INTRODUCTION

Après avoir étudié dans le chapitre précédent comment peut se produire le phénomène de survitesses dans un composant réel, nous proposons pour ce troisième chapitre une étude analogue dans le cas du phénomène balistique.

Nous verrons que le remplacement dans la structure étudiée des homojonctions N^+I par des hétérojonctions GaAlAs(N^+)-GaAs(I) permet de communiquer aux électrons, au moment de leur entrée dans la zone active, l'énergie nécessaire à la réalisation de ce phénomène.

C'est pourquoi, après avoir envisagé différents procédés de simulation d'une hétérojonction dans un composant et retenu le plus adapté, nous analyserons les mécanismes et les caractéristiques du fonctionnement d'une structure à hétérojonctions où l'effet balistique devrait être observé. Les informations ainsi obtenues nous permettront ensuite de concevoir un hétérotransistor unipolaire de type balistique, dont nous calculerons une première estimation des caractéristiques de fonctionnement.

II. TRANSPORT DANS UNE DOUBLE HETEROSTRUCTURE UNIDIMENSIONNELLE A DEUX ELECTRODES

Dans le premier chapitre nous avons étudié les possibilités de transport balistique dans un matériau soumis à de forts créneaux temporels, puis spatiaux, de champ électrique. Nous avons alors mis en évidence, en l'absence de charge d'espace, la difficulté de réaliser de façon durable un mouvement balistique des électrons dans une structure unidimensionnelle.

Nous proposons maintenant d'étudier comment se produisent ces phénomènes dans un composant réel utilisant une hétérostructure en GaAlAs et GaAs.

a) De l'utilité d'une hétérojonction.

Si l'on veut obtenir un mouvement de type balistique dans un composant, il faut, en un point donné de la structure, communiquer aux électrons une énergie cinétique importante et de façon quasi instantanée pour éviter les perturbations dues aux interactions avec le réseau cristallin.

Dans ce contexte, les dispositifs à hétérojonctions ont des propriétés intéressantes. En effet, la théorie d'Anderson [1] nous montre qu'il existe dans le plan de la jonction une discontinuité d'énergie $\Delta\epsilon_c$ dans la bande de conduction. L'importance de $\Delta\epsilon_c$ dépend de la nature des semiconducteurs utilisés, et dans le cas d'une hétérojonction GaAlAs / GaAs, du paramètre d'alliage caractérisant le GaAlAs.

La présence d'une hétérojonction dans une structure peut donc provoquer un phénomène de transport balistique [2],[3],[4],[5], et nous proposons de le simuler par la méthode de Monte Carlo. Il faut donc d'abord étudier comment il est possible de prendre en compte une hétérojonction dans ce type de modélisation.

b) Prise en compte d'une hétérojonction par la méthode de Monte Carlo.

La façon la plus simple d'introduire une hétérojonction dans la modélisation d'un composant est de considérer un "champ cristallin" E_C , lié directement au gradient de composition de l'hétérostructure.

$$E_C(z) = - \frac{d \Delta \epsilon_C}{dz} \quad (1)$$

Dans le cas où l'hétérostructure est graduelle, ce champ cristallin présente l'allure d'un créneau spatial de champ électrique, de largeur égale à celle de la zone de composition intermédiaire de l'hétérojonction L_H , la différence de potentiel entre le début et la fin du créneau étant égale à

$$\int_0^{L_H} E_C(z) dz = \Delta \epsilon_C \quad (2)$$

Il suffit donc en théorie, lors du calcul de la force agissant sur l'électron pendant son vol libre, de considérer non seulement le champ électrostatique, mais aussi ce champ cristallin E_C , pour que la présence de l'hétérojonction dans le composant soit prise en compte.

Cette façon de procéder présente en pratique de nombreux inconvénients. En effet, compte tenu des discrétisations spatiale (dz) et temporelle (dt) utilisées dans la méthode de Monte Carlo, la variation d'énergie $\Delta \epsilon_C$ ne peut être correctement simulée que si

$$dz \ll L_H \quad (3)$$

$$v \max dt \leq dz \quad (4)$$

où $v \max$ est la vitesse maximale possible pour les électrons.

Les valeurs des pas dz et dt que l'on peut utiliser tout en gardant des temps de calcul raisonnables nous obligent à ne considérer que des jonctions graduelles de largeur L_H au moins égale à 300 \AA [6]. Sur de telles largeurs, non seulement les probabilités d'interactions avec le réseau ne sont pas négligeables mais surtout le champ cristallin E_C , défini par la relation (2) devient du même ordre de grandeur que le champ électrique de signe opposé dû à la très importante charge d'espace au voisinage de la jonction. Les conditions ne sont donc pas réunies pour qu'un phénomène de transport balistique puisse se produire.

Une telle méthode ne convient donc pas pour traiter le problème qui nécessite l'utilisation d'une hétérojonction la plus abrupte possible. C'est pourquoi après quelques essais de simulation tenant compte de ce créneau de champ cristallin, nous avons préféré utiliser un autre procédé pour modéliser la discontinuité d'énergie $\Delta\varepsilon_C$ [7].

Le modèle que nous avons donc adopté se base sur les principes de la conservation de l'énergie totale d'un porteur et de la conservation de son moment transversal lors de son passage de l'hétérojonction [8].

Soit ε_1 l'énergie du porteur au moment où il se présente au niveau de l'hétérojonction du côté du matériau 1. On a

$$(1 + \alpha \varepsilon_1) \varepsilon_1 = \frac{\hbar^2}{2m_1^*} \vec{k}_1^2 = \frac{\hbar^2}{2m_1^*} (k_{x1}^2 + k_{y1}^2 + k_{z1}^2) \quad (5)$$

où α est le coefficient de non-parabolicité de la vallée où se trouve le porteur et m^* sa masse effective.

Si nous considérons que le plan de l'hétérojonction est défini par les axes

O_x et O_y, on peut écrire

$$\varepsilon_1 = \frac{\hbar^2}{2m_1^*} \frac{k_{z1}^2}{(1 + \alpha \varepsilon_1)} + \frac{\hbar^2}{2m_1^*} \left(\frac{k_{x1}^2 + k_{y1}^2}{1 + \alpha \varepsilon_1} \right) \quad (6)$$

$$\varepsilon_1 = \varepsilon_{1\perp} + \varepsilon_{1\parallel} \quad (7)$$

où $\varepsilon_{1\perp}$ représente l'énergie cinétique du porteur dans la direction perpendiculaire au plan de la jonction, et $\varepsilon_{1\parallel}$ l'énergie cinétique du porteur dans le plan de la jonction.

En raison de la conservation de l'énergie au moment du passage on peut écrire

$$\varepsilon_1 = \varepsilon_{1\perp} + \varepsilon_{1\parallel} = \varepsilon_{2\parallel} + \varepsilon_{2\perp} + \Delta\varepsilon_c = \varepsilon_2 \quad (8)$$

en utilisant les notations analogues dans le matériau 2 à celles définies pour le matériau 1.

Dans cette relation, $\Delta\varepsilon_c$, qui représente la discontinuité de la bande de conduction dans le plan de l'hétérojonction, correspond à la quantité d'énergie qui se transforme en énergie potentielle ou en énergie cinétique suivant le sens de passage de l'électron à travers l'hétérojonction.

Par ailleurs, la conservation du moment transversal impose

$$m_1^* \varepsilon_{1\parallel} = m_2^* \varepsilon_{2\parallel} \quad (9)$$

Les relations (8) et (9) permettent d'écrire

$$\varepsilon_{2\perp} = \varepsilon_{1\perp} + \left(1 - \frac{m_1^*}{m_2^*}\right) \varepsilon_{1\parallel} - \Delta\varepsilon_c \quad (10)$$

La relation (10) détermine exactement l'énergie du porteur dans la direction perpendiculaire au plan de la jonction après qu'il ait franchi cette jonction. Il est évident cependant que ces équations n'ont de sens que si $\varepsilon_{1\parallel}$, $\varepsilon_{2\parallel}$, $\varepsilon_{1\perp}$ et $\varepsilon_{2\perp}$ sont positifs, et c'est à partir de cette exigence que nous obtenons les conditions de passage à travers l'hétérojonction [9].

A partir de cette théorie élémentaire, un modèle assez réaliste de l'hétérojonction peut être établi. Néanmoins, afin de disposer, dans cette première approche du transport balistique dans un composant, d'un modèle aussi souple que possible, nous avons introduit une hypothèse simplificatrice supplémentaire. Nous avons en effet admis que les paramètres de transport (masses effectives, taux d'interactions) avaient les mêmes valeurs dans le GaAlAs et dans le GaAs. L'erreur introduite par une telle approximation n'est pas, dans notre cas, très importante dans la mesure où les zones de GaAlAs que nous considérons sont fortement dopées en impuretés. Dans ces conditions, les caractéristiques propres au matériau GaAlAs ne sont pas très influentes sur le comportement global du composant puisque les électrons se trouvant dans ces zones sont très lents.

Par contre, la discontinuité d'énergie de la bande de conduction va jouer de façon essentielle et nous en tenons compte pour chacune des trois vallées Γ , L, X en fonction du paramètre d'alliage du GaAlAs, suivant les valeurs établies par Lee [10].

Les équations déterminant les modalités de passage de la jonction deviennent donc

$$\varepsilon_{2\parallel} = \varepsilon_{1\parallel} \quad (11)$$

$$\varepsilon_{2\perp} = \varepsilon_{1\perp} - \Delta\varepsilon_c \quad (12)$$

Il suffit donc pour qu'un électron franchisse cette interface que son énergie cinétique dans la direction perpendiculaire au plan de jonction soit supérieure à $\Delta\varepsilon_c$. Notons que cette condition est toujours satisfaite quand l'électron se trouve dans le GaAlAs et va vers le GaAs, car alors $\Delta\varepsilon_c$ est négatif. C'est plus rarement le cas quand l'électron se trouve dans le GaAs et va vers le GaAlAs.

En pratique, la prise en compte de l'hétérojonction suivant ce modèle se traduira de la façon suivante :

Pendant une durée dt , chaque électron est soumis à l'action du champ électrique local de la position qu'il occupait à la fin du pas dt précédent. Si, suite à ce vol libre, il se trouve avoir dépassé la position de l'une des jonctions et qu'il n'a pas l'énergie $\varepsilon_{1\perp}$ suffisante, le plan de la jonction se comporte alors pour lui comme un miroir en optique, et le porteur subit une réflexion spéculaire sur ce plan.

Si par contre il satisfait aux conditions de passage, son énergie cinétique ε_{\perp} est transformée conformément à la relation (12) par l'intermédiaire de son vecteur \vec{k} à partir de la relation

$$\varepsilon_{2\perp} = \frac{\hbar^2 k_{2z}^2}{2m^*(1 + \alpha \varepsilon_2)} \quad (13)$$

C'est-à-dire que la composante k_z du vecteur d'onde de l'électron est donnée par

$$k_{2z}^2 = \frac{2m^*}{\hbar} (\varepsilon_1 - \Delta\varepsilon_c) (1 + \alpha(\varepsilon_1 - \Delta\varepsilon_c)) \quad (14)$$

Les composantes du vecteur d'onde dans le plan de la jonction doivent vérifier la relation (11). N'ayant pas d'autres contraintes, nous considérons que ces composantes demeurent inchangées.

A partir de ce nouvel état (ϵ_2, \vec{k}_2) on considère alors normalement la probabilité d'interaction avec le réseau cristallin dans le matériau 2.

Par ailleurs, la présence d'une interface entre les deux matériaux provoque localement des gradients de concentration et de champ électrique importants qu'il est essentiel de décrire le plus exactement possible. En raison de ces nouvelles conditions il faut reconsidérer le choix de paramètres dz et dt . Une étude systématique à ce sujet a mis en évidence la nécessité de choisir des paramètres inférieurs à ceux utilisés pour la simulation d'un composant à homojonctions. En effet, pour des couples $(dt ; dz)$ supérieurs à $(0,005 \text{ ps} ; 0,005 \text{ } \mu\text{m})$, la forme des accumulations de porteurs au niveau des hétérojonctions varie suivant ces paramètres, modifiant ainsi le champ électrique dans la structure et par conséquence les résultats du calcul en général.

Par contre, choisir un couple $(dt ; dz)$ inférieur à $(0,005 \text{ ps} ; 0,005 \text{ } \mu\text{m})$ n'amène pas de modification particulière ni d'amélioration notable de la précision statistique des résultats. Mais le temps de calcul sur ordinateur devient ~~très~~ prohibitif.

Les paramètres adoptés pour toute cette nouvelle simulation sont donc fixés à $dt = 0,005 \text{ ps} ; dz = 0,005 \text{ } \mu\text{m}$.

c) Description et interprétation des résultats obtenus.

Les caractéristiques du composant unidimensionnel modélisé ont été choisies

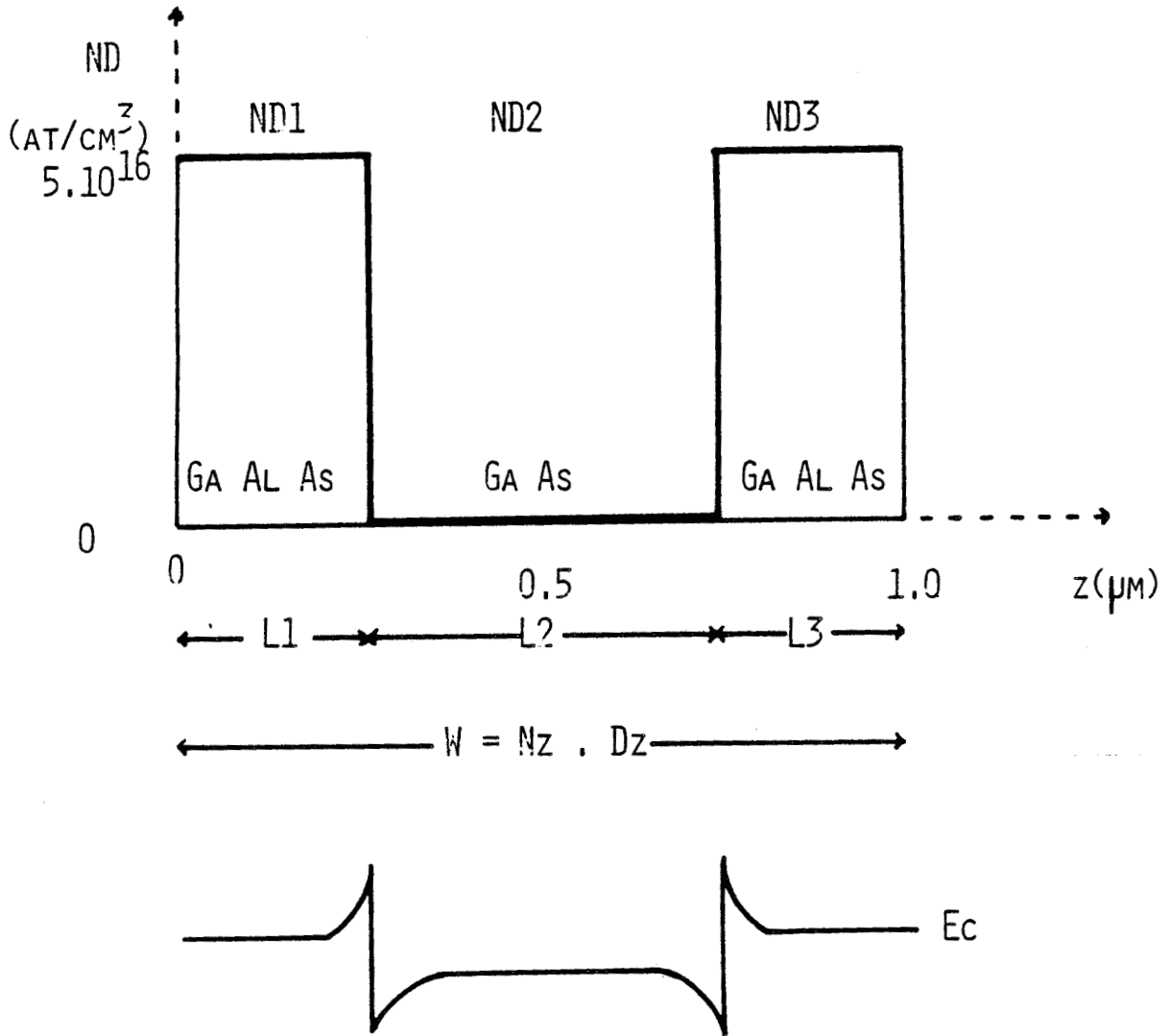


Fig. III₁ :

Shéma du composant étudié chapitre III2

- a) profil de concentration en impuretés ionisées et de matériau.
- b) profil de la bande de conduction correspondante

$ND1 = ND3 = 5.10^{16} \text{ at/cm}^3$

- $ND2 = 0.$

$L1 = L3 = 0.26 \mu\text{m}$

- $L2 = 0.48 \mu\text{m}.$

$Dz = 0.005 \mu\text{m}$

$Nz = 200$

$W = L1 + L2 + L3 = 200 \cdot Dz = 1.0 \mu\text{m}.$

1040 électrons dans la structure.

