

50376
1983
131

50376
1983
131

THESE

présentée à

L'UNIVERSITE DES SCIENCES ET TECHNIQUES DE LILLE

pour obtenir le grade de

DOCTEUR ES SCIENCES PHYSIQUES

par

David ANKRI

Ingénieur INPG

Docteur Ingénieur

Contribution à l'étude des phénomènes de transport
électronique dans les transistors bipolaires à hétérojonction
GaAlAs - GaAs.



soutenue le 6 Septembre 1983 devant la Commission d'Examen

Membres du Jury:

M. G. SALMER

Président

M. E. CONSTANT

M. L.F. EASTMAN

Rapporteurs

M. J.P. NOBLANC

M. R. CASTAGNE

M. G. NUZILLAT

Examineurs

M. G. REY

M. A. SCAVENNEC

A mon fils Michaël

A mon épouse Isabelle

A ma famille.

REMERCIEMENTS

Ce travail a été réalisé au Centre National d'Etudes des Télécommunications de BAGNEUX, et en partie durant un stage à l'Université de CORNELL (USA).

Monsieur J.P. NOBLANC, Ingénieur en Chef, Directeur du Laboratoire de BAGNEUX m'a permis de mener à bien cette thèse, je tiens à lui exprimer ma profonde reconnaissance.

Je tiens à témoigner également ma sincère reconnaissance au Professeur E. CONSTANT, Directeur du CHS de LILLE d'avoir bien voulu organisé ce jury. L'intérêt qu'il a porté à ce travail ainsi que ses conseils scientifiques et amicaux m'ont beaucoup aidé.

Je remercie vivement le Professeur G. SALMER qui m'a fait l'honneur de présider au jury de cette thèse et de s'intéresser à nos travaux.

J'exprime ma profonde gratitude au Professeur L.F. EASTMAN qui a su faire de mon stage à CORNELL une des plus plaisantes et enrichissantes expériences professionnelles. Je suis très honoré d'avoir cet éminent spécialiste des composants électroniques parmi les membres du jury.

Je remercie vivement Monsieur R. CASTAGNE, Professeur à l'Université d'ORSAY, Monsieur G. NUZILLAT, Directeur du Laboratoire Central de Recherches de CORBEVILLE de TH-CSF, et Monsieur G. REY, Professeur à l'Université P. SABATIER de TOULOUSE qui m'ont fait l'honneur d'examiner ce travail.

Je remercie vivement A. SCAVENNEC, Chef de Département au CNET de m'avoir fait bénéficier de son expérience et d'avoir accepté de participer au jury.

Je voudrais remercier M. BENSOUSSAN et J.F. PALMIER d'avoir effectué une lecture critique d'une partie du manuscrit et de m'avoir manifesté soutien et encouragements.

Je tiens à remercier également tous ceux qui m'ont aidé à mener à bien ce travail : F. ALEXANDRE, M. BON, J.C. BOULEY, E. CAQUOT, D. CHEMLA, J. DANGLA, M. QUILLEC, A. MIRCEA, J. SAPIEL, ainsi que B. SCHAFF et M. HOLLIS de Cornell.

J'exprime ma reconnaissance à B. TRAVERS, P. HISOPE, E. SECQ, et à l'encontre du personnel du bureau de dessin-reprographie pour la rapidité et le soin qu'ils ont apporté à la mise en forme de ce document.

CONTRIBUTION A L'ETUDE DES PHENOMENES DE TRANSPORT ELECTRONIQUE DANS LES
TRANSISTORS BIPOLAIRES A HETEROJONCTIONS GaAlAs - GaAs.

page

Liste des principales notations utilisées

| | |
|--|----|
| INTRODUCTION : Situation du sujet..... | 1 |
| | |
| I PROPRIETES ELECTRIQUES DES TRANSISTORS BIPOLAIRES A HETEROJONCTION (TBH).. | 9 |
| I.1. <u>Historique</u> | 11 |
| I.2. <u>Procédés de fabrication et définitions des hétérojonctions abruptes et graduelles</u> | 13 |
| I.3. <u>Modèle des bandes d'énergie de l'hétérojonction abrupte</u> | 15 |
| I.4. <u>Modèle des bandes d'énergie de l'hétérojonction graduelle</u> | 18 |
| I.5. <u>Etude unidimensionnelle des phénomènes de conduction à l'hétérojonction émetteur-base</u> | 22 |
| I.5.1. <u>Modèle de dérive-diffusion et définitions</u> | 22 |
| I.5.2. <u>Efficacité d'injection des TBH à hétérojonction abrupte</u> | 23 |
| I.5.3. <u>Efficacité d'injection des TBH à hétérojonction graduelle</u> | 28 |
| I.5.4. <u>Discussion - Compromis entre l'efficacité d'injection et l'énergie d'injection des électrons</u> | 32 |
| I.6. <u>Conclusion - Définition du TBH idéal à injection d'électrons chauds</u> . | 33 |
| | |
| APPENDICE I-1 Simulation numérique des phénomènes de conduction à l'hétérojonction émetteur-base..... | 35 |
| APPENDICE I-2 Rappels des propriétés électriques des TBH. Comparaison avec les transistors bipolaires à homojonction silicium..... | 45 |
| | |
| II PHYSIQUE DU TRANSPORT ELECTRONIQUE DANS LES TBH A INJECTION D'ELECTRONS CHAUDS..... | 63 |
| II.1. <u>Rappels concernant le transport en régime non stationnaire dans les composants à dimensions sous microniques</u> | 65 |
| II.1.1. Validité des équations de transport..... | 65 |
| II.1.2. Méthodes de résolution de l'équation de transport de Boltzmann..... | 68 |
| II.1.3. Transport en régime balistique ou quasi balistique..... | 71 |
| II.1.4. Conclusion..... | 81 |

| | | |
|----------|--|-----|
| II.2 | <u>Mécanismes d'interaction dans les semiconducteurs polaires III-V...</u> | 81 |
| II.2.1. | Interaction acoustique avec le potentiel de déformation... | 86 |
| II.2.2. | Interaction acoustique piezoélectrique..... | 87 |
| II.2.3. | Interaction optique non polaire..... | 88 |
| II.2.4. | Interaction optique polaire..... | 88 |
| II.2.5. | Interactions intervalles équivalents et non équivalents... | 91 |
| II.2.6. | Interaction avec les impuretés ionisées..... | 93 |
| II.2.7. | Interaction avec les impuretés neutres..... | 95 |
| II.2.8. | Interaction avec les charges d'espace..... | 95 |
| II.2.9. | Interaction entre porteurs..... | 96 |
| II.2.10. | Interaction électron-plasmons..... | 98 |
| II.2.11. | Conclusion - Libre parcours moyen maximum..... | 104 |
| II.3 | <u>Modèle du TBH idéal sans collisions dans la base.....</u> | 108 |
| II.3.1. | Vitesse de dérive des électrons dans le transistor intrin- sèque..... | 111 |
| II.3.2. | Vitesse de dérive des électrons dans la base. Influence du dopage de base..... | 112 |
| II.3.3. | Vitesse de dérive des électrons dans la zone de déplétion base-collecteur..... | 116 |
| II.3.4. | Temps de transit dans la base..... | 116 |
| II.3.5. | Facteur de transfert de base..... | 117 |
| II.4 | <u>Conclusion</u> | 122 |
| III | <u>ETUDE EXPERIMENTALE</u> | 123 |
| III.1. | <u>Réalisation des TBH à injection d'électrons chauds par épitaxie par jets moléculaires (EJM)</u> | 125 |
| III.1.1. | Description du système de croissance EJM..... | 125 |
| III.1.2. | Processus de croissance du GaAs et GaAlAs..... | 131 |
| III.1.3. | Caractéristiques des structures épitaxiales multicouches du transistor..... | 136 |
| III.2. | <u>Fabrication des dispositifs expérimentaux</u> | 141 |
| III.3. | <u>Caractérisation électrique de l'hétérojonction émetteur base.</u> <u>Effet de la gradualité</u> | 146 |
| III.3.1. | Méthode de caractérisation électrique et chimique..... | 146 |
| III.3.2. | Résultats expérimentaux | 152 |
| III.4. | <u>Caractérisation des résistances d'accès</u> | 161 |

| | | |
|------------------|---|-----|
| III.5. | <u>Analyse du transistor en régime dynamique.....</u> | 166 |
| III.5.1. | Mesure des paramètres S et schéma électrique équivalent du TBH..... | 166 |
| III.5.2. | Résultats expérimentaux. Temps de transit intrinsèque.. | 170 |
| III.5.3. | Discussion..... | 178 |
| III.6. | <u>Photoréponse du TBH à une impulsion laser ultra-courte.....</u> | 180 |
| III.7. | <u>Comparaison des résultats expérimentaux au modèle du TBH idéal sans collision.....</u> | 186 |
| III.8. | <u>Discussion et suggestions pour des travaux futurs.....</u> | 188 |
| CONCLUSION | | 193 |
| ANNEXE 1 : | TBH GaAlAs-GaAs pour circuits logiques ultra-rapides..... | 197 |
| ANNEXE 2 : | Propriétés générales des matériaux GaAs et GaAlAs..... | 223 |
| ANNEXE 3 : | Communications et publications..... | 245 |
| REFERENCES : | | 261 |

LISTE DES PRINCIPALES NOTATIONS UTILISEES

1 - SYMBOLES

| | |
|--------------------|---|
| A | Coefficient multiplicatif. |
| a_E, a_B | Paramètres cristallins de l'émetteur (GaAlAs), et de la base (GaAs). |
| B | Base ou coefficient multiplicatif. |
| C | Collecteur ou contact métallique ou constante élastique. |
| C_0 | Capacité de transition par unité de surface. |
| C_{TCa}, C_{TEa} | Capacités de transition du transistor actif (jonctions CB et EB). |
| C_{TCL}, C_{TEL} | Capacités de transition de la jonction latérale (CB et EB). |
| D | Constante de diffusion des porteurs minoritaires en indices |
| E | Emetteur ou énergie. |
| e | Charge élémentaire d'un électron. |
| E_C, E_V | Niveau d'énergie de la bande de conduction de valence. |
| E_1 | Module du potentiel de déformation acoustique. |
| E_g | Energie de la bande interdite ("gap"). |
| F | Champ électrique ou énergie de Fermi. |
| f | Fréquence ou fonction de distribution. |
| f_T | Fréquence de transition. |
| f max | Fréquence maximale d'oscillation. |
| $G(k, k')$ | Facteur de recouvrement. |
| h | Constante de Planck. |
| h_{ij} | Paramètres hybrides ou constantes piezoélectriques. |
| I | Courant électrique. |
| J | Densité de courant. |
| J_{CC} | Densité de courant collecteur critique (effet de défocalisation). |
| J_{HIC} | Densité de courant collecteur critique (effet de haute injection). |
| J_{EBC} | Densité de courant collecteur critique (effet d'élargissement de base). |

| | |
|------------------|--|
| K, K_B | Constante de Boltzmann. |
| k | Vecteur d'onde. |
| L_B, L_E | Longueur de diffusion des porteurs minoritaires dans la base, dans l'émetteur. |
| L_g | Epaisseur de la zone de gradualité d'interface de l'hétérojonction. |
| l | Largeur de doigt d'émetteur. |
| N_B, N_E, N_C | Concentration nette d'impuretés ($N = N_0 - N_A $) dans la base, l'émetteur, le collecteur |
| N_{IS} | Densité d'états d'interface. |
| n_i | Concentration intrinsèque. |
| P | Concentration de trous ou puissance. |
| q | Charge élémentaire ou vecteur d'onde du phonon échangé au cours d'une collision. |
| R | Résistance. |
| R_B | Résistance carré de base. |
| R_{Ba}, R_{BL} | Résistance de la zone de base active, latérale. |
| R_C | Résistance de la zone de collecteur. |
| R_{GaAs} | Vitesse de croissance du GaAs. |
| r_E | Résistance dynamique d'émetteur. |
| S | Surface. |
| S_{ij} | Paramètres S |
| $S(k, k')$ | Probabilité de transition par unité de temps pour qu'un électron passe de l'état k à l'état k' . |
| s | Vitesse du son. |
| T | Température absolue. |
| T_{pd} | Temps de propagation par porte. |
| t | Temps. |
| U | Taux de recombinaison à la jonction. |
| V | Potentiel électrostatique. |
| V_a | Tension appliquée. |

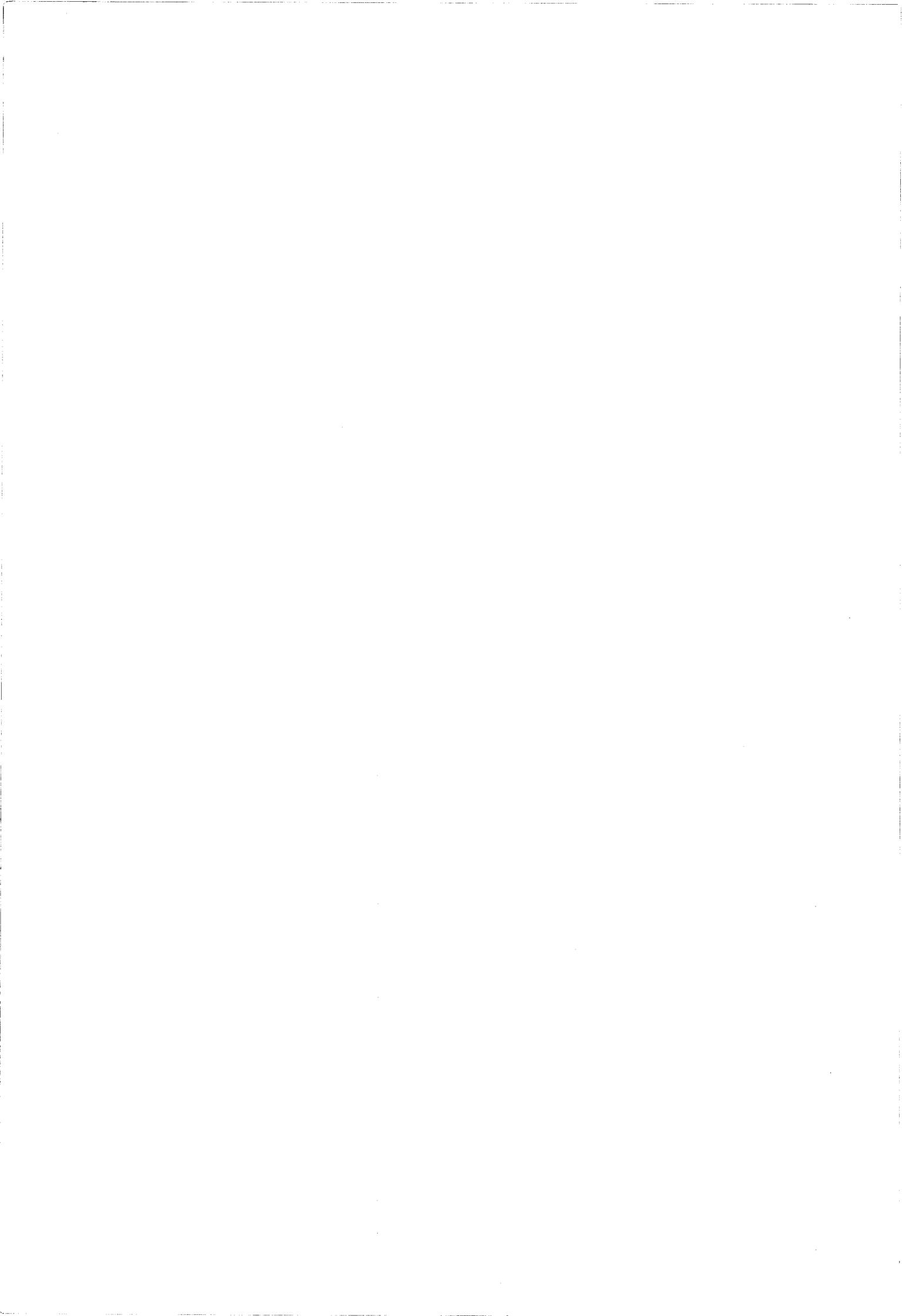
| | |
|--------------------|---|
| $V (\Delta k)$ | Potentiel d'interaction. |
| V_D | Potentiel de diffusion émetteur-base. |
| V_d | Vitesse moyenne de derive des électrons. |
| V_{DnC}, V_{DpC} | Potentiel effectif de diffusion des électrons côté n, côté p respectivement. |
| V_{s1} | Vitesse de diffusion maximale des porteurs. |
| W_B | Épaisseur de la zone quasi neutre de base. |
| X | Abcisse, profondeur ou épaisseur. |
| X_{AlAs} | Pourcentage d'aluminium (désigné également X, X_{Al}). |
| X_J | Distance entre la jonction électrique et la jonction métallurgique. |
| X_{TBC} | Épaisseur de la zone de transition base-collecteur. |
| Z_1, Z_2 | Impédance d'entrée, de sortie. |
| Z_0 | Impédance caractéristique (50 Ω). |
| α, α_0 | Coefficient de non parabolicité ou gain en courant (montage base commune) en régime dynamique, statique. |
| β, β_0 | Gain en courant (montage émetteur commun) en régime dynamique statique. |
| γ | Efficacité d'injection. |
| γ_1 | Coefficient d'injection. |
| ϵ | Constante diélectrique. |
| λ | Longueur d'onde ou libre parcours moyen. |
| λ_D | Longueur d'écran de Debye. |
| μ | Mobilité des porteurs. |
| ρ | Résistivité ou masse volumique du matériau. |
| ρ_C | Résistivité de contact. |
| θ | Angle de déviation après collision. |
| τ | Durée de vie, ou temps de transit, ou temps de relaxation. |
| τ_{EC} | Temps de transit des électrons de l'émetteur ou collecteur. |
| τ_B, τ_E | Durée de vie des porteurs dans les zones désertées base, émetteur, ou temps de transit de base et temps de charge d'émetteur, respectivement. |

x Affinité électronique.
w Pulsation.

2 - INDICES

A Relatif aux accepteurs.
a Relatif à la zone active du transistor.
B Relatif à la base.
C Relatif au collecteur.
c Relatif au contact ou à la bande de conduction.
D Relatif aux donneurs.
E Relatif à l'émetteur.
e Relatif aux électrons.
I, IS Relatif à l'interface, aux états d'interfaces.
L Relatif à la zone latérale du transistor.
n Relatif aux électrons.
o Relatif au régime statique ou au courant de saturation.
P Relatif aux capacités parasites.
R Relatif au courant de recombinaison en général.
S Relatif à la surface.
T Zone de transition.
t Relatif aux trous.

INTRODUCTION



Le développement des circuits intégrés ultra rapides de ces dernières années repose en grande partie sur les propriétés des transistors bipolaires silicium. Par définition, les transistors bipolaires font intervenir les deux types de porteurs, électrons et trous. Ceci confère à ce dispositif des avantages importants en logique rapide tels que la possibilité de moduler des densités de courant élevées pour de faibles variations de tension émetteur base et une transconductance interne élevée. En contre partie, la diffusion des porteurs minoritaires dans la base constitue un facteur limitatif à la rapidité du dispositif augmentant considérablement le temps de transit intrinsèque du transistor bipolaire silicium.

Shockley (1), puis Kroemer (2) proposent un nouveau type de composant bipolaire utilisant pour émetteur un matériau à énergie de bande interdite supérieure à celle de la base. Ce composant, transistor bipolaire à hétérojonction (TBH) permet une extension des performances des transistors à homojonction silicium.

L'étude des propriétés électriques du TBH a fait l'objet de nombreux travaux (12,3-7, 13). Par rapport au transistor à homojonction (8,9), l'efficacité d'injection est augmentée et ne dépend plus directement des dopages d'émetteur et de base. Ce degré de liberté supplémentaire permet de concevoir des transistors dont le dopage de base est supérieur à celui d'émetteur. Ceci permet de réduire la résistance de base et la capacité d'entrée émetteur base. Les caractéristiques dynamiques en haute fréquence qui dépendent directement de ces paramètres sont donc supérieures à celles des transistors à homojonction. Enfin, les possibilités nouvelles offertes par les techniques d'épitaxie permettent de concevoir des composants bipolaires dont l'épaisseur critique de base (dimension verticale) peut être contrôlée au-delà des limites actuelles des procédés de lithographie ($\leq 0.2 \mu\text{m}$).

Dans ce nouveau contexte technologique, le CNET a entrepris une évaluation des performances en logique ultra rapide des TBH (29). La famille logique choisie est l'ECL ("Emitter Coupled Logic") car c'est la plus rapide actuellement en silicium. La modélisation entreprise utilise une description classique du transistor de type Ebers Moll (10), validée par des mesures en régime impulsionnel sur des inverseurs discrets à base de TBH GaAlAs-GaAs (15). Cette analyse présentée intégralement dans un article en annexe 1, montre que le temps de propagation de l'inverseur dépend directement des caractéristiques intrinsèques du composant: Capacité de diffusion, temps de transit, résistance de base... Devant la perspective d'intégration, donc de réduction des dimensions,

nous avons entrepris une étude théorique et expérimentale des effets de dynamique électronique dans les TBH à base mince. Cette étude réalisée à l'Université de Cornell (USA) présente une première analyse des effets de survitesse dans les TBH GaAlAs-GaAs.

Les recherches fondamentales entreprises sur le transport des électrons chauds dans les semiconducteurs ont souvent été motivées par les applications aux composants ultra rapides (14). En 1965, Esaki (16) déposait un brevet présentant une triode à semiconducteur à double hétérojonction NGaAs-nGe-NGaAs. Le principe du dispositif était d'injecter les électrons à une énergie supérieure à l'énergie thermique au-dessus de la barrière de potentiel GaAs-Ge. L'injection d'électrons chauds dans la base mince de ce composant à hétérojonction unipolaire permet de concevoir le transport sans diffusion ou en régime de faibles collisions. Cette invention fut adaptée par Shannon (19) et Malik et Eastman (19) pour des transistors unipolaires à plans de dopage (PDBT) utilisant respectivement les techniques nouvelles de l'implantation ionique et de l'épitaxie par jets moléculaires. D'autres structures de composants à électrons chauds ont été proposées par Cheung (21), Heiblum (21) reposant sur le transport par effet tunnel dans des transistors à hétérojonction trop complexes pour être réalisés. Kroemer (12) puis Ankri et Eastman (24-25) proposent d'utiliser le transport d'électrons chauds en régime de faibles interactions dans le transistor bipolaire à hétérojonction GaAlAs-GaAs. La différence d'affinité électronique entre les deux matériaux GaAs et GaAlAs conduit à une barrière de potentiel ("spike") supplémentaire à l'hétérojonction émetteur base du composant. La conception du transistor bipolaire sans collisions dans la base est alors simplifiée. Les électrons injectés de l'émetteur vers la base sont accélérés par un champ électrique à l'interface GaAlAs-GaAs. L'épaisseur de la base peut être contrôlée par épitaxie en phase vapeur à des dimensions voisines du libre parcours moyen des électrons chauds injectés. Le transport électronique dans la base est en régime de survitesse, voire balistique, c'est-à-dire sans aucune collision.

Il apparaît donc un nouveau type de transistor bipolaire pour lequel le temps de transit interne n'est plus limité par la vitesse de diffusion des porteurs minoritaires. Bien que ce concept puisse s'appliquer à d'autres matériaux composés III-V, nous allons centrer cette étude sur les transistors bipolaires à hétérojonction GaAlAs-GaAs.

Ce mémoire est divisé en trois parties. Dans la première partie, nous rappellerons tout d'abord les propriétés électriques des transistors bipolaires à hétérojonction classiques. Les équations de dérive diffusion permettent de décrire le comportement électrique d'une structure unidimensionnelle du transistor GaAlAsN-GaAsp-GaAs-n. L'efficacité d'injection et le gain en courant sont examinés en fonction de la nature abrupte ou graduelle de l'interface émetteur base. Puis, nous présenterons la structure d'un TBH idéal sans collisions. Dans la seconde partie, nous aborderons la physique du transport du régime non stationnaire dans le TBH à base mince. Après quelques rappels concernant la validité des équations de transport dans le cas de composants à dimensions sous microniques, nous étudierons les principaux mécanismes d'interaction limitant le transport dans le GaAs. En prenant en compte les mécanismes prépondérants dans le cas d'une base GaAs de type p, nous proposons une méthode simple d'évaluation de la vitesse moyenne de dérive dans la zone active du composant. Le facteur de transfert dans la base est analysé en fonction de l'énergie d'injection.

Nous présenterons ensuite l'étude expérimentale en précisant les méthodes de fabrication des composants par les techniques d'épitaxie par jets moléculaires. Nous analyserons les résultats expérimentaux en régime statique et en régime dynamique, en référence aux modèles théoriques développés dans les deux premières parties.

Avant de conclure, nous discuterons la validité de l'interprétation théorique des résultats expérimentaux. Nous indiquerons dans quelles directions doit s'exercer l'effort de recherche pour améliorer la modélisation et les performances des TBH.

L'élaboration d'un nouveau composant ne peut s'envisager sans le concours de nombreux travaux dans des domaines variés de recherche, il convient ici de citer les principaux travaux sur lesquels s'est appuyée notre étude :

- Les recherches effectuées sur les composants ultra-rapides (dits balistiques) développées principalement par l'Université de Cornell (USA). L'initiative du Professeur L.F. EASTMAN (27), de M. SCHUR (28) et la collaboration des chercheurs associés D. WOODARD, J. BERRY, R. MALIK (20), M. HOLLIS et U. MISHRA constituent un excellent modèle d'innovation.

- L'analyse quasi exhaustive des potentialités du transistor bipolaire à hétérojonction développée par H. KROEMER (12).

- La modélisation de l'hétérojonction GaAlAs-GaAs utilisant pour la première fois les équations de dérive diffusion par l'équipe du Prof. G. REY (33-34), ainsi que les différents travaux effectués dans le domaine des transistors bipolaires (32).

- Les travaux de simulation de composants de faibles dimensions développées par M.A. LITTLEJOHN (35) et K. HESS (37), l'équipe du Prof. E. CONSTANT (36) et celle du Prof. R. CASTAGNE.

- Enfin, le développement de la technique d'épitaxie par jets moléculaires pour les nouveaux composants III-V, L.F. EASTMAN et C.E.C. WOOD (38).

Dans ce contexte scientifique et technologique de ces sept dernières années, nous nous sommes efforcés d'apporter une contribution originale dont les principaux points sont les suivants :

- Le développement d'un nouveau procédé de fabrication du TBH en inversant localement le type de dopage de l'émetteur afin de réduire la résistance d'accès de base (7,39).

- La mise au point d'un réacteur d'épitaxie en phase liquide permettant une étude expérimentale du courant de recombinaison de l'hétérojonction émetteur base. Ceci nous a permis de mettre en évidence qu'une gradualité en composition et en dopage de l'interface émetteur base donnait lieu à une augmentation du gain en courant maximum et à une diminution du courant de recombinaison (40).

- Nous avons démontré dès 1981, l'intérêt du TBH en logique rapide de type ECL à partir de simulations en fonctionnement grand signal. Les résultats ont établi que pour des règles de dimensionnement équivalentes ($D_{\min} \approx 2 \mu\text{m}$) la logique ECL-TBH présente un temps de propagation par porte comparable aux performances à 77 K des logiques utilisant des transistors à effet de champ à hétérojonction (TEGFET) (15).

- Nous avons mis au point avec L.F. EASTMAN et W. KU un nouveau type de transistor bipolaire balistique à hétérojonction (25).

- L'étude de l'efficacité d'injection à partir d'un modèle dérive diffusion émission a montré qu'il existe un compromis entre le gain en courant maximum et la vitesse de dérive électronique dans la zone active de base de tels composants (41).

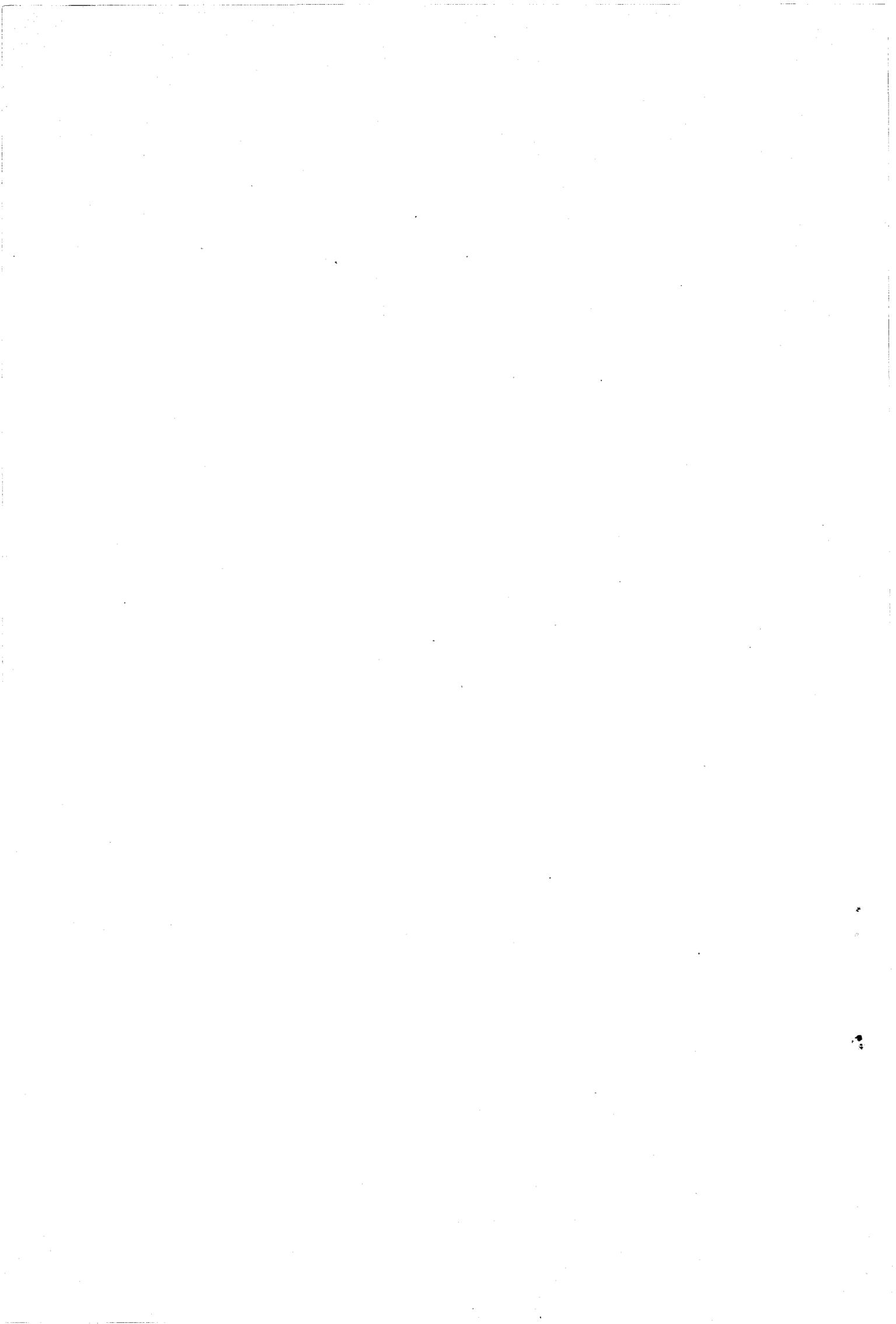
- La mise en évidence expérimentale du phénomène de survitesse a pu être obtenue à partir de mesures en régime dynamique pour des transistors bipolaires à hétérojonction (97).

- L'étude détaillée des différents mécanismes d'interaction des électrons dans le matériau GaAs a montré que le phénomène de survitesse pouvait être limité par l'interaction électron-plasmons couplés aux modes de vibration des phonons optiques polaires, intervenant aux forts dopages.

- La démonstration de faisabilité de transistors et phototransistors bipolaires à hétérojonction élaborés par épitaxie par jets moléculaires. Les résultats obtenus sont les meilleurs rapportés à ce jour : fréquence de transition $f_T \approx 16$ GHz, réponse à mi-hauteur de la réponse impulsionnelle FWHM ≈ 320 ps pour un gain optique de l'ordre de 10. (42, 43).



I - PROPRIETES ELECTRIQUES DES TRANSISTORS BIPOLAIRES A HETEROJONCTION



I-1 - Historique concernant les transistors à hétérojonctions

L'idée de réaliser un transistor bipolaire à hétérojonction est due à Shockley (1). Les recherches entreprises alors restaient dépendantes des matériaux utilisés en laboratoire et des techniques épitaxiales associées. Ainsi, Page propose en 1961, le premier transistor à hétérojonction silicium CdS-Si, suivi par d'autres études sur les transistors à hétérojonction Ge (Hovel et Milnes ZnSe-Ge ou Jadus et Feucht, GaAs-Ge) (13). Ces transistors présentent peu de gain en courant et sont limités par la présence de nombreux défauts à l'interface émetteur base. Ces défauts sont liés à deux facteurs :

- 1) La présence d'impuretés introduites durant l'épitaxie des couches,
- 2) Une densité d'état d'interface élevée due au désaccord des paramètres cristallins à l'hétérojonction. Sur le plan fondamental, les premiers modèles de l'hétérojonction proposés par Anderson (18) ou Van Ruyven (22a) s'appuyent sur ces premières réalisations expérimentales. Du fait des défauts d'interface, ces modèles furent difficiles à valider pour ces hétérojonctions où prédominent un courant tunnel ou de recombinaison.

L'essor de l'optoélectronique des années 1970 a largement contribué au développement de la technologie GaAs. L'étude expérimentale par épitaxie en phase liquide des diodes lasers à hétérojonction GaAlAs-GaAs a mis en évidence l'excellente qualité électrique de l'interface du fait de l'accord des mailles cristallines du GaAs et GaAlAs. Le tableau I-1 présente quelques valeurs caractéristiques pour GaAs et GaAlAs, ainsi que d'autres exemples de couples de matériaux pouvant être utilisés pour réaliser des hétérojonctions. En 1972, Dumke et al. réalisent le premier TBH GaAlAs-GaAs. Depuis de nombreux travaux ont permis d'améliorer les performances en gain en courant ou en haute fréquence du composant (12). La plupart de ces réalisations expérimentales reposent sur la technique d'épitaxie en phase liquide (EPL) qui a fait l'objet d'une étude antérieure (40). R. Milano (45) utilise la technique de dépôt en phase vapeur par pyrolyse de composés organométalliques (épitaxie "MOCVD") pour fabriquer un phototransistor bipolaire GaAlAs-GaAs. Le gain optique est limité à environ une centaine. Les premiers essais de réalisation par épitaxie par jets moléculaires (EJM) se soldent alors par un échec, le gain en courant étant limité par la nature abrupte de l'interface (45b), et une densité élevée de défauts dans les matériaux (13).