Surface correspondante $S = 4.10^{-10} \text{ cm}^2$



identiques à celles de la diode NIN étudiée au chapitre précédent. Nous avons simplement supposé que les deux zones N^+ sont réalisées en GaAlAs. Le paramètre d'alliage x choisi pour le GaAlAs est de 0,25. La discontinuité de la bande de conduction dans ces conditions est $\Delta\epsilon_c = 0,3$ eV. Nous avons vu au chapitre I que c'est l'énergie qui permet de "lancer" les électrons à vitesse maximale, ce qui justifie notre choix.

La figure III₁ présente le schéma du composant que nous avons simulé.

Tout électron pénétrant dans la zone active composée de GaAs subit, au passage à travers l'hétérojonction un brutal accroissement d'énergie cinétique de 0,3 eV. Cet électron se trouve donc en régime balistique, caractérisé par une grande vitesse. Par contre quand ce même électron va se présenter devant la deuxième hétérojonction, il ne pourra la franchir que s'il peut transformer 0,3 eV de son énergie cinétique en énergie potentielle. Si au cours de son séjour en zone active il a perdu plus d'énergie en interagissant avec le réseau que ne lui en a communiqué le champ électrique, il ne franchira pas la deuxième hétérojonction. Celle-ci joue ainsi le rôle de "filtre" qui ne laisse passer que les électrons balistiques.

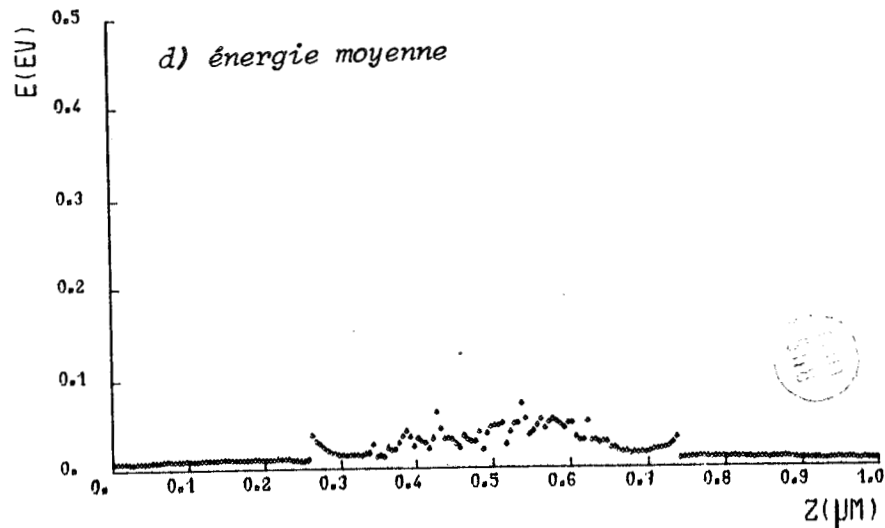
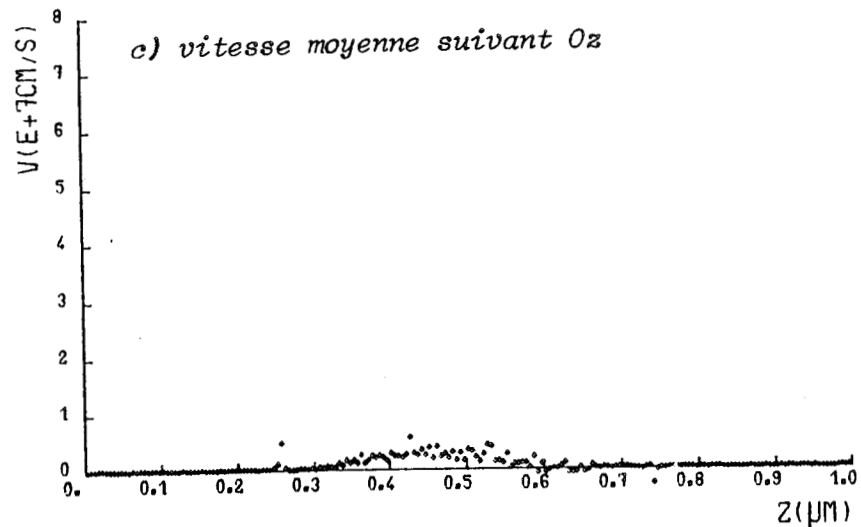
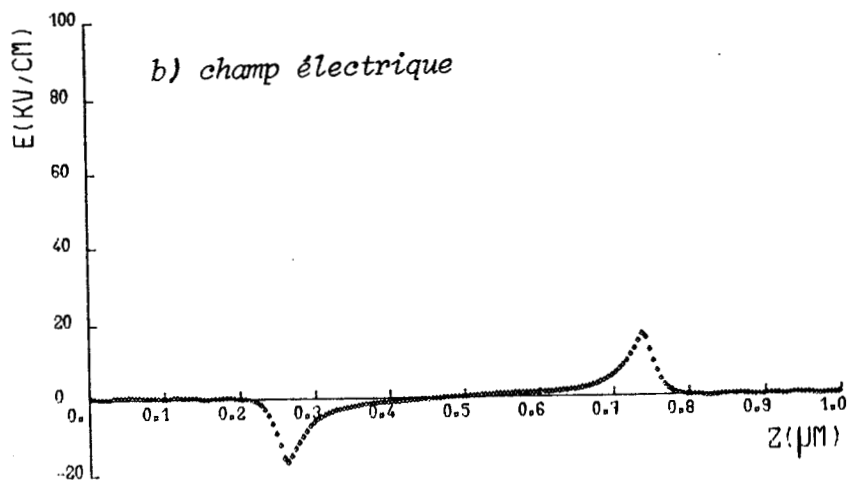
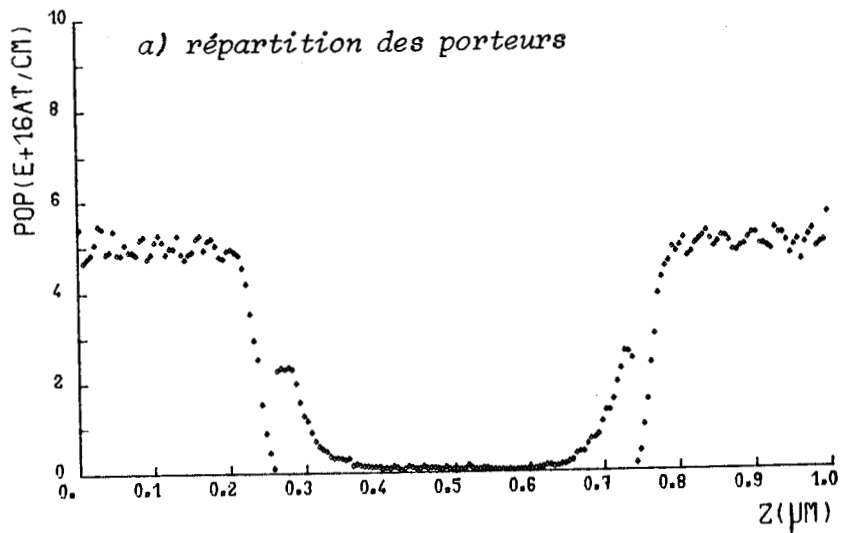
On voit ainsi l'intérêt présenté par cette deuxième hétérojonction. Notre but est en effet de rechercher les possibilités de commutation et de pilotage à très haute fréquence. Ces hautes fréquences ne sont atteignables que si les électrons concernés dans le composant répondent très rapidement aux sollicitations extérieurs, et donc se caractérisent par des temps de transit les plus faibles possibles.

Seul nous intéresse donc le comportement d'électrons rapides, et non pas

$T = 77K$ - $DT = 0.005PS$ - $DZ = 0.005\mu m$
ZONE ALGAAS ($X=0.25$) DE $0.26\mu m$ DOPEE N^+ ($5.0E16AT/CM^3$)
ZONE ASGA DE $0.48\mu m$ INTRINSEQUE
ZONE ALGAAS ($X=0.25$) DE $0.26\mu m$ DOPEE N^+ ($5.0E16AT/CM^3$)

Fig. III₂

POLARISATION $V = 0.0V$
 $J = 5E+2A/CM^2$



le comportement moyen des électrons, rapides et lents indistinctement. Il faut donc pouvoir "trier" ces électrons en fonction de leur vitesse, de manière à ce que seuls les plus rapides participent au courant. L'hétérojonction GaAs/GaAlAs placée à la cathode permet cette sélection.

Les résultats obtenus par la modélisation de cette structure sont présentés figures III₂, III₃, III₄, et III₅. Lors de la description et de l'interprétation des résultats, bien que cette structure soit unidimensionnelle à deux électrodes, nous appellerons émetteur la zone de GaAlAs polarisée négativement (cathode), base la zone de GaAs et collecteur la zone de GaAlAs polarisée positivement (anode).

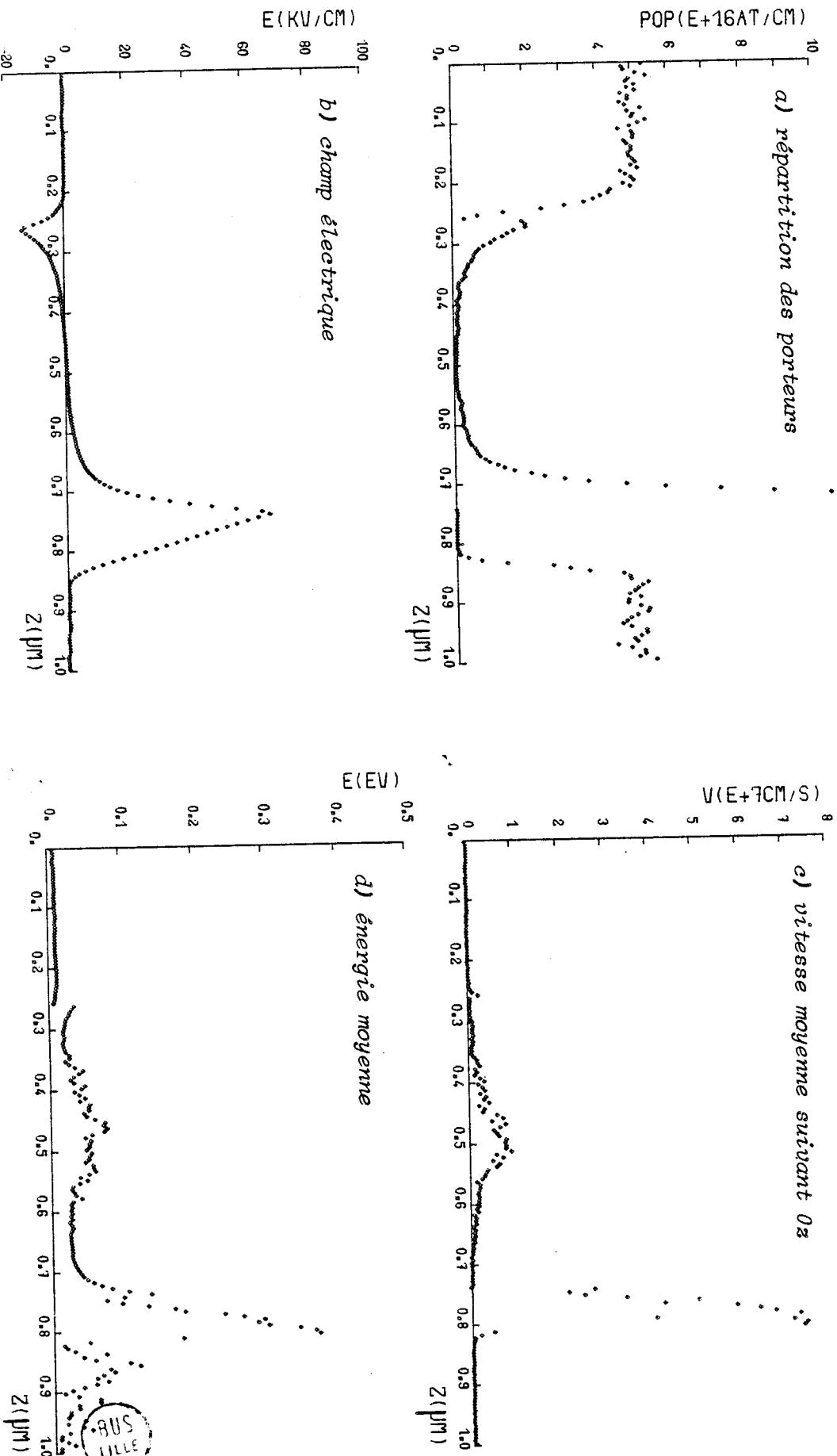
A polarisation nulle (fig. III₂), il se crée une accumulation de porteurs dans le GaAs au voisinage immédiat de chacune des hétérojonctions. Cette accumulation électronique est de même nature que celle existant dans le TEGFET [11] [12] [13]. Elle est constituée par les électrons que la diffusion a amené des zones GaAlAs dopées vers la zone GaAs intrinsèque, et qui ne peuvent plus franchir l'hétérojonction en sens inverse. Il apparaît ainsi une charge d'espace au niveau de chacune des jonctions qui crée un champ électrique négatif au niveau de la jonction émetteur-base et positif au niveau de la jonction base-collecteur. Soumis aux forces électriques correspondantes, les électrons se trouvent confinés en zone active au voisinage des deux hétérojonctions.

Lorsque l'on applique une tension de 0,5 volts au composant (fig. III₃), le champ électrique dans la zone active augmente légèrement, et un certain nombre d'électrons vont donc se diriger vers la jonction base-collecteur. Il en résulte que l'accumulation électronique dans la base au voisinage de cette jonction augmente, ainsi que la zone de charge d'espace locale. La tension appliquée entre

T = 77K - DT = 0.005PS - DZ = 0.005μm
 ZONE ALGAAS (X=0.25) DE 0.26μm DOPÉE N+ (5.E16AT/CM3)
 ZONE ASGA DE 0.48μm INTRINSEQUE
 ZONE ALGAAS (X=0.25) DE 0.26μm DOPÉE N+ (5.E16AT/CM3)

Fig. III
 3

POLARISATION V = 0.5V
 J = 6E+2A/CM2



l'émetteur et le collecteur se reporte alors presque intégralement aux bornes de la deuxième hétérojonction, alors qu'aux bornes de la première hétérojonction, entre l'émetteur et la base, la tension appliquée reste pratiquement égale à celle existant à polarisation nulle. Cette tension négative est due au potentiel de diffusion. Le courant émetteur-base est donc nul, et la structure est en situation de blocage.

Ceci peut se comprendre en considérant que seuls participent au courant les électrons qui peuvent aller directement de l'émetteur au collecteur, en gardant suffisamment d'énergie lors de leur transit dans la base pour pouvoir franchir l'hétérojonction base-collecteur. Etant donnée l'épaisseur de la base de la structure simulée, ce nombre est assez faible. La plupart des électrons injectés s'accumulent donc dans la base où ils créent une charge d'espace telle que l'injection de nouveaux porteurs de l'émetteur vers la base est supprimée. Il ne peut donc y avoir du courant dans la structure.



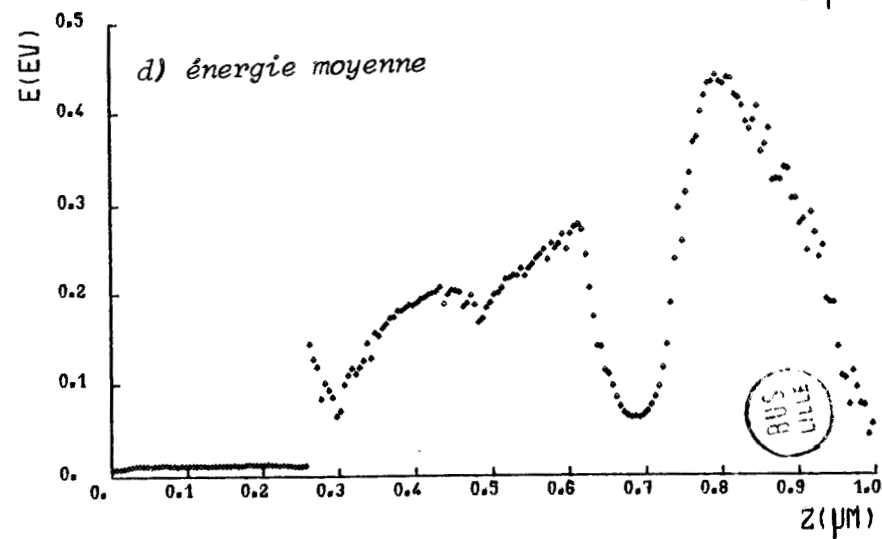
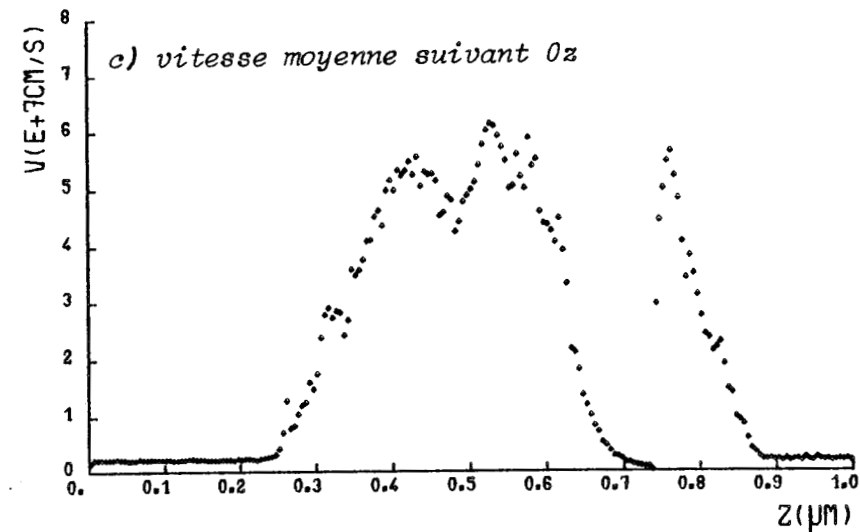
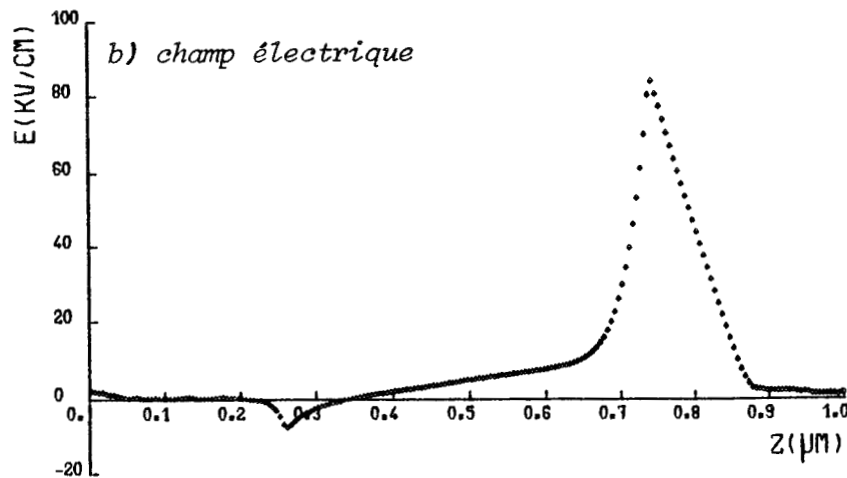
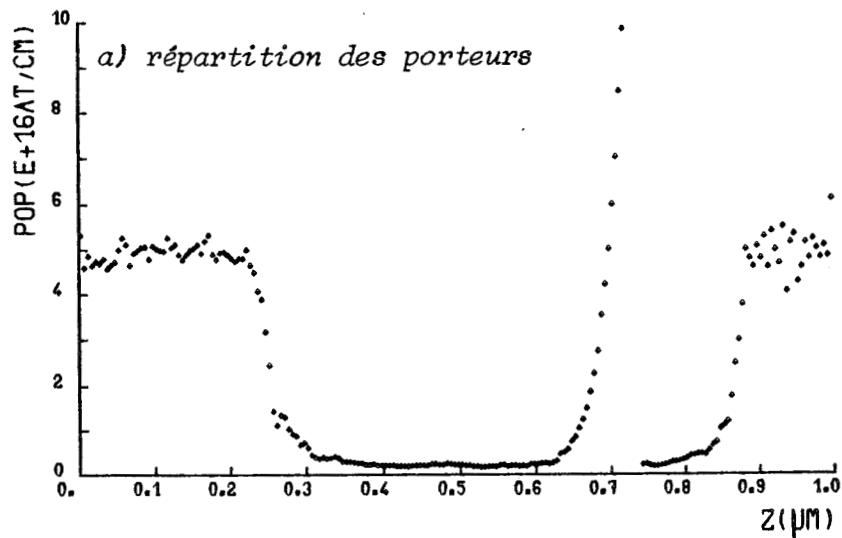
Lorsque la tension appliquée est plus forte, la situation devient différente (fig. III₄ et III₅). Le champ électrique prend alors des valeurs suffisamment importantes pour que l'énergie des électrons augmente au cours de leur passage dans la base. L'énergie supplémentaire ainsi acquise permet à un plus grand nombre d'électrons de franchir l'hétérojonction base-collecteur. L'accumulation électronique au voisinage de cette jonction n'augmente plus, et une partie de la tension appliquée peut se reporter sur l'hétérojonction émetteur-base, permettant ainsi l'injection de nouveaux porteurs de l'émetteur vers la base. La structure est débloquée et le courant la traversant peut devenir très important.

Ce phénomène apparaît clairement fig. III₆ où est reportée la caractéristique I(V) du composant étudié. On constate que le courant traversant la structure est négligeable tant que la tension appliquée est inférieure à 0,6 Volts. Au-

$T = 77K$ - $DT = 0.005PS$ - $DZ = 0.005\mu m$
 ZONE ALGAAS ($X=0.25$) DE $0.26\mu m$ DOPEE N^+ ($5 \cdot 10^{16} AT/CM^3$)
 ZONE ASGA DE $0.48\mu m$ INTRINSEQUE
 ZONE ALGAAS ($X=0.25$) DE $0.26\mu m$ DOPEE N^+ ($5 \cdot 10^{16} AT/CM^3$)

Fig. III₄

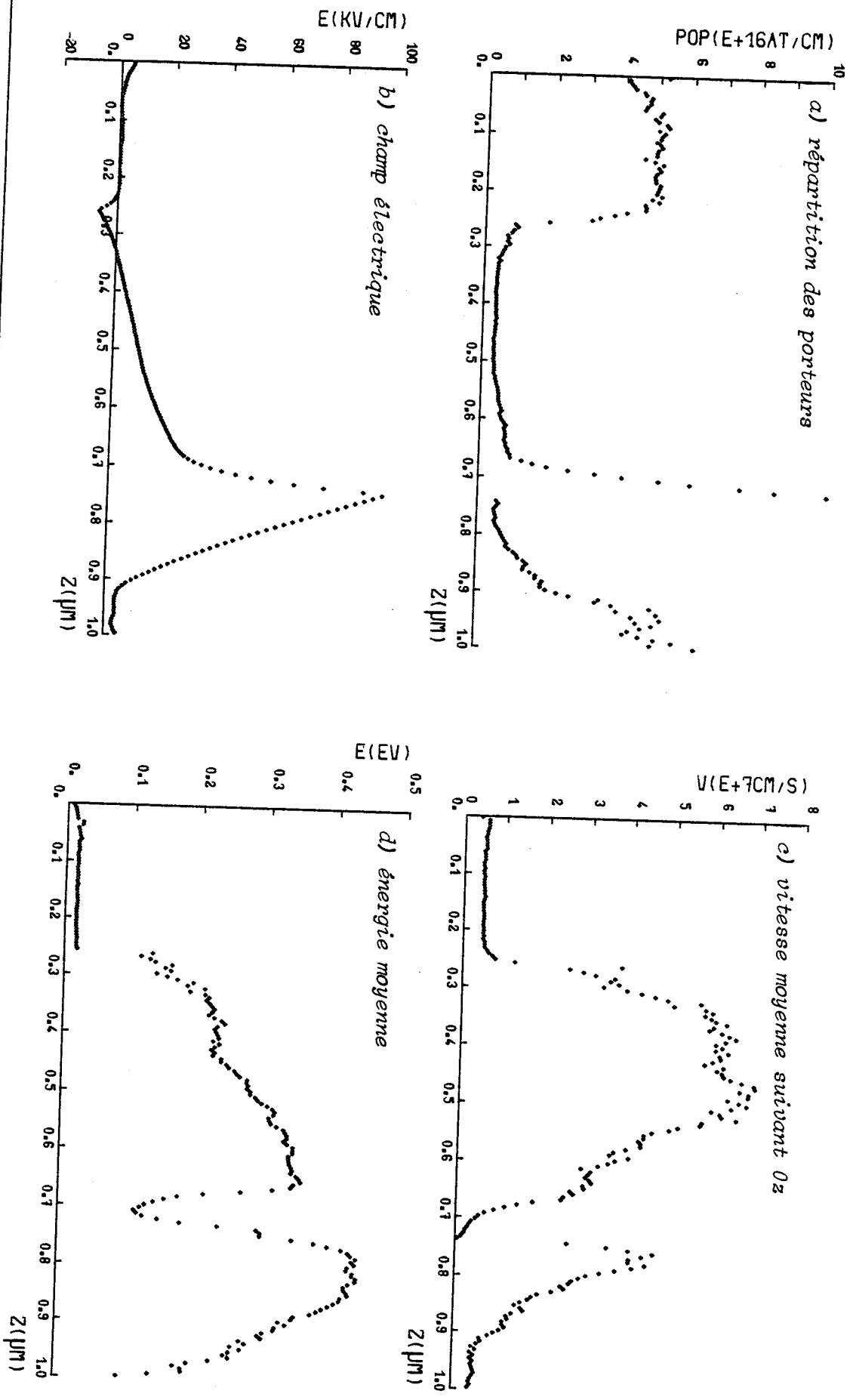
POLARISATION $V = 1.0V$
 $J = 1.6E+4 A/CM^2$



T = 77K - DT = 0.005PS - DZ = 0.005µm
 ZONE ALGAS (X=0.25) DE 0.26µm DOPÉE N⁺ (S.E16AT/CM3)
 ZONE ASGA DE 0.48µm INTRINSEQUE
 ZONE ALGAS (X=0.25) DE 0.26µm DOPÉE N⁺ (S.E16AT/CM3)

POLARISATION V = 1.5V
 J = 3.6E+4A/CM2

Fig. III 5



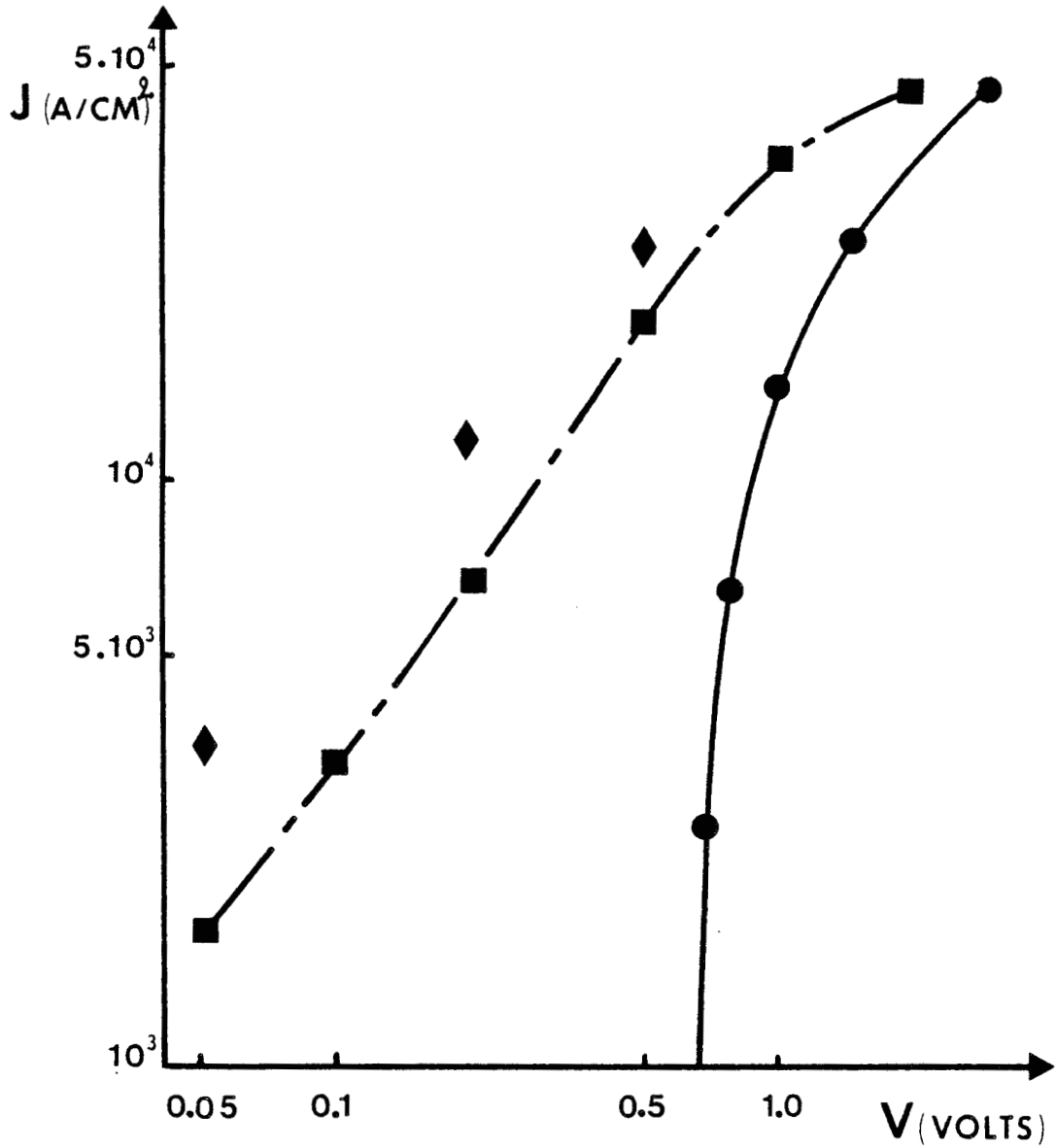


Fig. III₆ :

Densités de courant en fonction de la polarisation à $77^\circ K$

- aux bornes du composant décrit figure III₁ (GaAlAs N+/GaAs I/GaAlAs N+)
- aux bornes du composant décrit figure III (GaAs N+IN+)
- ◆ aux bornes d'un composant GaAlAs N+/GaAs I/GaAs N+ de mêmes dimensions et de même concentration en impuretés que les précédents.



delà de cette tension de seuil, le courant croit brutalement au fur et à mesure que les électrons, accélérés par une différence de potentiel croissante, sont de plus en plus nombreux à pouvoir franchir l'hétérojonction base-collecteur.