Ainsi, les caractéristiques des composants sont fortement dépendantes des procédés d'épitaxie, et de la nature abrupte ou graduelle de l'interface.

| X_{AlAs}^S (%) | GaAs - GaAlAs | | | ZnSe-GaAs | GaAs-Ge |
|---------------------------|-------------------|---------------------|-------------------|---------------------|-------------------|
| | 25 | 45 | 80 | | |
| a_E (Å) | 5,6545 | 5,6555 | 5,6570 | | |
| $\frac{\Delta a}{a}$ | $2 \cdot 10^{-4}$ | $3,7 \cdot 10^{-4}$ | 10^{-3} | $1,6 \cdot 10^{-3}$ | $8 \cdot 10^{-4}$ |
| N_{IS} (cm^{-2}) | $5 \cdot 10^{11}$ | $9 \cdot 10^{11}$ | $3 \cdot 10^{12}$ | $7,5 \cdot 10^{12}$ | $2 \cdot 10^{12}$ |

| Semiconducteurs | E_g (eV) | a (Å) | κ à 300 K ($\times 10^{-6} \text{ } ^\circ C^{-1}$) | χ (eV) |
|--|---------------|------------|---|----------------|
| (Ge _{0,9} Si _{0,1}) | 0,77 I | (5,63) | — | (4.1) |
| (Ge) | 0.66 I | 5.658 | 5.7 | 4.13 |
| (GaAs) | 1.43 D | 5.654 | 5.8 | 4.07 |
| (Ge) | 0.66 I | 5.658 | 5.7 | 4.13 |
| (ZnSe) | 2.67 D | 5.667 | 7.0 | 4.09 |
| (Ge) | 0.66 I | 6.658 | 5.7 | 4.13 |
| (ZnSe) | 2.67 D | 5.667 | 7.0 | 4.09 |
| (GaAs) | 1.43 D | 5.654 | 5.8 | 4.07 |
| (GaP) | 2.25 I | 5.451 | 5.3 | 4.3 |
| (Si) | 1.11 I | 5.431 | 2.33 | 4.01 |
| (AlSb) | 1.6 I | 6.136 | 3.7 | 3.65 |
| (GaSb) | 0,68 D | 6.095 | 6.9 | 4.06 |
| (GaSb) | 0.68 D | 6.095 | 6.9 | 4.06 |
| (InAs) | 0.36 D | 6.058 | 4.5 (5.3) | 4.9 |
| (ZnTe) | 2.26 D | 6.103 | 8.2 | 3.5 |
| (AlSb) | 1.6 I | 6.136 | 3.7 | 3.65 |
| (ZnTe) | 2.26 D | 6.103 | 8.2 | 3.5 |
| (GaSb) | 0.68 D | 6.095 | 6.9 | 4.06 |

E_g : Energie de bande interdite, I : indirecte, D : directe.

a : Paramètre cristallin. κ : coefficient d'expansion thermique.

χ : affinité électronique.

Tableau I.I. : Couples de semiconducteurs présentant des paramètres cristallins voisins : a) avec GaAs, b) autres matériaux. (13)

La densité d'états d'interface N_{IS} est calculée sans tenir compte des déformations élastiques qui compensent la différence des paramètres cristallins du GaAs (a_B) et du GaAlAs (a_E). Dans la direction (100),

$$\text{on a } N_{IS} = 4 \left(\frac{1}{a_B^2} - \frac{1}{a_E^2} \right)$$



I-2- Procédés de fabrication et définitions de l'hétérojonction abrupte et de l'hétérojonction graduelle :

Les méthodes d'épitaxie peuvent être classées en deux catégories : les techniques d'épitaxie à l'équilibre thermodynamique, soit essentiellement l'épitaxie en phase liquide, et les techniques d'épitaxie hors équilibre : la MOCVD et l'EJM.

L'hétérojonction GaAlAs-GaAs réalisée en EPL est caractérisée par la présence d'une couche interfaciale de composition intermédiaire entre GaAs et $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$. L'hétérojonction est dite graduelle, elle est caractérisée par une zone d'interface d'épaisseur finie L_g . La croissance à l'équilibre thermodynamique entre un liquide ternaire GaAlAs et un solide binaire GaAs se traduit systématiquement par un début de croissance de ce type.

L'épaisseur de l'interface est typiquement de 100 \AA . Les paramètres permettant de réduire cet effet de gradualité de l'interface sont : le degré de sursaturation du liquide GaAlAs, la température d'épitaxie et la concentration en aluminium.(46).

L'épitaxie par jets moléculaires permet de réaliser des hétérojonctions idéalement abruptes (44). La zone d'interface est estimée de une à trois monocouches atomiques.

La technique MOCVD conduit à des hétérojonctions plus graduelles que l'EJM (45b), l'épaisseur de l'interface est liée directement à l'inertie des flux (L_g est typiquement de 60 \AA)*.

Le tableau I.2 représente les résultats d'une étude comparative des épaisseurs d'interfaces obtenues pour l'hétérojonction GaAs-GaAlAs par les trois techniques épitaxiales (épitaxie en phase liquide, MOCVD et EJM) (48b). L'analyse de composition est obtenue par sonde Auger résolue en profondeur.(22b-44). Des hétérojonctions plus abruptes ($L_g \sim 50 \text{ \AA}$) ont été réalisées par EPL (22c) mettant en évidence un effet redresseur dans une hétérojonction isotype N-n GaAlAs-GaAs. L'interface est d'autant plus abrupte que le degré de sursaturation, durant l'épitaxie liquide, est élevé.

Asbeck et Miller (48) ont réalisé par EJM le premier transistor à hétérojonction GaAlAs-GaAs présentant du gain en graduant volontairement l'interface sur environ 300 \AA . L'analyse du gain en courant pour les transistors à hétérojonction abrupte est basé sur le modèle des bandes d'énergies d'Anderson dont nous rappelons les principes dans ce qui suit :

* Les techniques MOCVD et EPL ont donné lieu à des interfaces plus abruptes ($\approx 20 \text{ \AA}$ et 60 \AA).

TABLEAU I. II

EPAISSEUR D'INTERFACE D'HETEROJONCTIONS GaAlAs-GaAs ELABOREES PAR DIFFERENTES TECHNIQUES DE CROISSANCE, MESUREE PAR SIMS-AUGER.

| N° | Technique d'épitaxie | X_{Al} | Température de croissance (°C) | Epaisseur de couche (Å) | Epaisseur d'interface (10-90%) (Å) |
|-----|----------------------|----------|--------------------------------|-------------------------|------------------------------------|
| 1 | LPE | 0.85 | 750 | 150 | 130 |
| 2 | LPE | 0.85 | 750 | 150 | 125 |
| 3 | LPE | 0.85 | 800 | 250 | 92 |
| 4 | LPE | 0.85 | 800 | 180 | 93 |
| 5 a | LPE | 0.85 | 750 | 390 | 95 |
| 6 a | LPE | 0.85 | 750 | 460 | 80 |
| 7 b | VPE | 0.35 | 785 | 425 | 65 |
| 8 b | VPE | 0.4 | 785 | 300 | 65 |
| 9 | MBE | 0.5 | 580 | 100 | 13 |

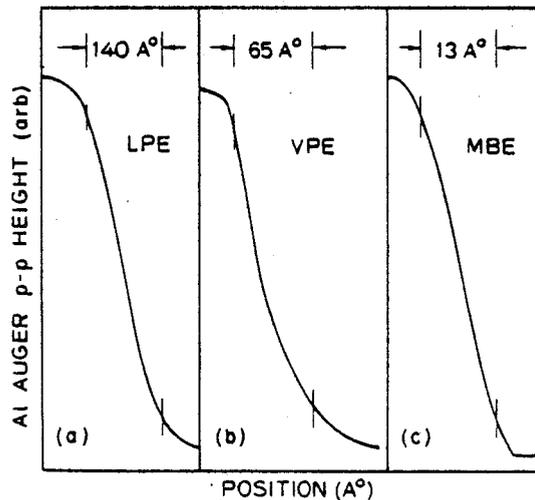


Tableau I.II. : Epaisseur d'interface de l'hétérojonction GaAlAs-GaAs pour différentes techniques de croissance.

D'après Garner et al. (22b).

I-3- Modèle des bandes d'énergie de l'hétérojonction abrupte :

Le modèle proposé par Anderson (18) pour expliquer le comportement électrique des hétérojonctions GaAs-Ge repose sur les hypothèses suivantes :

- la variation de composition à l'interface métallurgique entre les deux matériaux est discontinue, l'hétérojonction est idéalement abrupte.
- la densité d'états d'interface N_{is} est nulle. Pour GaAs-GaAlAs, Lang (17) a mesuré que $N_{is} \lesssim 10^{10} \text{ cm}^{-2}$; on peut donc admettre que cette hypothèse est vérifiée.
- il y a continuité du déplacement électrique et continuité du niveau du vide à l'interface :

La figure I.1 représente le diagramme des bandes de GaAs : p et GaAlAs:N avant formation de l'hétérojonction. Les deux matériaux ont une affinité électronique différente : l'énergie nécessaire à un électron pour passer de la bande de conduction dans le vide est plus petite pour GaAlAs que pour GaAs, la différence des affinités électroniques produit une discontinuité au niveau des bandes de conduction et de valence, appelée également spike ou barrière d'interface de hauteur ΔE_C , on obtient :

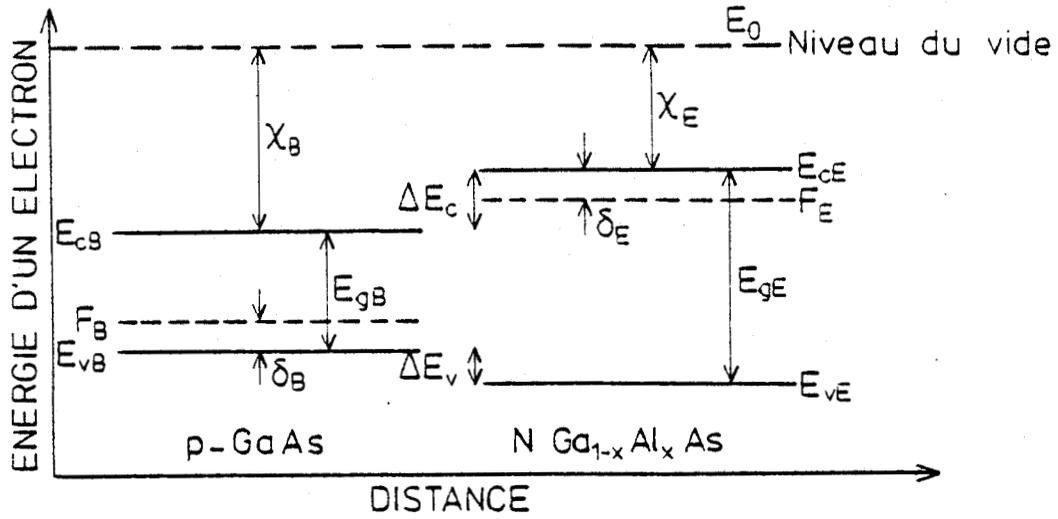
$$(I.1) \quad \begin{cases} \Delta E_C = \chi_B - \chi_E = \Delta\chi \\ \Delta E_V = E_{gE} - E_{gB} - \Delta\chi \end{cases} \quad \text{exprimés en eV}$$

A la formation de la jonction à l'équilibre thermodynamique, le niveau de Fermi est égal de part et d'autre de la jonction. Le déplacement des bandes conduit à la formation d'une barrière de potentiel V_D qui limite l'interdiffusion des porteurs majoritaires. Pour une hétérojonction N-p, le potentiel de diffusion V_D s'écrit (11) :

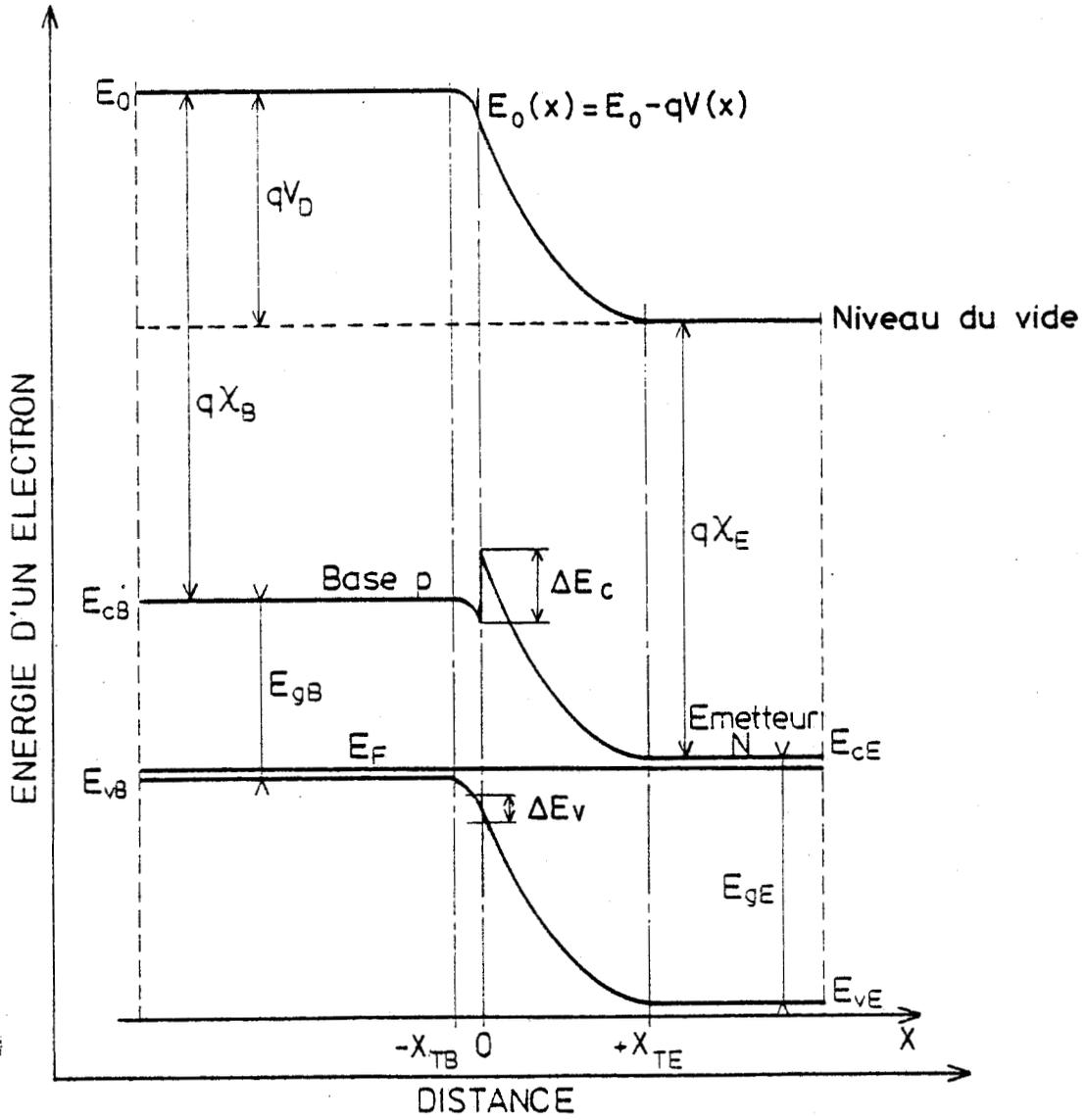
$$(I.2) \quad qV_D = F_E - F_B = E_{gB} + \Delta E_C + kT \ln\left(\frac{N_E}{N_{CE}}\right) + kT \ln\left(\frac{N_B}{N_{VB}}\right)$$

exprimé en eV.

où les indices E, B sont utilisés pour l'émetteur et la base respectivement, N_C , N_V désignent la densité effective d'états dans la bande de conduction et de valence, respectivement. $F_E - F_B$ exprime la différence d'énergie des deux niveaux de Fermi avant formation de l'hétérojonction.



a)



b)

Fig. 1.1. : Diagramme des bandes de l'hétérojonction abrupte GaAs : p - GaAlAs : N.

L'affinité électronique du GaAlAs n'est pas connue seules celles du GaAs et de AlAs ont été évaluées à partir de mesures de photoémission (11). Plus récemment, Dingle et al (11) ont déduit de l'analyse du confinement de porteurs par états quantiques dans des hétérojonctions multiples $\text{Ga}_{0,8}\text{Al}_{0,2}\text{As}/\text{GaAs}$ (superréseaux) :

$$(I.3) \quad \begin{cases} \Delta E_C = (0,85 \pm 0,03) \Delta E_g \\ \Delta E_V = (0,15 \pm 0,03) \Delta E_g \end{cases}$$

Ce résultat est généralement admis pour des concentrations X d'aluminium plus élevées, tant que $x \leq 0,45$, Frenkel et Kroemer ont calculé que les relations précédentes s'appliquent toujours, mais en utilisant la valeur de bande interdite directe pour GaAlAs dans le calcul de ΔE_V (11) :

Pour $x \leq 0,45$, à température ambiante, on obtient (11):

$$(I.4) \quad \Delta E_C = 1,06 \cdot X \quad \text{eV}$$

Soit pour $\text{Ga}_{0,7}\text{Al}_{0,3}\text{As}-\text{GaAs}$. ΔE_C est d'environ 318 meV.

Les courants d'électron et de trous pour l'hétérojonction abrupte sont obtenus en utilisant le modèle de dérivation diffusion selon la configuration des bandes d'énergie d'Anderson.

Le courant de diffusion d'électrons de l'émetteur vers la base est limité au nombre de porteurs émis au-dessus du spike suivant la relation de Boltzmann :

$$(I.5) \quad N_{eB} = N_E \frac{N_{CB}}{N_{CE}} \exp \left[\frac{q(V_D - V_{BE})}{n \cdot KT} \right]$$

V_{BE} tension appliquée à l'hétérojonction émetteur base. Le potentiel de diffusion des électrons V_{Dnc} est défini figure I.4 par :

$V_{Dnc} = V_D/n$ où n est un facteur d'idéalité rendant compte du rapport du potentiel effectif des électrons au potentiel de diffusion V_D , avec

$n = 1 + \epsilon_E N_E / \epsilon_B N_B$ ($\neq 1$ dans le cas N-p⁺).

Le courant d'électron est ainsi décrit comme un courant d'émission diffusion limité essentiellement par le potentiel de diffusion effectif côté n, V_{Dnc} :

$$V_{Dnc} = q X_{TN}^2 N_E / 2\epsilon_E \quad (11)$$

X_{TN} = zone de déplétion, côté N AlGaAs.

Dans le cas d'hétérojonctions graduelles en composition d'aluminium à l'interface, la définition du facteur d'idéalité est remise en question. Le potentiel effectif des électrons V_{Dnc} est dépendant de la position respective des jonctions métallurgique et électrique et du dopage de part et d'autre de l'interface.

I-4- Modèle des bandes d'énergie de l'hétérojonction graduelle :

Nous considérons une hétérojonction graduelle, c'est-à-dire avec une zone de composition intermédiaire à l'interface GaAlAs-GaAs d'épaisseur finie L_g , ($L_g > 20 \text{ \AA}$). En supposant les matériaux homogènes dans les plans parallèles à l'interface, l'équation de Poisson s'écrit :

$$(I.7) \quad \frac{\partial^2 V}{\partial x^2} = - \frac{\rho(x)}{\epsilon(x)}$$

Le champ effectif dans le cas général est donné par (49) :

$$(I.8) \quad F_{\text{eff}} = \frac{dV}{dx} - \frac{1}{q} \frac{d\Delta E_c(x)}{dx} - \frac{3}{2} \frac{KTdm^*}{qm^* dx} + F_a$$

où F_a est le champ électrique dû au potentiel appliqué
 V est le potentiel électrostatique.

Le second terme représente la contribution du champ quasi électrostatique due au gradient de composition donc au gradient d'affinité électronique dans la zone d'interface. De même, le troisième terme en dm^*/dx représente la contribution due à la variation de masse effective. Pour l'hétérojonction GaAs-GaAlAs, $\Delta m^* \approx 0,1 m_0^*$ et ce terme est environ 100 fois plus faible que la contribution du champ d'affinité électronique. ($F(\Delta E_c) \sim 10^5 \text{ V/cm}$)

Dans ce qui suit, nous supposerons que la zone de gradualité s'étend uniquement côté GaAlAs-N, et que son épaisseur reste faible devant la zone de depletion X_n . On obtient un modèle simplifié de l'hétérojonction graduelle (23) qui rend compte en grande partie des conditions réalisées par épitaxie en phase vapeur (Cf III.1 et 3).

On admet que l'affinité électronique varie de façon linéaire dans la zone d'interface L_g , on a :

$$(I.9) \quad \begin{cases} E_g(x) = E_{gB} + \frac{E_{gE} - E_{gB}}{L_g} x \\ \chi(x) = \chi_B + \frac{\chi_E - \chi_B}{L_g} x \end{cases}$$

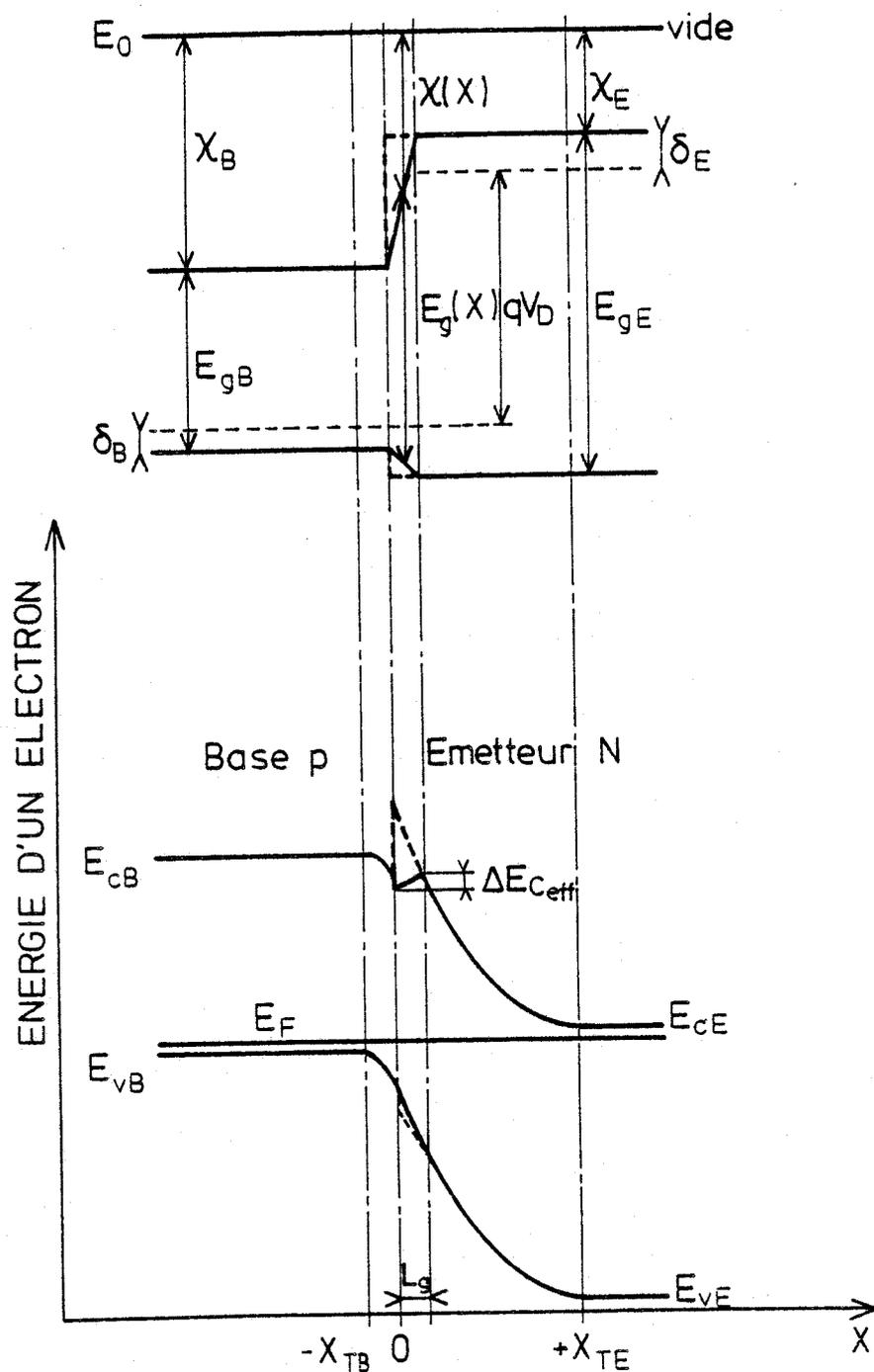


Fig. 1.2.: Diagramme des bandes de l'hétérojonction graduelle
GaAs : p - GaAlAs : N.[23]



Le diagramme des bandes de l'énergie de l'hétérojonction graduelle se déduit simplement à partir de l'hétérojonction abrupte (figure I.2). La hauteur de barrière diminue quand l'épaisseur de l'interface augmente, $\Delta E_{c\text{eff}} < \Delta E_c$. Dans le cas simplifié du modèle linéaire on peut montrer que la hauteur de barrière $\Delta E_{c\text{eff}}$ augmente en fonction du potentiel appliqué en direct V_{BE} :

$$(I.10) \Delta E_{c\text{eff}} \approx \Delta E_c \left[1 - \frac{2Lg}{X_{TN}(V_{BE})} \right]$$

où X_{TN} est la zone de depletion, côté émetteur GaAlAs N :

$$X_{TN} = \left[\frac{2\epsilon_E (V_D - V_{BE})}{qN_E} \right]^{1/2}$$

Afin de rendre compte de variations exponentielles en composition Cheung (23) a proposé un modèle plus près de la réalité physique qui s'écrit : $\Delta E_c(x) = \Delta E_c/2 (1 + \tanh(x/Lg))$

Le potentiel effectif de diffusion des électrons est réduit par l'effet de la gradualité, on a :

$$V_n \approx E_{gB} + \Delta E_{c\text{eff}} + KT/q \ln \left(\frac{N_E}{N_{CE}} \right) + KT/q \ln \left(\frac{N_B}{N_{VB}} \right)$$

Le courant d'émission d'électrons sera d'autant plus important que l'hétérojonction est graduelle.

L'efficacité d'injection augmente dans le cas de l'hétérojonction graduelle ainsi que nous le verrons au paragraphe I.6.

Dans le cas général, on peut modifier le dopage et la composition à l'interface en réalisant l'hétérojonction par épitaxie par jets moléculaires. On peut ainsi modifier à volonté le diagramme des bandes. La forme de la barrière d'interface dépend de la position respective des jonctions électriques et métallurgiques. Un cas de figure particulièrement utile consiste à déplacer la jonction électrique dans le matériau à grand gap, GaAlAs, tout en maintenant la zone de gradualité à l'interface, voir figure I.3 (40). En effet, comme le courant de recombinaison dépend directement de la concentration intrinsèque dans la zone de depletion (26) : $J_R = q \frac{N_i X_T}{\tau}$, on réduit considérablement le courant de recombinaison en maintenant la zone de depletion

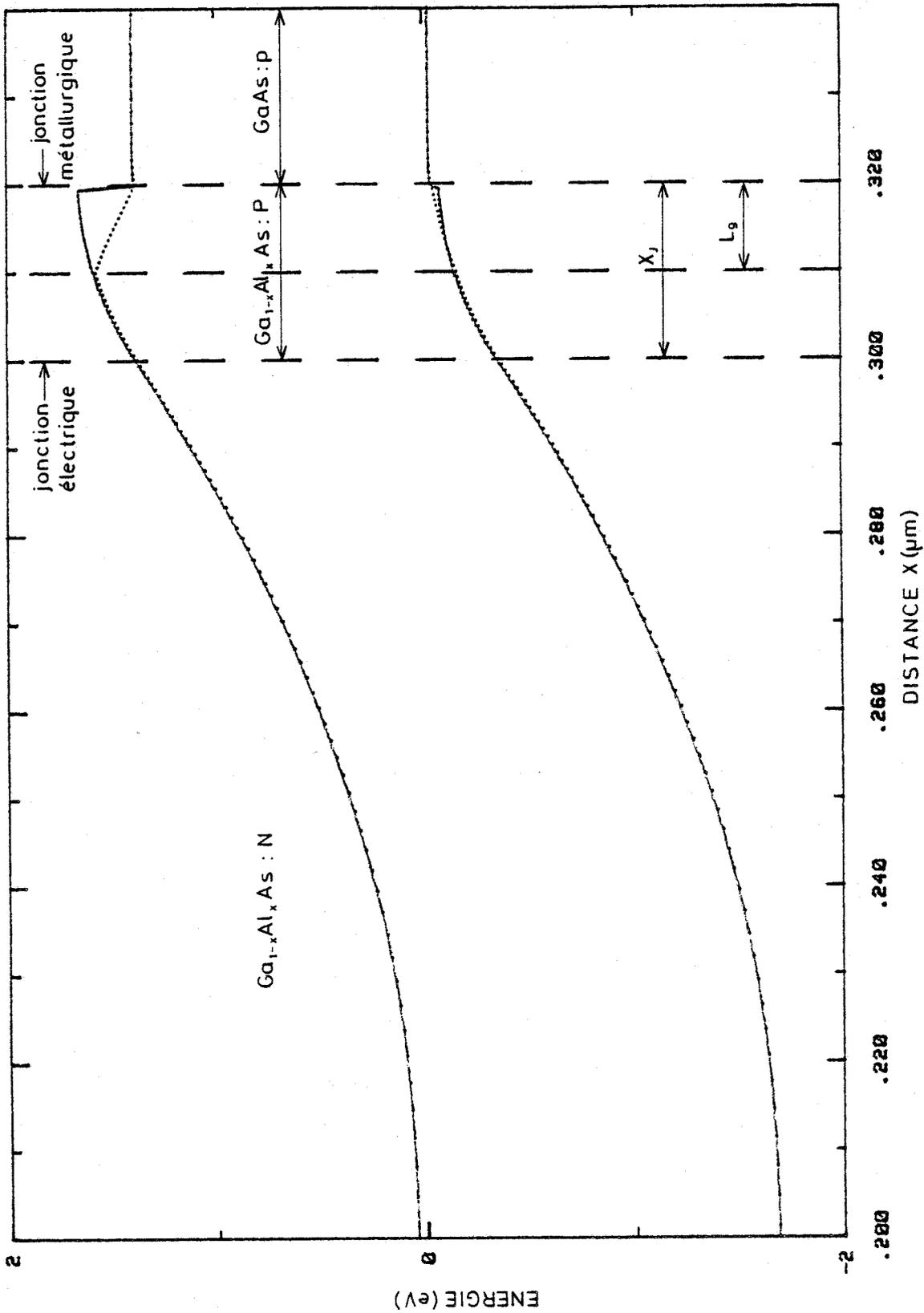


Fig. I.3. : Diagramme des bandes d'une hétérojonction GaAlAs N - GaAs p avec déplacement de la jonction électrique dans le matériau GaAlAs. $X_{Al} = 0,25$, $X_J = 200 \text{ \AA}$, $N = 2.10^{17} \text{ cm}^{-3}$, $p = P = 5.10^{18} \text{ cm}^{-3}$. Cas graduel (courbe...) $L_g = 100 \text{ \AA}$



dans le matériau GaAlAs ($n_i \text{ Ga}_{0.7}\text{Al}_{0.3}\text{As} \ll n_i \text{ GaAs}$).

La forme générale des bandes d'énergie est obtenue dans le cas général par résolution numérique de l'équation de Poisson. Quelques exemples sont donnés dans l'appendice 1 du chapitre I.

I-5- Etude unidimensionnelle des phénomènes de conduction à l'hétérojonction émetteur base :

I.5.1. Modèle de dérive diffusion - Définitions

Les équations de base décrivant le transport et le comportement électriques des composants bipolaires sont les équations des courants d'électron et de trou, l'équation de l'électrostatique de Poisson et les équations de continuité :

$$(I.11) \quad \begin{cases} J_n = q\mu_n nF + qD_n \frac{\partial n}{\partial x} \\ J_p = q\mu_p pF - qD_p \frac{\partial p}{\partial x} \end{cases}$$

$$(I.12) \quad \frac{\partial^2 V}{\partial x^2} = -\frac{q}{\epsilon} (p - n - N_A^- + N_D^+)$$

$$(I.13) \quad \begin{cases} \frac{\partial n}{\partial t} = G - U + \frac{1}{q} \frac{\partial J_n}{\partial x} \\ \frac{\partial p}{\partial t} = G - U - \frac{1}{q} \frac{\partial J_p}{\partial x} \end{cases}$$

F est le champ effectif à l'hétérojonction émetteur base, la relation (I.8) se simplifie :

$$F = -\frac{dV}{dx} + \frac{1}{q} \frac{d\Delta E_c(x)}{dx} + F_q$$

G et U représentent respectivement les taux de génération et recombinaison (26).

Ces équations sont applicables aux hétérojonctions émetteur-base N GaAlAs-p GaAs des TBH. Il faut remarquer toutefois que les équations de dérive diffusion (I.11) ne rendent compte des effets du champ de gradua-
 lité ($F_g = \frac{1}{q} \frac{d\Delta E_c(x)}{dx}$) que lorsque la zone de transition L_g est comparable à la longueur de Debye (50). Le cas de l'hétérojonction idéalement abrupte est un cas particulier de l'hétérojonction graduelle pour lequel on peut obtenir une expression analytique simple du courant d'électron. Nous négligerons toute contribution par courant tunnel à travers la barrière d'interface émetteur-base. Le courant tunnel se traduit simplement par une réduction de la hauteur de barrière (13).

L'efficacité d'injection d'un transistor bipolaire Npn est définie par le courant d'électron injecté de l'émetteur vers la base au courant total d'émetteur :

$$(I.19) \quad \gamma = \frac{J_{nE}}{J_{nE} + J_{pE} + J_{RE}}$$

où J_{RE} est la densité de courant de recombinaison dans la zone de déplétion émetteur-base.

J_{pE} est la densité de courant de trous émis de la base vers l'émetteur.

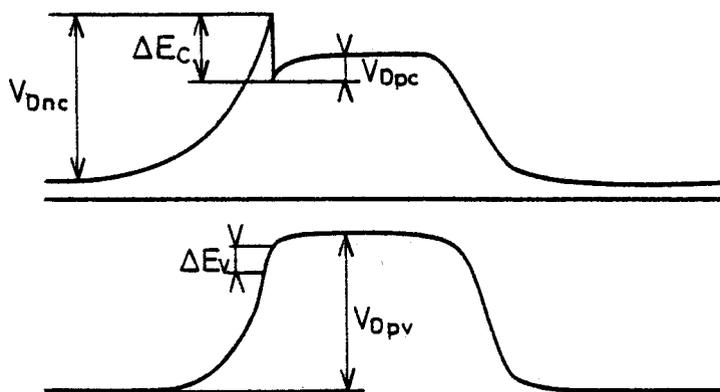
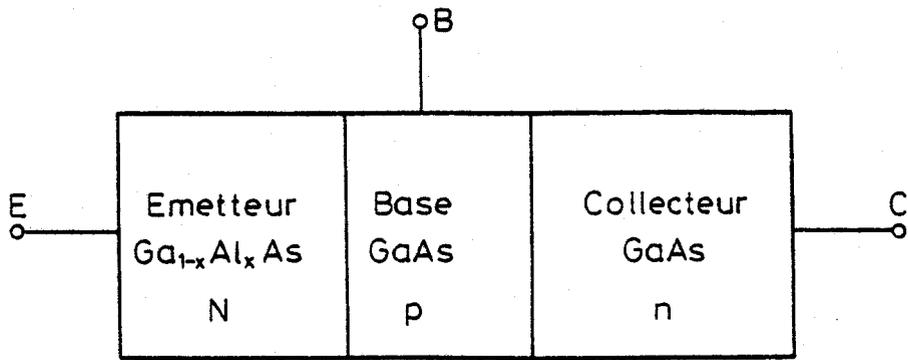
Généralement, le courant de recombinaison J_{RE} est faible pour les transistors silicium, alors qu'il joue un rôle important pour les transistors GaAlAs-GaAs comme nous le verrons par la suite (Cf. Appendice I.1).

Lorsque le niveau de polarisation émetteur-base est élevé, nous pouvons négliger la composante J_{RE} . L'efficacité d'injection n'est alors limitée que par le coefficient d'injection $\gamma_1 = \frac{J_{nE}}{J_{pE}}$ qui doit être aussi grand que possible.