Sur la figure III₆ sont également reportés quelques points de la caractéristique obtenue lorsque l'on considère que le collecteur N⁺ de la structure est réalisé en GaAs et non plus en GaAlAs. Le comportement du composant est alors totalement différent, les courants obtenus étant même supérieurs à ceux calculés dans le cas d'une homostructure NIN GaAs. Les électrons injectés dans la base n'ont plus d'hétérojonction à franchir pour pénétrer dans le collecteur, il n'y a plus d'accumulation dans la base au voisinage de la jonction base-collecteur (fig. III₇). Une partie importante de la tension est appliquée à l'hétérojonction émetteur base qui est donc toujours passante, même lorsque la tension appliquée aux bornes de la structure est faible [13], [6], [4].

On constate cependant (fig. III₇) que les vitesses réalisées dans la base sont pas sensiblement plus élevées que dans le cas d'une homostructure NIN. Ce résultat peut sembler étonnant puisque la présence de l'hétérojonction émetteur-base devrait se traduire par un phénomène de transport balistique. Il peut cependant être qualitativement expliqué à partir des deux phénomènes suivants :

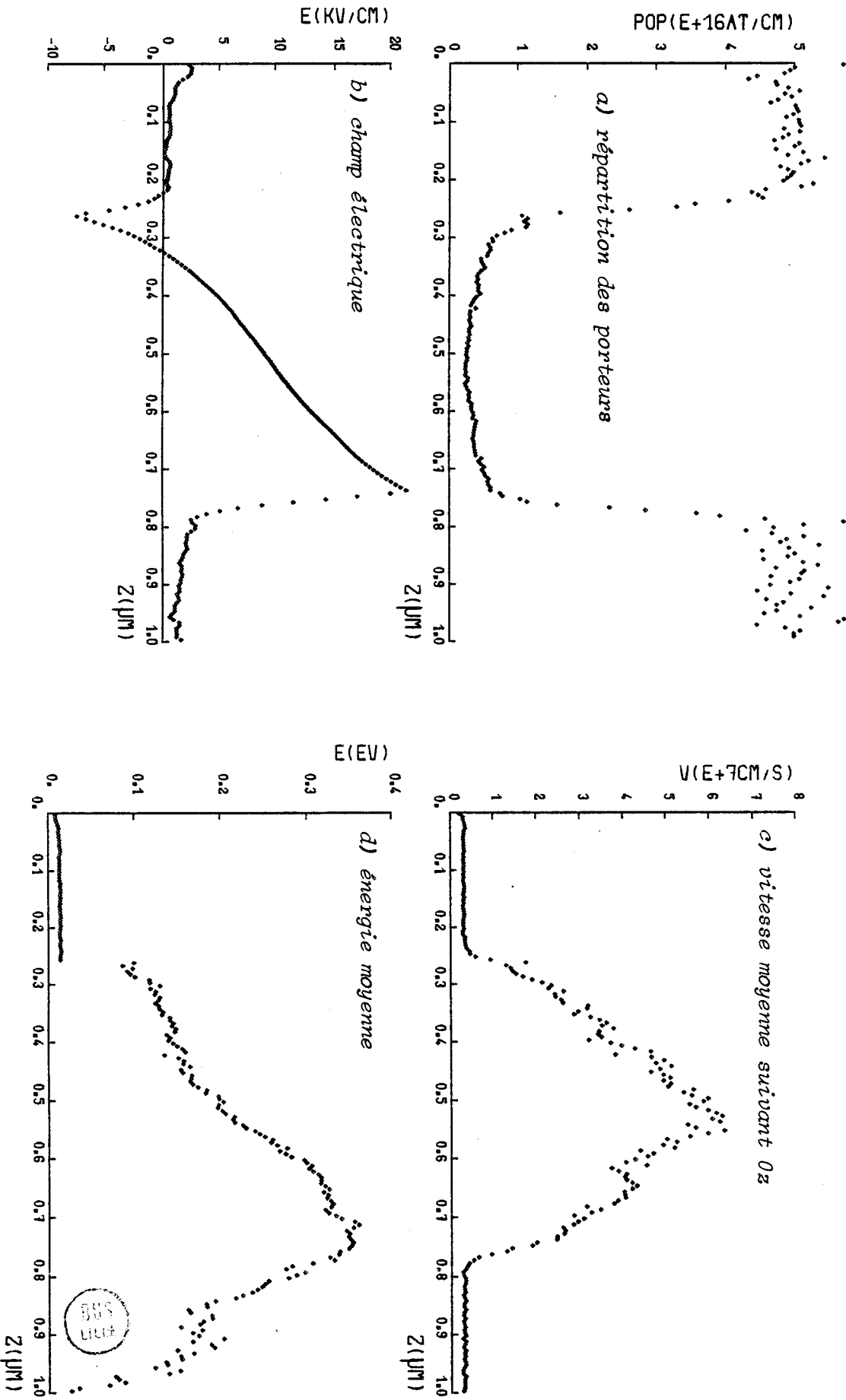
- Compte tenu de la nature de l'hétérojonction émetteur-base, un certain nombre d'électrons ayant diffusé dans la base se retrouvent bloqués près de cette jonction et ont tendance à s'y accumuler. La vitesse moyenne et l'énergie moyenne observées à la sortie de l'émetteur sont donc fortement diminuées en raison de cette accumulation d'électrons "inertes". Un phénomène identique avait d'ailleurs été décrit dans le chapitre I lors de l'étude d'un créneau spatial de champ électrique.

- La deuxième explication tient au fait que les électrons pénètrent dans la

T = 77K - DT = 0.005PS - DZ = 0.005UM
ZONE ALGAS (X=0.25) DE 0.26UM DOPEE N+ (5.E16AT/CM3)
ZONE ASGA DE 0.48UM INTRINSEQUE
ZONE ASGA DE 0.26UM DOPEE N+ (5.E+16AT/CM3)

Fig. III
7

POLARISATION V = 0.5V
J = 2.4E+4A/CM2



base avec une énergie voisine de 0.3 eV. Le champ électrique accélérateur régnant dans la base leur communique l'énergie nécessaire pour qu'ils transfèrent en grand nombre en vallée supérieure. Ils perdent ainsi une grande partie de leur vitesse.

d) Conclusion

Il apparaît donc difficile de réaliser dans une structure à deux électrodes, un phénomène de transport de type balistique. En effet, on observe presque toujours un phénomène d'accumulation au voisinage des hétérojonctions, et cette accumulation perturbe les conditions générales de transport dans la structure. On obtient de ce fait rarement les vitesses importantes espérées.

Il apparaît donc important de pouvoir évacuer ces électrons accumulés, en introduisant dans la base une troisième électrode. C'est ce que nous nous proposons de faire dans la deuxième partie de ce chapitre.

III. APPROCHE DU TRANSISTOR BALISTIQUE

III. 1 Objectifs et mise en oeuvre

a) Détermination de la structure à étudier à partir des principes de fonctionnement.

En se basant sur les résultats obtenus précédemment, nous nous proposons d'étudier, à titre de conclusion de ce travail, un transistor caractérisé par un temps de transit entre l'émetteur et le collecteur le plus court possible. Pour cela, un certain nombre de conditions doivent être réunies.

En premier lieu, il faut provoquer et "entretenir" le plus possible un mouvement balistique dans la base. Dans ce but, il nous est apparu judicieux d'une part de lancer les électrons à vitesse balistique en utilisant une hétérojonction entre l'émetteur et la base, d'autre part de choisir une zone de base la plus courte possible et non dopée afin d'éviter les interactions entre électrons et impuretés ionisées.

En second lieu, il faut que les électrons auxquels est dû le courant de collecteur soient les plus rapides possible, et pour cela il semble intéressant de filtrer les électrons à l'issue de leur transit dans la base, à l'aide d'une deuxième hétérojonction en sens inverse, placée entre la base et le collecteur, afin que seuls les électrons balistiques contribuent au courant de collecteur.

Enfin, il nous faut éviter l'influence des phénomènes de recombinaison, et donc utiliser une structure unipolaire, réalisée à partir du matériau de type N (ou P) [14]. L'utilisation d'une hétérojonction base-collecteur permet d'envisager cette solution pour un transistor puisqu'en l'absence de courant base, elle bloque le courant collecteur.

Les considérations nous amènent à définir une structure de transistor très

voisine de celle que nous venons d'étudier. La différence essentielle réside dans le fait que maintenant nous allons tenir compte de la présence d'une troisième électrode implantée dans la base [15], [16].

Les performances potentielles de cette nouvelle structure peuvent être caractérisées, comme pour un transistor usuel, par les grandeurs suivantes

$$\alpha = \frac{I_C}{I_E} \quad (15)$$

$$\beta = \frac{I_C}{I_B} = \frac{\alpha}{1-\alpha} \quad (16)$$

Il faut donc pour obtenir un gain en courant β suffisamment important que le rapport α soit voisin de 1. Il paraît alors opportun d'étudier les mécanismes et les conditions qui permettent le passage des électrons de l'émetteur vers le collecteur.

Dans un premier temps, nous considérons que le champ électrique dans la base est négligeable. Dans ces conditions, pour qu'un électron puisse franchir l'hétérojonction base-collecteur, il faut qu'il ait conservé, au terme de son transit dans la base, l'énergie cinétique suffisante. C'est-à-dire qu'il doit avoir été injecté dans la base avec une énergie initiale importante et qu'il doit avoir perdu le moins possible d'énergie, suite à des interactions, au cours de son transit dans cette zone. Il faut donc utiliser des bases très peu épaisses ; cependant, les limites à cette diminution d'épaisseur nous sont données par des considérations d'ordre technologique.

Par ailleurs, il faut remarquer que dans le cas où les compositions d'alliage du GaAlAs constituant l'émetteur et le collecteur sont identiques, l'énergie

cinétique fournie à l'électron à son entrée dans la base est égale à celle qu'il doit fournir pour en sortir. La probabilité qu'un électron puisse passer de l'émetteur au collecteur est dans ce cas extrêmement faible. Une solution pour augmenter cette probabilité de passage, et ainsi obtenir des gains en courant plus importants, peut être de diminuer la composition d'alliage du collecteur. De cette façon, on réduit la hauteur de la barrière de potentiel $\Delta\epsilon_c$ qui s'oppose au passage des électrons de la base vers le collecteur. On est cependant aussi assez vite limité dans cette voie par la nécessité de ne laisser passer dans le collecteur que les électrons ayant une vitesse importante.*

Le choix de l'épaisseur de base et des compositions d'alliage de l'émetteur et du collecteur ne peut donc résulter que d'un compromis entre des considérations technologiques, la nécessité d'un gain en courant suffisant et l'intérêt d'un dispositif très rapide.

En pratique, les caractéristiques de la structure que nous proposons de simuler ont été retenues compte tenu de tous ces éléments. C'est ainsi que l'épaisseur de base a été diminuée (0,15 μm) par rapport à celles des structures précédemment étudiées ($\approx 0,5 \mu\text{m}$), et que la concentration en aluminium du collecteur a été réduite à $x_c = 0,20$ au lieu de $x_c = x_e = 0,25$ dans les cas précédents. Dans ces conditions, si la discontinuité d'énergie $\Delta\epsilon_c$ de la bande de conduction entre l'émetteur et la base est toujours de 0,3 eV, elle n'est plus que de 0,24 eV entre la base et le collecteur.

* Notons également que pour obtenir un fonctionnement de type transistor bipolaire, l'hétérojonction base-collecteur doit avoir une hauteur de barrière suffisante pour qu'en l'absence de courant de base, le courant de collecteur soit nul.

A partir de ces nouvelles données, la probabilité de passage balistique d'un électron entre l'émetteur et le collecteur peut s'estimer en se reportant aux résultats obtenus dans le chapitre I et illustrés fig. I8. Un calcul simple montre que cette probabilité est maintenant de 50 %. Le gain en courant de cette structure devrait donc, dans un fonctionnement purement balistique, être de l'ordre de l'unité (relation (16)). C'est bien sûr une valeur assez faible pour un gain en courant, et des performances intéressantes ne peuvent être obtenues que si d'autres phénomènes peuvent intervenir pour augmenter α , c'est-à-dire la probabilité de passage des électrons de l'émetteur au collecteur.

Nous avons en effet jusqu'ici volontairement négligé les effets liés à la présence d'un champ électrique dans la base. La configuration de champ dans cette zone dépend non seulement de la tension appliquée entre l'émetteur et le collecteur, mais aussi de la charge électronique accumulée entre les deux hétérojonctions. Ce champ électrique peut dans certains cas communiquer aux électrons qui transitent dans la base l'énergie cinétique qui leur aurait manqué pour franchir l'hétérojonction de collecteur. Compte tenu de ce phénomène, le coefficient α peut sans doute atteindre des valeurs plus élevées que celles prévues en l'absence de champ électrique.

Cependant, seule une simulation numérique peut prendre en compte toute la complexité des phénomènes mis en jeu. Ce sont donc les résultats obtenus par une modélisation que nous allons maintenant exposer.

b) Prise en compte d'une troisième électrode dans notre simulation Monte Carlo.

L'étude précédente laisse prévoir que le déblocage et donc la commande du courant collecteur se fera par l'élimination de la base des électrons qui n'ont pas pu franchir l'hétérojonction base-collecteur. En pratique, cette opération est réalisable en disposant sur la surface latérale de la base des contacts

Shottky en direct ou des zones N^+ fortement dopées susceptibles d'"accueillir" les électrons et de les réinjecter dans l'émetteur (fig. III_g).

La prise en compte de cette électrode supplémentaire peut se faire dans notre simulation en considérant le mouvement de l'électron dans la base non seulement suivant la direction de polarisation Oz comme nous l'avons fait jusqu'ici, mais aussi dans le plan transversal Oxy . De part le principe de la méthode de Monte Carlo, la vitesse selon les axes Ox et Oy est connue, et il est donc possible de déterminer à chaque instant la position $M_e(x_e, y_e, z_e)$ de l'électron dans la base. Pour simuler l'électrode de base, il suffit d'admettre que chaque fois que

$$|y_e| \geq l_y \quad (17)$$

l'électron est récolté par le contact de base et réinjecté à l'entrée de l'émetteur à l'énergie thermique du réseau.

Deux problèmes se posent cependant :

- Quelle valeur du champ électrique \vec{E} (E_x, E_y, E_z) doit-on utiliser pour déterminer le mouvement de l'électron.

- A quelle distance y_0 du plan de symétrie Oxz doit-on réinjecter les électrons récoltés par l'électrode de base.

En ce qui concerne le premier point, afin d'alléger au maximum les calculs numériques, nous avons continué à supposer que le champ électrique E_z dans la direction Oz était indépendant de x et de y , et que l'on peut le calculer à partir de la résolution de Poisson à une dimension. On suppose ainsi implicitement que la concentration électronique dans la base est indépendante elle aussi de x et y et ne dépend que de z .

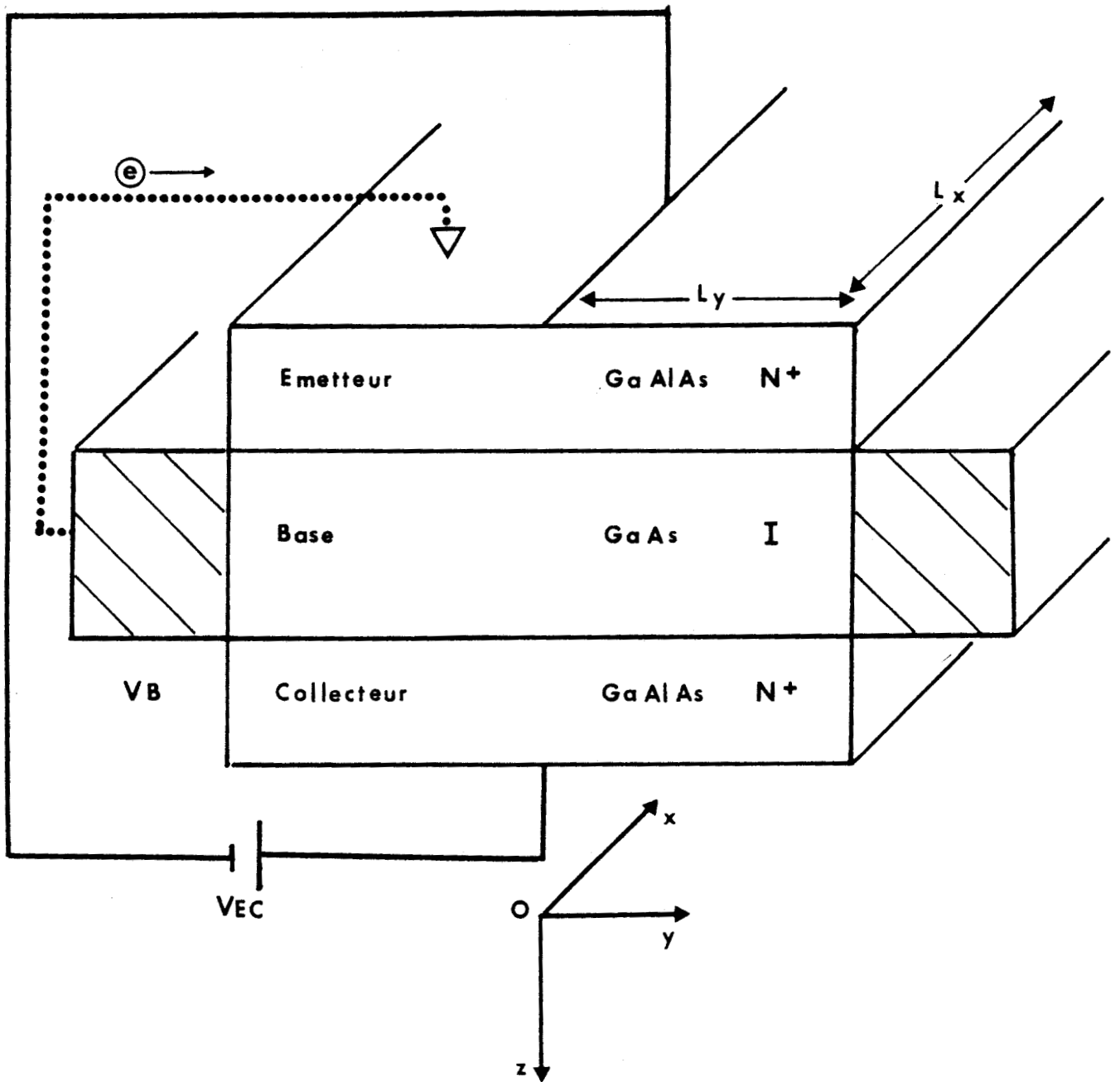


Fig. III₈ :

Shéma du composant étudié chapitre III3



Par contre le champ électrique E_y dans la direction Oy créée dans la base par la troisième électrode sera supposé indépendant de x_e , de z_e , et du module de y_e , mais de même signe que y_e . (De cette façon, un champ E_y positif entraînera l'électron vers le contact de base le plus proche, et un champ E_y négatif aura pour effet de rassembler les électrons dans le plan Oxz).

Dans le même souci de simplicité, nous n'avons pas calculé la valeur réelle de l'abscisse y_e de l'électron mais uniquement l'écart Δy_e dans la direction Oy par rapport à sa position lors de son injection dans la base, et nous avons admis que quand

$$|\Delta y_e| \geq 1 \quad (18)$$

l'électron est récolté par l'électrode de base.

Pour déterminer la longueur l à considérer dans la simulation du fonctionnement d'un composant de demi largeur ly , nous avons considéré que l'électron "moyen" est injecté dans la base à une distance $|y_0| = ly/2$ de l'électrode de base la plus proche. Il ne devra donc s'écarter de son point d'injection que de la distance l telle que :

$$l = ly/2 \quad (19)$$

pour être récolté par l'électrode de base.*

* Ce raisonnement n'est pas tout à fait exact. En réalité, l'électron a une certaine probabilité de ne pas se diriger vers l'électrode de base la plus proche et de partir vers le centre du doigt d'émetteur. Un écart $|\Delta y_e| \geq 1$ dans cette direction ne devrait pas alors donner lieu à l'absorption de l'électron par l'électrode de base.

Or ce cas risque d'être assez fréquent en particulier quand le champ E_y dû à l'électrode de base est nul. La relation $l = ly/2$ constitue donc une approximation assez grossière, et ne doit être considérée que comme une limite inférieure de l .

C'est pourquoi tous nos résultats de simulation seront donnés en fonction de l et non le ly . On peut considérer de façon très approximative que la largeur du demi doigt d'émetteur de la structure simulée est un peu inférieure à $2l$.

III. 2 Résultats obtenus

Afin de bien comprendre les phénomènes se produisant dans la structure schématisée fig. III_g, nous allons examiner successivement les deux mécanismes de collection que peut mettre en jeu l'électrode de base. Il peut s'agir

- soit de laisser les électrons transiter vers l'électrode de base sous le seul effet des phénomènes de diffusion

- soit d'accélérer ou ralentir ce transit latéral des électrons en modifiant la polarisation de base V_B , c'est-à-dire le champ E_y perpendiculaire au plan de symétrie Oxz .

a) Etude de l'effet lié à la présence de l'électrode de base.

Nous admettons dans cette première étape que le champ E_y créé par l'électrode de base est nul. Dans ces conditions, aucune force électrique n'attire les électrons vers les contacts de base. Néanmoins, sous l'effet de la diffusion, une proportion importante des électrons accumulés dans la base peut être récoltée par cette électrode. Ce phénomène est intéressant puisqu'il permet de dissocier les électrons non balistiques des électrons balistiques. En effet, les électrons, dès qu'ils sont lancés par l'hétérojonction émetteur-base, se propagent à très grande vitesse vers l'hétérojonction de collecteur, et tant qu'ils ne sont pas déviés par une interaction, c'est-à-dire tant qu'ils restent balistiques, ils n'ont aucune chance d'être récoltés par le contact de base. Par contre les électrons qui n'ont pu franchir l'hétérojonction base-collecteur et se sont accumulés dans la base peuvent éventuellement, suivant la loi de distribution thermique, avoir des vitesses dans la direction Oy suffisantes pour les amener sur les contacts de base. Cette troisième électrode ne récoltera en pratique que les électrons non balistiques.

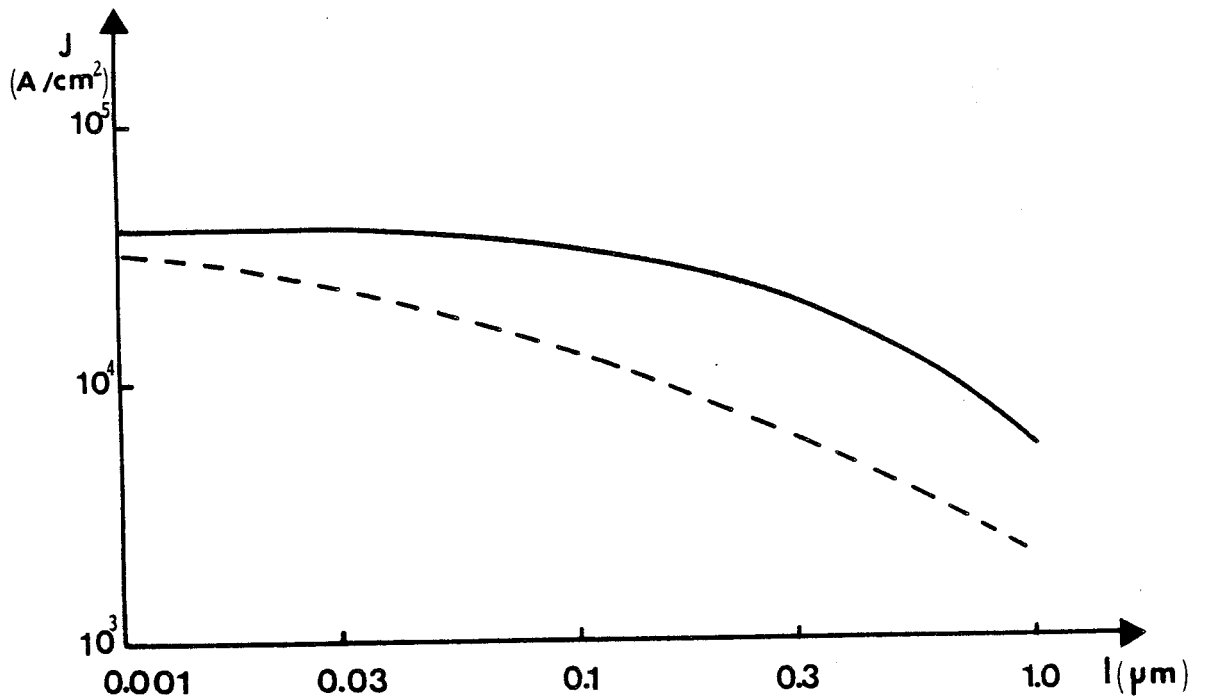


Fig. III₉ :

Densité de courant collecteur J_C (trait plein) et de courant base J_B (trait pointillé) suivant la largeur l considérée.

$V_{EC} = 0.5$ Volts - $T = 77^\circ\text{K}$

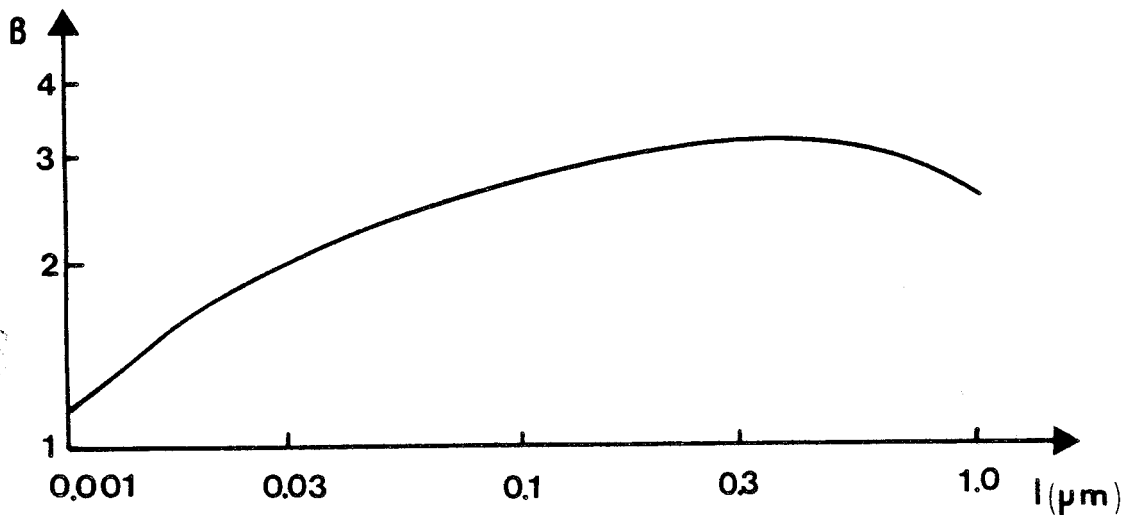


Fig. III₁₀ :

Gain en courant $\beta = J_C/J_B$ suivant la valeur de la largeur l considérée. $V_{EC} = 0.5$ Volts - $T = 77^\circ\text{K}$.



L'importance de cette collection dépend de la largeur du doigt d'émetteur considéré. Cette affirmation nous est confirmée par les résultats de la modélisation. Sur la figure III₉ est représentée l'évolution du courant base J_B en fonction de l , à tension émetteur-collecteur V_{EC} constante. On note que J_B augmente très sensiblement quand l diminue. En effet, plus l diminue, plus le nombre d'électrons susceptibles de parcourir par diffusion une distance l augmente. La base se vide donc progressivement des électrons qui y étaient accumulés, la charge d'espace entre les hétérojonctions diminue, et une partie de la tension V_{EC} se reporte sur la jonction émetteur-base. Cette jonction devient alors passante, selon les mécanismes décrits dans la première partie du chapitre. La structure se débloque donc progressivement à mesure que l diminue. Ce phénomène apparaît aussi sur la figure III₉ où est reportée l'évolution du courant de collecteur J_C , suivant la valeur de l .

Le rapport $\beta = \frac{J_C}{J_B}$ a été tracé fig. III₁₀. On remarque que β est voisin de 1 lorsque l est petit, car alors presque tous les électrons non balistiques sont récoltés par la base, et on se retrouve dans des conditions proches du transport en l'absence de champ électrique dans la base, avec dans ce cas un coefficient $\alpha = \frac{J_C}{J_E}$ de 50 %.

Le coefficient β tend vers une valeur maximale voisine de 3. Le coefficient α correspondant est 0.75, c'est-à-dire que la charge d'espace due aux électrons non encore récoltés crée un champ dans la base qui favorise le passage des électrons. Par contre quand l'électrode est trop éloignée du plan de symétrie, les électrons accumulés dans la base sont trop nombreux et le dispositif a tendance à se bloquer (comme en l'absence d'électrode de base). L'amorce du blocage peut être observée fig. III₉ pour les plus grandes valeurs de l .