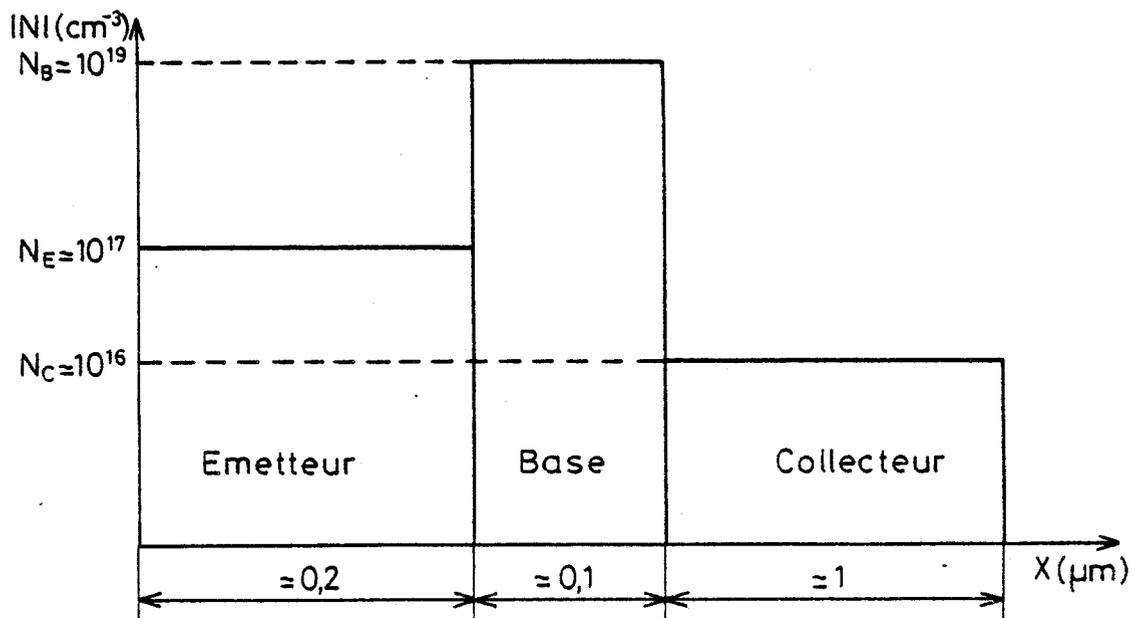
I-5-2- Efficacité d'injection des TBH à hétérojonction abrupte :

La nature abrupte ou graduelle de l'hétérojonction émetteur-base a une incidence notable sur les caractéristiques statiques du TBH.

Considérons un transistor bipolaire de type Npn dont l'hétérojonction émetteur-base est idéalement abrupte. Le diagramme des bandes d'énergie apparaît figure I.4.a. Pour la plupart des transistors considérés le dopage de base est plus élevé que celui de l'émetteur. Le profil de dopage généralement utilisé pour des transistors rapides est présenté figure I.4.b.



a)



b)

BUS
LILLE

Fig. I.4. : Représentation schématique d'un TBH GaAlAs-GaAs :
 a) diagramme de bandes, notations, b) Profil de dopages (valeurs typiques).

(typiquement, on a $N_B \approx 5 \cdot 10^{18}$ à 10^{19} cm^{-3} pour réduire la résistance de base et $N_E \approx 1-5 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$). Dans cette configuration de dopages, le potentiel électrostatique est appliqué essentiellement côté émetteur :

$$\frac{V_{Dnc}}{V_{Dpc}} = \frac{N_B \epsilon_B}{N_E \epsilon_E} \gg 1 \gg 1$$

D'où l'on obtient : $V_n = V_D / (1 + \frac{N_E \epsilon_E}{N_B \epsilon_B}) \approx V_D$

$$V_{Dnc} \approx V_D$$

Dans le cas d'une hétérojonction émetteur-base N-p⁺, la barrière supplémentaire de potentiel (spike) est située au-dessus de la bande de conduction du GaAs, côté base. La hauteur du spike est :

$$\frac{\Delta E_c}{q} - V_{Dpc} \approx \frac{\Delta E_c}{q}$$

Le modèle de dérive diffusion (équations I.11) appliqué au modèle des bandes d'énergie de l'hétérojonction abrupte N-p⁺, donne l'expression du courant d'émission d'électrons (41) :

$$(I.20) \quad J_{nE} = \frac{q D_n N_E \exp\left(\frac{-qV_D}{nKT}\right) \exp\left(\frac{qV_a}{nKT}\right)}{\int_0^{X_{Tn}} \exp\left(-\frac{qV(x)}{KT}\right) dx}$$

V_D est le potentiel de diffusion

$$V_D = E_{gB} + \Delta E_c + \frac{KT}{q} \ln\left(\frac{N_E}{N_{cE}}\right) + \frac{KT}{q} \ln\left(\frac{N_B}{N_{vB}}\right)$$

V_D/n est le potentiel de diffusion des électrons, côté émetteur avec $n = 1 + \epsilon_E N_E / \epsilon_B N_B$. n est le facteur d'idéalité de l'hétérojonction, pour les conditions de dopage utilisées n est très proche de l'unité.

X_{Tn} est l'épaisseur de la zone désertée, côté GaAlAsN.

Utilisant une procédure d'intégration décrite par Van Der Ziel nous obtenons : (41).

$$(I.21) \quad J_{nE} \approx q v_{nd} N_E \exp\left(\frac{V_a - V_D}{nKT}\right)$$

$$\text{avec } v_{nd} = \frac{q^2 N_E D_n x_n}{\epsilon_E \epsilon_0 KT}$$

v_{nd} est la vitesse moyenne des porteurs à l'interface. Le courant de trous injecté de la base vers l'émetteur est décrit par l'expression bien connue du courant de diffusion (8) :

$$(I.22) \quad J_{pE} = q \left(\frac{D_p}{\tau_p}\right)^{1/2} \left(\frac{N_i^2}{N_E}\right) \exp\left(\frac{qV_a}{KT}\right)$$

L'efficacité d'injection de l'hétérojonction abrupte est limitée par le coefficient d'injection $\gamma_1 = J_{nE}/J_{pE}$. En négligeant le facteur d'idéalité ($n \neq 1$) on montre que :

$$(I.23) \quad \frac{J_{nE}}{J_{pE}} \sim \frac{v_{nd}}{v_{dp}} \frac{N_E^2}{N_{cE} N_{vE}} \exp\left(+\frac{\Delta E_v}{KT}\right)$$

où v_{dp} est la vitesse de diffusion des trous minoritaires dans l'émetteur

$$v_{dp} = \left(\frac{D_p}{\tau_p}\right)^{1/2}$$

Par définition de l'affinité électronique (relations (I.1)) on obtient :

$$(I.24) \quad \frac{J_{nE}}{J_{pE}} \sim \exp\left(\frac{\Delta E_g - \Delta E_c}{KT}\right)$$

Cette relation montre clairement que le courant d'injection est limité par la barrière d'interface de hauteur ΔE_c , à la seule composante du courant d'émission thermique au-dessus du spike (13).

Les ordres de grandeur du courant d'électron et de l'efficacité d'injection sont présentés dans le paragraphe suivant, en comparaison avec le cas de l'hétérojonction graduelle.

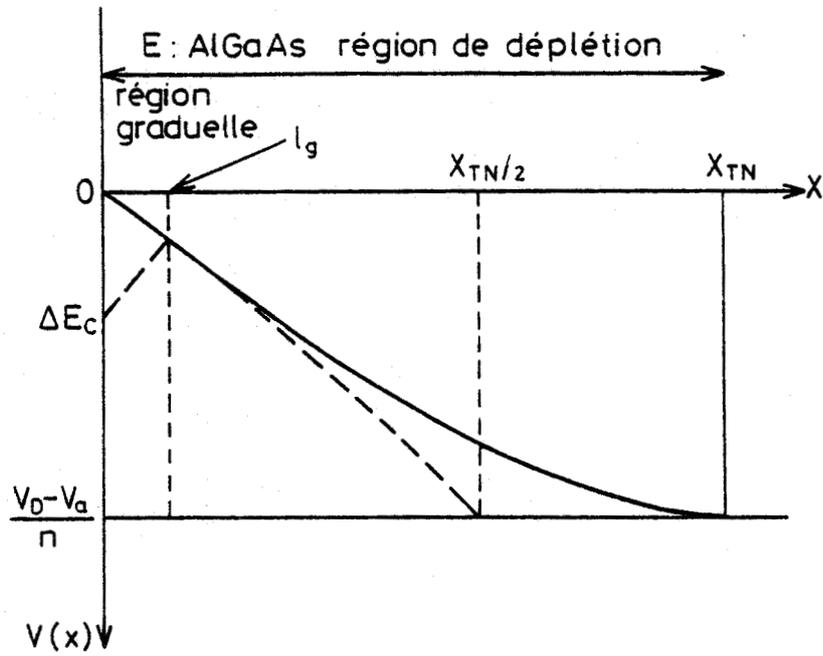


Fig. I.5. : Approximations du potentiel électrostatique dans la zone de déplétion émetteur.



I-5-3- Efficacité d'injection du TBH à hétérojonction graduelle :

Dans la pratique, on réalise des hétérojonctions graduelles. L'épaisseur de la zone de transition entre GaAlAs et GaAs s'étend sur une distance faible devant celle de la zone de déplétion x_{TN} ; typiquement on a $Lg \leq 200 \text{ \AA}$. Dans ces conditions, nous avons montré (Cf. I.4) que la hauteur effective du spike au-dessus de la bande de conduction côté base, s'écrit :

$$\Delta E_c \text{ eff} \cong \Delta E_c \left[1 - \frac{2Lg}{x_{TN}(V_a)} \right]$$

Cette description repose sur l'approximation suivante : on décrit le potentiel par une fonction linéaire dans la zone de déplétion x_{TN} (voir figure I.5). On a :

$$(I.25) \quad \begin{cases} V(x) = - \Delta E_c \left(\frac{2x}{x_{TN}} - 1 \right), & Lg > x > 0 \\ V(x) = \frac{2}{n} (V_D - V_a) x / x_{TN}, & x_{TN} > x > Lg \end{cases}$$

Un calcul détaillé de l'influence du spike sur l'efficacité d'injection a été développé par Marty (34) à partir d'un modèle à contrôle de charge.

Les hypothèses présentées nous permettent d'obtenir une expression analytique du courant d'émission d'électrons en résolvant l'équation (I.20) : On obtient (41) :

$$(I.26) \quad J_{nE} \approx q B V_{nd} N_E \cdot \exp \left(- \frac{q(V_a - V_D)}{nKT} \right)$$

où B est calculé d'après (I.25) et s'écrit :

$$B^{-1} = \frac{1}{\frac{n \Delta E_c}{2(V_D - V_a)} \frac{x_{TN}}{Lg} - 1} \left\{ \exp \left[- \frac{qLg}{2x_{TN}} \left(\frac{V_D - V_a}{KT} \right) \right] - \exp \left(- \frac{\Delta E_c}{KT} \right) \right\} \\ + \exp \left[- \frac{2Lg}{n x_{TN}} \left(\frac{V_D - V_a}{KT} \right) \right] - \exp \left(- \frac{q(V_D - V_a)}{nKT} \right)$$

On vérifie que pour $L_g = 0$, on a $B = 1$. Dans le cas pratique où $L_g = 200 \text{ \AA}$, B peut atteindre une valeur très élevée, supérieure à 10^4 pour fixer les idées. L'équation (I.26) est valable tant que le potentiel appliqué V_a vérifie la condition de faible niveau d'injection, c'est-à-dire $V_D - V_a > \frac{kT}{q}$. Dans le cas où la zone de gradualité est importante soit pratiquement $L_g \approx x_{TN}/2$ on peut simplifier l'expression de B . On obtient :

$$(I.27) \quad J_{nE} \approx q c v_{nd} \exp\left(\frac{q(V_a - V_D)}{nKT}\right)$$

$$\text{avec } c = \exp\left(\frac{\Delta E_c}{-KT}\right) \left[1 - \frac{x_{TN}\Delta E_c}{2qL_g(V_D - V_a)}\right]^{-1}$$

La relation (I.27) montre que pour une hétérojonction fortement graduelle, c'est-à-dire pour $L_g \gtrsim \frac{x_{TN}}{2}$, la barrière d'interface ne limite plus l'émission des électrons de l'émetteur vers la base. Le potentiel de diffusion des électrons V_{Dnc} s'écrit :

$$V_{Dnc} = V_D - \Delta E_c = E_{gB} + KT \ln\left(\frac{N_B}{N_{VB}}\right) + KTLn\left(\frac{N_E}{N_{CE}}\right)$$

D'un autre côté, pour le cas d'une hétérojonction faiblement graduelle, c'est-à-dire pour $L_g < \frac{x_{TN}}{2}$ (typiquement $L_g \approx 100 \text{ \AA}$), on peut définir le potentiel de diffusion des électrons par :

$$(I.28) \quad V_{Dnc} = E_{gB} + \Delta E_c \text{ eff} + KT \ln\left(\frac{N_E}{N_{CE}}\right) + KT \ln\left(\frac{N_B}{N_{VB}}\right)$$

Les caractéristiques du courant d'électron et du coefficient d'injection sont comparées figure I.6 a et b pour quelques cas typiques d'hétérojonctions abruptes ou graduelles. Nous rappelons que nous considérons pour l'étude expérimentale les hétérojonctions N-p⁺ : le dopage de base est fixé à $N_B = 5 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, le dopage d'émetteur N_E varie de 10^{16} à 10^{17} cm^{-3} . La concentration d'aluminium dans l'émetteur est fixé à 25 %. Nous avons tracé les caractéristiques des hétérojonctions graduelles pour trois valeurs typiques de la zone de gradualité $L_g = 15 \text{ \AA}$, 100 \AA , et 200 \AA correspondant à l'étude expérimentale du chapitre III. Ainsi, les hétérojonctions réalisées par épitaxie par jets moléculaires sont considérées comme quasi-abrupte pour une épaisseur d'interface minimum, $L_g = 15 \text{ \AA}$. On observe que pour un même dopage d'émetteur, $N_E = 10^{16} \text{ cm}^{-3}$, l'efficacité d'injection augmente de plus d'une décade quand la

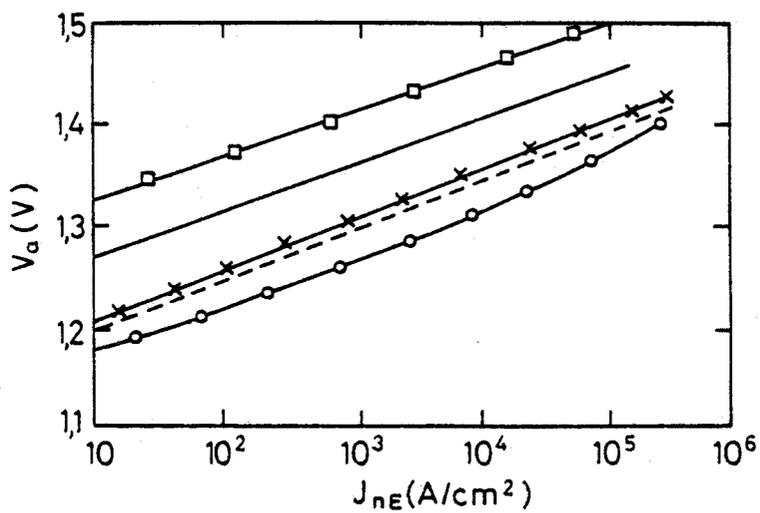


Fig. I.6 a : Densité de courant d'électrons d'injection en fonction de la tension émetteur base appliquée.

| | |
|---|-------|
| cas abrupt : $N_D = 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ | —□— |
| $L_g = 15 \text{ \AA}$, $N_D = 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ | — |
| $L_g : 15 \text{ \AA}$ $N_D = 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ | - - - |
| $N_D = 10^{16} \text{ cm}^{-3}$, $L_g = 100 \text{ \AA}$ | —×— |
| $N_D = 10^{16} \text{ cm}^{-3}$, $L_g = 200 \text{ \AA}$ | —○— |

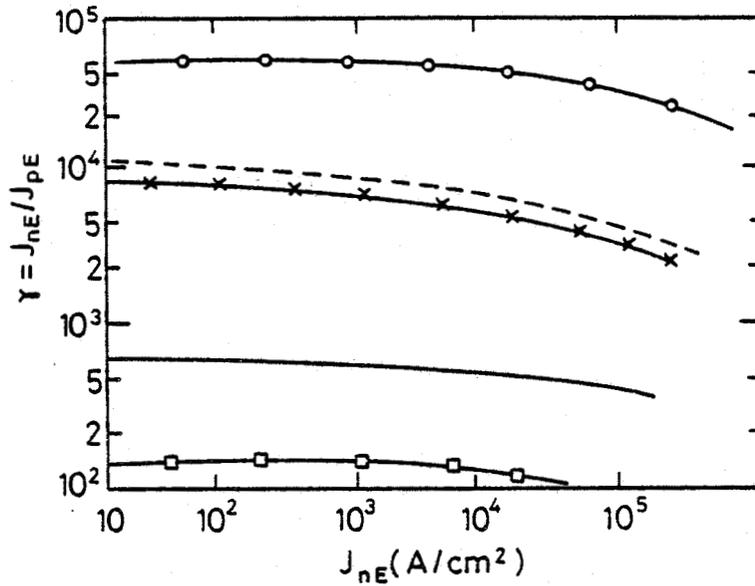


Fig. I.6 b : Coefficient d'injection $\gamma_1 = J_{nE}/J_{pE}$ en fonction de la densité de courant d'injection J_{nE} .

| | | |
|-----------------------------------|---------------------------------|----------------------------------|
| cas abrupt : | $N_D = 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ | $\text{---}\square\text{---}$ |
| $L_g = 15 \text{ \AA}$, | $N_D = 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ | --- |
| $L_g = 15 \text{ \AA}$, | $N_D = 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ | $\text{---}\text{---}\text{---}$ |
| $N_D = 10^{16} \text{ cm}^{-3}$, | $L_g = 100 \text{ \AA}$ | $\text{---}\times\text{---}$ |
| | $L_g = 200 \text{ \AA}$ | $\text{---}\circ\text{---}$ |

zone d'interface L_g passe de 15 à 100 Å. D'une manière générale, l'efficacité d'injection augmente considérablement quand l'hétérojonction devient de plus en plus graduelle. Cependant, pour l'exemple considéré, on observe figure I.6.b que pour une hétérojonction idéalement abrupte, l'efficacité d'injection conserve une valeur raisonnable ($\frac{J_{nE}}{J_{pE}} \approx 100$), tout à fait compatible avec les utilisations habituelles en commutation rapide (12).

Enfin, nous pouvons remarquer que pour obtenir une même densité de courant d'électrons on doit augmenter le niveau de polarisation appliqué à la jonction émetteur-base, V_{BE} d'une quantité d'autant plus importante que l'hétérojonction est de type abrupte. Le courant d'électrons diffusant de l'émetteur vers la base est donc limité au nombre des porteurs émis thermiquement au-dessus du spike, soit selon la relation de Boltzmann :

$$(I.5) \quad N_{eB} = N_E \frac{N_{CB}}{N_{CE}} \exp \left[\frac{qV_{Dnc} - V_{BE}}{KT} \right]$$

V_{Dnc} vérifiant la relation (I.28) dans le cas général de l'hétérojonction N-p⁺.

I-5-4- Conclusion - Compromis entre l'efficacité d'injection et l'énergie d'injection des électrons.

L'étude de l'efficacité d'injection en fonction du caractère abrupte ou graduel de l'interface a montré que l'augmentation de l'efficacité d'injection d'une hétérojonction N-p⁺ se traduit par une diminution du potentiel de diffusion des électrons selon la relation (I.28).

En admettant que le potentiel électrostatique suit à l'interface une relation linéaire décrite par les équations (I.25) on peut exprimer le coefficient d'injection sous la forme :

$$(I.29) \quad \gamma_1 = \frac{J_{nE}}{J_{pE}} \sim \exp \left[\frac{\Delta E_g - \Delta E_{c \text{ eff}}}{KT} \right]$$

où $\Delta E_{c \text{ eff}}$ est la hauteur effective du spike qui s'écrit :

$$\Delta E_{c \text{ eff}} = \Delta E_c \left[1 - \frac{2L_g}{X_{TN}} \right]$$

Cette approximation reste valable tant que la condition $Lg < X_{TN}/2$ est vérifiée (23). On définit parfois ce type d'hétérojonction graduelle comme quasi-abrupt.

La hauteur de barrière du spike $\Delta E_{c \text{ eff}}$ représente l'énergie potentielle des électrons au moment de l'injection. Sous l'effet du champ électrique F_I dans la zone de gradualité, les électrons sont accélérés en direction de la base et peuvent, dans certaines conditions, transformer intégralement l'énergie potentielle en énergie cinétique. On a :

$$F_I = \frac{1}{q} \frac{d\Delta E_c(x)}{dx} = \frac{\Delta E_{c \text{ eff}}}{Lg}$$

$$(I.30) \quad v_d = \left(\frac{2\Delta E_{c \text{ eff}}}{m_e^*} \right)^{1/2}$$

Les conditions de validité de la relation (I.30) seront discutées au Chapitre II, on suppose que l'accélération dans la zone de gradualité se déroule sans collisions. Dans la pratique $Lg \leq 200 \text{ \AA}$, le temps de transit est effectivement très court ($< 10^{-14} \text{ s}$).

On définit ainsi un nouveau mode d'injection pour les transistors bipolaires à hétérojonctions quasi-abruptes. L'efficacité d'injection est d'autant plus faible que l'énergie des porteurs injectés est importante. Un compromis existe donc entre l'efficacité d'injection et l'énergie d'injection des électrons. Pour illustrer ce compromis par quelques chiffres, nous reprenons l'exemple présenté Figure I.6. Pour une hétérojonction graduelle ($N_E = 10^{16} \text{ cm}^{-3}$, $Lg = 100 \text{ \AA}$) on obtient : $\Delta E_{c \text{ eff}} = 0,17 \text{ eV}$ et $\gamma_1 > 2000$, tandis que l'hétérojonction idéalement abrupte est caractérisée par $\Delta E_c = 0,26$ et $\gamma_1 \lesssim 200$.

En conclusion, la réalisation d'hétérojonction quasi abrupte ($Lg \lesssim 100 \text{ \AA}$) GaAlAsN-GaAs⁺ est d'un grand intérêt pratique car une telle structure permet d'injecter les électrons à une énergie supérieure à l'énergie thermique.

I-6- Conclusion - Définition du TBH à injection d'électrons chauds :

Compte tenu de la différence d'affinité électronique entre les matériaux GaAs et GaAlAs, nous avons montré que les transistors bipolaires à hétérojonction abrupte ou quasi abrupte GaAlAs N-GaAs p, présentent une efficacité d'injection plus faible que celle des transistors dont l'hétérojonction est graduelle.

Parallèlement, il est apparu que l'énergie d'injection des électrons pouvait être supérieure à l'énergie thermique pour les transistors à hétérojonction quasi-abrupte. On peut donc définir un nouveau type de transistor à injection d'électrons chauds (27).

Pour les TBH à base mince, l'épaisseur de base peut être du même ordre de grandeur que le libre parcours moyen des électrons entre deux collisions. On peut dans ces conditions émettre l'hypothèse d'un transistor idéal sans collisions dans la base, appelé également transistor bipolaire balistique.

Dès lors, les équations de dérive diffusion (I.5.1) ne peuvent être utilisées pour décrire le transport électronique. On supposera toutefois que dans les zones d'émetteur et de collecteur, les porteurs subissent des collisions multiples. Les caractéristiques du courant d'émission d'électrons développés dans ce chapitre restent donc valable. Dans le chapitre suivant nous allons analyser les caractéristiques du transport d'électrons chauds dans la base des TBH.

APPENDICE I.1

SIMULATION NUMERIQUE DES PHENOMENES DE CONDUCTION

A L'HETEROJONCTION EMETTEUR-BASE - MODELES UNIDIMENSIONNELS



La première étape pour la simulation numérique du comportement électrique des hétérojonctions consiste à résoudre l'équation générale de l'électrostatique de Poisson :

$$(A.I.1) \quad \frac{\partial^2 V}{\partial x^2} = - \frac{\rho(x)}{\epsilon(x)}$$

On utilise un algorithme classique basé sur la méthode de Newton.

La seconde étape consiste à calculer le courant en régime stationnaire en fonction du potentiel appliqué. On utilise le modèle classique de dérive diffusion pour écrire les courants d'électrons et de trous :

$$(A.I.2) \quad \begin{cases} J_n(x) = q\mu_n nF_x + qD_n \frac{\partial n}{\partial x} \\ J_p(x) = q\mu_p pF_x - qD_p \frac{\partial p}{\partial x} \end{cases}$$

Et les équations de conservation des courants :

$$(A.1.3) \quad \begin{cases} \frac{\partial n}{\partial t} = \frac{1}{q} \frac{\partial J_n(x)}{\partial x} - U \\ \frac{\partial p}{\partial t} = -\frac{1}{q} \frac{\partial J_p(x)}{\partial x} - U \end{cases}$$

où U est le taux de recombinaison défini par la statistique de Shockley-Read (26).

Pour décrire le courant d'émission au-dessus du spike, on effectue un changement de variable à l'interface en prenant pour la densité de porteurs dans GaAs :

$$n^*_{(\text{GaAlAs})} = n \exp\left(-\frac{\Delta E_c}{KT}\right)$$

Les porteurs $n-n^*$ contribuent au courant d'électrons par l'équation de conservation (A.I.3).

Ceci revient à ne prendre en compte que les électrons dont l'énergie thermique est supérieure à la hauteur de barrière ΔE_c . On obtient ainsi des quasi niveaux de Fermi continus à l'interface.

La méthode des différences finies permet de résoudre les équations de dérive diffusion associées à l'équation de Poisson.

Les effets de gradualité sont introduits par les fonctions $E_g(x)$ et $\chi(x)$. Les résultats sont comparés à l'évaluation semi analytique du paragraphe I.5 pour un modèle linéaire du potentiel $V(x)$ dans la zone de gradualité.

On observe figure A.I.1. l'évolution du courant d'électrons obtenu à partir du calcul analytique pour des hétérojonctions idéalement abruptes ($L_g = 0$) dont le dopage d'émetteur varie de 10^{16} cm^{-3} à $5 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$. Le dopage de base étant fixé à $5 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$. Pour les hétérojonctions quasi abruptes, $L_g \leq 100 \text{ \AA}$, on obtient de fortes densités de courant ($J_{nE} > 10^3 \text{ A/cm}^2$) à plus faible niveau de polarisation émetteur base ($V_{BE} \approx 1,2 \text{ V}$) ; ceci s'accroît pour les hétérojonctions fortement graduelles ($L_g \approx 200 \text{ \AA}$) (figure A.I.2 a et b).

L'effet d'un déplacement de la jonction électrique dans le matériau GaAlAs est simulé figure A.I.3 (a) et (b). Le détail de la bande de conduction est présenté figure A.I.3 (a) pour des hétérojonctions non polarisées. Les caractéristiques du coefficient d'injection $\gamma = J_{nE}/J_{pE}$ en fonction du niveau d'injection sont comparées figure A.I.3 (b). La courbe 1 représente une hétérojonction idéalement abrupte GaAlAsN-GaAp⁺, une hétérojonction graduelle dans l'émetteur et dans la base est représentée courbe 2. Les dopages sont inchangés de part et d'autre de la jonction électrique ($N_E = 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, $N_B = 6 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$). La courbe 3 représente une hétérojonction graduelle en dopage et en composition dans l'émetteur et dans la base. On a représenté dans ce cas simple une diminution du dopage de base $N_B = 5 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$. On observe que le coefficient d'injection n'augmente de façon significative que dans le cas d'une double gradualité en dopage et en composition (courbes 3). Parallèlement, on observe une diminution de la hauteur de barrière d'interface alors que le coefficient d'injection augmente. Les courbes 3 correspondent au cas d'une hétérojonction graduelle obtenue par épitaxie en phase liquide (dissolution de la base avant croissance de l'émetteur). Dans ce cas,

le courant de recombinaison est réduit alors que le courant d'injection d'électrons n'est plus limité par le spike (40).

Ce type de résultat ne pouvait être établi qu'à partir d'une simulation numérique exacte des phénomènes de conduction compte tenu de la complexité d'une hétérojonction réelle graduelle en composition et en dopage.

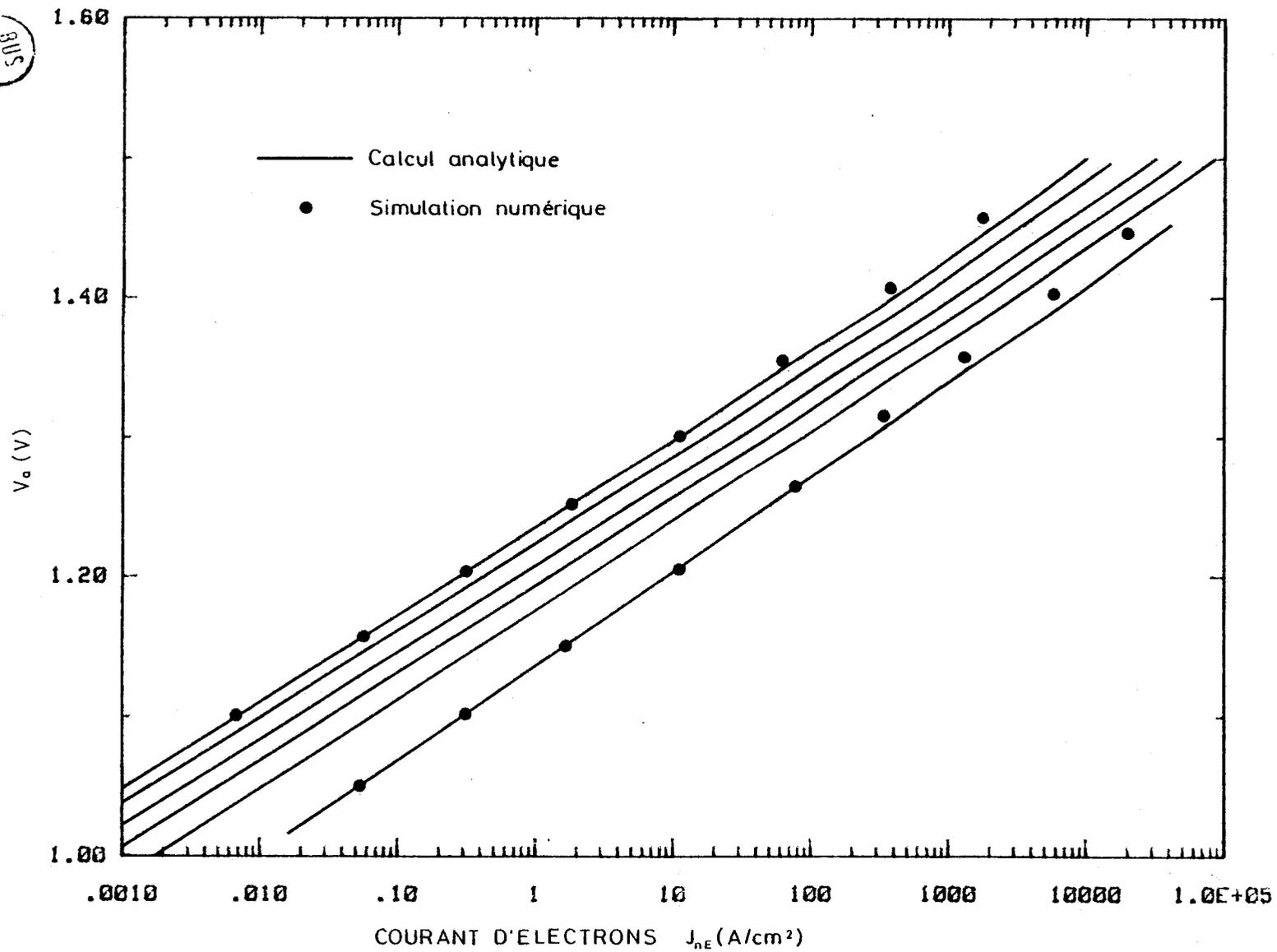


Fig. AI.1. ; Influence du dopage d'émetteur.

Courant d'électrons d'une hétérojonction émetteur base GaAlAs N - GaAs p :
 $X_{AlAs} = 0,22$, $N_B = 5 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, N_E varie de 10^{16} , $2 \cdot 10^{16}$, $5 \cdot 10^{16}$, $2 \cdot 10^{17}$ à $5 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$

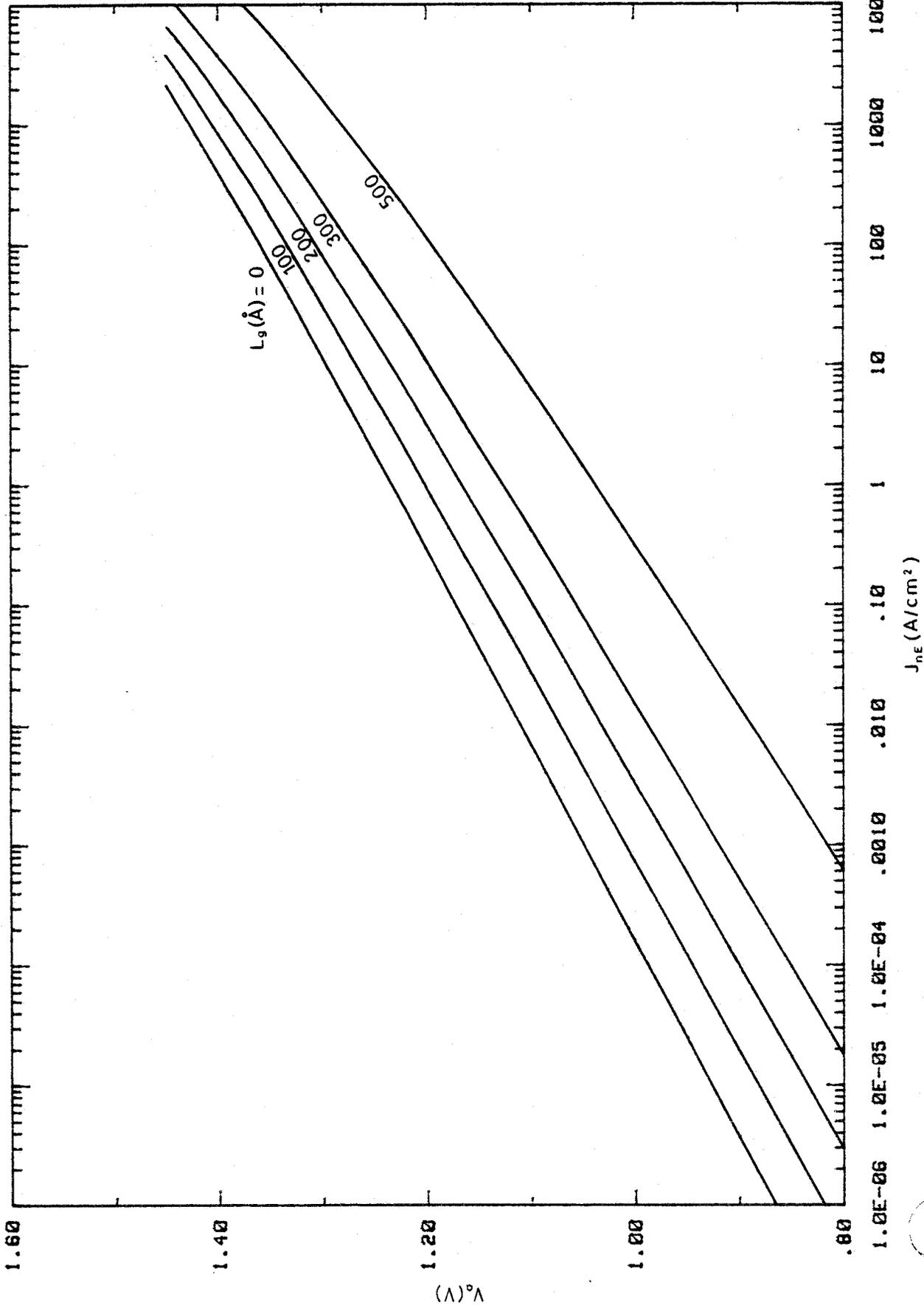


Fig. AI.2 a) : Influence de la gradualité de composition en aluminium de l'émetteur.

Courant d'électrons d'une hétérojonction émetteur base GaAlAs N - GaAs p en fonction de la tension appliquée

$X_{AlAs} = 0,22$, $N_B = 5 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, $N_E = 10^{16} \text{ cm}^{-3}$. L_g varie de 0 à 500 Å.

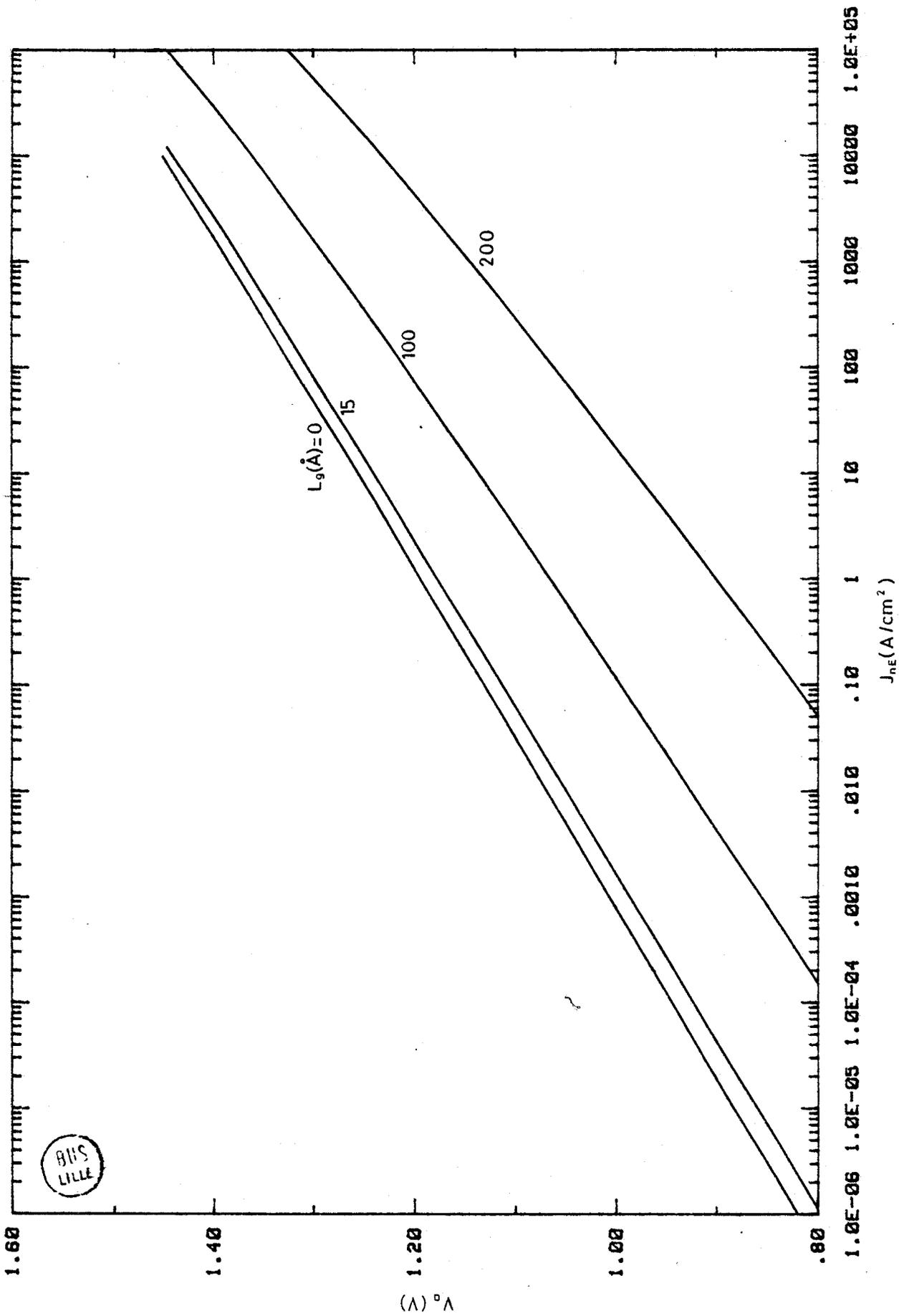


Fig. AI.2 b) : Influence de la gradualité de composition en aluminium de l'émetteur. Courant d'électrons d'une hétérojonction émetteur base GaAlAs N - GaAs p en fonction de la tension appliquée. $X_{AlAs} = 0,22$, $N_B = 5 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, $N_E = 10^{17} \text{ cm}^{-3}$. L_g varie de 0 à 200 Å.

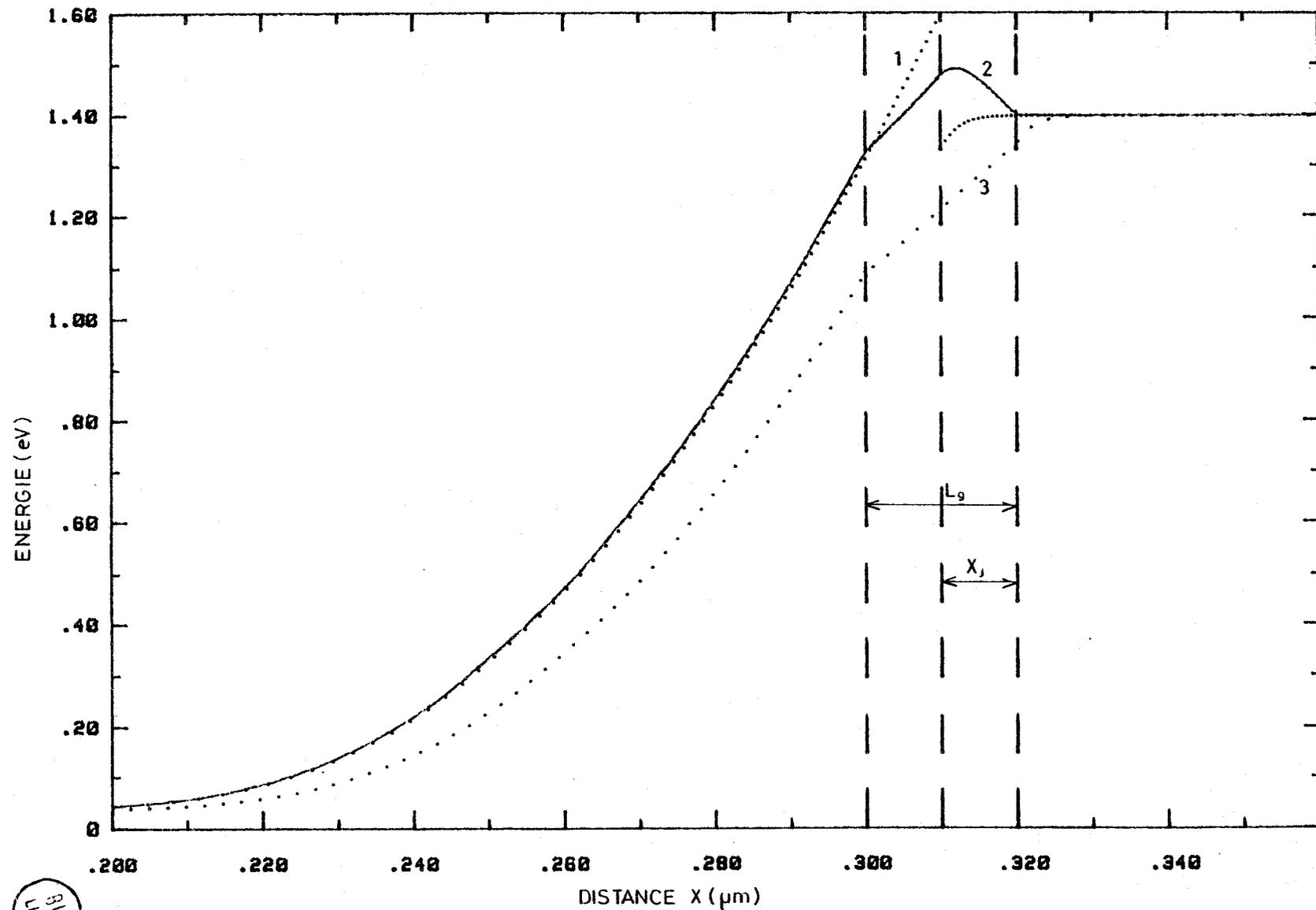


Fig. A1.3 a) : Influence du déplacement de jonction électrique dans le matériau GaAlAs.

(a) Détails de la bande de conduction de l'hétérojonction GaAlAs N - GaAs p⁺:

Courbe 1 : N - p⁺ abrupte, $x_{\text{AlAs}} = 0,25$, $N_{\text{B}} = 6 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, $N_{\text{E}} = 10^{17} \text{ cm}^{-3}$.

Courbe 2 : N - p⁺ graduelle, x_{AlAs} varie de 0,25 à 0 sur 200 Å.

Courbe 3 : N - P⁻p⁺ graduelle en dopage et en composition, $N_{\text{B}}(\text{P}^-) = 5 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$, x_{AlAs} varie de 0,25 à 0 sur 200 Å.

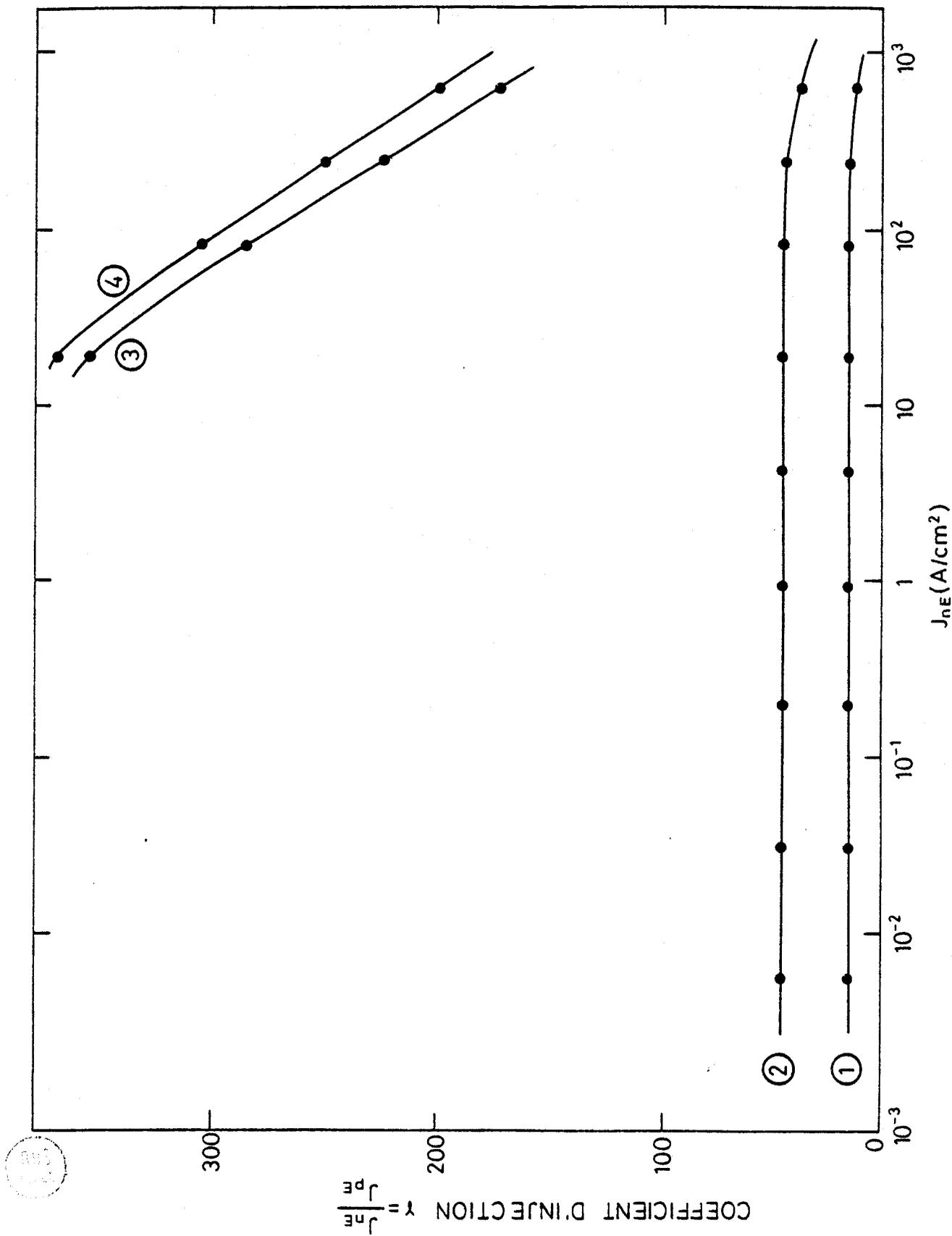


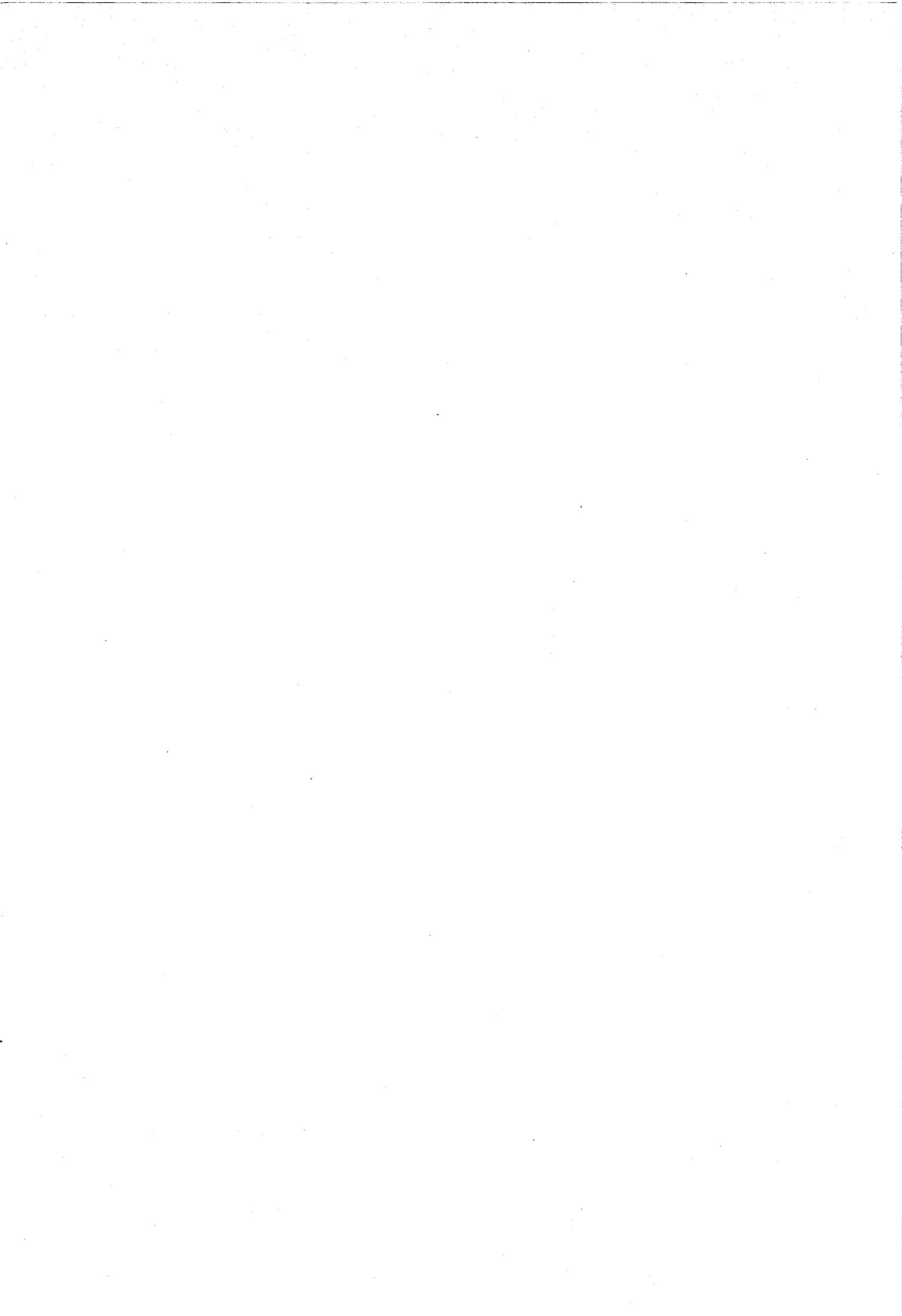
Fig. AI.3 b): Influence du déplacement de jonction électrique dans le matériau GaAlAs.

(b) Coefficient d'injection $\gamma_I = J_{nE}/J_{pE}$ en fonction du courant d'injection J_{nE} .
 Courbes 1,2,3 : voir légendes Fig. AI.3 a).

APPENDICE I.2

PROPRIETES ELECTRIQUES DU TBH - COMPARAISON AVEC LE TRANSISTOR

BIPOLAIRE A HOMOJONCTION SILICIUM :



A.2. PROPRIETES ELECTRIQUES DU TBH - COMPARAISON AVEC LE TRANSISTOR BIPOLAIRE A HOMOJONCTION SILICIUM :

Les caractéristiques générales des transistors bipolaires à hétérojonction sont présentées dans le cadre du modèle de l'hétérojonction graduelle. Nous examinons l'efficacité d'injection et d'une manière générale le gain en courant compte tenu de l'apport de l'hétérojonction émetteur base. Les performances hautes fréquences sont décrites par l'analyse de la fréquence de transition et de la fréquence maximale d'oscillation en fonction des paramètres physiques du transistor. Nous discutons ensuite des mécanismes parasites à fort courant en référence avec les propriétés des transistors à homojonctions.

A.2.1. Apport de l'hétérojonction dans un transistor bipolaire - coefficient d'injection $\gamma_1 = J_{nE}/J_{pE}$:

Nous considérons un transistor bipolaire de type N-p-n utilisant une hétérojonction émetteur-base, GaAlAs-GaAs fortement graduelle ($L_g \approx 200 \text{ \AA}$). L'avantage majeur apporté par l'hétérojonction GaAlAs-GaAs provient de la différence des potentiels de diffusion des électrons et des trous à la jonction émetteur-base. Le diagramme des bandes d'énergie d'un transistor à hétérojonction dans les conditions normales de fonctionnement (jonction E-B polarisée en direct et jonction B-C polarisée en inverse) apparaît dans la figure suivante :

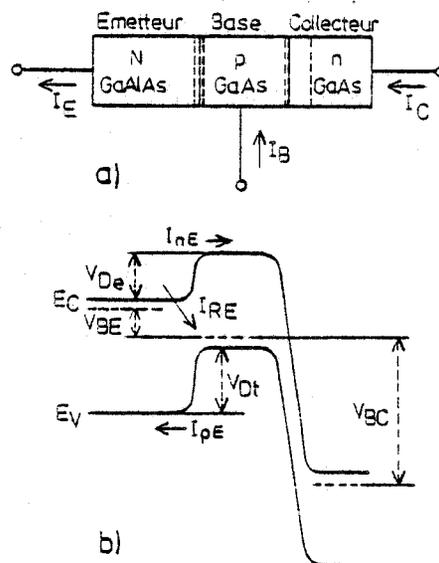


Fig. AI.7 Transistor bipolaire à hétérojonction

a) représentation schématique

b) diagramme des bandes d'énergie dans les conditions normales de polarisation.

Les courants d'électrons et de trous peuvent maintenant être obtenus en appliquant la relation de Boltzmann, selon la configuration des bandes d'énergies d'Anderson et en négligeant tout effet de la discontinuité ΔE_C , (figure AI7) ainsi que les courants de recombinaison. Les concentrations de porteurs minoritaires de part et d'autre de l'hétérojonction émetteur-base s'écrivent pour une tension appliquée V_{BE} :

$$(I.1) \quad N_{nB} = N_E \frac{N_{CB}}{N_{CE}} \exp \left[q \frac{(V_D - V_{BE}) - \Delta E_C}{kT} \right]$$

$$(I.2) \quad N_{pE} = N_B \frac{N_{VE}}{N_{VB}} \exp \left[q \frac{(V_D - V_{BE}) + \Delta E_V}{kT} \right]$$

Le courant d'électrons diffusant de l'émetteur vers la base s'écrit alors :

$$(I.3) \quad J_{nE} = q D_{nB} \frac{dn}{dx} \simeq q D_{nB} \frac{N_{nB}}{W_B}$$

où W_B est l'épaisseur de la zone quasi neutre de base et D_{nB} la constante de diffusion des électrons dans la base.

De même, le courant de trous diffusant dans l'émetteur s'exprime par :

$$(I.4) \quad J_{pE} = q D_{pE} \frac{dp}{dx} \simeq q D_{pE} \frac{N_{pE}}{L_{pE}}$$

où L_{pE} est la longueur de diffusion des trous dans l'émetteur

On obtient :

$$(I.5) \quad \begin{cases} J_{nE} = q \frac{D_{nB}}{W_B} \frac{N_{CB}}{N_{CE}} N_E \exp - \left(\frac{qV_D - \Delta E_C}{kT} \right) \left[\exp \left(\frac{qV_{BE}}{kT} \right) - 1 \right] \\ J_{pE} = q \frac{D_{pE}}{L_{pE}} \frac{N_{VE}}{N_{VB}} N_B \exp - \left(\frac{qV_D + \Delta E_V}{kT} \right) \left[\exp \left(\frac{qV_{BE}}{kT} \right) - 1 \right] \end{cases}$$

Le coefficient d'injection J_{nE}/J_{pE} s'écrit :

$$(I.6) \quad \frac{J_{nE}}{J_{pE}} = \frac{N_E}{N_B} \frac{L_{pE}}{W_B} \frac{D_{nB}}{D_{pE}} \frac{N_{CB} N_{VB}}{N_{VE} N_{CE}} \exp\left(\frac{\Delta E_g}{kT}\right)$$

. Le terme en $\exp(\Delta E_g/kT)$ est prépondérant devant le rapport des dopages d'émetteur et de base N_E/N_B . Une différence d'énergie de bande interdite ΔE_g de 0.2 eV permet de multiplier le rapport J_{nE}/J_{pE} par un facteur 2500. Le courant d'électrons sera plus important que le courant de trous pour une hétérojonction N - p indépendamment des conditions de dopage propres aux homojonctions

. L'utilisation d'une hétérojonction émetteur base modifie profondément les caractéristiques d'injection d'un transistor et donc son gain. Ce que nous allons développer en faisant référence au transistor à homojonction.

A.2.2. GAIN DE COURANT

En négligeant la multiplication des porteurs dans la jonction base-collecteur, le gain en courant α_0 d'un transistor monté en base commune est déterminé par le produit de l'efficacité d'injection γ et du facteur de transport dans la base δ . L'efficacité d'injection γ représente le rapport du courant d'électrons diffusant de l'émetteur vers la base au courant total d'émetteur tandis que δ exprime la proportion des électrons injectés dans la base qui atteignent le collecteur. On utilise plus couramment le gain en courant en émetteur commun $\beta_0 = \frac{I_C}{I_B}$, $\beta_0 = \frac{\alpha_0}{1-\alpha_0}$.

A.2.2.1 - L'efficacité d'injection

L'efficacité d'injection est définie par la relation :

$$\gamma = \frac{J_{nE}}{J_{nE} + J_{pE} + J_{RE}}$$

où J_{RE} représente le courant correspondant à la recombinaison électrons-trous dans la zone de charge d'espace émetteur-base. Généralement, le courant de recombinaison J_{RE} est faible pour les transistors silicium, alors qu'il joue un rôle important pour les transistors GaAlAs-GaAs comme nous le verrons par la suite.

Lorsque le niveau de polarisation émetteur-base est élevée, nous pouvons négliger la composante J_R . L'efficacité d'injection n'est alors limitée que par le rapport J_{nE}/J_{pE} qui doit être aussi grand que possible. Pour les transistors à homojonction, on obtient (40) :

$$\gamma = \left[1 + \frac{N_B L_E \tau_B \operatorname{th}(W_B/L_B)}{N_E L_B \tau_E} \right]^{-1}$$

L'efficacité d'injection sera proche de l'unité pour un dopage d'émetteur supérieur à celui de base ; en technologie planar pour le silicium, la double diffusion accentue cette condition :

$$N_E \gg N_B$$

Toutefois, il ne peut être question de choisir des dopages de base faibles car la résistivité de base élevée limiterait alors les performances haute fréquence. Ainsi, on utilise habituellement pour les transistors silicium performants [24], un dopage de 10^{20} cm^{-3} pour l'émetteur et 10^{18} cm^{-3} pour la base.

Avec une hétérojonction émetteur-base, l'efficacité d'injection s'écrit :

$$\gamma = \left[1 + \frac{N_B}{N_E} \frac{L_E \tau_B}{L_B \tau_E} \operatorname{th}\left(\frac{W}{L_B}\right) \exp\left(\frac{-\Delta E_g}{kT}\right) \right]^{-1}$$

L'inégalité concernant les dopages n'est plus justifiée le courant d'électrons étant plus important que le courant de trous du fait du terme en $\exp(-\Delta E_g/kT)$.

Ceci permet un degré de liberté supplémentaire dans la conception du transistor, on peut inverser les conditions de dopage :

$$N_B \gg N_E$$

Par le choix de dopages élevés de base (de l'ordre de 10^{19} cm^{-3}) et faibles pour l'émetteur (quelques 10^{16} cm^{-3}) on bénéficie du double avantage d'une résistivité de base faible et d'une capacité de transition émetteur-base réduite. Ces paramètres sont particulièrement importants pour les performances fréquentielles.

A.2.2.2 - Facteur de transfert de base :

Le facteur de transfert s'écrit comme pour les transistors à homo-jonctions [8] :

$$\delta = \frac{1}{\cosh(W_B/L_B)}$$

Si l'épaisseur de base W_B est faible devant la longueur de diffusion des électrons dans la base, on peut écrire :

$$\delta \approx 1 - \frac{1}{2} \left(\frac{W_B}{L_B} \right)^2$$

Pour des dopages de base élevés ($N_B \geq 10^{19}$) si l'efficacité d'injection reste proche de l'unité, la longueur de diffusion des électrons dans la base est faible ($L_B < 2\mu\text{m}$), et limite le facteur de transfert δ . Le gain en courant maximum s'écrit quand $\gamma \neq 1$:

$$\beta_{\text{max}} = \frac{\delta}{1-\delta} \approx 2 \left(\frac{L_B}{W_B} \right)^2$$

Le gain en courant est limité, en général, par le facteur de transfert de base δ . Augmenter le gain revient alors à diminuer l'épaisseur de base W_B et augmenter donc la résistance de base. Cependant, on diminue alors le temps de transit de base, un compromis est à envisager pour conserver les performances en hautes fréquences (cf I.4).

A.2.2.3. - Courant de recombinaison

On peut distinguer le courant de recombinaison dû aux défauts d'interface (N_{IS}) du courant de recombinaison dans la zone de charge d'espace correspondant aux défauts d'impuretés des matériaux.

a) Courant de recombinaison à l'interface J_{RI} :

L'évaluation du courant de recombinaison d'interface est importante pour déterminer l'efficacité d'injection des transistors à hétérojonction. Les deux composantes de courant J_{RE} et J_{RI} augmentent toutes deux quand le pourcentage d'aluminium X_{AlAs} de l'émetteur augmente.

Hovel et Milnes [13] ont donné une expression phénoménologique de ce courant I_{RI} en définissant une vitesse de recombinaison à l'interface qui s'écrit pour une hétérojonction N - p⁺ :

$$S_I = \int_E K_e N_{IS} dE \quad \text{exprimé en cm/s}$$

où K_e est la probabilité de capture des électrons à l'interface, et N_{IS} la densité d'états d'interface (par cm^2). On peut négliger la recombinaison de trous à l'interface pour une hétérojonction N - p⁺(13). La densité de courant de recombinaison à l'interface est alors directement proportionnelle au flux d'électrons arrivant à l'interface N_{eB} et à la vitesse de recombinaison S_I :

$$J_{RI} = q S_I N_{eB}$$

On peut comparer cette densité de courant à celle du courant d'électrons injectés dans la base, qui arrivent à l'interface avec une vitesse de diffusion très proche de la vitesse de diffusion maximum V_{sl} (13) :

$$J_{nE} = q V_{sl} N_{eB} \quad \text{et} \quad J_{nE}/J_{RI} = V_{sl}/S_I$$

Les valeurs de la vitesse de recombinaison à l'interface S_I , rapportées dans la littérature sont généralement faibles. Nelson et al [25] ont proposé la valeur la plus élevée $S_I = 450 \text{ cm/s} \pm 50 \text{ cm/s}$ pour l'interface GaAs : p - Ga_{0,5}Al_{0,5}As : P. Cette valeur représente uniquement la recombinaison aux états d'interfaces, l'hétérojonction isotype p-p considérée étant dépourvue de zone de charge d'espace. On obtient alors $J_e/J_{RI} \approx 10^4$. Cette valeur représente un ordre de grandeur limite du gain d'un transistor à hétérojonction GaAlAs-GaAs en négligeant les autres composantes de courant de recombinaison.

b) Courant de recombinaison dans la zone de charge d'espace :

On peut utiliser le modèle de Sah Noyce et Shockley (SNS) pour décrire le courant de recombinaison sous la forme habituelle (26) :

$$J_R = \frac{\pi kT}{2(V_D - V_{BE})} \cdot \frac{X_T n_i}{\tau} \exp\left(\frac{qV}{nkT}\right)$$

où n est le facteur d'idéalité classique ($n = 2$), X_T représente l'épaisseur de la zone de charge d'espace, (ou zone désertée), n_i la concentration intrinsèque et τ la durée de vie des porteurs dans la zone désertée. (En prenant les hypothèses de SNS $\tau_e = \tau_t = \tau$).

Le facteur d'idéalité n est lié aux niveaux d'impuretés considéré dans la zone de charge d'espace. Le modèle simplifié SNS établit pour la recombinaison par *un centre recombinant et à un seul niveau de recombinaison prépondérant*, que $n = 2$. Pour le GaAs, on observe généralement $n \geq 2$ pour la recombinaison électron-trou ; la valeur $n = 2$ peut être attribuée à la recombinaison dans la zone de charge d'espace en surface au périmètre de

la jonction (d'après les publications de Henry et al (40)).

En appliquant le modèle SNS de la jonction p-n idéale aux zones de charges d'espace côté GaAlAs et côté GaAs successivement on peut donner une expression du courant de recombinaison dans la zone désertée qui s'écrit :

$$J_R = \frac{\pi}{2} \frac{kT}{(V_D - V_{BE})} \left[\frac{n_{iE} X_{TE}}{\tau_E} + \frac{n_{iB} X_{TB}}{\tau_B} \right] \exp \left(\frac{qV_{BE}}{2kT} \right)$$

Dans cette expression le second terme est prépondérant. En effet, pour le transistor à hétérojonction le dopage de base est plus élevé que celui d'émetteur (on a typiquement $w_{TE} \approx 10 w_{TB}$ pour $N_B > N_E \approx 10^{-2} N_B$). L'émetteur étant un matériau à plus grand "gap" que celui de base, la concentration intrinsèque d'émetteur est bien plus faible que celle de base (pour $X_{AlAs}^s = 0.4$, [11] on a $n_{iE} \approx 10^{-4} n_{iB}$). Etant donné que la durée de vie des porteurs est à priori comparable côté GaAlAs et côté GaAs ($\tau_E \approx 10^{-1} \tau_B$) : la composante du courant de recombinaison dans la zone désertée côté base reste prépondérante. ($\frac{X_{TB} n_{iB}}{\tau_B} \approx \frac{10^2 X_{TE} n_{iE}}{\tau_E}$).

Le courant de recombinaison d'un transistor bipolaire GaAlAs-GaAs est beaucoup plus important que celui d'un transistor au silicium, du fait des valeurs très faibles de durée de vie des porteurs (à comparer τ_B (GaAs) $\approx 5 \cdot 10^{-9}$ s à τ_B (Si) $\approx 10^{-7}$ s). Le courant de recombinaison est typiquement 10^3 fois plus important pour les transistors GaAs que pour les transistors silicium. Ce paramètre limite donc l'efficacité d'injection des transistors à hétérojonction à bas niveau de polarisation (40).

Cependant, l'évaluation expérimentale du courant de recombinaison reste à faire selon les conditions de dopage et d'épitaxie de l'hétérojonction GaAlAs-GaAs (40). La structure diffusée du transistor à hétérojonction nous permet une première évaluation des différents composants du courant de recombinaison, (40).

A.2.3. - PERFORMANCES POTENTIELLES EN HAUTE FREQUENCE

A.2.3.1. - Apport de l'hétérojonction

L'efficacité d'injection d'un transistor à hétérojonction ne dépend que faiblement des dopages de base et d'émetteur. La configuration $N_B \gg N_E$ nous permet de réduire la résistance de base et la capacité de transition émetteur-base, ces deux paramètres sont déterminant pour les performances haute fréquence des transistors.

a) Résistance de base

Pour diminuer la résistance de base on est tenté d'augmenter la concentration d'accepteurs à la limite de solubilité des impuretés. Des mesures préliminaires de mobilité de trous en fonction de la concentration d'impuretés ont montré une chute importante de la mobilité au-delà du niveau de dopage de 10^{19} cm^{-3} (29).

La résistance de base s'écrit :

$$R_B = \frac{K}{q \mu_t N_B W_B}$$

où K représente une constante fonction de la géométrie adoptée pour le transistor.

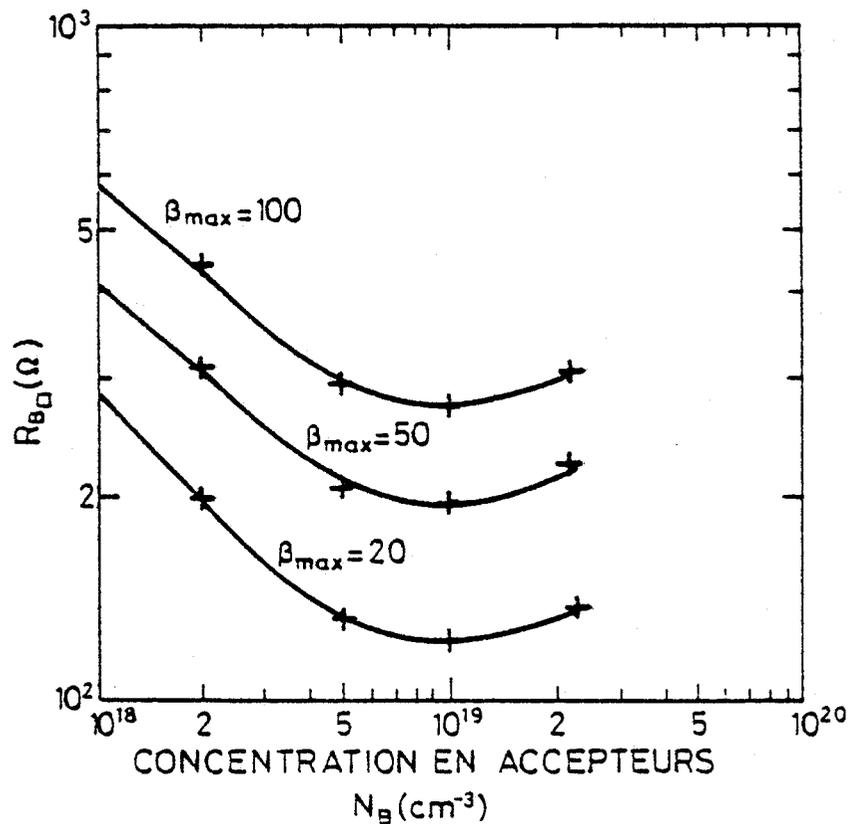


Figure A.2.9: Valeurs de la résistance carrée de base en fonction du dopage.