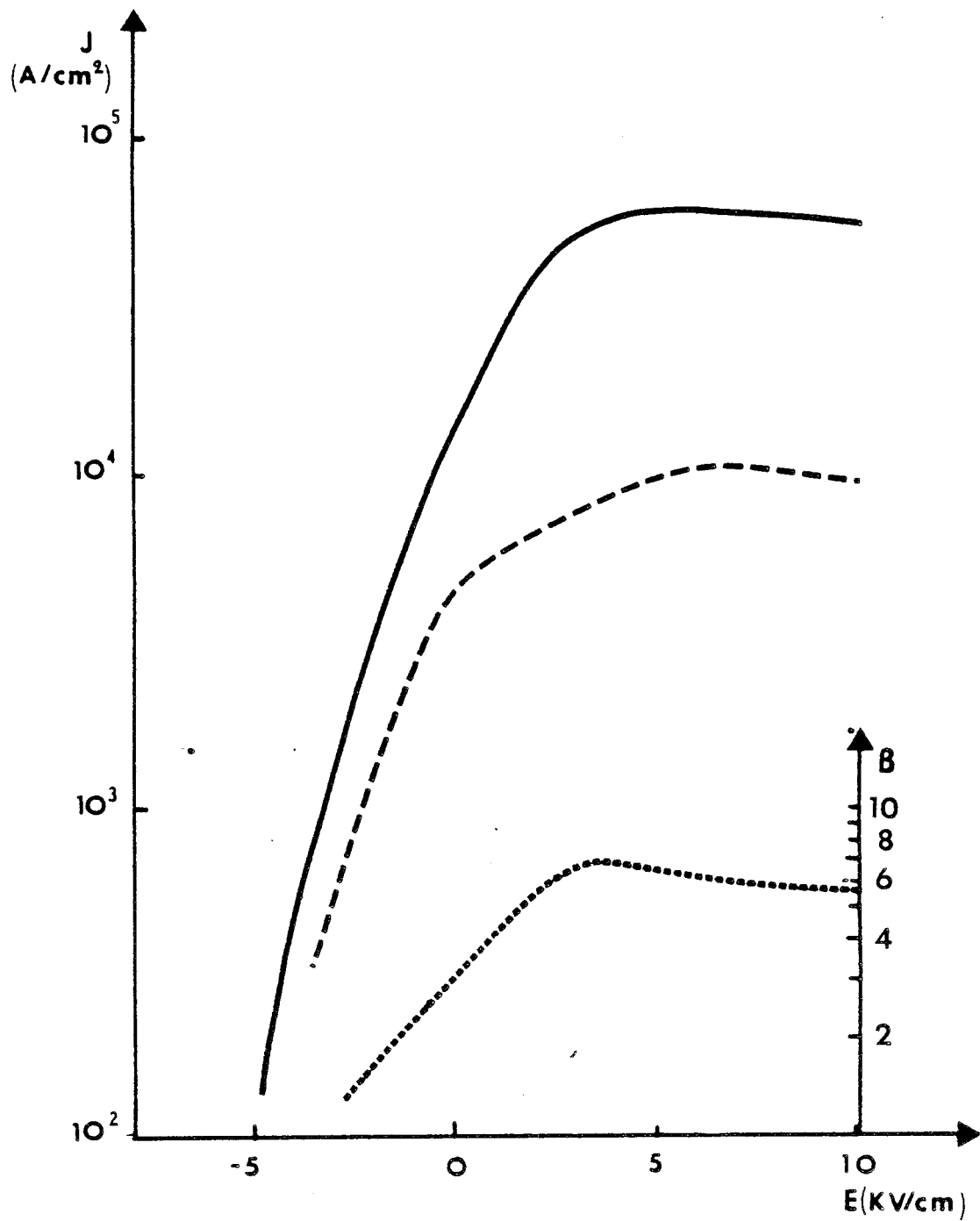


Fig. III₁₁ :

Evolution de la densité de courant de collecteur (trait plein), de la densité de courant de base (trait pointillé), et du gain en courant β (trait hachuré) en fonction du champ électrique E_y .

Le champ électrique dans la base joue donc un rôle essentiel sur les performances du transistor en permettant à un plus ou moins grand nombre d'électrons de passer de l'émetteur au collecteur.

Il reste maintenant à étudier comment il est possible de commander le courant collecteur J_C par l'intermédiaire du courant base J_B .

b) Etude de l'influence du champ électrique créé par l'électrode de base.

La commande du courant J_B peut être effectuée en modifiant le potentiel de l'électrode de base V_B . On doit ainsi créer un champ transversal E_y qui peut accélérer ou ralentir le mouvement des électrons vers les contacts.

Afin d'étudier cet effet, nous avons procédé à une simulation par Monte Carlo en superposant dans la base un champ E_y .

Dans un souci de simplification, nous avons fait un certain nombre d'approximations concernant ce champ E_y (voir page 112). Ces hypothèses sont évidemment assez grossières mais ont le mérite de nous permettre de faire une première évaluation des performances du dispositif.

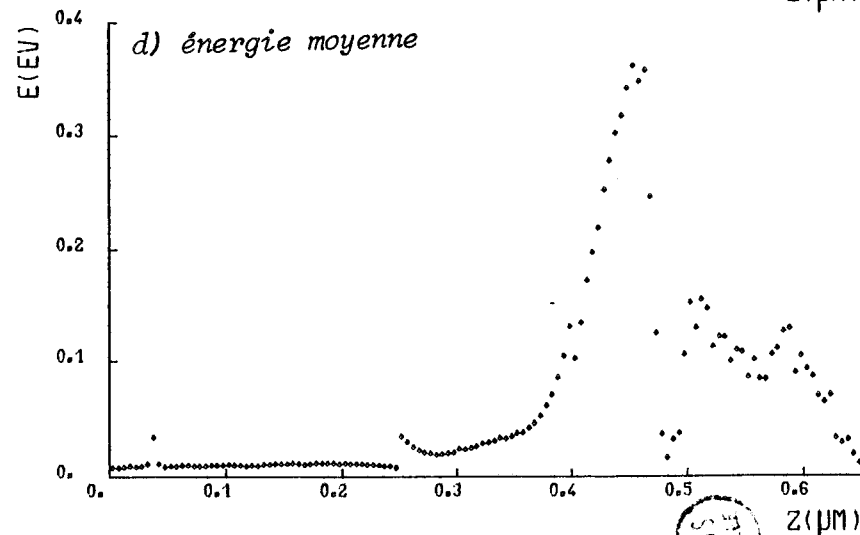
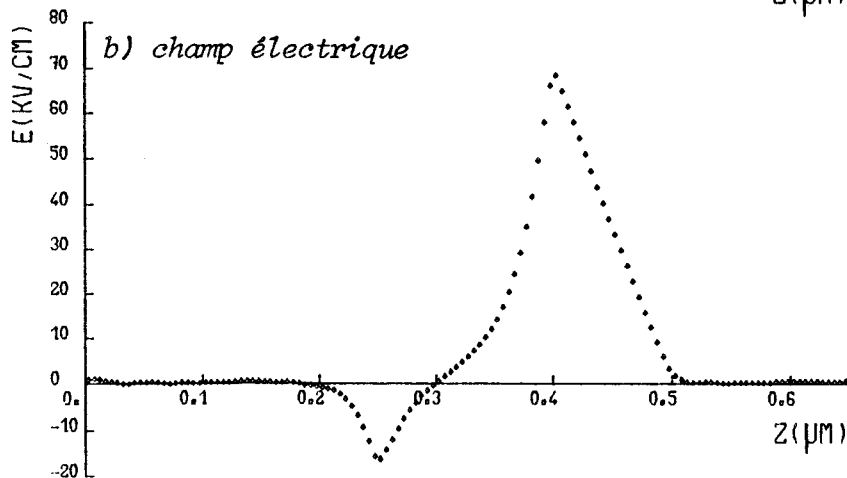
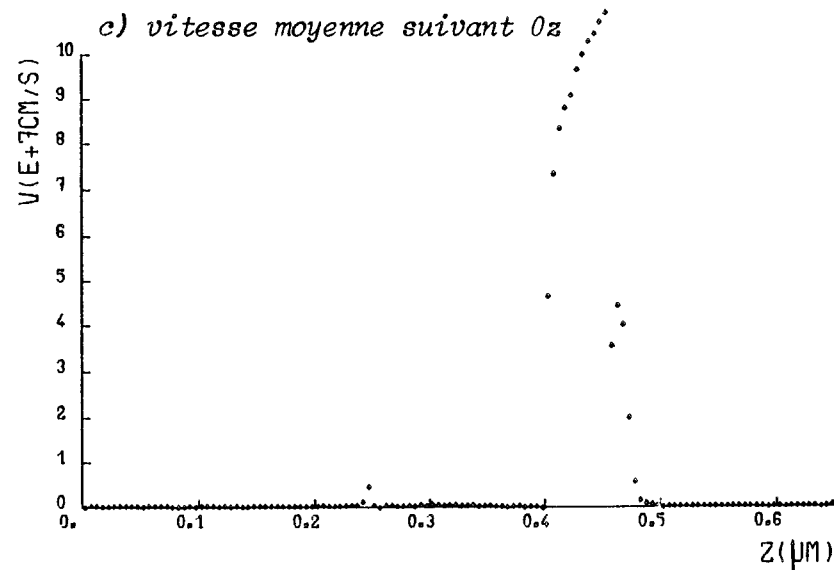
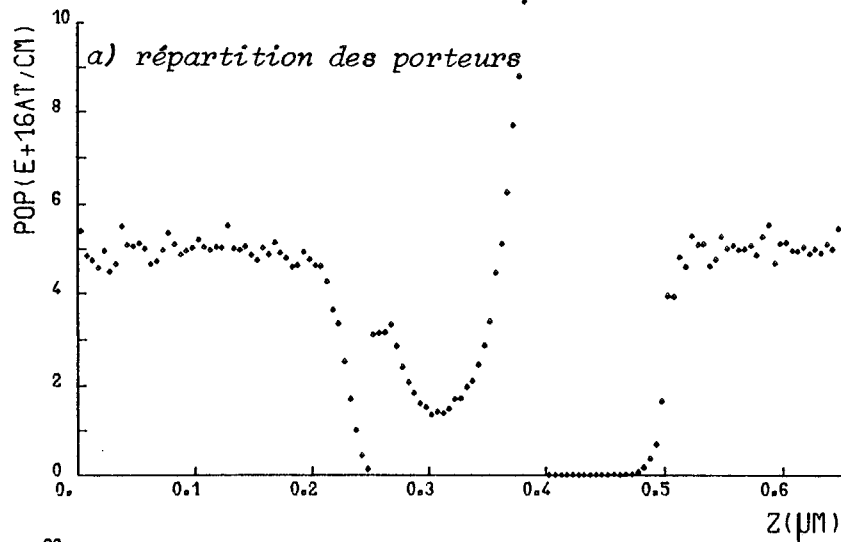
Les calculs ont été effectués pour une valeur de l de $0,5 \mu\text{m}$, qui correspond à une demi-largeur de doigt d'émetteur l_y légèrement supérieure à $1 \mu\text{m}$. La figure III₁₁ présente l'évolution des courants de collecteur et de base en fonction de la valeur du champ E_y , pour une tension V_{EC} constante ($V_{EC} = 0,5$ Volts). Le gain en courant $\beta = \frac{J_C}{J_B}$ est également reporté sur la figure.

On constate que pour des valeurs de E_y fortement négatives, c'est-à-dire quand le champ E_y repousse les électrons vers le centre du composant, la structu-

T = 77K - DT = 0.005PS - DZ = 0.005µm
ZONE ALGAAS (X=0.25) DE 0.25µm DOPEE N+ (5.E16AT/CM3)
ZONE ASGA DE 0.15µm INTRINSEQUE
ZONE ALGAAS (X=0.20) DE 0.25µm DOPEE N+ (5.E16AT/CM3)
DISTANCE DE COLLECTION : 0.5 µm
JCOL = 9.0A/CM2 - JBASE = 0.0A/CM2

Fig. III₁₂

POLARISATION V = 0.5V
CHAMP TRANSVERSAL : -5KV/CM



re se trouve en situation de blocage. Ce phénomène s'explique par le fait que les électrons non balistiques n'étant pas collectés, la charge d'espace s'oppose à l'injection de porteurs entre l'émetteur et la base, selon les mêmes mécanismes que ceux décrits en l'absence d'électrode de la base.

Au fur et à mesure que le champ E_y prend des valeurs moins fortement négatives et progressivement attire les électrons vers les contacts, la structure se débloque, et son gain en courant β peut atteindre des valeurs de 6.

Au-delà de 5 kv/m, on observe un phénomène de saturation, et même une diminution des valeurs de courants et du gain en courant. Ce phénomène peut s'expliquer par l'importance du champ résultant de E_z et E_y auxquels sont soumis les électrons dans la base. Ils sont en effet injectés par l'émetteur à une énergie proche du gap intervallée, et une partie d'entre eux peut avoir transféré en vallée supérieure en raison du supplément d'énergie que lui a fourni le champ transversal. Ils ne peuvent alors se diriger vers la base que beaucoup plus lentement et l'efficacité du champ E_y est donc diminuée.

Afin de clarifier les mécanismes de collection en présence du champ E_y , nous avons représenté fig. III_{12,13,14}, l'état de la structure pour différentes valeurs de E_y , toujours avec $V_{Ec} = 0,5$ Volts. La comparaison entre les profils de concentration de porteurs dans les différents cas permet de constater que l'effet du champ E_y se fait principalement sentir sur les électrons accumulés au niveau de la jonction émetteur-base.

L'accumulation d'électrons au niveau de la jonction base-collecteur n'est pas modifiée, les électrons qui la composent étant rendus "insensibles" au champ E_y par l'importance du champ E_z auquel ils sont soumis [17].