La Figure A.2.9 donne les variations de la résistance carrée de base $R_{B\Omega} = \frac{1}{q \mu_t N_B W_B}$ en fonction du dopage de base N_B , compte tenu des valeurs mesurées de la mobilité de trous (29). Le minimum est atteint aux environs de $5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$. A ce niveau de dopage, la résistance de base est 5 fois plus faible que celle des transistors au silicium.

b) Capacité de transition émetteur-base :

La capacité de transition est donnée par le modèle de bandes d'Anderson et s'écrit selon des notations évidentes (18) :

$$\frac{C_{TE}}{S_E} = \left[\frac{q}{2} \frac{N_E N_B \epsilon_E \epsilon_B}{\epsilon_E N_E + \epsilon_B N_B} \frac{1}{(V_D - V_{BE})} \right]^{1/2}$$

Pour les conditions de dopages de l'hétérojonction N-p⁺, on obtient :

$$\frac{C_{TE}}{S_E} = \left[q \frac{N_E \epsilon_E}{2} \frac{1}{(V_B - V_{BE})} \right]^{1/2}$$

Pour les transistors à homojonction silicium, le dopage le plus faible reste celui de base et sa valeur est limitée à des valeurs voisines de 10^{18} cm^{-3} afin de réduire la résistance de base. Pour le transistor à hétérojonction on peut réduire le dopage d'émetteur jusqu'à quelques 10^{16} cm^{-3} sans être limité par l'efficacité d'injection. On peut gagner typiquement un facteur 10 sur la capacité de transition émetteur-base pour un transistor à hétérojonction GaAlAs-GaAs.

A.2.3.2. - Fréquence de transition

La fréquence de transition est un paramètre important pour caractériser le fonctionnement fréquentiel d'un transistor bipolaire. La fréquence de transition est définie par la fréquence à laquelle le gain en courant en régime dynamique ($\beta = \frac{\Delta I_C}{\Delta I_B}$) est égal à l'unité. Elle est associée au temps de transit des électrons entre émetteur et collecteur τ_{EC} , (8) :

$$f_T = \frac{1}{2\pi \tau_{EC}}$$

Le temps de propagation τ_{EC} représente la somme de quatre termes : τ_E le temps de charge de la capacité de transition émetteur-base, τ_B le temps de transit des électrons dans la base (qui correspond à la capacité de diffusion) τ_C le temps de transit dans la zone de charge d'espace base-collecteur et τ'_C temps de charge de la capacité collecteur. On obtient la relation suivante (8) :

$$\tau_{EC} = r_E (C_{TE} + C_{TC}) + \frac{W_B^2}{2,4 D_{eB}} + \frac{X_{TC}}{2V_{s1}} + (R_C + R_E) C_{TC}$$

avec $r_E = \frac{kT}{qI_E}$ résistance dynamique de la diode émetteur-base

| | |
|---------------------|--|
| C_{TE} , C_{TC} | capacités de transition des jonctions émetteur-base et base-collecteur |
| X_{TC} | épaisseur de la zone de transition base-collecteur |
| D_{eB} | constante de diffusion des électrons dans la base |
| V_{s1} | vitesse limite de diffusion des électrons |
| W_B | épaisseur de la zone quasi-neutre de base. |

Pour obtenir des fréquences de transition élevées, il convient de réduire au minimum chacune des contributions intervenant dans le temps de transit τ_{EC} . Le transistor bipolaire à hétérojonction permet d'importantes améliorations :

. Dans le temps de transit, τ_{EC} , le terme $r_E C_{TE}$ est prépondérant à faible niveau de courant et fait apparaître le rôle de l'hétérojonction émetteur-base : Rappelons tout d'abord qu'il peut être réduit à quelques pico secondes pour peu que l'on ait des densités de courant suffisantes (réduction des dimensions des transistors silicium). Pour l'utilisation à faibles courants, l'hétérojonction émetteur-base offre des possibilités nouvelles, on peut exprimer le produit $r_E C_{TE}$ en fonction de la densité de courant J_{nE} et de dopage minimum N_{min} de l'émetteur (ou de la base pour le transistor Si) :

$$r_E C_{TE} \propto N_{min} / J_{nE}$$

Ainsi, à des dimensions identiques l'hétérojonction nous permet de réduire considérablement le temps de charge émetteur, à faible densité de courant du fait du dopage d'émetteur très inférieur au dopage de base des transistors à homojonction. Un gain voisin de 10 est envisageable aux faibles densités de courant et peut conduire à des applications intéressantes en logique rapide à faible consommation (40).

. Le second terme de l'expression de τ_{EC} représente le temps de transit de base et varie comme le carré de l'épaisseur de base. Pour les transistors au silicium on réduit généralement l'épaisseur de base aux valeurs typiques de 0.3 à 0.2 μm (8). Le GaAs bénéficie, à dopage équivalent, de constantes de diffusion environ quatre fois plus élevées que celles du silicium. Les valeurs présentées tableau I.V., correspondent aux mobilités d'électrons minoritaires pour GaAs : p (Walukiewicz et al. (30)) et pour Si : p représentées Fig A I.10. (31).

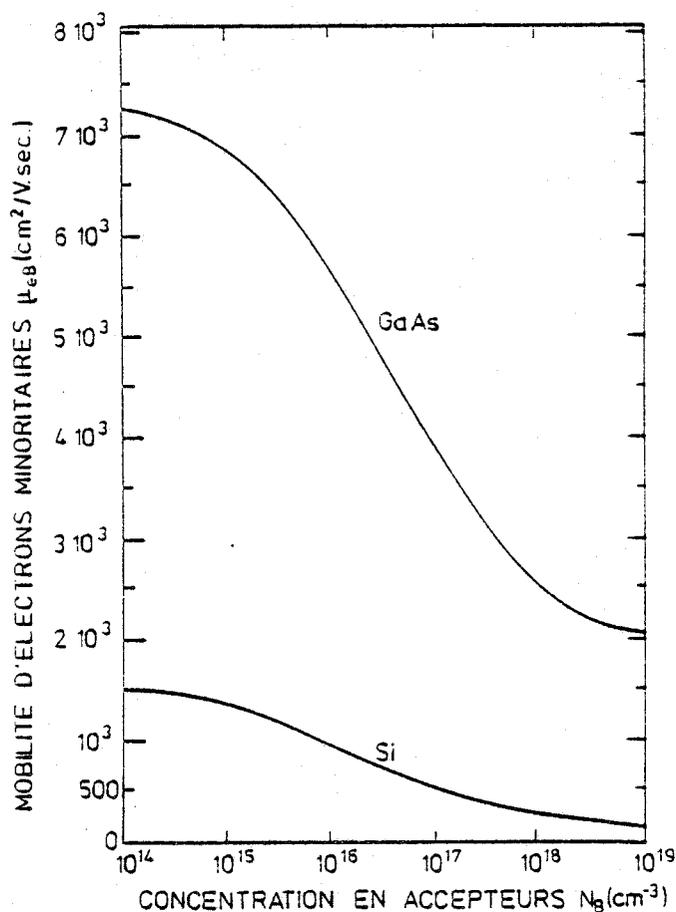


Figure AI.10 : Comparaison des mobilités des électrons minoritaires dans GaAs : p et Si : p en fonction de la concentration d'accepteurs. [30][31]

| N_B (cm^{-3}) | D_{eB} GaAs (cm^2/s) | D_{eB} Si (cm^2/s) |
|-------------------------------|---|---|
| 10^{18} | 30 | 9,4 |
| $2 \cdot 10^{18}$ | 26 | 7,5 |
| $5 \cdot 10^{18}$ | 23 | 6 |
| 10^{19} | 21 | 4,5 |
| $2 \cdot 10^{19}$ | 20 | 3 |

Tableau I.V.

Constantes de diffusion des électrons dans la base d'après la figure AI. 10.



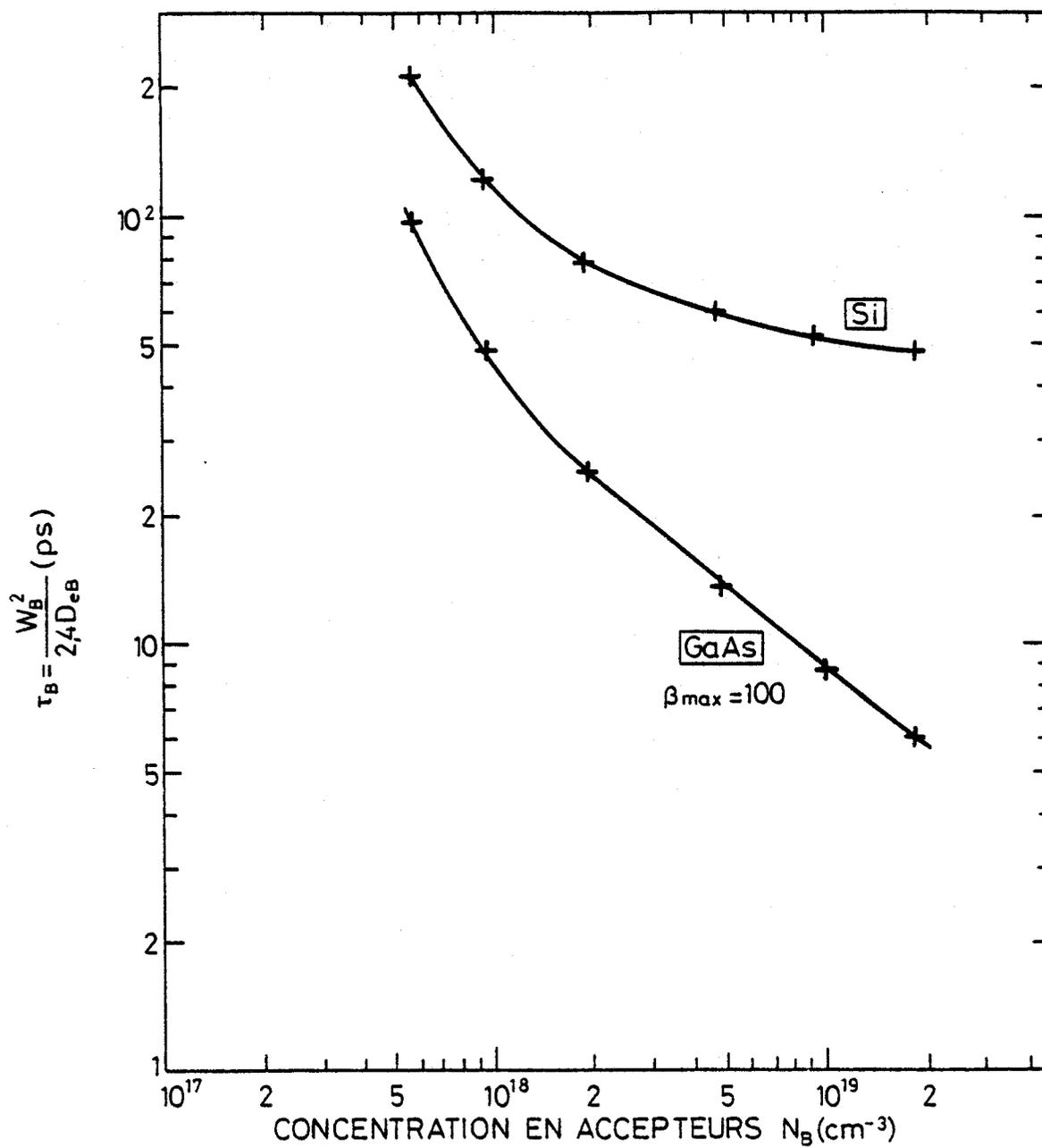


Fig. AI.11 : Temps de transit de base en fonction du dopage de base pour GaAs et Si, le gain en courant restant constant.

La Figure A.11 compare les valeurs du temps de transit de base à gain en courant constant, en fonction du dopage de base pour les transistors au silicium et au GaAs. A des dopages de base environ dix fois plus élevés que ceux du silicium, il est possible de réduire le temps de transit d'un facteur 2 pour les transistors à hétérojonction. Compte tenu des possibilités d'obtenir des effets de survitesse dans la base, le compromis entre le temps de transit et la résistance de base est modifiée, (Cf. Ch. II.2.3).

Les deux derniers termes de τ_{EC} sont fonction de l'épaisseur et du dopage collecteur. Selon l'application, un compromis est établi entre la tension base-collecteur et le dopage collecteur. D'une manière générale, l'utilisation de transistors à couche collecteur épitaxiée, d'épaisseur très fine, a réduit notablement le dernier terme pour les transistors en silicium. Le GaAs bénéficie d'une mobilité électronique plus importante, ce qui permet de réduire ce terme d'environ un facteur 5. Par ailleurs, la vitesse limite de diffusion des électrons est près de deux fois plus élevée dans GaAs que dans Si, et les effets de survitesse plus importants. Dû à ces différents facteurs, un gain global non négligeable (≥ 2) pour les temps de transit collecteur semble réalisable avec le transistor GaAlAs-GaAs.

Pour des applications en amplification hyperfréquence de puissance le gain attendu, sur la fréquence de transition, est limité à un facteur environ 3 du fait des trois derniers termes.

A.2.3.3. - Fréquence maximale d'oscillation

Elle correspond à la fréquence à laquelle le gain en puissance (ou gain unilatéral U) est égal à l'unité, elle s'exprime par la relation :

$$f_{\max} = \left(\frac{f_T}{8 \pi R_B C_{TC}} \right)^{1/2}$$

Ce paramètre fait apparaître le rôle prépondérant de la résistance de base R_B et indirectement celui de la géométrie du transistor. En effet pour une géométrie simple interdigitée dont les doigts d'émetteur et de base ont une largeur l , l'expression peut s'écrire (8) :

$$f_{\max} = \frac{1}{l} \left(\frac{f_T}{8 \pi \rho_B C_{T0}} \right)^{1/2}$$

où ρ_B est la résistivité de base et C_{T0} la capacité de transition collecteur-base par unité de surface. Ainsi pour les transistors silicium les plus performants la largeur de doigt est des plus réduites (l actuellement de l'ordre du micron).

En général, la fréquence maximale d'oscillation intervient pour des applications hyperfréquence de puissance, pour lesquelles nous venons de voir que le gain sur la fréquence de transition est de l'ordre de 3. La résistivité de base étant environ 5 fois plus faible, on peut espérer améliorer d'un facteur 3 à 4 les performances en f_{\max} .

L'optimisme que ces chiffres peuvent faire naître doit toutefois être tempéré par l'état respectif des technologies GaAs et Si et les progrès continus obtenus par la réduction des dimensions des transistors au Silicium.

A.2.4. - RECU DES EFFETS PARASITES

Les conditions de dopages permises par l'hétérojonction conduisent à un recul des effets parasites qui limitent notamment les performances des transistors bipolaires aux fortes densités de courant. Nous examinerons successivement les effets de défocalisation, de haute injection, d'élargissement de base et de seconde avalanche.

A.2.4.1. - Effet de défocalisation

La défocalisation est induite par la résistance latérale de la zone de base comprise entre le contact de base et la zone active du transistor. La conduction de la jonction émetteur-base est limitée à la périphérie de la zone active émetteur-base. Cet effet apparaît à partir d'une valeur critique de la densité de courant collecteur J_{CC} qui s'écrit (32) :

$$J_{CC} \approx \frac{8}{12} D_{tB} N_B W_B \beta_{\max}$$

où l représente la largeur d'un doigt d'émetteur dans le cas d'une géométrie interdigitée, ou le diamètre de l'émetteur pour une géométrie circulaire.

Pour les transistors à hétérojonction, on peut admettre que β_{\max} est limité essentiellement par le facteur de transfert de base δ , alors qu'il est limité par l'efficacité d'injection pour les transistors à homojonction et diminue lorsque le dopage de base augmente. On recule J_{CC} d'un facteur au moins aussi important que celui acquis sur le dopage de base N_B , pour une même valeur du gain β_{\max} .

En pratique, on peut envisager des largeurs de doigts émetteur environ 5 fois plus importantes pour des transistors à hétérojonction GaAlAs-GaAs que pour les transistors Si. Cette propriété devrait permettre des réalisations très performantes en transistor hyperfréquence de puissance avec des dimensions cinq fois plus importantes que pour la technologie Si.

A.2.4.2. - Effet de haute injection

Le dopage de base étant plus élevé, on peut à priori augmenter la densité d'électrons dans la région quasi neutre de base sans affecter l'efficacité d'injection de transistors à hétérojonction.

La densité critique du courant collecteur qui correspond à ce régime de haute injection s'écrit pour les transistors bipolaires (33) :

$$J_{HIC} \propto \frac{D_{eB} N_B}{W_B}$$

Cette relation montre que pour des épaisseurs de base équivalentes le transistor à hétérojonction bénéficie d'un dopage de base plus élevé N_B et de constantes de diffusion D_{eB} toujours plus importantes pour le GaAs que pour le silicium. Pour fixer les idées, ceci nous permet de renousser l'effet de haute injection d'un facteur environ 20, pour un dopage de base de 10^{19} cm^{-3} .

A.2.4.3. - Effet d'élargissement de base

A partir d'une densité critique du courant collecteur la chute de tension dans la zone neutre du collecteur devient comparable à la tension inverse appliquée entre collecteur et base. Cet effet se traduit par un déplacement de la jonction électrique base-collecteur et augmente ainsi le temps de transit émetteur collecteur. On obtient (8) :

$$J_{EBC} = \frac{q \mu_{eC} N_C (V_{CO} + |V_{CB}|)}{W_C}$$

où W_C est la zone neutre de collecteur

V_{CO} est le potentiel de diffusion collecteur-base et V_{CB} la tension appliquée.

On bénéficie pour le GaAs de fortes valeurs de mobilités électronique. Ceci augmente d'un facteur environ 6 la valeur de la densité critique de courant d'élargissement de base.

4.2.4.4. - Effets d'avalanche

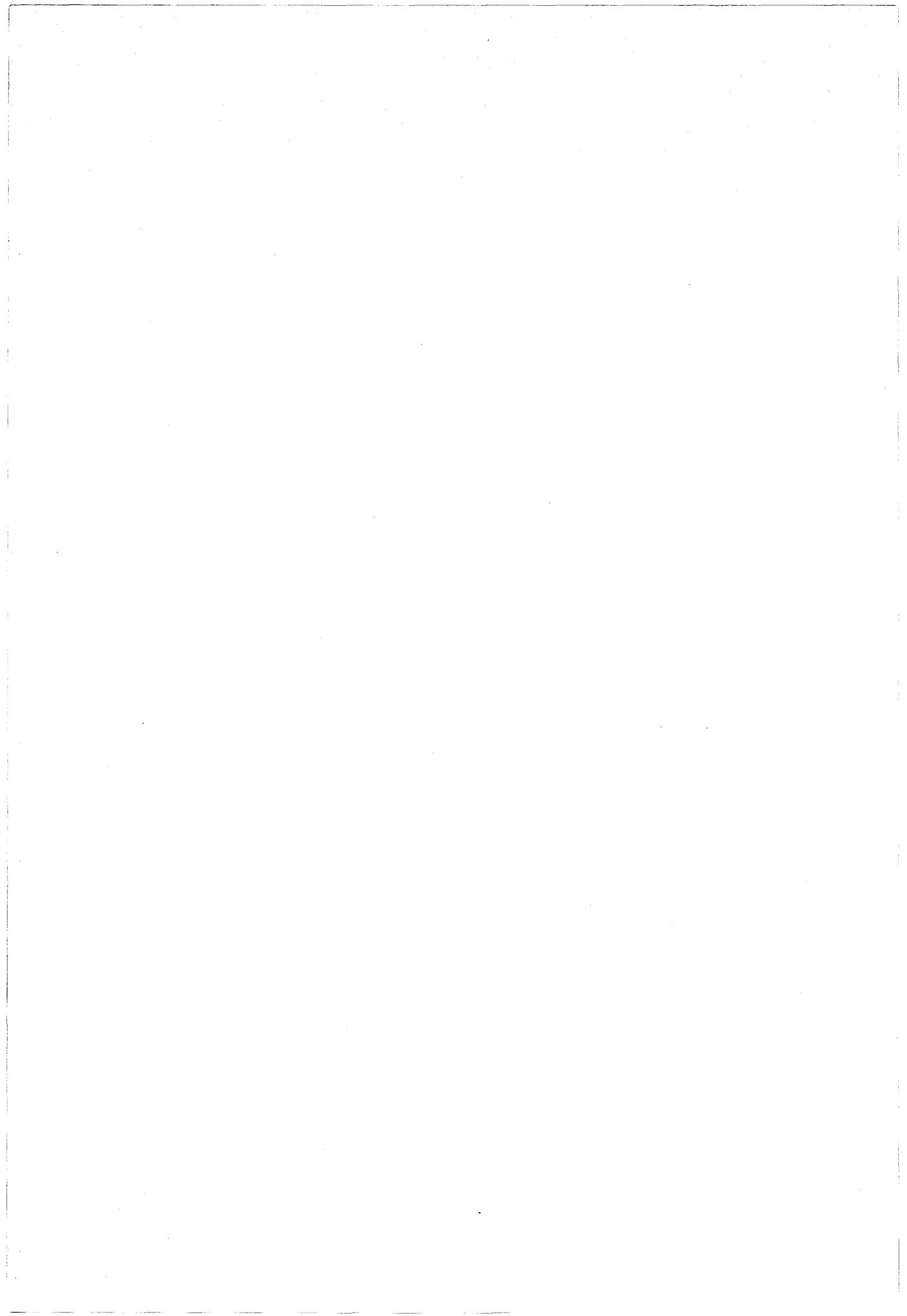
Les niveaux de dopages extrêmement élevés pour l'émetteur des transistors à homojonction conduisent à des tensions d'avalanche émetteur-base très faibles de l'ordre de 1 à 2 volts qui peuvent gêner pour certaines utilisations. Les transistors à hétérojonction du fait des dopages faibles

d'émetteur ont des tensions d'avalanche de l'ordre d'une dizaine de volts.

Un second avantage lié aux dopages d'émetteur et de base intervient dans le phénomène de focalisation ou de "seconde avalanche". On réduit ces effets dans les transistors de puissance en "chargeant" les émetteurs par une résistance supplémentaire. Ceci s'obtient automatiquement pour les transistors à hétérojonction du fait de la plus grande résistivité de l'émetteur. Le recul de l'effet de seconde avalanche a été effectivement observé par Ross et al (6).

II - PHYSIQUE DU TRANSPORT ELECTRONIQUE DANS LES TBH

A INJECTION D'ELECTRONS CHAUDS



II-1- Rappels concernant le transport en régime non stationnaire dans les composants à dimensions sous microniques :

II-1-1- Validité des équations de transport :

Les équations de base utilisées généralement pour décrire le transport et le comportement électrique des composants bipolaires, soit les équations de dérive diffusion que nous rappelons :

$$(II.1) \quad \begin{cases} J_n = q\mu_n nF + qD_n \nabla_n \\ J_p = q\mu_p pF - qD_p \nabla_p \end{cases}$$

L'analyse des courants d'électrons et de trous s'appuie sur l'équation de l'électrostatique de Poisson et des équations de continuité du courant.

Pour les circuits intégrés à haute densité d'intégration, on est conduit à réduire les dimensions critiques des composants (épaisseur de base, profondeur de jonction...). Quand les dimensions actives ont des ordres de grandeur voisins du libre parcours moyen des électrons entre collisions, la validité des équations précédentes de dérive diffusion est remise en question.

Les équations (II.1) sont basées sur l'approximation que la vitesse des porteurs répond linéairement à toute modification du champ électrique F . Pour les électrons, on a :

$$(II.2) \quad v(F) = -\mu F$$

La mobilité μ des porteurs est reliée au coefficient de diffusion D par la relation d'Einstein :

$$(II.3) \quad D = \mu \frac{KT}{q}$$

Pour des champs électriques élevés et en régime transitoire, cette hypothèse fondamentale ne tient plus, les paramètres vitesse, mobilité... varient de façon non linéaire, en fonction du temps et de l'énergie E .

Certains auteurs ont proposé de conserver les équations de dérive diffusion en introduisant ces effets implicitement en décrivant la vitesse des porteurs, leur mobilité par des fonctions non linéaires du champ $v(F)$, $\mu(F)$. (51).

Les équations de dérive diffusion s'appuient sur une description semi-classique du transport et sont dérivées de l'équation générale du transport de Boltzmann (ETB). L'hypothèse de base est de décrire le transport électronique par l'évolution de la fonction de distribution $f(\vec{k})$: (51).

$$(II.4) \quad \frac{\partial f}{\partial t} + \vec{v} \cdot \text{grad } \vec{r} + \frac{q\vec{F}}{\hbar} \cdot \text{grad } \vec{k} = \left(\frac{\partial f}{\partial t} \right)_{\text{collisions}}$$

La fonction de distribution est définie par* :

$$dn = f(k, r, t) dk dr$$

où dn représente le nombre d'électrons dans l'élément de volume $dk dr$ centré autour du point k, r de l'espace des phases. Pour un semiconducteur non dégénéré à l'équilibre thermodynamique et à température ambiante, f est définie par une distribution de Maxwell Boltzmann :

$$(II.5) \quad f_0(k) = \frac{n}{2 \left[2\pi m^* kT / \hbar^2 \right]^{3/2}} \exp \left(- \frac{E(k)}{kT_L} \right)$$

Résoudre ETB consiste à déterminer $f(k, r, t)$ d'où l'on peut déduire toutes les grandeurs macroscopiques caractérisant le transport.

La densité électronique est donnée par :

$$(II.6) \quad n = \frac{1}{4\pi^3} \int_k f(k, r, t) d^3k$$

De même, le courant d'électron dans la direction du champ s'écrit :

$$(II.7) \quad J_{nx}(t) = - \frac{q}{4\pi^3} \int_k f(k, r, t) v_x(k) d^3k$$

La vitesse de l'électron dépend directement de sa position dans la structure de bande du matériau $E(k)$.

$$(II.8) \quad v = \frac{1}{\hbar} \frac{\partial E(k)}{\partial k}$$

* On notera par la suite $\vec{k} : k$

Les principales données concernant les matériaux GaAs et GaAlAs sont données en annexe 2.

La mécanique quantique pose une limite de validité au traitement semi-classique d'ETB : les dimensions critiques du composant doivent être plus grandes que la longueur d'onde électronique λ_e , on obtient :

$\lambda_e = h/v_{th} m^*$ où v_{th} est la vitesse thermique pour une distribution maxwellienne on a : $v_{th} = \left(\frac{3KT}{m^*}\right)^{1/2}$

$$(II.9) \quad \lambda_e = \frac{h}{(3KTm^*)^{1/2}}$$

Pour GaAs en vallée centrale (000) on a $\lambda_e = 270 \text{ \AA}$. Pour un électron d'énergie cinétique plus élevé, $\epsilon \approx 0,3 \text{ eV}$ on a $\lambda_e \approx 80 \text{ \AA}$. (52).

De même sur le plan temporel, le temps de transit dans la base du composant ne peut être inférieur au temps de relaxation de la quantité de mouvement soit pour GaAs on admet $\tau_m = 3 \cdot 10^{-13} \text{ s}$ à 300 K (52). De plus, on admet que les collisions sont instantanées et non corrélées entre elles.

Dans le cas extrême, où les dimensions actives des composants sont très faibles, on doit faire appel à une formulation de mécanique quantique du transport (52). L'ETB n'est plus valable.

Dans la suite de cette étude, nous considérerons que les conditions de validité de ETB sont respectées.

Sous l'action d'un champ électrique, la fonction de distribution est modifiée, la répartition du vecteur vitesse n'est plus aléatoire. Les porteurs vont acquérir une vitesse moyenne correspondant au taux d'énergie absorbé :

$$(II.10) \quad \left(\frac{\partial E}{\partial t}\right) = q\mu F^2$$

Sous l'effet des collisions, les porteurs vont échanger de l'énergie avec le réseau, les impuretés etc... jusqu'à établir un nouvel état d'équilibre. Le terme de collision dépend de la probabilité par unité de temps $S(\vec{k}, \vec{k}')$ pour qu'un électron passe de l'état \vec{k} à l'état \vec{k}' .

$$(II.11) \quad \left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_{\text{collisions}} = \int_{\vec{k}} f(\vec{k}') (1-f(\vec{k})) S(\vec{k}\vec{k}') - f(\vec{k}) (1-f(\vec{k}')) S(\vec{k}\vec{k}') d^3k$$

Les facteurs $f(k)$ et $1-f(k')$ représentent les probabilités d'occupation de l'état initial et la probabilité de non occupation de l'état final, et respectivement.

ETB est une équation intégrodifférentielle que l'on ne sait pas résoudre dans le cas général. Nous allons passer en revue les principales méthodes de résolution empruntées à la littérature (51-52).

II-1-2- Méthodes de résolution de l'équation de transport de Boltzmann

(a) Méthode du temps de relaxation

Dans l'hypothèse des champs d'excitation faibles, on peut considérer que la fonction de distribution f_0 est faiblement perturbée :

$$f = f_0 + f_1 \quad f_1 \ll f_0$$

On peut définir un temps de relaxation entre collisions :

$$\left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_{\text{collisions}} = -\frac{f-f_0}{\tau(k)} = -\frac{f_1(k)}{\tau(k)}$$

où $\tau(k)$ est le temps de collision défini par :

$$(II.12) \quad \tau^{-1}(k) = \int_{k'} S(kk') d^3k'$$

Cependant, cette hypothèse simplificatrice du temps de relaxation n'est valable que pour des collisions élastiques ou à dominantes élastiques, pour lesquelles on a $S(k,k') = S(k',k)$. Dans le cas plus général, on obtient le temps de relaxation par (51) :

$$(II.13) \quad \frac{1}{\tau} = \int (1 - \cos\theta) S(kk') d^3k'$$

où θ est l'angle défini par les vecteurs k et k' .

Pour chaque mécanisme de collision (Cf. Ch. II.2) on définit un temps de relaxation τ_i , l'effet global de ces mécanismes définit un temps de relaxation effectif total :

$$(II.14) \quad \frac{1}{\tau} = \sum \frac{1}{\tau_i}$$

(b) Méthode de la "Maxwellienne déplacée"

On parle souvent de porteurs chauds, définissant implicitement un gaz d'électrons à une même température T_e supérieure à la température du réseau T_L . On suppose que l'interaction entre électrons redistribue le gain d'énergie dû au champ externe (équation II.10) en un temps très court, inférieur aux temps de relaxation extérieurs au gaz d'électron (réseau, impuretés...). La fonction de distribution est décrite a priori par une fonction de Maxwell déplacée dans l'espace des k :

$$(II.15) \quad f(k) \sim A \exp \left[\frac{-\hbar^2 (k-k_d)^2}{2m^* K_B T_e} \right]$$

où A ne dépend pas de l'état initial k

$$k_d = \frac{m^*}{h} v_d \quad \text{quantité de mouvement associé}$$

$$v_d = \text{vitesse de dérive due au champ appliqué } v_d = \mu F$$

$$T_e = \text{température électronique.}$$

Frohlich et Paranjape ont comparé les taux de perte d'énergie par interaction au réseau au taux d'échange d'énergie entre électrons, leur analyse conduit à définir une densité critique de porteurs au-dessus de laquelle, on peut définir un gaz d'électrons (54) :

$$(II.16) \quad n > n_c^* \quad n_c^* = \frac{1}{4\pi} \frac{E^{3/2} m^{*3/2} s^2 k^2}{K T e^4 \tau_{ac}(E)}$$

où τ_{ac} est le temps de relaxation associé au mécanisme d'interaction avec les phonons acoustiques:

Pour GaAs, Conwell a montré que $n_c^* = 5 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ à 300 K (55). Pour les composants bipolaires, la densité de porteurs injectés de l'émetteur vers la base est plus faible, on a $n \approx 5 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ pour des densités de courant quasi maximales $J_n \approx 10^4 \text{ A/cm}^2$. Cependant de nombreux auteurs utilisent cette méthode de résolution pour des densités électroniques inférieures à la densité critique, les résultats obtenus étant comparables aux méthodes de simulation numérique (56).

(c) Développement de la fonction de distribution en série de polynômes de Legendre.

Conwell (55) a montré que dans le cas de champs faibles l'équation ETB pouvait être résolue par développement limite de la fonction de distribution en série de polynômes de Legendre arrêté à l'ordre 1 :

$$(II.17) \quad f(k) = f_0(k) + g(k) \cos\alpha$$

$g(k)$ est la projection dans la direction du champ F de la fonction de distribution $f(k)$, voir figure II.1.

On admet que sous l'effet du champ F , les fonctions de distribution possèdent une symétrie de révolution autour de l'axe z . Le second terme du développement a alors une contribution nulle. (51).

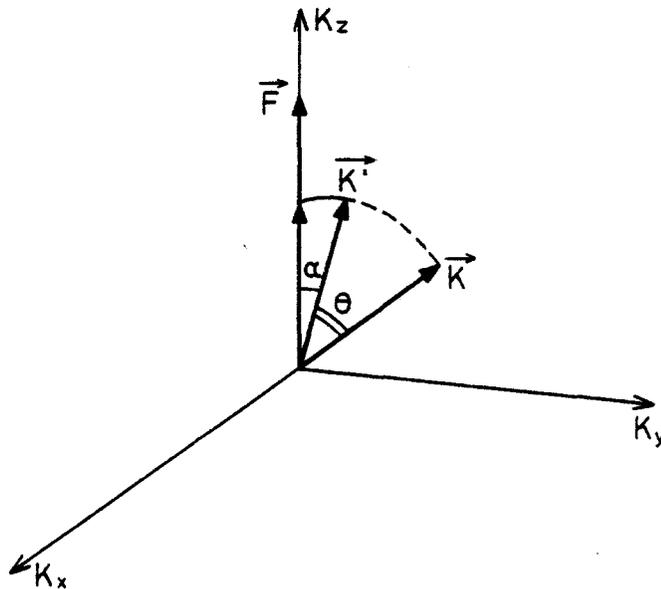


figure II.1

Pour GaAs, Conwell (55) a montré que pour des interactions non élastiques (phonons, intervallées...) l'ETB pouvait se mettre sous forme de deux équations différentielles. Nous utiliserons une telle méthode pour calculer en régime stationnaire le facteur de transfert de base. (Cf. II. 3.5).

(d) Simulation numérique par la méthode de Monte Carlo (35,36) :

Une approche toute différente des précédentes consiste à simuler l'évolution d'un ou plusieurs porteurs dans l'espace des moments, en tenant

compte des différents mécanismes d'interactions. Le mouvement de l'électron est caractérisé par l'évolution de son vecteur d'onde et de son énergie $E(k)$. La description des propriétés de transport GaAs par un modèle complet de bandes d'énergie a été proposée par Littlejohn (35) et Kratzer et Frey (57). La description du modèle à trois vallées Γ , L, X du GaAs est présentée en annexe 1.

Cette méthode de simulation numérique présente l'avantage d'être plus exacte que les méthodes semi analytiques précédentes. Cependant, devant la complexité des programmes mis en jeu, la simulation de type Monte Carlo présente des temps de calcul élevés. Cette méthode n'a été appliquée jusqu'à présent qu'à la simulation unidimensionnelle de composants simples, Kaszynski (58), Zimmermann (59).

Le concepteur de composant préfère prendre en compte les phénomènes physiques du transport, d'autres modèles approchés ont été développés. Ils reposent sur les équations d'hydrodynamique et sont dérivés de ETB (59).

II-1-3- Description du transport en régime balistique ou quasi balistique

(a) Equations de conservation du moment et de l'énergie.

Nous pouvons transformer ETB en une équation de relaxation décrivant la valeur moyenne de n'importe quelle fonction $\phi(k)$ que l'on se propose d'examiner (61).

Pour un semiconducteur homogène ($\frac{\partial f}{\partial x} = 0$), l'intégration dans l'espace des k de ETB conduit à l'équation générale de conservation de la fonction observable $\phi(k)$:

$$\frac{d\phi}{dt} = \frac{q}{h} F \frac{d\phi}{dk} + \int_{k'} S(k, k') [\phi(k') - \phi(k)] d^3k'$$

La valeur moyenne de la fonction observable $\phi(k)$ s'écrit :

$$\bar{\phi}(t) = \int_k \phi(k) f(k, t) d^3k.$$

En posant $\phi(k) = m^* v_x$ composante du vecteur k dans la direction du champ et,

$$\phi(k) = E(k) - E_L, \text{ pour décrire l'énergie du porteur par}$$

rapport à l'énergie d'équilibre du réseau, on obtient les équations bien connues de conservation de l'énergie et de la quantité de mouvement

$$(II.17) \quad \begin{cases} \frac{d\bar{E}}{dt} = q \bar{v} F(t) - \frac{\bar{E} - E_L}{\tau_\epsilon(t)} \\ \frac{dm^* v_x}{dt} = q F(t) - \frac{m^* v_x}{\tau_m(t)} \end{cases}$$

$$\text{avec} \quad \begin{cases} \tau_\epsilon(t) = \frac{- \int E(k) f(k,t) d^3k + E_L}{\int d^3k f(k,t) \int S(k,k') (E(k') - E(k)) d^3k'} \\ \tau_m(t) = - \frac{\int k_x f(k,t) d^3k}{\int d^3k f(k,t) \cdot \int S(k,k') (k'_x - k_x) d^3k'} \end{cases}$$

L'évaluation exacte de τ_ϵ et τ_m nécessite toutefois de résoudre ETB. On peut utiliser l'hypothèse de la fonction Maxwellienne déplacée et résoudre $f(k,t)$ par un simple calcul numérique sur microordinateur (Zymmermann (59), Rosencher (56)).

Une approximation couramment admise (62) consiste à décrire les temps de relaxation et la masse effective des porteurs en fonction de l'énergie moyenne des porteurs.

$$(II.18) \quad \begin{cases} \frac{dE}{dt} = q \bar{v} F(t) - \frac{E - E_L}{\tau_\epsilon(E)} \\ m^*(E) \frac{dv_x}{dt} = q F(t) - \frac{m^*(E) v_x}{\tau_m(E)} \end{cases}$$

Ces équations supposent implicitement que le transport d'un électron n'est plus décrit par sa fonction de distribution mais par une grandeur plus accessible : son énergie moyenne.

Le traitement numérique de ces équations est très facile. Il a été appliqué aux simulations des effets de survitesse dans les transistors à effet

de champ à grille ultra courte (36). On résout tout d'abord les équations (II.18) en régime stationnaire d'énergie E_S :

$$\begin{cases} \tau_\varepsilon(E_S) = \frac{E_S - E_L}{qv_S F_S} \\ \tau_m(E_S) = \frac{m^*(E)v_S}{qF_S} \end{cases}$$

$$(II.19) \quad \text{d'où} \quad \begin{cases} m^*(E) \frac{dv_S}{dt} = qF - \frac{qv_S(E)}{v_S(E)} \\ \frac{dE}{dt} = qFv - qF_S(E)v_S(E) \end{cases}$$

Ces équations signifient que les phénomènes de relaxation de l'énergie et de la quantité de mouvement dépendent essentiellement de l'écart entre les valeurs instantanées et stationnaires.

Les équations $\tau_\varepsilon(E_S)$, $\tau_m(E_S)$ et $m^*(E_S)$ sont présentées pour GaAs à 77 K figure II.2 d'après Shur et Eastman (63). Elles sont généralement extraites de la littérature et sont les résultats de simulation numérique en régime stationnaire par la méthode de Monte Carlo (64). Ainsi, pour GaAs, Shur représente $m^*(E_S)$ par la somme pondérée des masses effectives des porteurs réparties dans les trois vallées Γ , L, X, pour l'énergie moyenne, $E_S - E_L$. La figure II.3 présente les temps de relaxation du GaAs n⁻, à 300 K d'après les simulations de Kratzer et Frey (57), entre 0 et 0.25 eV. La mobilité électronique à 300 K est $\mu_e = 9000 \text{ cm}^2 (\text{V}_S)^{-1}$ et correspond aux matériaux GaAs purs. On ne dispose pas des valeurs $\tau_m(\varepsilon)$ et $\tau_\varepsilon(\varepsilon)$ pour des matériaux de type p fortement dopés. Bien que l'influence du mécanisme d'interaction avec les impuretés soit faible aux champs élevés, on devra considérer que les valeurs présentées figure II.3 sont plutôt optimistes, les simulations numériques ayant négligé les interactions électron-plasma et/ou les effets de charge d'espace. Kaszynski (58), a présenté une mise à jour des paramètres $\tau_m(\varepsilon)$ et $\tau_\varepsilon(\varepsilon)$ en tenant compte des principaux mécanismes d'interaction du GaAs n, figure II.4.

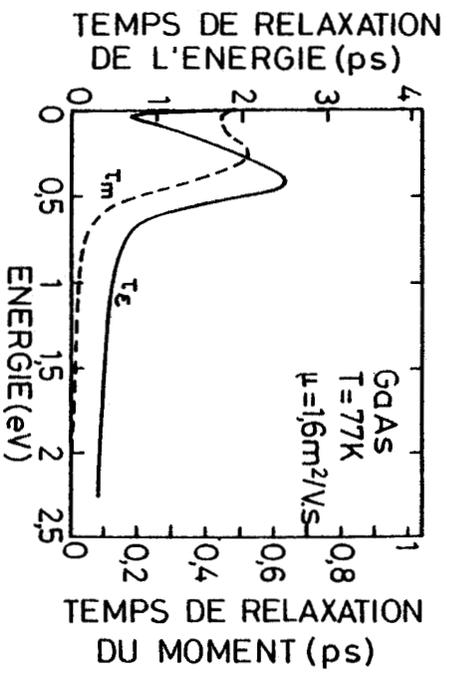


Fig. II.2 a) : Temps de relaxation de l'énergie et du moment en fonction de l'énergie de l'électron.
D'après Shur et Eastman (63).

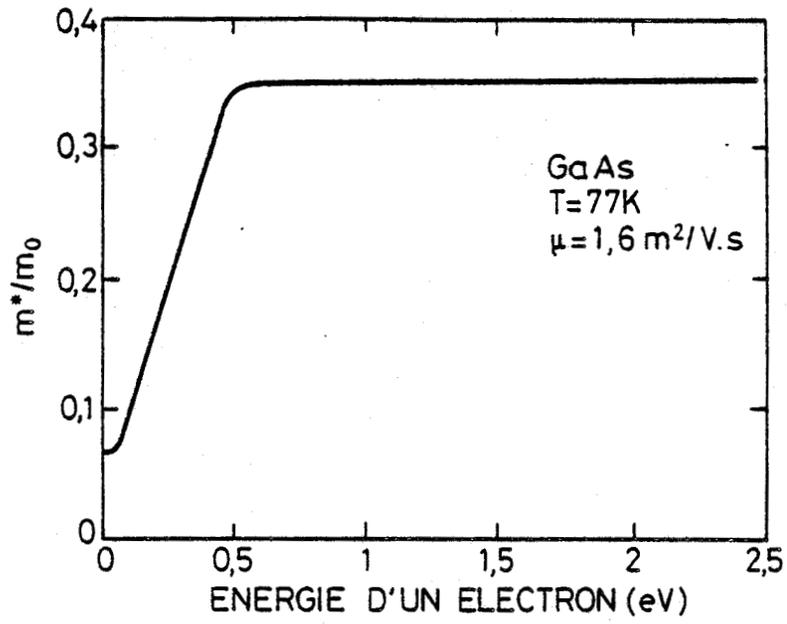


Fig. II 2 b) : Masse effective de l'électron en fonction de son énergie.
D'après Shur et Eastman (63).

Les équations (II.19) de conservation de l'énergie et de la quantité de mouvement montrent qu'en première approximation l'énergie et la quantité de mouvement sont dépendantes des données stationnaires du champ $F_S(E)$ et de la vitesse $v_S(E)$. Etant donné que l'énergie E est directement fonction du champ une variation de l'énergie ϵ peut être représentée par une variation sur la courbe $v(F)$ d'un point de coordonnées $F_S(E)$, $v_S(E)$. L'équation de conservation de la quantité de mouvement montre que des variations instantanées de quantité de mouvement sont proportionnelles à la mobilité en champ faible μ_S ($\mu_S = v_S/F_S$). Les effets de survitesse sont plus importants pour les matériaux à forte mobilité électronique. De même pour l'énergie, l'analyse de l'équation de conservation montre que le temps de relaxation sera d'autant plus long que le produit $F_S(E) v_S(E)$ sera faible et que la variation dE/dF sera élevée (58).

Ainsi, les équations de conservation permettent de décrire le comportement en régime non stationnaire à partir de données du régime stationnaire telles que la mobilité, la vitesse de saturation des électrons, le champ seuil et la caractéristique $E(F)$.

(b) Transport balistique et quasi balistique :

Le régime de transport sans collision est dit balistique. Ceci n'est possible que pour un temps très court $t < \tau_m(E)$ Les équations du transport sont dérivées des équations de conservation (II.19) précédentes :

$$(II.20) \quad \left\{ \begin{array}{l} \frac{d\bar{v}_S}{dt} = \frac{qF}{m^*(E)} \\ \frac{dE}{dt} = qF \cdot v_S \end{array} \right.$$

Les électrons balistiques se déplacent librement sans déviation de trajectoire sur une distance définie par le libre parcours moyen. Cette hypothèse de l'électron libre se déplaçant dans le réseau indépendamment des autres porteurs est cependant une grosse approximation. Elle est toutefois commode pour décrire en première approximation le transport dans une zone mince homogène comme la base ou le canal d'un transistor. De plus, on admet généralement que les électrons sont injectés avec une distribution mono-énergétique.

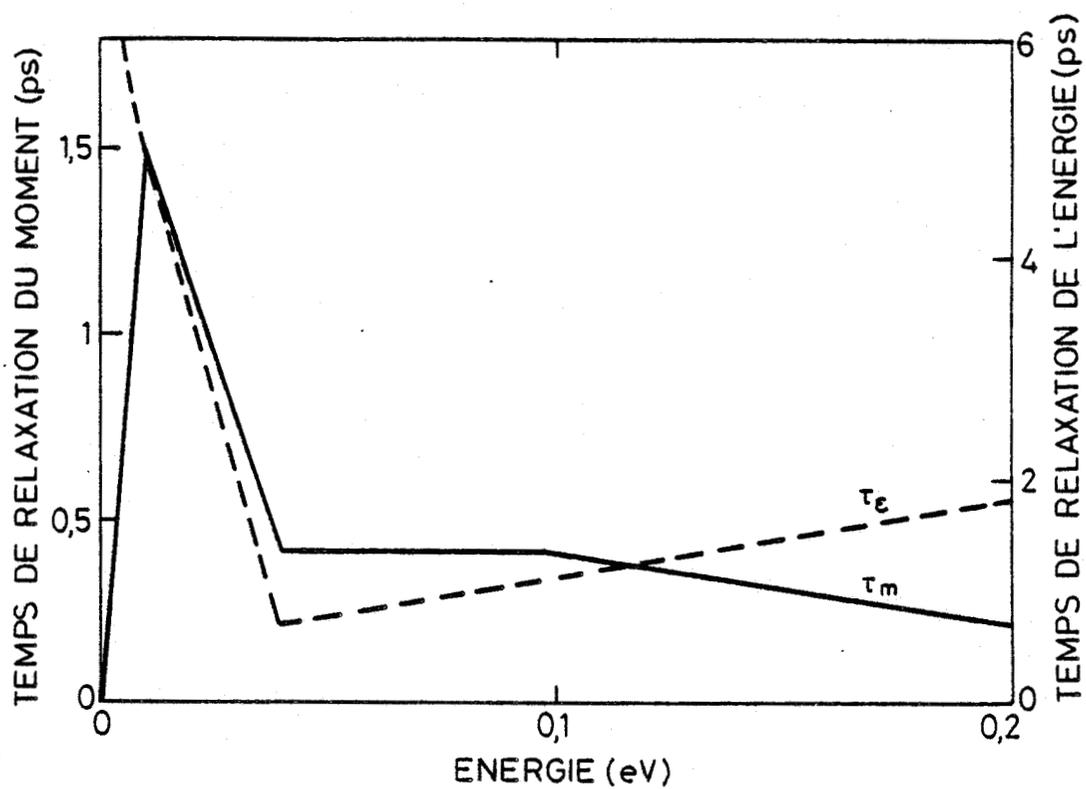


Fig. II. 3 : Temps de relaxation de l'énergie et du moment en fonction de l'énergie de l'électron.

D'après Cook (64). Résultats de simulations.

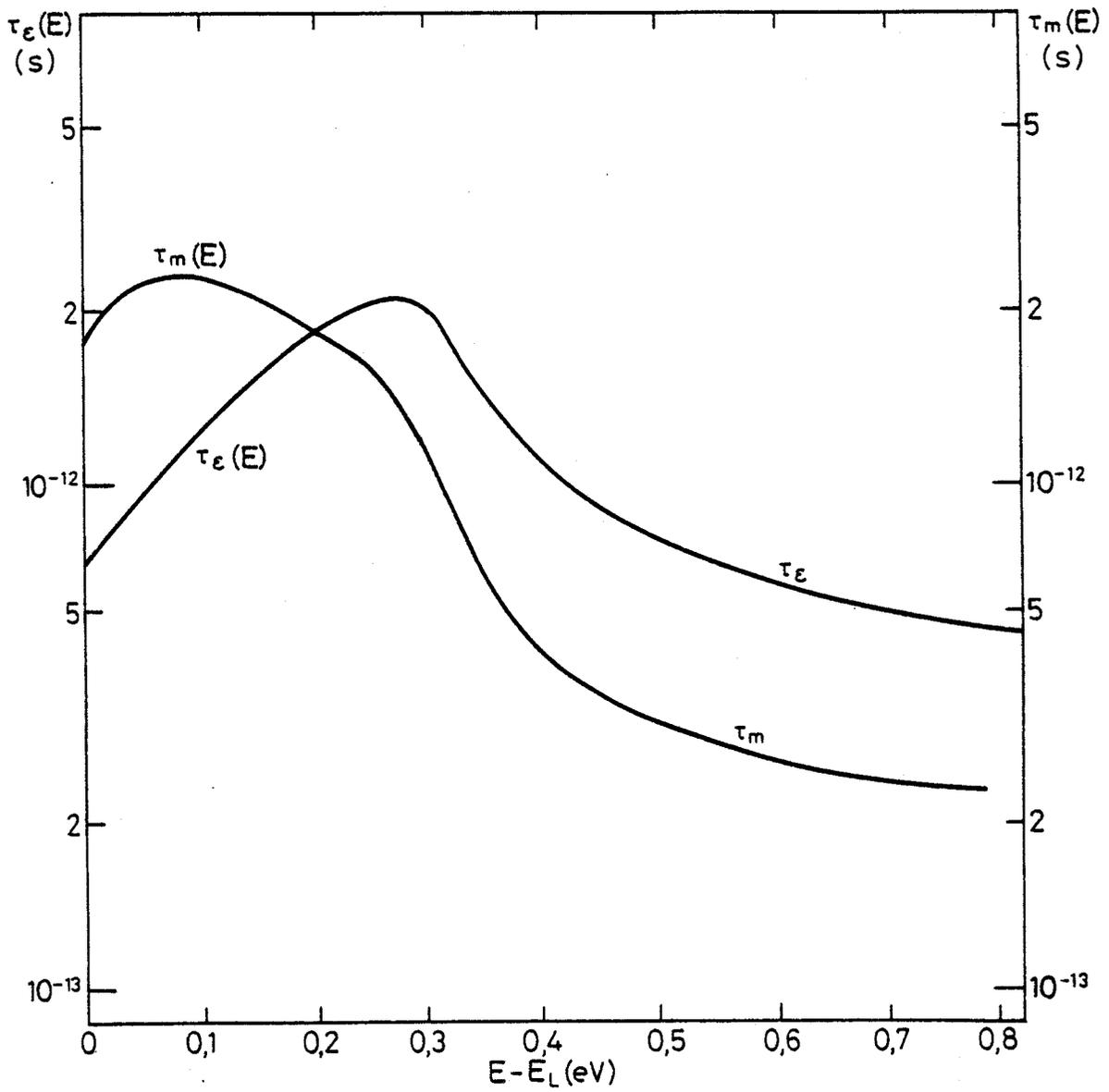


Fig. II.4 : Temps de relaxation de l'énergie et du moment en fonction de l'énergie de l'électron.

D'après Kaszynski (58).



Les caractéristiques du courant sont obtenues par les équations suivantes (28). Le champ électrique étant dans la direction x .

$$(II.21) \quad \left\{ \begin{array}{l} J_e = q n(x)v(x) \\ \frac{1}{2} m^* v^2(x) - qV(x) = \frac{1}{2} m^* v^2(0) - qV(0) \\ \frac{\partial^2 V}{\partial x^2} = \frac{q}{\epsilon} (n - p + N_A^- - N_D^+) \end{array} \right.$$

Dans l'hypothèse des bandes d'énergie paraboliques, $E(k) = \frac{\hbar^2 k^2}{2m^*}$, on peut obtenir directement l'évolution du vecteur vitesse dans l'espace réel, $v(x)$. Dans ces conditions, on peut traduire l'effet des interactions par une perte d'énergie instantanée obtenue après une phase de trajectoire libre correspondant au libre parcours moyen de l'interaction considérée. Pour GaAs, un des mécanismes prépondérants est l'interaction avec les phonons optiques polaires (POP). Comme nous le verrons dans le paragraphe suivant, l'interaction POP se traduit par l'émission d'un phonon optique d'énergie $\hbar\omega_q = 36.3 \text{ meV}$, et d'une déviation faible de trajectoire dans l'espace des k . L'évolution de la vitesse moyenne de dérive d'un électron, en fonction de la distance parcourue se traduit de la même façon dans l'espace réel figure II.5(65).

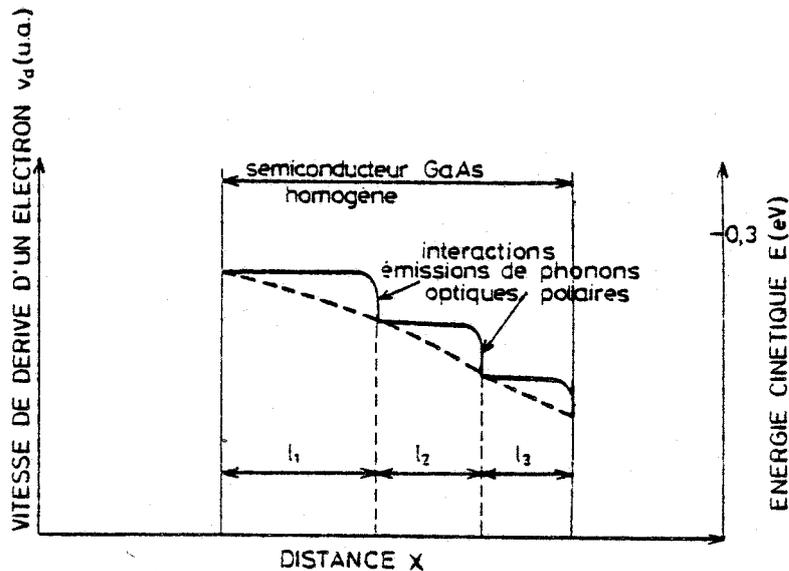


Fig. II.5 : Représentation schématique de l'évolution de la vitesse de dérive d'un électron en régime quasi balistique (faibles interactions) l_1 , l_2 , l_3 sont les libres parcours moyens à l'énergie correspondante de l'électron. Vitesse moyenne...

Glisson et Littlejohn (52) ont montré par simulation Monte Carlo que le libre parcours moyen des électrons en régime balistique dépendait fortement des conditions initiales. En particulier pour GaAs l'énergie cinétique doit être limitée de façon à conserver les porteurs en vallée centrale Γ (voir annexe 2), on pose $E < \Delta E_{\Gamma-L} = 0.3 \text{ eV}$. La vitesse initiale $v(0)$ est $(KT/m^*)^{1/2}$ (66) $v(0) = 0.88 \cdot 10^7 \text{ cm/s}$. Dans ces conditions la vitesse augmente en fonction du champ appliqué. Les résultats sont présentés au tableau II-1. Le libre parcours moyen s'écrit $\lambda_B = 1/2 (qF/m^*) t_B^2$.

| F (kV/cm) | t_B (s) | λ_B (μm) | V_B (10^7 cm/s) |
|-----------|-----------|-------------------------------|-------------------------------|
| 4 | 0.83 | 0.17 | 2.05 |
| 7 | 0.84 | 0.26 | 3.13 |
| 20 | 0.31 | 0.15 | 4.83 |

TABLEAU II-1.

RESULTATS DE SIMULATION MONTE CARLO DU TRANSPORT BALISTIQUE (52).

V_B vitesse moyenne durant le transport balistique, λ_B libre parcours moyen associé, t_B durée du transport balistique.

Eastman (65) dans le modèle précédent utilise des conditions initiales différentes : les électrons sont injectés à l'énergie maximale en vallée centrale Γ , après accélération sans collisions sous un champ constant. Dans ces conditions, on a :

$$(II.22) \quad v(0) = \left(\frac{2 E_0}{m^* e} \right)^{1/2}$$

Pour $E_0 = 0.3 \text{ eV}$, on obtient, $v(0) \approx 10^8 \text{ cm/s}$ vitesse de groupe maximale dans GaAs (100) (65). Ces conditions correspondent tout à fait au mode d'injection des hétérojonctions GaAlAs/GaAs.

Récemment, Tang et Hess (67) ont analysé par simulation Monte Carlo le transport en régime balistique dans les conditions d'injection à haute énergie. La vitesse moyenne de dérive en fonction de la distance est montrée figure II- 6a pour GaAs à 300 K dans la direction (100). En fonction de l'énergie d'injection des électrons et pour un champ initial de 10 kV/cm, la vitesse de dérive reste effectivement constante sur une distance correspondant au libre parcours moyen maximal dans GaAs, $\lambda_{\max} \approx 1500 \text{ \AA}$.

Ces résultats de simulation sont en accord avec le modèle simplifié de Malik et Eastman . La vitesse moyenne de dérive calculée pour la relation (II-22) doit prendre en compte la courbure non parabolique des bandes. Pour GaAs, la masse effective en fonction de l'énergie en vallée Γ est présentée en annexe 2.

II-1-4- Conclusion

Nous avons présenté quelques rappels essentiels pour l'étude du transport en régime non stationnaire. Notre principal objectif étant d'introduire les bases du transport en régime balistique ou quasi balistique.

Le paramètre macroscopique qui caractérise le transport électronique en régime quasi balistique est la vitesse moyenne de dérive. Celle-ci dépend fortement des conditions d'injection. L'énergie d'injection doit être maximale mais conserver l'électron en vallée centrale Γ , à mobilité élevée. Le libre parcours moyen dans ces conditions est maximum.

La vitesse de dérive dépend donc des mécanismes de diffusion que nous allons examiner dans le paragraphe suivant.

II-2- Mécanismes d'interactions dans les semiconducteurs polaires III-V, exemple type GaAs.

Nous avons montré au cours du chapitre précédent que dans un TBH GaAlAs-GaAs, les électrons pouvaient être injectés avec une énergie supérieure à l'énergie thermique du réseau (base, GaAs p). Les porteurs vont interagir avec le réseau et avec les défauts contenus dans celui-ci jusqu'à ce qu'il perdent cet excès d'énergie. La vitesse de dérive des électrons injectés en régime quasi balistique dépend donc fortement des interactions que les porteurs sont susceptibles de subir durant le transport dans la base du transistor.

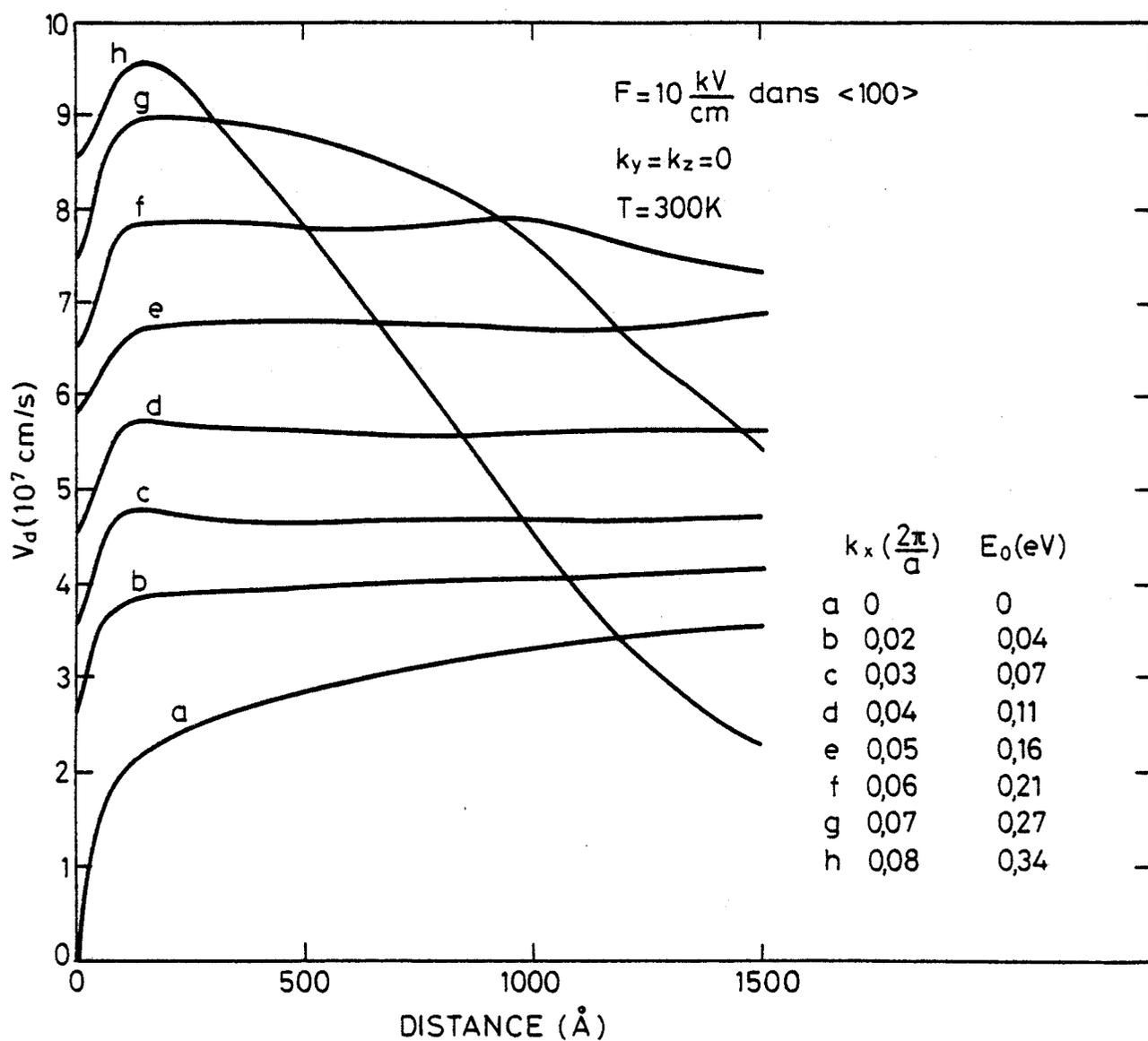


Fig. II.6 a) : Vitesse de dérive en fonction de la distance. Simulation Monte Carlo du transport balistique.
 D'après Tang et Hess (67).

La revue des mécanismes d'interactions que nous présentons concernent en grande partie des résultats classiques bien connus pour GaAs (68) pour lesquels nous serons très brefs. La description des bandes d'énergie du GaAs est présentée dans l'annexe générale 2.

Dans les TBH, les matériaux à considérer sont fortement dopés, la base du transistor bipolaire est généralement dégénérée. Nous examinerons de façon plus détaillée les interactions avec les impuretés et les interactions électron-plasmons.

Les principaux mécanismes d'interactions dans les matériaux III-V tels que GaAs sont résumés dans le Tableau II.I (69).

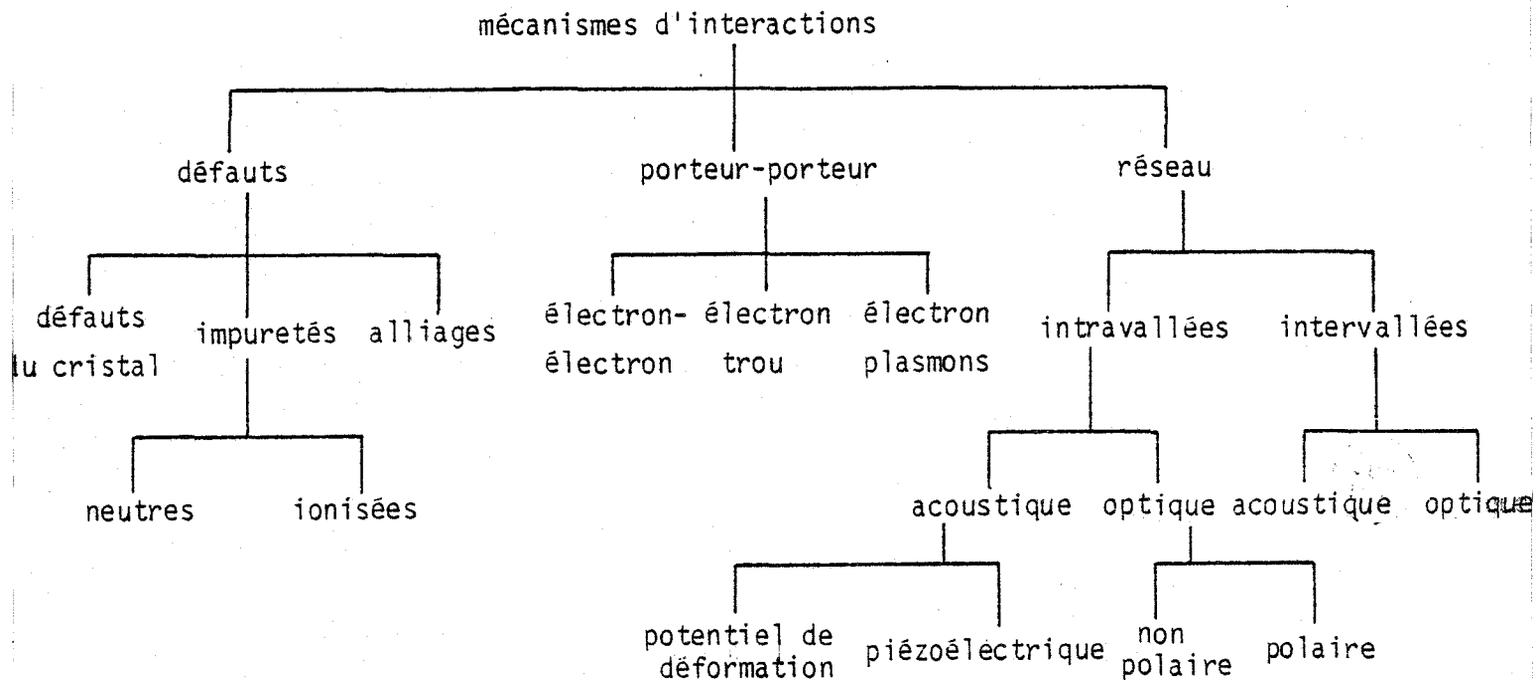
Nous rappelons tout d'abord certains résultats de la théorie quantique avant de traiter les problèmes des mécanismes d'interactions. On définit la probabilité de transition par unité de temps pour qu'un électron passe de l'état \vec{k} à l'état \vec{k}' par la relation :

$$(II.23) \quad S(k, k') = \frac{2\pi}{\hbar} |H|^2 \delta(E' - E).$$

où H représente l'hamiltonien de l'interaction considérée comme une perturbation.

E et E' sont respectivement les énergies de l'état initial et final de l'ensemble du gaz d'électrons et de phonons.

TABLEAU II.I : MECANISMES D'INTERACTIONS



$|H|^2$ CARRE DE L'ELEMENT MATRICIEL D'INTERACTION POUR DIFFERENTS MECANISMES

Interaction acoustique avec le potentiel de déformation $\frac{\epsilon_1^2 h q}{2 \rho s^2 V} (N_q + \frac{1}{2} \pm \frac{1}{2})$

Interaction acoustique piézoélectrique $\frac{h e^2 p}{2 \rho V s \epsilon q} (N_q + \frac{1}{2} \pm \frac{1}{2})$

Interaction optique non polaire $\frac{(D_{t\xi})^2 h^2}{2 \rho V K_B^{\theta op}} (N_q + \frac{1}{2} \pm \frac{1}{2})$

Interaction optique polaire $\frac{2 \pi e^2 K_B^{\theta op}}{V q^2} (\frac{1}{\epsilon_\infty} - \frac{1}{\epsilon_0}) (N_q + \frac{1}{2} \pm \frac{1}{2})$

Interaction intervalées $\frac{D_{ij}^2 h^2}{2 \rho V K_B^{\theta ij}} (N_q + \frac{1}{2} \pm \frac{1}{2})$

Interaction avec les impuretés ionisées $\frac{N_I Z^2 e^4}{V \epsilon^2 (q^2 - \lambda_D^{-2})^2}$

Interaction avec les impuretés neutres $\frac{20 \pi N_I h^4 a_0}{V m^2 K}$

Interaction intervalées avec les impuretés $\frac{4 \pi N_I I^2 W}{V \epsilon}$

TABLEAU II-II

Notations d'après Jacoboni et Reggiani (71) :

- E_1 : module du potentiel de déformation
 V : Volume élémentaire dans l'espace réciproque, on définit également $V/8\pi^3$ comme la densité d'états dans l'espace réciproque.
 N_q : fonction de distribution de Bose-Einstein du phonon échangé q , les signes \pm correspondent respectivement à l'absorption et l'émission d'un phonon.
 ρ : densité du matériau
 s : vitesse du son
 p : composante du tenseur piézoélectrique
 $(D_t \xi)$: potentiel de déformation optique.
 Θ_{op} : température du phonon optique.
 $\epsilon_\infty, \epsilon_0$: constantes diélectriques aux fréquences infinie et zéro.
 N_I : concentration d'impuretés
 Z : nombre de charges
 λ_D : longueur d'écran de Debye
 a_1 : rayon de l'atome de Bohr
 D_{ij} : module du potentiel de déformation intervallée (de i vers j).
 Θ_{ij} : température du phonon échangé durant le transfert intervallée.
 W : énergie d'activation du centre ionisé
 I : paramètre chimique de l'impureté
 m : masse de l'électron
 K : vecteur d'onde de l'état initial avant collision.

Notations du tableau II-II d'après Jacoboni et Reggiani (71) :

La probabilité S est différente de zéro à condition que l'énergie totale se conserve.