T = 77K - DT = 0.005PS - DZ = 0.005µm

ZONE ALGAAS (X=0.25) DE 0.25µm DOPEE N+ (5.E16AT/CM3)

ZONE ASGA DE 0.15µm INTRINSEQUE

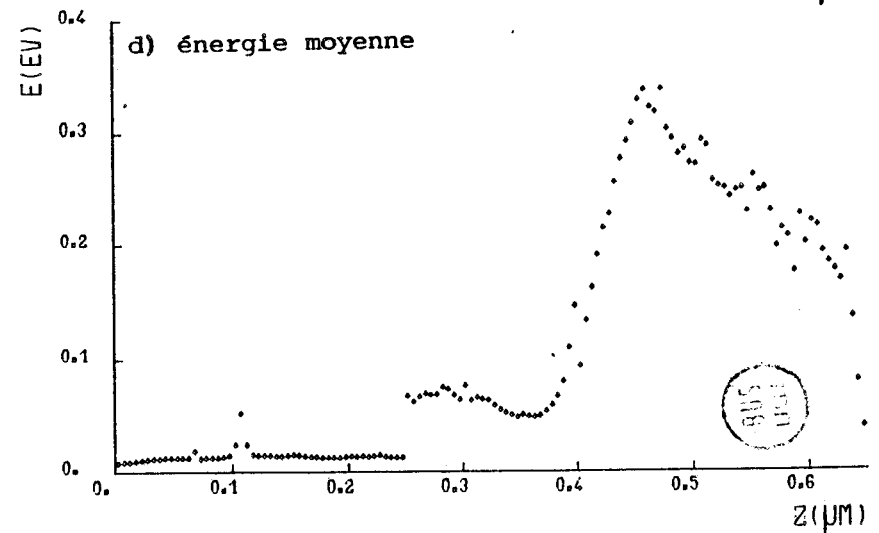
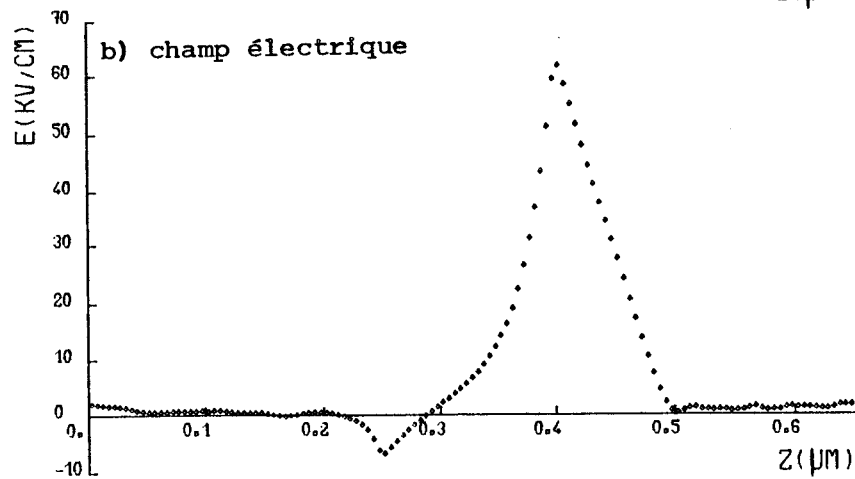
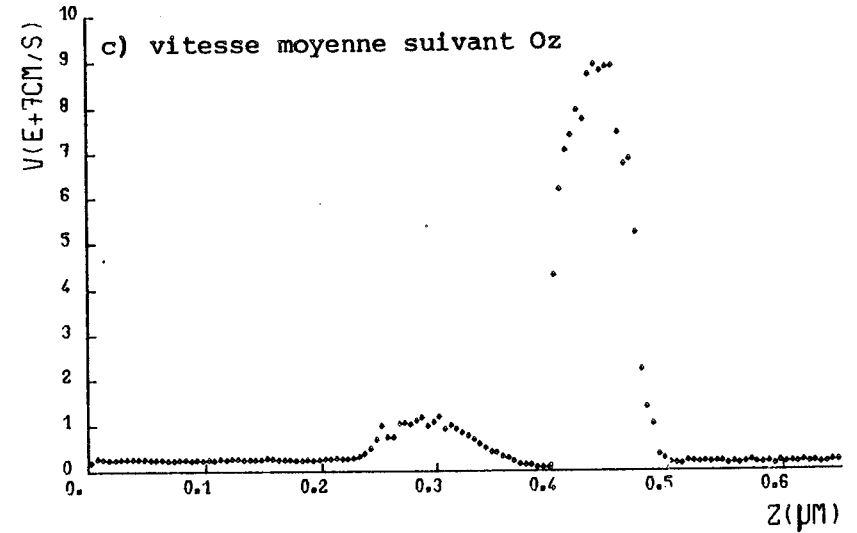
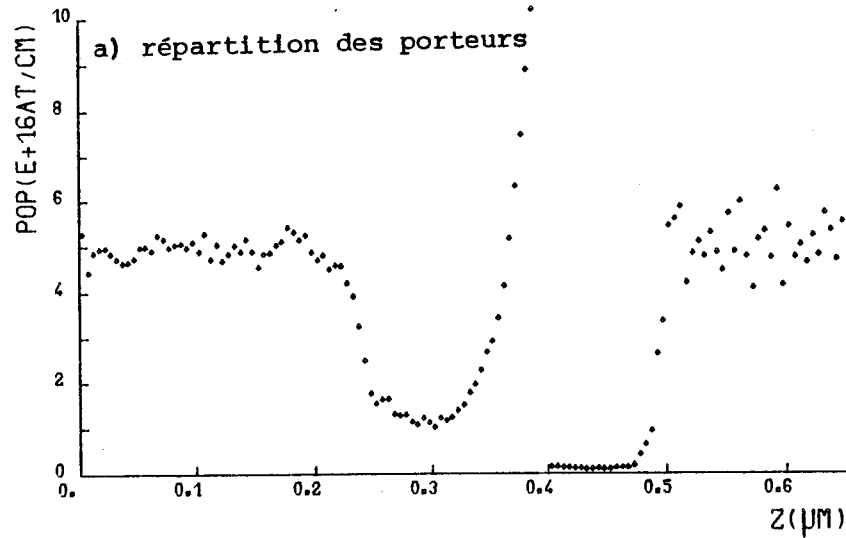
ZONE ALGAAS (X=0.20) DE 0.25µm DOPEE N+ (5.E16AT/CM3)

DISTANCE DE COLLECTION : 0.5 µm

JCOL = 1.5E+4A/CM2 - JBASE = 5.1E+3A/CM2

Fig. III₁₃

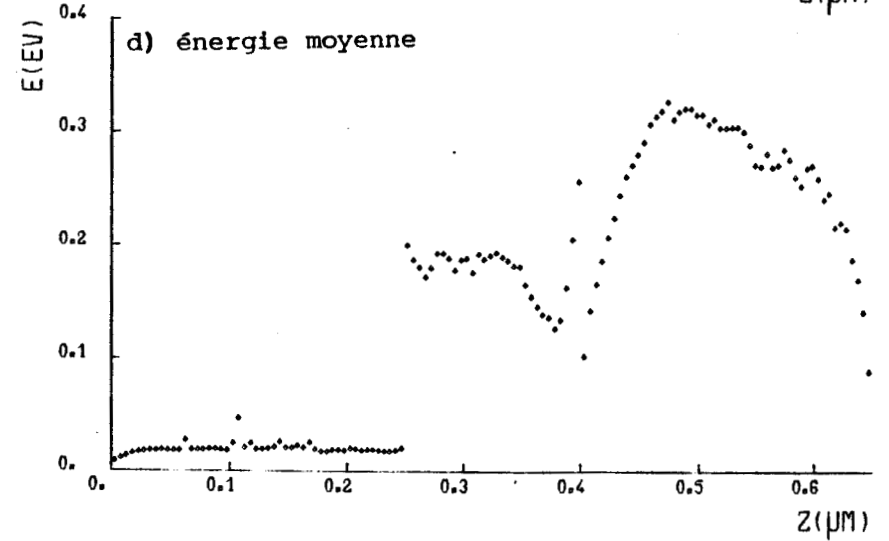
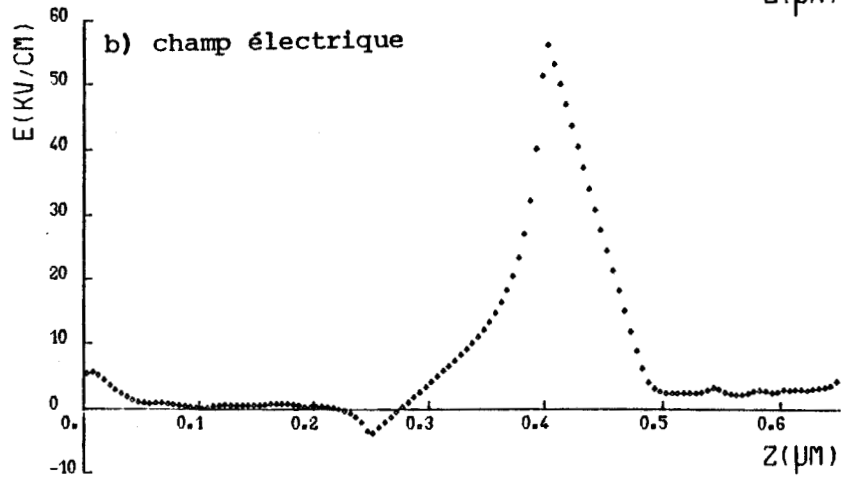
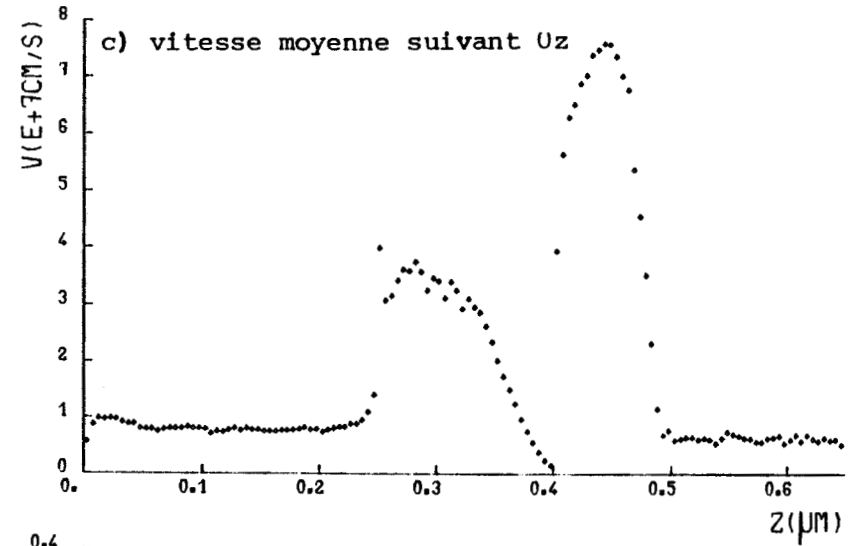
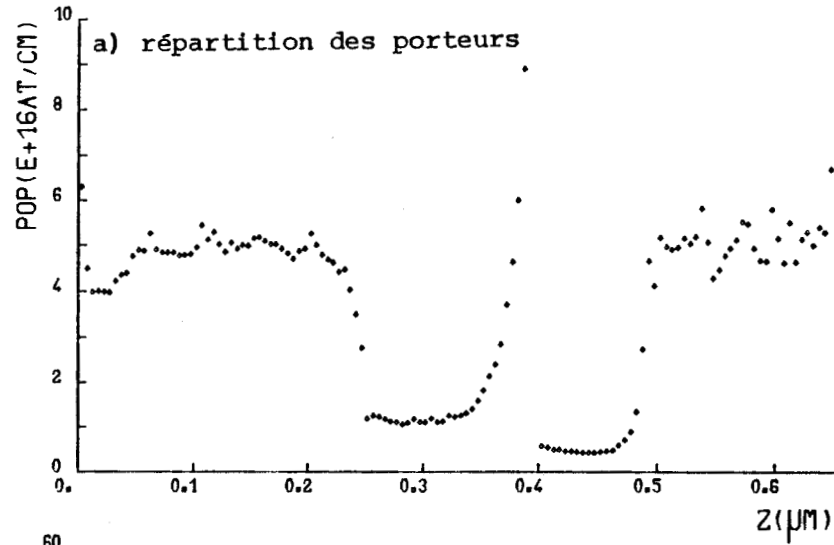
POLARISATION V = 0.5V
CHAMP TRANSVERSAL : 0KV/CM



$T = 77K$ - $DT = 0.005PS$ - $DZ = 0.005\mu m$
 ZONE ALGAAS ($X=0.25$) DE $0.25\mu m$ DOPEE N^+ ($5 \cdot 10^{16} AT/CM^3$)
 ZONE ASGA DE $0.15\mu m$ INTRINSEQUE
 ZONE ALGAAS ($X=0.20$) DE $0.25\mu m$ DOPEE N^+ ($5 \cdot 10^{16} AT/CM^3$)
 DISTANCE DE COLLECTION : $0.5 \mu m$
 $JCOL = 6.1E+4 A/CM^2$ - $JBASE = 9.4E+3 A/CM^2$

Fig. III 14

POLARISATION $V = 0.5V$
 CHAMP TRANSVERSAL : $5KV/CM$



L'action du champ E_y se résume donc à une diminution l'importance de la charge d'espace au niveau de la jonction émetteur-base, donc à une diminution de la tension négative aux bornes de cette jonction, qui devient ainsi plus ou moins passante suivant la valeur de E_y .

c) Caractéristiques du transistor.

Une étude systématique de la structure nous a permis d'obtenir le réseau de caractéristiques présenté fig. III₁₅ [15], [16], [6].

Le gain en courant à 0,5 Volts peut être obtenu par

$$\beta = \frac{J_C}{J_B} = 6 \quad (18)$$

d'où on peut déduire le coefficient α

$$\alpha = \frac{J_C}{J_E} = \frac{\beta}{1+\beta} = 0,85 \quad (19)$$

La transconductance du dispositif peut être évaluée en considérant, à $V_{EC} = 0,5$ volts la variation du courant collecteur quand le potentiel de base varie

$$g_m = \left(\frac{\Delta I_C}{\Delta V_{BE}} \right)_{V_{CE}} = \frac{\Delta J_C l_y l_x}{l_y \Delta E_y} \quad (21)$$

$$g_m = \frac{\Delta J_C l_x}{\Delta E_y} \quad (22)$$

On note que la transconductance est indépendante de la largeur de l'émetteur. En choisissant la longueur de grille $l_x = 1$ mm, on obtient une transconductance $g_m = 2S$ pour une variation du champ E_y de 0 à 5 kV/cm, à $V_{EC} = 0,5$ V ($g_m = 0,5$ S

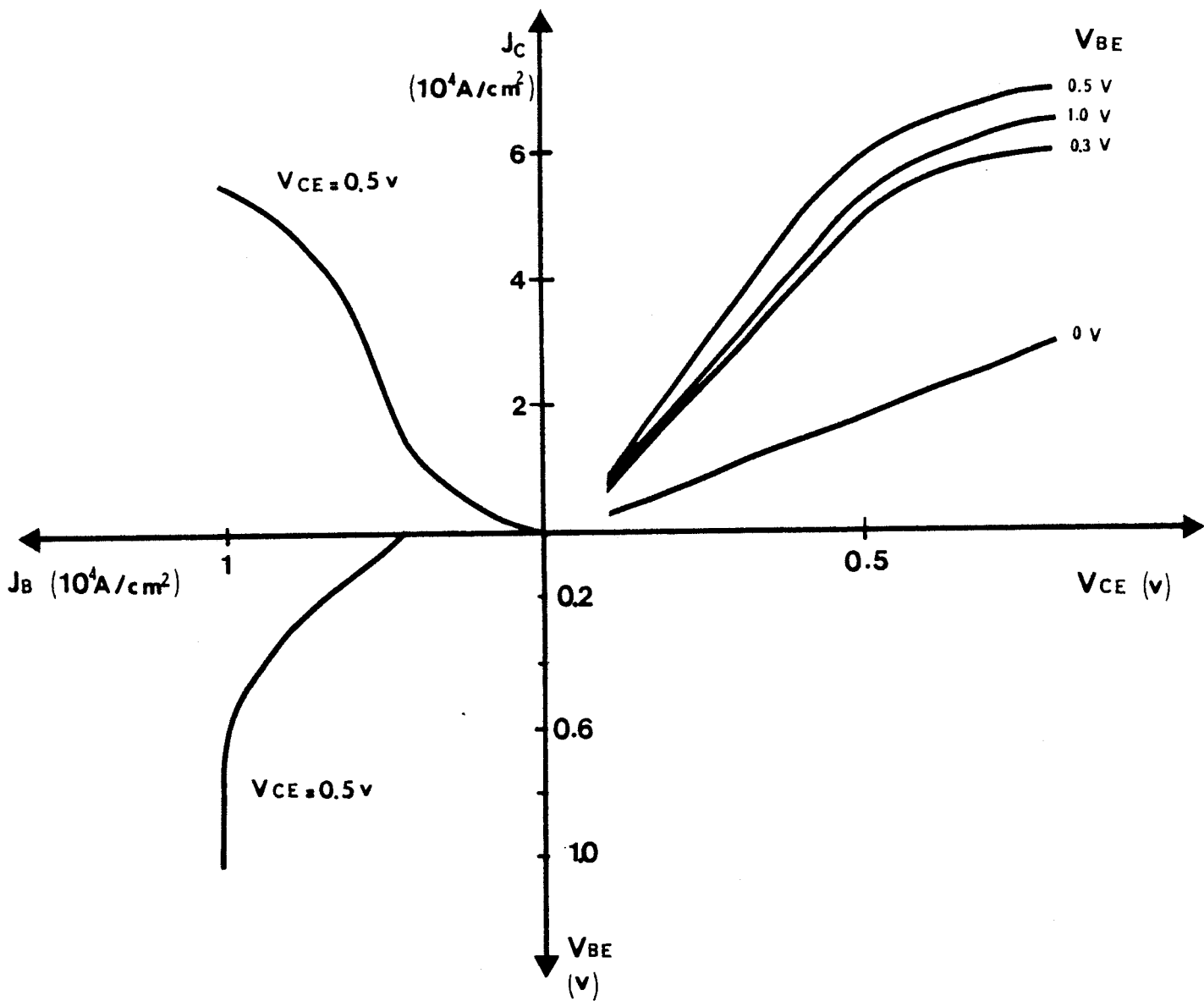


Fig. III₁₅ :

Caractéristiques du transistor balistique décrit figure III₈.



pour une variation de E_y entre 3 et 5 kv/cm).