Le carré de l'élément matriciel de l'interaction $|H|^2$ dépend directement de la quantité de mouvement Δk échangée au cours de l'interaction :

$$(II.24) \quad |H|^2 = V(\Delta k) \cdot G(k, k')$$

où $G(k, k')$ est le facteur de recouvrement tenant compte des états électroniques et des effets de non parabolicité. Il est défini par (70) :

$$(II.25) \quad G(\vec{k}, \vec{k}') = \left[\frac{(1 + \alpha E(k))^{1/2} (1 + \alpha E(k'))^{1/2} + \alpha (E(k) E(k'))^{1/2} \cos \theta}{(1 + 2\alpha E(k)) (1 + 2\alpha E(k'))} \right]^2$$

où θ = angle formé par les vecteurs k, k'
 et $E(k) (1 + \alpha E(k)) = \frac{\hbar^2 k^2}{2m^*}$

Pour GaAs, le facteur de non parabolicité étant important ($\alpha = 0,574$) G est toujours plus petit que 1. Ceci modifie l'expression de la probabilité $S(k, k')$ quand les effets de non parabolicité sont pris en compte.

A partir de l'expression (II.23) on peut calculer pour chaque type d'interaction un temps de relaxation défini par Conwell par :

$$\frac{1}{\tau} = \int_{k'} S(k, k') (1 - \cos \theta) dk'$$

La probabilité pour qu'un électron passe de l'état k à l'état k' sous l'effet de l'interaction H durant le temps dt est alors dt/τ .

Nous récapitulons dans le tableau II.II les expressions de $|H|^2$ pour les principaux mécanismes de diffusion dans les matériaux III-V, d'après Jacoboni et Reggiani (70).

II-2-1 - INTERACTION ACOUSTIQUE AVEC LE POTENTIEL DE DEFORMATION

Ce type d'interaction relie la variation des niveaux d'énergie des électrons dans le réseau aux déformations du réseau. Le potentiel de déformation E_1 pour le maxima d'une vallée donnée est défini par la variation d'énergie par unité de déformation (compression ou dilatation). Cette interaction est élastique, le phonon échangé est de faible énergie.

Dans l'hypothèse de bandes d'énergie paraboliques, on écrit le temps de relaxation associé τ_{DP} (68) :

$$(II.26) \quad \tau_{DP} = 24 \cdot 10^{-20} \frac{C_e}{E_1^2} m^* = \chi \tau T^{-3/2} E^{-1/2} \quad (s)$$

où $C = \rho s_e^2$, C_e est la constante élastique longitudinale pour le GaAs zinc blende on a :

$$C_e = \frac{1}{5} (3 C_{11} + 2 C_{12} + 4 C_{44}) \text{ dyn/cm}^2.$$

L'expression générale du temps de relaxation, en tenant compte de la non parabolicité des bandes, s'obtient en intégrant la relation (II.4) après avoir simplifié la fonction de distribution des phonons N_q par une fonction équi-répartie :

$$(II.27) \quad N_q = \frac{1}{\left(\exp\left(\frac{hqs}{KT}\right) - 1\right)} \approx N_q + 1 \approx \frac{K_B T_L}{hqs} - \frac{1}{2}$$

On obtient (58)

$$(II.28) \quad \tau_{DP}^{-1} = \frac{(2m^*)^{3/2} \cdot KT E_1^2 E^{1/2} (1+\alpha E)^{1/2} \left[(1+\alpha E)^2 + \frac{1}{3}(\alpha E)^2 \right]}{2\pi C_1 h^4 (1 + 2 \alpha E)}$$

Dépendant directement de E_1 , l'influence de cette interaction est très faible en vallée centrale Γ . Pour GaAs, $E_1 = 7 \text{ eV}$. $\tau_{DP} \sim 3-4 \cdot 10^{-12} \text{ s}$ pour des énergies de 0.1 à 0.3 eV.

II-2.2. - INTERACTION ACOUSTIQUE PIEZOELECTRIQUE

Dans les semiconducteurs III-V, la structure du cristal ne présente pas de centre d'inversion de symétrie, les vibrations acoustiques peuvent donc diffuser les porteurs par interaction piézoélectrique. Une déformation le long d'une direction principale entraîne l'apparition d'une charge dipolaire le long des autres directions. Ce type d'interaction est élastique, elle reste localisée autour du phonon échangé, le potentiel d'interaction décroît rapidement en fonction de la distance ($V_{\text{dipole}} \sim 1/r^2$). L'angle θ

de déviation reste faible.

Mejer et Polder ont calculé le temps de relaxation associé pour des bandes paraboliques :

$$(II.29) \quad \tau_{PE}(E)^{-1} = 1.052410^7 h_{14}^2 \left(\frac{4}{C_t} + \frac{3}{C_\ell} \right) m^{*1/2} T^{1/2} E^{-1/2}$$

où h_{14} est la constante piézoélectrique du GaAs (v/cm).

C_t est la constante élastique transverse, $C_t = \frac{1}{5} (C_{11} - C_{12} - 3C_{13})$ (dyn/cm²)

C_ℓ est la constante élastique longitudinale, $C_\ell = \frac{1}{5} (3C_{11} + 2C_{12} + 4C_{44})$ (dyn/cm²)

II-2.3. - INTERACTION OPTIQUE NON POLAIRE :

L'expression présentée au tableau II.2. montre que ce type d'interaction est une généralisation de l'interaction acoustique. Le produit $(D_t \cdot \xi)$ représente le potentiel de déformation optique. θ_{op} est la température du phonon optique, on considère que θ_{op} reste constante pour les faibles valeurs de la quantité de mouvement échangée Δk . Cette interaction inélastique n'intervient que pour les vallées secondaires L et X, pour GaAs. Le temps de relaxation calculé par Conwell (55) s'écrit :

$$(II.30) \quad \tau_{NP} = \frac{4}{3} \frac{2\pi h^4 C_\ell [\exp(\theta_{op}/T) - 1]}{m^{*3/2} K_B^{3/2} (D_t \cdot \xi)^2 \theta_{op} T^{1/2}} I$$

où I est un facteur intégral tenant compte de l'absorption et de l'émission de phonons optiques non polaires.

Ce type d'interaction reste faible comparé aux interactions intervallées aux énergies considérées.

II-2.4 - INTERACTION OPTIQUE POLAIRE :

Les phonons optiques dans les composés III-V se traduisent par un déplacement des atomes voisins en sens opposé. La charge associée à chaque atome est $\pm 0,5 q$ ce qui établit des champs dipolaires élevés. Les phonons optiques ont une énergie de 16.3 meV dans GaAs, ce qui représente quelques KT à basse température ($T \lesssim 77$ K). Le nombre de phonons optiques décroît donc exponentiellement à faible température suivant la distribution de Bose-Einstein. En conséquence, le mécanisme est existant à basses températures $T \lesssim 77$ K.

Ce type d'interaction très inélastique est dominant à température ambiante pour GaAs. On ne peut définir de temps de relaxation au sens strict du terme. On admet cependant que pour des énergies $\epsilon \gg \hbar\omega_q$ l'énergie d'émission d'un phonon est négligeable, Conwell écrit le temps d'interaction dès que $E > 3 \hbar\omega_q \approx 100 \text{ meV}$:

$$(II.31) \quad \tau_{POP}^{-1} = \frac{m^* \frac{1}{2} e^2 \hbar\omega_q \left(\frac{1}{\epsilon_\infty} - \frac{1}{\epsilon_0} \right) (2 N_q + 1)}{\hbar^2 (2 E)^{1/2}}$$

Cette expression considère des bandes d'énergie paraboliques. La distribution des phonons est supposée généralement équirépartie $N_q \approx N_q + 1 \approx K_B T_L / \hbar\omega_q$. Pour GaAs et des énergies d'électrons de 100 à 300 meV $\tau_{POP} = 4 \text{ à } 5 \cdot 10^{-13} \text{ s}$. On définit pour un électron en bande Γ d'énergie E , un libre parcours moyen :

$$\lambda_{POP} = \frac{2E}{m^*} \cdot \tau_{POP}$$

On a $\lambda_{POP} = 0.12 \text{ } \mu\text{m}$ pour $E = 100 \text{ meV}$ et $\lambda_{POP} = 0.15 \text{ } \mu\text{m}$ pour $E = 250 \text{ à } 300 \text{ meV}$. Le libre parcours moyen d'un électron d'énergie élevée peut donc être supérieure à l'épaisseur de base d'un composant bipolaire ($W_B \sim 500 \text{ \AA}$).

La nature électrostatique de l'interaction conduit à une forte anisotropie des états finaux probables. L'angle de déviation reste faible, la déviation de trajectoire θ est de l'ordre de 5 à 10° pour les énergies considérées ($E \approx 100 \text{ à } 300 \text{ meV}$). La fonction de distribution de l'angle de déviation θ est donnée en fonction de $\text{Cos}\theta$ selon une procédure de Fawcett et al.

(71). figure II.6.b

La probabilité d'émission d'un phonon optique polaire est environ cinq fois plus élevée que la probabilité d'absorption, rendant le mécanisme intervallée par absorption de phonons optiques polaires peu probable pour les énergies considérées.

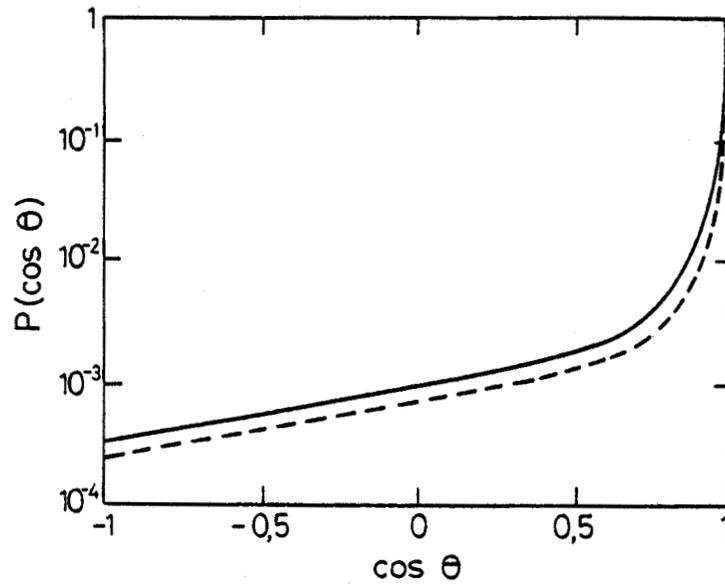


Fig. II.6 b) : Fonction de distribution de l'angle de déviation θ .

$E = 0,3 \text{ eV}$ ———, $E = 0,4 \text{ eV}$ - - -

D'après Fawcett et al. (70).

II-2.5. - INTERACTION INTERVALLEES EQUIVALENTES ET NON EQUIVALENTES :

La transition entre deux vallées différentes équivalentes ($\Gamma\Gamma$) est associée principalement aux interactions phonons acoustiques et optiques qui jouent le rôle de mécanisme intermédiaire. Le phonon intervenant dans ce type d'interaction correspond à la distance moyenne dans la zone de Brillouin entre la position de minima des vallées initiales et finales : Pour GaAs le phonon échangé est de l'ordre de 0.031 eV. Le traitement précédent des phonons optiques polaires reste valable pour ce type d'interaction, on définit D_{ij} potentiel de déformation intervallée de la vallée i à la vallée j .

Quand l'énergie de l'électron est suffisamment élevée, il peut transférer dans les vallées non équivalentes. En particulier, le transfert d'un électron de vallée centrale Γ en vallées secondaires L ou X devient un mécanisme fortement probable et très inélastique. L'énergie cinétique perdue au cours de l'interaction peut être très élevée et correspond à la différence d'énergie des minima soit respectivement $\Delta E_{\Gamma L} \approx 0.3$ eV et $\Delta E_{\Gamma X} \approx 0.48$ eV.

La densité d'état dans les vallées secondaires est environ 70 fois plus élevée que celle des vallées centrales Γ . Quand un électron est transféré en vallées hautes, la probabilité de passer vers des vallées hautes équivalentes est donc plus élevée que celle qui permet d'opérer un retour en vallée centrale.

De par les propriétés électroniques très différentes des vallées différentes secondaires (masse effective plus élevée, mobilité plus faible...) ce type d'interaction conduit au phénomène de mobilité différentielle négative à l'origine de l'effet Gunn.

Dans le cas de transistor bipolaire à hétérojonction nous limiterons l'énergie des électrons chauds injectés de façon à réduire les effets du mécanisme de transfert intervallees non équivalentes. La probabilité de transfert n'est pas nulle pour autant ainsi qu'il apparaît dans la figure II.7. (67). Pour un champ d'interface modéré, 10^4 V/cm, et une énergie d'injection de 0.3 eV, le pourcentage d'électrons en vallée L atteint 30 % pour une distance parcourue de 2000 Å.

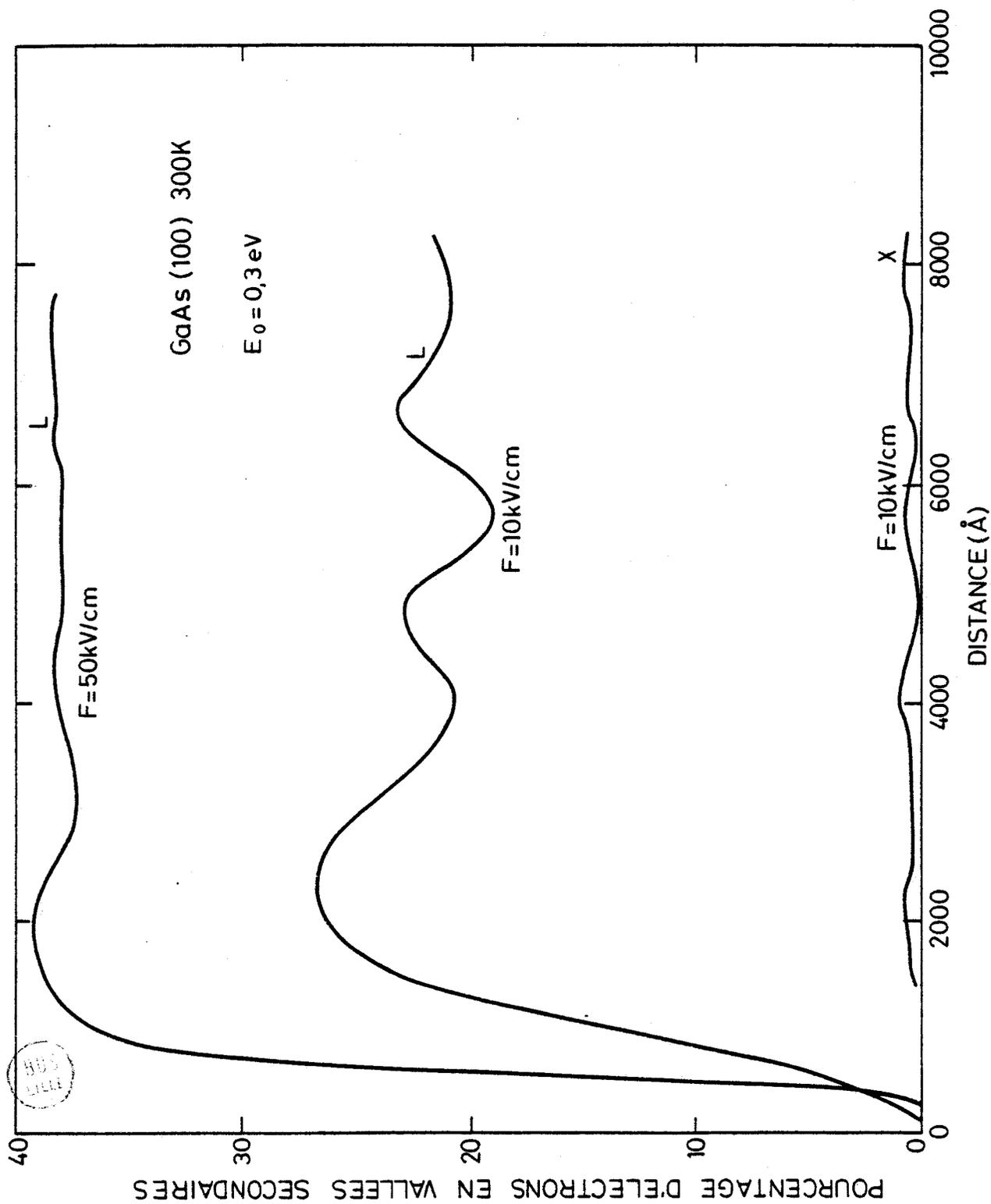


Fig. II.7 : Résultats de simulation Monte Carlo.
 D'après Tang et Hess (67).

Les impuretés présentes dans la base d'un composant bipolaire peuvent conduire à un mécanisme intermédiaire permettant le transfert inter-vallées. Pour l'élément de matrice d'interaction présenté au tableau II-2, W est l'énergie d'activation du centre ionisé, I paramètre chimique dépendant de la nature de l'impureté (70).

II-2.6. - INTERACTION AVEC LES IMPURETES IONISEES

L'étude de ces mécanismes d'interactions est de première importance pour les composants pour lesquels les zones actives (base) sont souvent fortement dopées. Plusieurs théories sont présentées dans la littérature. Les modèles les plus connus sont ceux de Conwell et Weisskopf (72a), Brooks et Herring (72b), et Dingle (72c). Ils diffèrent par leur approche du phénomène d'écran autour de l'ion d'impuretés.

Le potentiel d'interaction est purement coulombien dans le premier modèle. On limite cependant l'effet de l'interaction à une distance définie comme le paramètre d'impact :

$$r_{\max} = \frac{1}{2} N_I^{-1/3}$$

r_{\max} représente la demi-distance moyenne entre deux centres ionisés. Cette approche ne tient pas compte de l'effet d'écran des autres porteurs.

La procédure de Dingle tient compte de l'effet d'écran des différentes charges mais suppose que les impuretés sont diluées, ce qui ne correspond pas au cas du composant étudié.

Nous utiliserons la méthode de Brooks et Herring qui modifie le potentiel coulombien en tenant compte des effets d'écran à longue distance.

$$V(r) = \frac{Z_e^2}{4\pi\epsilon_0\epsilon} \frac{1}{r} e^{-r/\lambda_D}$$

où λ_D est défini comme une longueur d'écran de Debye $\lambda_D^2 = \frac{q^2 N_I}{\epsilon_0 \epsilon K_B T_L}$

L'hamiltonien de l'interaction est donnée au tableau II.2.

En intégrant selon les équations II.4 et II.3, on obtient le temps de relaxation τ_{II} dans le cas simplifié des bandes paraboliques (72c) :

$$(II.32) \quad \frac{1}{\tau_{II}} = \frac{N_I Z^2 e^4}{16 \sqrt{Z} \pi (\epsilon_s)^2 m^{*1/2}} E^{-3/2} (\ln(1+b) - \frac{b}{1+b})$$

$$\text{où } b = 4 \frac{K_B^2}{\lambda_D^2} = 3,3 \cdot 10^{18} / N_I (\text{cm}^{-3}) \text{ à } 300 \text{ K.}$$

Dans le cas des forts dopages $b \ll 1$, on obtient par développement limité :

$$(II.33) \quad \frac{1}{\tau_{II}} = \frac{N_I Z^2 e^4}{2 \sqrt{Z} \cdot \pi (\epsilon_0 \epsilon)^2 m^{*1/2}} E^{-3/2} \cdot \frac{K_B^4}{\lambda_D^4}$$

Cette expression montre que la probabilité d'interaction n'augmente plus à forte concentration d'impuretés. Ceci apparaît également pour le calcul complet. Dans le cas de bandes non paraboliques on obtient (Kaszynski (58)) :

$$(II.34) \quad \frac{1}{\tau_{II}} = \frac{e^2 m^{*1/2} K_B T_L}{4 \pi \epsilon_0 \epsilon h^2 \sqrt{Z}} \frac{1 + 2 \alpha E}{[E(1 + \alpha E)]^{-1/2}}$$

La distribution de l'angle de déviation θ au cours de l'interaction est :

$$(II.35) \quad \cos \theta = 1 - \frac{2(1-r)}{1+r(4K_B^2/\lambda_D^2)} = 1 - \frac{2(1-r)}{1+rb}$$

Ainsi, la probabilité d'interaction ne dépend pas directement de la concentration en impuretés N_I du fait des effets d'écran (les simplifications font intervenir directement le facteur b). L'angle de déviation augmente cependant en fonction du nombre de centres ionisés. De plus, du fait de la nature électrostatique de l'interaction, la probabilité τ^{-1} décroît quand l'énergie des porteurs augmente ($1/\tau \sim \epsilon^{-3/2}$ ou $\epsilon^{-1/2}$ dans le cas de non parabolicité).

Ce type d'interaction est élastique par la nature des masses en présence ($m_e/M_I \sim 10^{-6}$) (69 b). L'influence de ce mécanisme décroît à fort champ électrique. Dans les conditions d'injection à l'hétérojonction émetteur-base,

le champ dû à la gradualité est de 10^4 à 10^5 V/cm, l'énergie moyenne des électrons est de 0,2 et à 0,3 eV, le temps de relaxation τ_I est d'environ 10^{-13} s en vallée centrale Γ .

II-2.7. Interaction avec les impuretés neutres :

La probabilité d'interaction avec les impuretés neutres est très faible comparée à celle associant les impuretés ionisées ou les phonons. Son influence est plus importante aux très basses températures. En utilisant l'hamiltonien d'interaction présenté au tableau II.2, le traitement de Erginsoy (73) conduit à une probabilité d'interaction indépendante de l'énergie des porteurs. D'autres auteurs (70) considèrent que le potentiel d'interaction est du type Brooks Herring $V(r) \sim \frac{1}{r} e^{-r/\lambda_D}$. La probabilité d'interaction varie dans ce cas en $\varepsilon^{-1/2}$. L'influence de ce mécanisme diminue quand l'énergie des porteurs augmente (69b) :

$$\frac{1}{\tau_{IN}} = \frac{\sqrt{2} \pi a_0^2 N_I}{\sqrt{m^*}} \left[\frac{1}{E/E_i + 0.275} + 10 \right] E^{1/2}$$

où a_0 = rayon atome de Bohr, $a_0 = 0.529 \text{ \AA}$

E_i = énergie d'ionisation de l'impureté.

II.2.8. Interaction avec les charges d'espace :

L'hypothèse d'interaction avec les charges d'espace a été avancée par Conwell et Vassell (74), afin d'expliquer les écarts entre les valeurs expérimentales et théoriques concernant la mobilité électronique du GaAs. Le phénomène de compensation dû à la présence d'impuretés des deux types donneurs et accepteurs donne lieu à des zones de charge d'espace réparties de façon aléatoire dans le matériau (69b).

Le temps de relaxation défini par Conwell s'écrit pour le modèle de bandes non paraboliques :

$$(II.36) \quad \tau_s = (N_s Q v)^{-1} = (N_s Q)^{-1} \sqrt{\frac{m^*}{2 E (1 + \alpha E)}} \cdot (1 + 2 \alpha E)$$

et,

La mobilité correspondante s'écrit :

$$(II.37) \quad \mu_s = 2.4 \cdot 10^9 (N_s Q)^{-1} \left(T \frac{m_e^*}{m_0} \right)^{-1/2} \quad (\text{cm}^2/\text{Vsec})$$

N_s est la densité de charges d'espaces

Q est la section efficace d'interaction

v la vitesse des porteurs.

La relation (II.37) montre que la mobilité varie en $T^{-1/2}$ contrairement au mécanisme d'interaction avec les impuretés ionisées, l'effet des charges d'espace augmente en fonction de l'énergie des porteurs.

Ce type d'interaction peut donc limiter le transport d'électrons chauds dans la base du transistor bipolaire. On doit cependant évaluer $(N_s Q)$. Ceci dépend des paramètres expérimentaux. Conwell et Vassell ont calculé $N_s Q = 3.2 \cdot 10^4 \text{ cm}^{-1}$ pour expliquer une diminution de mobilité de plus de 30 %. On peut espérer que la qualité des matériaux obtenus aujourd'hui par l'épitaixie par jets moléculaires est meilleure. La figure II.8 compare les principaux temps de relaxation pour GaAs (74), l'influence de l'interaction avec les charges d'espace reste limitée.

II.2.9. Interactions entre porteurs

La plupart des mécanismes décrits précédemment repose sur l'approximation du modèle à un électron se déplaçant librement dans un potentiel périodique, les mécanismes de diffusion interviennent sous forme d'une perturbation (tableau II.2). Cette approche néglige l'interaction entre l'électron et son environnement de charges. En ce qui concerne l'interaction électron-impuretés ionisées, nous avons vu que l'approximation du modèle à un électron pouvait être améliorée en introduisant l'effet d'écran dans le potentiel (72b). Ce type de potentiel peut être utilisé pour décrire l'interaction électron-porteurs.

L'interaction électron-trou intervient pour les composants bipolaires. La concentration en trous légers de masse effective voisine à celle des électrons est typiquement 7 % de la concentration totale des trous. De ce fait, le mécanisme prépondérant est l'interaction électron-trous lourds. Ehrenreich (75) et McLean et Paige (59b) ont décrit ce mécanisme comme une

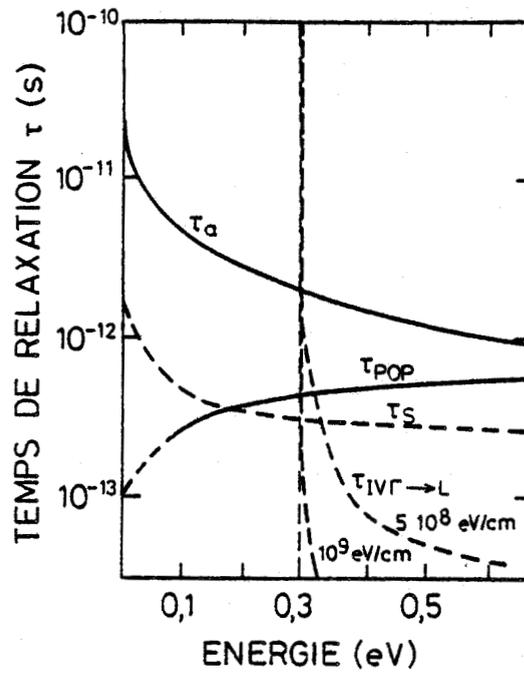


Fig. II.8 : Comparaison des temps de relaxation en vallée centrale (0,0,0):
(Bandes non paraboliques).

D'après Conwell et Vassell (74), τ_S avec $N_S Q = 3,2 \cdot 10^4 \text{ cm}^{-1}$.

expression de l'interaction électron-impuretés ionisées. La masse effective des trous lourds étant supérieure à celle de l'électron ($m_{hh}^*/m_e^* \approx 9$), l'interaction est considérée comme élastique. Le temps de relaxation est identique à celui présenté au paragraphe II-C-1-6, le nombre de centres de diffusion est la somme des impuretés ionisées et du nombre de trous :

$$N_T = N_I + p$$

Dans le cas de matériaux non dégénérés, on a $N_T \sim 2N_I$.

L'interaction électron-électron est plus difficile à traiter. Ce mécanisme d'interaction est fortement inélastique (59b). La probabilité d'interaction fait intervenir la fonction de distribution du porteur qui est un paramètre non connu au moment de l'interaction. Cependant, pour l'ensemble des électrons, il y a conservation de la quantité de mouvement et de l'énergie :

$$\begin{cases} \hbar k_1 + \hbar k_2 = \hbar k'_1 + \hbar k'_2 \\ E(k_1) + E(k_2) = E(k'_1) + E(k'_2) \end{cases}$$

L'effet des collisions électron-électron sur le transport se traduit donc en terme d'énergie perdue en fonction de la distance parcourue : (59b)

$$(II.38) \quad \frac{dE}{dx} = \frac{4\pi Z^2 e^{*4}}{m^* v_0^2} \text{Ln} \left(\frac{\lambda_D}{B} \right) \quad (\text{erg/cm.})$$

où $e^* = \frac{e}{\epsilon_0 \epsilon_s}$ et v_0 est la vitesse initiale des porteurs.

Le paramètre d'impact B est d'environ 5 à 10 Å pour les faibles concentrations électroniques. L'influence de ce mécanisme augmente aux fortes concentrations d'électrons soit pour $n > n_c = 5 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ pour GaAs. L'effet des collisions e-e se traduit par une décroissance du temps de relaxation de l'énergie (76).

II-2-10- Interaction électron-plasmon :

La description mathématique de l'interaction électron-plasmon a été faite récemment par KIM et al (77) pour les semiconducteurs polaires III-V dégénérés.

L'influence prépondérante de l'interaction électron-plasmons a été démontrée récemment par Hollis et Eastman (78) pour les transistors unipolaires à plans de dopage GaAs. Dans ce composant unipolaire on injecte des électrons chauds dans une base de type n. Un électron émis de l'émetteur vers la base ne peut être collecté que s'il conserve sa quantité de mouvement. L'interaction électron-plasmons d'électrons de conduction est inélastique pour les matériaux dégénérés, GaAs $n \geq 5 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$. Le mode de vibration du plasmon est couplé aux phonons optiques polaires, l'énergie émise durant l'interaction est d'environ 40 meV. Ce mécanisme inélastique est prépondérant car le libre parcours moyen est limité à quelques centaines d'Angströms pour les dopages utilisés $n \geq 7 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ (78).

Pour la base d'un transistor bipolaire, le matériau est de type p^+ . On est amené à considérer l'interaction électron-plasmons de trous de valence. La littérature sur le sujet est très limitée. L'article de base de Pines et Bohm (79) présente une description complète de l'interaction électron-gaz de porteurs. Un électron se déplaçant avec une vitesse v_0 supérieure à la vitesse thermique dans un gaz de porteurs va provoquer une réaction de charge positive de la part du gaz écrantant la charge de l'électron. L'interaction se traduit par une oscillation collective du gaz qui prélève de l'énergie à l'électron. Pour un semiconducteur tel que GaAs, cette excitation est entretenue du fait de la valeur élevée de la constante diélectrique ($\epsilon_\infty = 12$). La fréquence d'oscillation du plasmon s'écrit :

$$(II.39) \quad \omega_p^2 = \frac{N_i q^2}{\epsilon_0 \epsilon_s m^*} \quad (\text{C.G.S.})$$

Pines et Bohm ont donné l'expression générale du libre parcours moyen de l'interaction électron-plasmon que l'on transforme pour les semi-conducteurs en introduisant ϵ_∞ .

$$(II.40) \quad \lambda_{PLA} = \frac{E_0 \cdot \hbar \omega_p \cdot \epsilon_\infty^2}{\pi N_i q^4 \text{Ln} (1 + 2 v_0^2 / v_{Th}^2)} \quad (\text{C.G.S.})$$

où $\hbar \omega_p$ est l'énergie émise durant l'interaction d'après (II.29).

E_0 , v_0 sont respectivement l'énergie et la vitesse de l'électron incident.

N_I est la concentration de porteurs

v_{Th} est la vitesse thermique des trous $v_{Th} = 1.7 \cdot 10^7 \text{ cm/s}$ pour GaAs à 300 K.

Le tableau II.3 présente l'énergie du plasmon de trous en fonction du dopage de base. Pour $N_B = 6 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, la fréquence d'oscillation du plasmon de trous est du même ordre que celle des phonons optiques polaires ($\sim 5 \cdot 10^{13} \text{ sec}^{-1}$). Le mode de vibration du réseau est couplé aux modes de vibration du plasmon. Pour le GaAs p Olego et al (80) a montré par diffusion Raman que le mode longitudinal optique était plus fortement couplé que le mode transverse. Ces résultats ont été confirmés par des mesures Raman sur des échantillons épitaxiés GaAs de dopage $7 \cdot 10^{18}$ et $2 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$, figure II.9. Kim et al (77) ont montré que pour GaAs, la fréquence d'oscillation ω_p est une combinaison des modes longitudinaux et transverses. Nous supposons par la suite que pour $\omega_p \geq \omega_{LO}$, on a $\omega_p = \omega_{LO}$ (79).

Le traitement de ce mécanisme vient renforcer l'interaction optique polaire. Le libre parcours moyen de l'interaction électron-plasmon est cependant plus court que celui de l'interaction optique polaire. On a $\lambda_{PLA} \approx 100 \text{ \AA}$ pour $N_B = 5 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, $E_0 = 0.2 \text{ eV}$ et $v_0 = 8 \cdot 10^7 \text{ cm/s}$. Bohm et Pines (79) ont défini un taux d'énergie perdue par unité de distance parcourue :

$$(II.41) \quad \left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{plasmon}} = \frac{\pi N_i q^4}{\epsilon_\infty E_0} \ln(1 + 2v_0^2 / \langle v_{Th}^2 \rangle)$$

Reprenant l'hypothèse avancée par Conwell (55) concernant le mécanisme d'interaction avec les phonons optiques polaires comme quasi élastique dès que l'énergie des électrons est supérieure à l'énergie du phonon échangé (c'est-à-dire $E_0 > 3$ ou $4 \hbar \omega_{LO}$) ; on peut considérer pour l'interaction électron-modes couplés plasmons-phonons optiques polaires un temps de relaxation τ_{PLA} .