Nous pouvons également calculer la conductance de sortie g_d

$$g_d = \left(\frac{\Delta I_c}{\Delta V_{CE}} \right) V_{BE} = \frac{\Delta J_c \cdot l_y \cdot l_x}{\Delta V_{CE}} \quad (23)$$

en considérant l_y donné par la relation (19).

Dans le cas présent, $l = 0,5 \mu\text{m}$, donc $l_y = 1 \mu\text{m}$. A $V_{BE} = 0,5$ volts et V_{EC} variant entre 0,3 et 0,5 volts, on obtient une valeur de g_d égale à $1,2 \Omega^{-1}$.

A partir des valeurs précédentes, une estimation du gain en puissance maximum peut être effectuée. Le rapport des puissance à l'entrée (P_e) et à la sortie (P_s)

$$\frac{P_s}{P_e} = \frac{\Delta I_c \Delta V_{CE}}{\Delta I_B \Delta V_{BE}} = \beta \frac{g_m}{g_d} \quad (24)$$

donne un gain en puissance de l'ordre de 10 db, compte tenu des valeurs calculées ci-dessus.

La rapidité de réponse du composant à une commande extérieure par l'intermédiaire de la tension de base a été étudiée [6]. A partir d'un état stable à $V_{CE} = 0,5$ volts, $V_{BE} = 0$, fait varier brutalement à l'instant $t = 0$ la tension V_{BE} de 0 à 0,5 volts (c'est-à-dire que E_y passe de 0 à 5 kv/cm). La figure III₁₆ reproduit les courants instantannés relevés à partir de $t = 0$ à chaque instant dt . L'état stable correspondant à $V_{CE} = 0,5$ volts, $V_{BE} = 0,5$ volts semble être atteint en 3 ps.

De même, le régime transitoire du courant correspondant à la suppression à

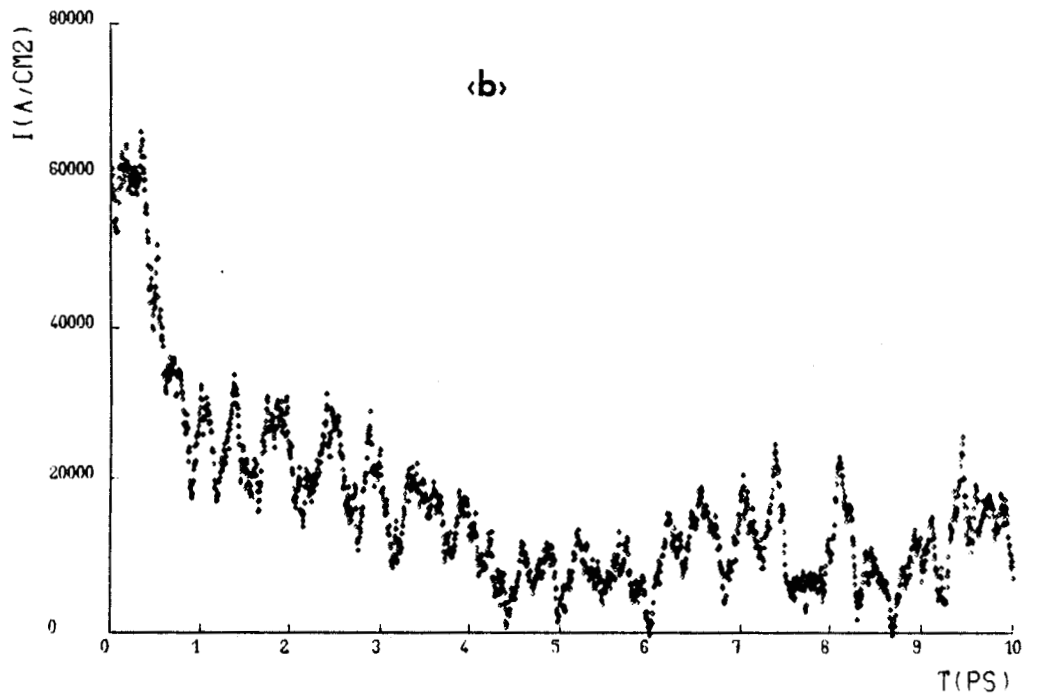
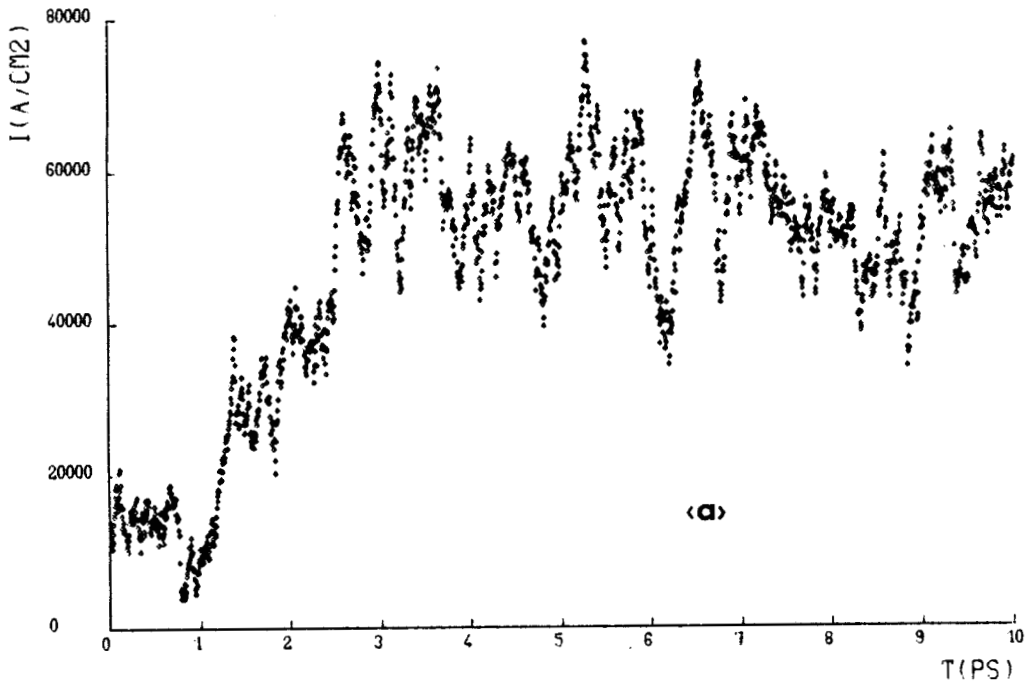


Fig. III₁₆ :

a) Temps de montée de la densité de courant dans le transistor décrit figure III₈. A l'instant $t=0$, le champ électrique E_y passe de 0 à 5KV/cm.

b) Temps de descente de la densité de courant dans le transistor décrit figure III₈. A l'instant $t=0$, le champ électrique E_y passe de 5KV/cm à 0.

$V_{EC} = 0.5 \text{ Volts}$ - $T = 77^\circ\text{K}$.



$t = 0$ du champ transversal dans la base est illustré figure III_{16b}. Là encore, il semble que l'état stable soit atteint au bout de 3 ps, mais un état relativement proche de l'état final a été atteint dès la fin de la première picoseconde.

Compte tenu de l'ensemble des approximations faites au cours de cette étude, principalement en ce qui concerne les effets bidimensionnels et les impératifs technologiques, les valeurs caractéristiques calculées (gains, conductances, temps de réponse) ne peuvent donner qu'une première idée des possibilités d'un hétéro-transistor réel de ce type. Par ailleurs, ces valeurs sont certainement améliorables par une optimisation des paramètres de dimensionnement et de matériau utilisés.

Cependant, on peut déjà conclure qu'une telle structure est susceptible d'amplifier à très haute fréquence et qu'une très faible tension de base suffit à la commander.

B I B L I O G R A P H I E

CHAPITRE III

- [1] R.L. ANDERSON
Solid. State. Electron - 5,341 (1962)

- [2] W. SHOCKLEY
U.S. Patent 2 569 347 (1951)

- [3] H. KROEMER
Proc IRE, 70 p.13 (1982)

- [4] W.F. HALL
Electron. Lett. vol 9 p. 548 (1973)

- [5] D. ANKRI, L.F. EASTMAN
Electron. Lett. vol 18 n° 17 p. 751 (1982)

- [6] W. DUMKE, J. WOODHALL, V. RIDEOUT
Solid . State . Electron 15, 1339 (1972)

- [7] C.R. CROWELL, S.M. SZE
Jour. Appl. Phy. 37, 26 83 (1966)

- [8] C. M. WU, E.S. YANG
Solid. State. Electron. 22, p. 241 (1979)

- [9] G.S. OSBOURN, D.L. SMITH
Phys. Rev. 8 19(4), (1979)

- [10] H. J. LEE, L.Y. JURAVEL, J.C. WOOLLEY,
A. SPRINGTHORPE
Phys. Rev. B 21(2), (1980)

- [11] D.C. TSUI, R.A. LOGAN
Appl. Phys. Lett. 35(2), (1979)

- [12] S.D. HERSEE, J.P. HIRTZ, M. BALDY, J.P. DUCHEMIN
Electron. Lett. 18(25), (1982)

- [13] H.L. STORNER, R. DINGLE, A.C. GOSSART, W. WIEGMANN, M.D. STURGE
Solid. State. Comon. 29 p. 705 (1979)

- [14] H. MORKOG, T.J. DRUMMOND, R. FISHER, A.Y. CHO
J. Appl. Phys. 53(4), (1982)

- [15] D. ANKRI, W.J. SCHAFF, P. SMITH, L.F. EASTMAN
Electron. Lett 19(4), (1983)

- [16] D. ANKRI, W.J. SCHAFF, J. BARNARD, L. LUNARDI, L.F. EASTMAN
Electron. Lett. 19(8), (1983)

- [17] M. DEBIOCK, R. FAUQUEMBERGUE, E. CONSTANT, B. BOITTIAUX
Appl. Phys. Lett 36(9), (1980)

- [18] A. MARTY, G. REY, A. BAILBE
Solid. State. Electron. 22,549 (1979)

CONCLUSION

L'étude approfondie, effectuée dans le cadre de ce travail, de la dynamique électronique en régime non stationnaire dans un semiconducteur III-V a permis de mettre en évidence et de caractériser deux types de transport dans les couches submicroniques :

- le régime de "survitesse"
- le régime "ballistique" .

L'influence des principaux paramètres (température, concentration en atomes d'impuretés, distance à parcourir) sur les vitesses obtenues (supérieures à la vitesse stationnaire) a été évaluée. Nous avons démontré la nécessité de prendre en compte tous les phénomènes spatiaux tels que diffusion des porteurs, non uniformité du champ électrique, diffusion de chaleur, ... dans l'étude du transport des porteurs sur des distances aussi courtes.

Une simulation numérique du comportement d'un composant réel en fonction de la tension appliquée a donc été développée. Elle permet d'étudier :

- la caractéristique statique
- le régime transitoire
- l'impédance dynamique
- les fluctuations de courant et le bruit qui en résulte
- l'influence d'un champ magnétique.

Grâce à cet outil, nous avons pu analyser le fonctionnement de deux composants conçus à partir des résultats de l'étude générale. Le premier est une structure NIN en Arséniure de Gallium, dont la zone faiblement dopée, d'épaisseur

environ 0,5 μm , est le siège, pour certaines tensions de polarisation, de phénomènes de survitesse. Le second est une structure N GaAlAs / I GaAs / N GaAlAs, la concentration en Aluminium du GaAlAs étant telle que la hauteur de la barrière de potentiel au niveau des hétérojonctions, de part et d'autre de la zone active, soit d'environ 0,3 eV. Dans ces conditions, le transit des porteurs à travers la couche intrinsèque peut être balistique.

Il est apparu que le régime balistique dans la structure à hétérojonctions est fortement perturbé par les porteurs "emprisonnés" entre les deux barrières de potentiel. Afin d'évacuer ces porteurs, on a été naturellement amené à introduire une troisième électrode. Nous obtenons ainsi un nouveau type de transistor balistique, qui présenterait un gain en courant voisin de 6 et une transconductance beaucoup plus importante que celle des meilleures structures imaginées actuellement.

Par ailleurs, la possibilité de détecter expérimentalement la présence des régimes de survitesse ou balistique a été étudiée. L'idée est d'imposer au déplacement des porteurs une perturbation proportionnelle à leur vitesse par l'intermédiaire d'un champ magnétique.

Ainsi, il apparaît que ce travail puisse être prolongé dans les deux directions suivantes :

- l'étude du transistor balistique mérite d'être poursuivie, notamment en tenant compte plus exactement du caractère bidimensionnel de la structure et en intégrant dans l'évaluation de ses performances les impératifs d'ordre technologique.

- l'effet d'un champ magnétique constitue une méthode prometteuse d'étude des phénomènes d'exaltation de vitesse dans une structure submicronique. Appliquée

a des hétérostructures de type GaAlAs / GaAs, elle devrait permettre de confirmer pour la première fois expérimentalement l'existence d'effets purement balistiques dans un semiconducteur.



RESUME

L'étude présentée a porté sur les phénomènes propres au transport électronique dans les composant submicroniques. Il a d'abord été mis en évidence la nécessité de prendre en compte tous les phénomènes spécifiquement spatiaux tels que courant de diffusion de porteurs, non-uniformité du champ électrique, diffusion de chaleur, dans l'estimation des performances de structures de si faibles dimensions. Nous avons ensuite étudié le cas de 2 processus types, l'un dit de "survitesse", l'autre "ballistique", la vitesse maximale que l'on peut espérer obtenir dans la zone active d'un composant en fonction de ses dimensions.

Une structure classique de type N I N exploitant le phénomène de survitesse dans l'Arséniure de Gallium à 77°K a été définie, les caractéristiques statiques et dynamiques ainsi que les propriétés de son bruit en régime statique ont été évaluées. La possibilité de mise en évidence expérimentale du phénomène de survitesse dans un composant a été explorée en considérant l'effet d'un champ magnétique transversal.

La dernière partie de l'étude a porté sur l'utilisation de l'effet "ballistique" dans un composant. Dans un premier temps, il a été établi qu'une structure semblable à la précédente mais où les zones N⁺ sont composées d'AlGaAs pouvait se trouver en région de blocage en dessous d'une certaine tension de seuil. Par la suite, avec l'adjonction d'un contact ohmique de base, le mécanisme de déblocage de ce dispositif a été étudié, ainsi que les possibilités de commande par la base du courant total. Le transistor ballistique finalement proposé présenterait un gain en courant de 6 et une transconductance de 2 S, soit dix fois plus importante que celle des meilleures structures existant actuellement.

MOTS-CLES:

COMPOSANT HYPERFREQUENCE

DISPOSITIF SUBMICRONIQUE

COMPOSES BIII-IV

TEMPS TRANSIT

HETEROJONCTION

TRANSISTOR HETEROJONCTION

SIMULATION