L'analyse mathématique du temps de relaxation τ_{PLA} a été traitée par Kim et al dans le cas général. On retiendra en ce qui nous concerne :

$$1) \omega_p \ll \omega_{LO}$$

C'est le cas des faibles concentrations de porteurs ($N_B \leq 10^{18} \text{ cm}^{-3}$), l'énergie du plasmon $\hbar \omega_p$ est faible devant celle des phonons. Les modes sont découplés, l'interaction électron-plasmon est de type élastique. Le mécanisme prépondérant est l'interaction avec les phonons, le calcul donne :

$$\tau_{PLA} \equiv \tau_{POP}$$

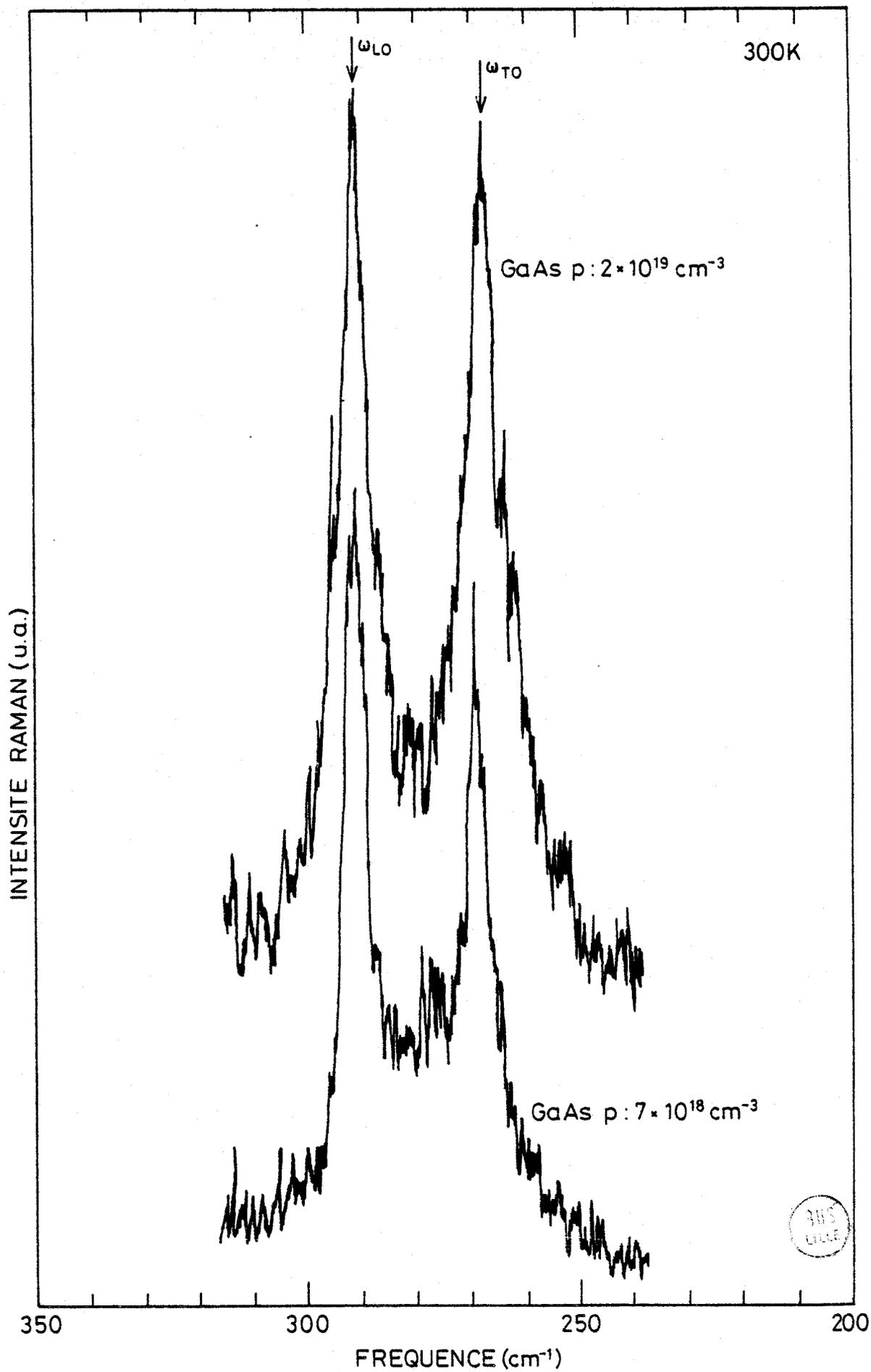


Fig. II.9 : Spectre Raman d'échantillons épitaxiés GaAs : p (81).

$$2) \omega_p \gg \omega_{LO}$$

Le temps de relaxation s'écrit selon les notations des relations (II.23) et (II.24) :

$$(II.41) \quad \tau_{PLA}^{-1} = \frac{2\pi}{\hbar} \int V(\Delta k) G(k, k') \delta(E' - E) dk'$$

En posant $q = \Delta k$ vecteur d'onde du phonon échangé durant l'interaction, on écrit :

$$(II.42) \quad V(q) = \frac{4\pi e^2}{q^2} \frac{q^4}{(q^2 + q_s^2)} \frac{\hbar \omega_{LO}^2}{2\omega_q} \left(\frac{1}{\epsilon_\infty} - \frac{1}{\epsilon_0} \right)$$

avec q_s vecteur d'onde de Thomas Fermi défini par :

$$q_s^2 = \frac{6\pi N_i^2 e^2}{\hbar^2 K_F^2 / 2m}$$

$$\text{et } \omega_q = \left(\frac{q^2 \omega_{LO}^2 + q_s^2 \omega_{TO}^2}{q^2 + q_s^2} \right)^{1/2}$$

Le potentiel d'interaction $V(q)$ ne diffère de celui de l'interaction phonon optique polaire que par l'introduction de ω_q et des termes associés.

Il apparaît que ω_q est une combinaison des fréquences longitudinales et transverses. L'énergie du phonon émis $\hbar \omega_q$ est du même ordre que $\hbar \omega_{LO}$, les modes sont donc fortement couplés. Il en résulte que les temps de relaxation sont du même ordre de grandeur. Cependant, l'anisotropie de distribution des états finaux probables est accentuée, et l'angle de déviation entre les vecteur k et k' est très faible (typiquement de 2 à 5°). (77).

3) Conclusion

Les concentrations de porteurs dans la base des composants bipolaires sont telles que $\omega_p \lesssim \omega_{LO}$ (tableau II.3). Ce cas intermédiaire par rapport aux cas précédents, est plus complexe à traiter. On supposera que tant que l'énergie du plasmon est inférieure à celle des phonons, les modes sont découplés, l'interaction électron-plasmon est élastique, du même ordre que l'interaction électron-trous (Cf. II.2.8). Ehrenreich (75) a montré que

| DOPAGE DE BASE | FREQUENCE D'OSCILLATION | ENERGIE DE PLASMON | LIBRE PARCOURS MOYEN ASSOCIE |
|------------------------|----------------------------|------------------------------|-------------------------------------|
| $N_B (\text{cm}^{-3})$ | $\omega_p (\text{s}^{-1})$ | $\hbar\omega_p (\text{meV})$ | $\lambda_{\text{PLA}} (\text{\AA})$ |
| 10^{18} | $2,25 \cdot 10^{13}$ | 14,8 | 222 |
| $2 \cdot 10^{18}$ | $3,88 \cdot 10^{13}$ | 20,9 | 158 |
| $6 \cdot 10^{18}$ | $5,51 \cdot 10^{13}$ | 36,2 | 92 |
| 10^{19} | $7,11 \cdot 10^{13}$ | 46,8 | 70 |

TABLEAU 3

ENERGIE DE PLASMONS DE TROUS EN FONCTION DU DOPAGE



pour les semiconducteurs faiblement polaires et dans le cas où la concentration de porteurs libres était importante, les effets d'écrans peuvent réduire le coefficient de couplage de l'interaction électron-phonon. Pour $\omega_p \geq \omega_{LO}$, c'est-à-dire $N_B > 6 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, on peut admettre que le couplage des modes est faible mais que la description de l'interaction par les relations (II.40) (II.41) et (II.42) reste valable.

II-2-11- Discussion - Libre parcours moyen maximum :

Dans ce qui précède, nous avons décrit les principaux mécanismes d'interaction qui limitent le transport en régime non stationnaire dans les semiconducteurs III-V. Il apparaît que pour GaAs, à des champs élevés et des énergies supérieures aux minima intervalles ($E \geq \Delta E_{TL}$), le mécanisme d'interactions intervalles est prépondérant. Le transport est limité par les propriétés des vallées secondaires. La masse effective élevée, la mobilité électronique près de 8 fois plus faible qu'en vallée centrale, permettent de négliger les autres mécanismes associés aux impuretés.

La caractéristique essentielle de ces interactions intervalles est de conduire à une distribution isotrope de l'angle de déviation θ . L'orientation de la vitesse est tout à fait aléatoire après l'interaction. Conwell et Vassel (74) définissent un libre parcours moyen associé au tenseur du potentiel de déformation Z_d représentatif des différentes vallées :

$$(II.44) \quad \lambda_{I.V} = \frac{\pi h^4 C_d}{\bar{m}^{3/2} m_t^{1/2} Z_d^2 K_B T}$$

où $\bar{m} = 0.41 m_0$, $m_t = 1.3 m_0$.

Pour GaAs en vallée L, $\lambda_{I.V}$ est de l'ordre de 200 Å. Ceci définit la dimension maximale de la base du composant, pour laquelle on pourra obtenir un effet de survitesse. Cependant, la notion de libre parcours moyen est incertaine pour des dimensions voisines de la longueur d'onde électronique, une théorie plus quantique du transport reste à faire (82).

A faibles champs et pour des énergies inférieures au seuil de transfert vers les vallées secondaires, il est généralement admis que l'interaction avec les phonons optiques polaires est prépondérante (55,65,67). La comparaison des différents mécanismes d'interaction en vallée centrale par l'approximation

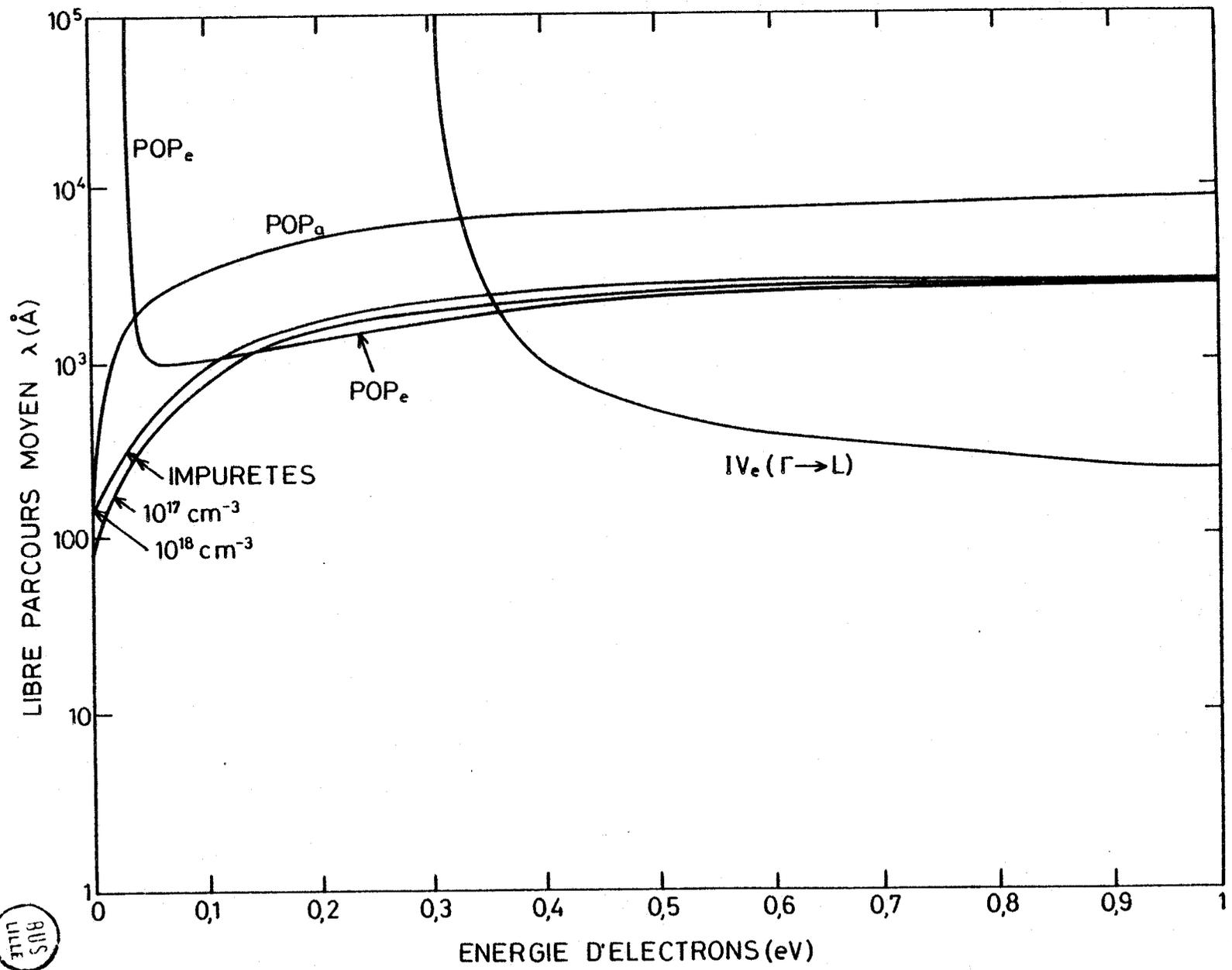


Fig. II.10 : Comparaison des libres parcours moyens associés aux principales interactions en vallée centrale Γ résultats de simulation Monte Carlo.
D'après Elta et Eastman (83).

des temps de relaxation associés a été faite par Conwell et Vassel (74).

Dans les conditions d'énergie élevée ($E_0 \approx 0.2 - 0.3$ eV), on considère le mécanisme comme quasi élastique (55, 74). Les interactions avec les impuretés et les phonons acoustiques contribuent à cette approximation. Dans l'hypothèse des bandes paraboliques, on définit le libre parcours moyen pour les phonons optiques polaires par :

$$(II.45) \quad \lambda_{POP} = \left(\frac{2E_0}{m^*} \right)^{1/2} \cdot \tau_{POP}$$

L'énergie perdue pendant l'émission d'un phonon ($\hbar\omega_q = 36.3$ meV) est faible devant E_0 (0.2 à 0.3 eV).

La figure II.10 compare les différents libres parcours moyens associés aux interactions avec les impuretés, les phonons optiques polaires (absorption et émission) et les transferts intervalles. (83). L'interaction électron-porteurs n'est pas prise en compte, de même que l'interaction électron-plasmons. Le libre parcours moyen dominant en vallée centrale aux faibles énergies $E_0 \leq 0.15$ eV est dû à l'interaction avec les impuretés ionisées. Entre deux collisions, l'effet de l'interaction se traduit par une déviation de trajectoire sans perte d'énergie. La fonction de distribution de l'angle de déviation tend à être uniforme aux fortes concentrations d'impuretés, figure II.11.

Dans les conditions d'énergie élevées en vallée centrale, le libre parcours moyen minimum augmente, le mécanisme d'interaction avec les phonons optiques polaires devient prépondérant ($E_0 > 0.15$ eV). Entre deux collisions l'électron perd de l'énergie par émission d'un phonon optique (~ 0.036 eV). Cependant, la fonction de distribution de l'angle de déviation est fortement anisotrope pour les énergies considérées figure II.6. Le libre parcours moyen est maximum $\lambda = 0,15$ μm pour $E_0 \approx 0,3$ eV avec $\theta \approx 5$ à 7° . Au-delà, l'énergie de l'électron rend possible le transfert en vallée secondaire L, ce qui réduit considérablement le libre parcours moyen.

Pour un composant GaAs, le transport électronique sans collisions sur une distance maximale d'environ $0,15$ μm apparaît donc possible uniquement pour un créneau idéal d'énergie des électrons de 0.25 à 0.3 eV (27,65) (67). Cependant, pour 0.3 eV, la probabilité d'absorption d'un phonon optique, et par conséquent le transfert en vallées secondaires, n'est plus négligeable.

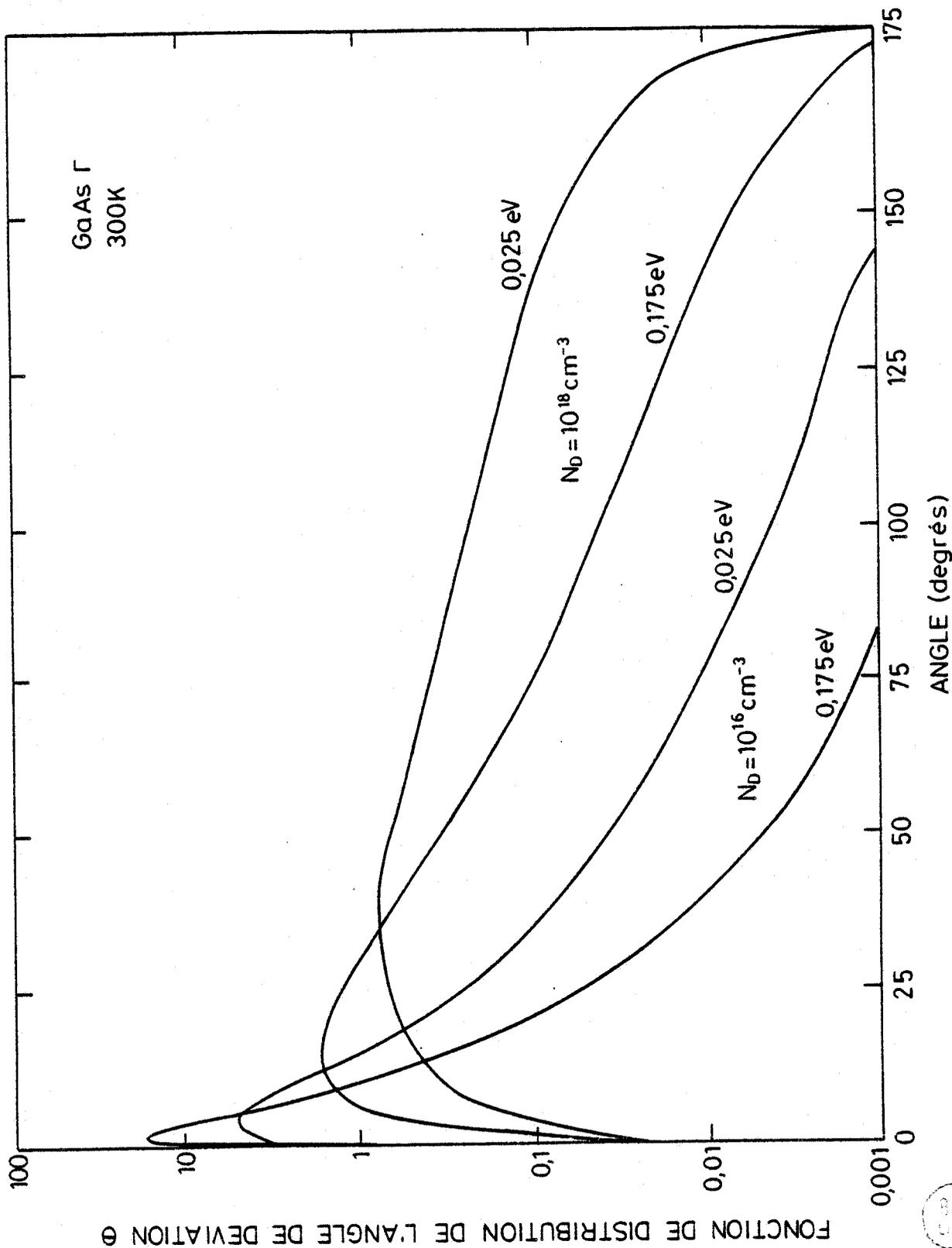


Fig. II.11 : Fonction de distribution de l'angle de déviation entre deux collisions pour l'interaction avec les impuretés ionisées (83).

Hess et al, (37) ont calculé que le pourcentage d'électrons transférés en vallée L (111) est de plus de 20 % pour une distance d'environ 1 000 Å (figure II.7). Ce pourcentage d'électrons transférés augmente en fonction du champ électrique d'excitation. L'énergie maximale en vallée centrale Γ doit être diminuée de l'énergie d'un phonon optique :

$$E_0 = \Delta E_{\Gamma-L} - h\omega_q \approx 260 \text{ meV.}$$

II-3- Modèle du TBH idéal sans collisions dans la base :

Tout au long de l'étude, il est apparu que l'utilisation du concept de barrière d'interface à l'hétérojonction GaAlAs-GaAs permettait de définir un nouveau type de transistor bipolaire à hétérojonction dont les conditions d'injection des électrons sont idéales pour le transport balistique.

Nous allons examiner dans quelles conditions on peut définir un transistor TBH idéal sans collisions.

Le transistor bipolaire N-p-n représenté de façon schématique figure II.11(a) présente une région quasi neutre de base comprise entre deux zones de charge d'espace émetteur base et base collecteur. Aux deux extrémités les zones d'émetteur et de collecteur sont également quasi neutres. Le diagramme des bandes d'énergie dans les conditions normales de fonctionnement est représenté figure II.11(b). Par définition, le transistor idéal a les propriétés suivantes :

a) Par contrôle de la hauteur de barrière $\Delta E_{C \text{ eff}}$, on peut choisir l'énergie des électrons injectés dans la base pour conserver les porteurs en vallée centrale Γ , avec le libre parcours moyen maximum

$$\Delta E_{C \text{ eff}} \neq E_0 \leq \Delta E_{\Gamma-L} - h\omega_q \approx 260 \text{ meV}$$

où $\Delta E_{\Gamma-L} \approx 0.3 \text{ eV}$ pour GaAs

$$h\omega_q \approx 36.3 \text{ meV}$$

Ceci correspond aux concentrations d'aluminium du matériau $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$ de gap direct $x_{\text{AL}} \leq 0,4$ et $\Delta E_C \approx 1.06 x_{\text{AL}}$, à une valeur optimale x_{AL} de l'ordre de 0,25.

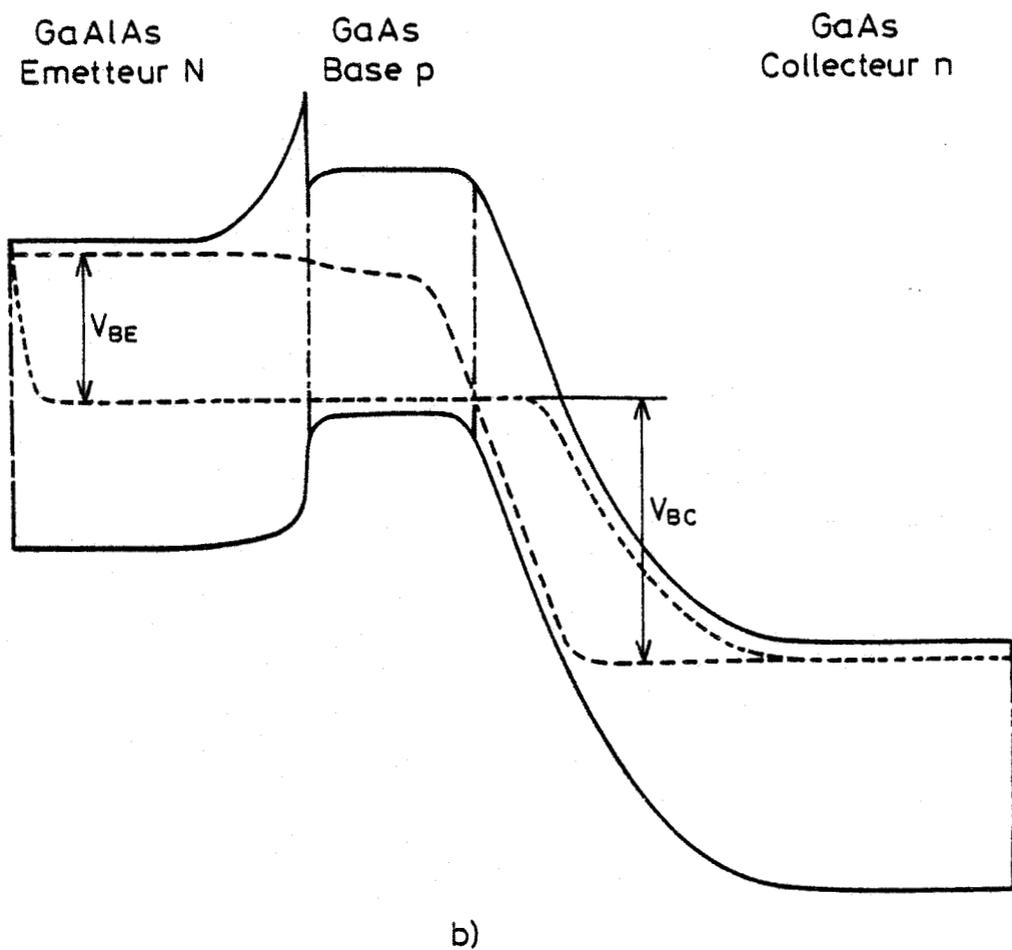
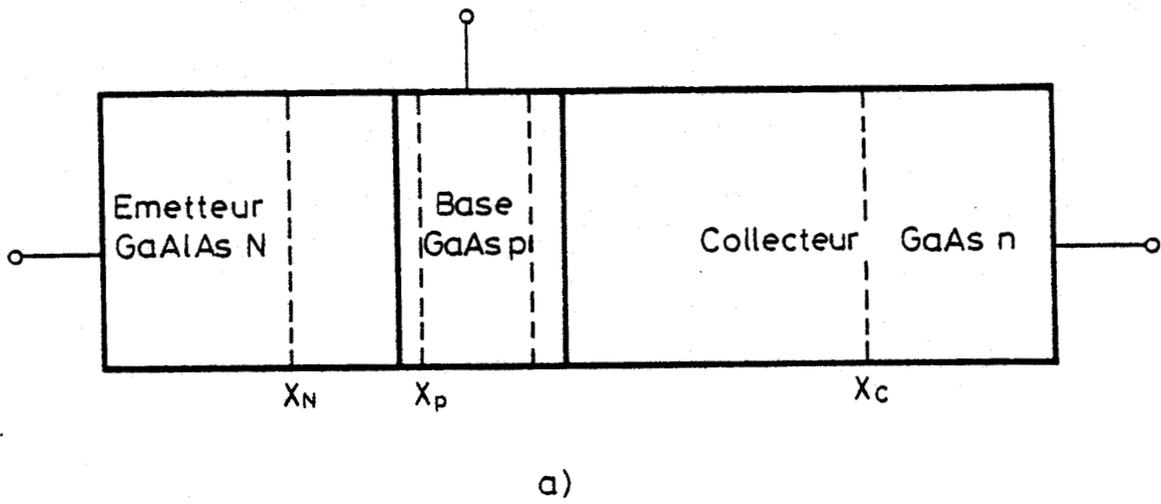


Fig. II.12 : Représentation schématique d'un TBH idéal sans collisions dans la base.

BUS
LILLE

b) Le champ d'accélération dans la zone de gradualité à l'interface GaAlAs-GaAs est défini par :

$$F_I \approx \Delta E_{c \text{ eff}} / L_g$$

Dans l'émetteur et jusqu'au sommet de la barrière d'interface, les électrons présentent une fonction de distribution de type Maxwell avec une vitesse moyenne v_{nd} (Cf chapitre I). Sous l'action du champ d'interface F_I , les électrons sont accélérés dans la direction x , après une trajectoire sans collisions décrite par une équation parabolique :

$$(II.47) \quad x = \frac{1}{2} \frac{qF_I}{m^*} t^2$$

Ceci conduit à un étalement de la fonction de distribution, les électrons les plus rapides sont caractérisés par la vitesse maximale d'émission dans la base, $v_{\max}(0)$:

$$(II.48) \quad v_{\max}(0) = \left(\frac{2\Delta E_{c \text{ eff}}}{m^*} \right)^{1/2}$$

Cette hypothèse simplificatrice se justifie par le fait que les électrons les plus lents contribuent peu au courant (55). Nous supposons dans ce qui suit que la fonction de distribution est monoénergétique, d'énergie $\Delta E_{c \text{ eff}}$ et monocinétique de vitesse $v_{\max}(0)$.

c) Dans le transistor idéal, les zones adjacentes d'émetteur et de collecteurs sont régies par la diffusion. Les équations de dérive diffusion sont donc valables pour décrire le transport de part et d'autre de la zone de base. Le champ électrique est nul dans la base.

d) Dans la zone de déplétion base-collecteur, les électrons sont soumis à une seconde phase d'accélération à fort champ. La phase de vol libre sans collisions dépend de l'intensité du champ appliqué à la jonction base-collecteur. La vitesse de transit est d'autant plus importante que la distance parcourue sans collisions est courte, figure II.13.

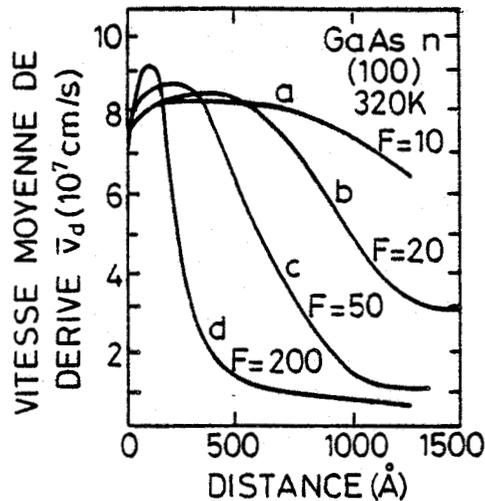


Fig. II.13 : Vitesse de dérive en fonction de la distance parcourue et du champ appliqué F (kV/cm). L'énergie d'injection $E_0 = 0,24$ eV. D'après Tang et Hess (67). Résultats de simulation Monte Carlo.

II-3-1- Vitesse moyenne de dérive dans le transistor idéal :

Le transistor idéal est par définition caractérisé par un transport sans collisions dans la base et dans la zone de déplétion base collecteur. Ceci n'est possible qu'en imposant une réduction du dopage et de l'épaisseur de la base. Nous supposerons que le dopage de base étant fixé à $N_B = 10^{18} \text{cm}^{-3}$, les résultats de simulation Monte Carlo pour GaAs n sont applicables directement au type p.

Dans ces conditions, le libre parcours moyen maximum correspondant à une énergie d'injection comprise entre 0,240 eV et 0,260 eV : Le tableau II.4 (annexe 2) présente les valeurs de vitesse maximale d'émission en fonction de l'énergie d'injection des électrons $\Delta E_{c \text{ eff}}$, la vitesse maximale est la vitesse de groupe 10^8 cm/s dans GaAs (100). Compte tenu de la courbure non parabolique des bandes de conduction cette vitesse est obtenue dès que $E_0 \geq 0,240$ eV. Dans ces conditions, nous avons montré que le libre parcours moyen est supérieur à 0,1 μm (Cf. II.2.).

En définissant une base d'épaisseur $0,1 \mu\text{m}$, le temps de transit est $0,1 \text{ ps}$ ($v_{\text{max}} \approx 10^8 \text{ cm/s}$) et reste inférieur au temps de relaxation entre deux collisions avec les phonons optiques polaires $t_{\text{m POP}} \approx 0,13 \text{ ps}$ (74).

La vitesse des électrons est donc constante dans la base et maximale. Tang et Hess (67) ont calculé par simulation Monte Carlo, les grandeurs caractéristiques du transport balistique dans les conditions d'injection du transistor bipolaire à hétérojonction idéal. La vitesse de dérive dans la zone de déplétion base collecteur est présentée figure II.12 pour une énergie d'injection E_0 de 240 meV . A titre d'exemple, pour un dopage de collecteur de $N_C \approx 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ et une tension base collecteur $V_{BC} = -0,3 \text{ V}$, le champ appliqué à la jonction est de 20 kV/cm pour une zone de transition $X_{TBC} = 1500 \text{ \AA}$. Ces conditions sont représentées figure II.12 pour la courbe b. La vitesse de dérive est supérieure sur 1500 \AA à $3 \cdot 10^7 \text{ cm/s}$. La vitesse moyenne dans la zone de déplétion base collecteur est d'environ $6,1 \cdot 10^7 \text{ cm/s}$ pour l'exemple considéré.

En conclusion, le temps de transit total intrinsèque du transistor idéal est dans les conditions de l'exemple précédent ($V_{BC} = -0,3 \text{ V}$), d'environ $0,5 \text{ ps}$ ($\tau_B = 0,1 \text{ ps} + \tau_C = X_{TBC}/6,1 \cdot 10^7 = 0,4 \text{ ps}$). La fréquence de coupure correspondante $F_T = 1/2\pi(\tau_B + \tau_C)$ est d'environ 320 GHz . Cet exemple considère une base d'épaisseur de 1000 \AA et une zone de déplétion base collecteur de 1500 \AA , on peut envisager une réduction de ces dimensions au détriment toutefois de la résistance de base ou de la puissance disponible.

II-3-2- Vitesse moyenne de dérive dans la base. Influence du dopage de base :

Dans le cas des faibles dopages de base (typiquement $N_B \leq 10^{18} \text{ cm}^{-3}$) nous avons montré que le mécanisme d'interaction avec les phonons optiques polaires restait prépondérant. L'interaction électron-plasmon étant encore très élastique. Dans ces conditions, la vitesse maximale des électrons en transport balistique pour une épaisseur de $0,1 \mu\text{m}$ est d'environ 10^8 cm/s . Dans le cas réel, on préfère augmenter l'épaisseur de base afin de réduire la résistance d'accès de base. Examinons dans ce cas le transport quasi balistique, c'est-à-dire avec un nombre limité de collisions.

Le mécanisme d'interaction avec les phonons optiques polaires est caractérisé par une fonction de distribution d'angle de déviation θ fortement anisotrope pour les énergies considérées $\theta \approx 5 \text{ à } 10^\circ$, pour $E_0 \geq 0,240 \text{ eV}$.

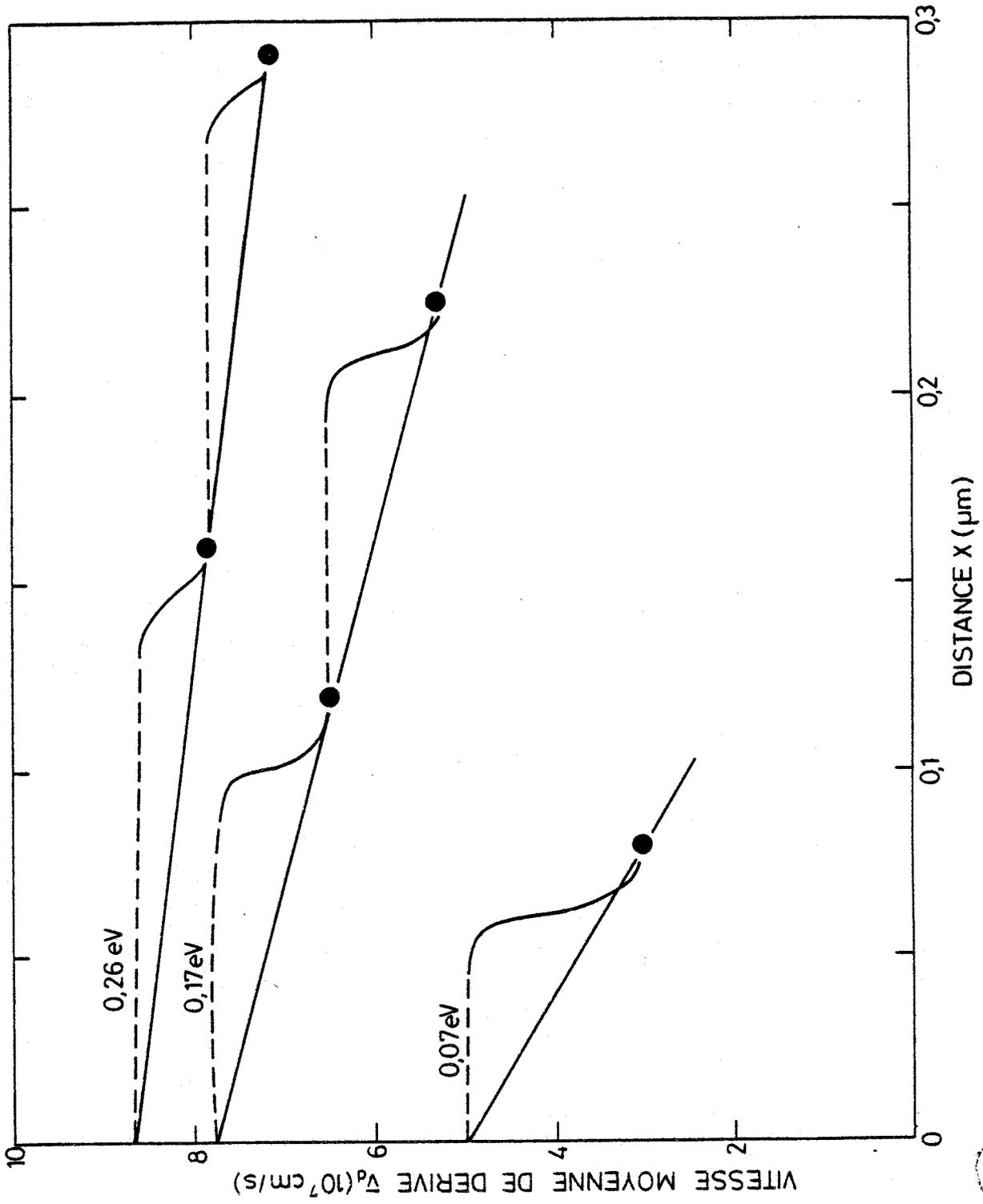


Fig. II.14 : Vitesse moyenne de dérive en fonction de la distance parcourue dans la base (41).

Dans ces conditions, la direction du vecteur vitesse entre chaque collision est peu modifiée, $v = \frac{\hbar k}{m^*} = \left(\frac{2E}{m^*(E)}\right)^{1/2}$

Dans l'espace réel, dans la direction x , la vitesse dépend de la courbure de bande de conduction, ce qui modifie l'angle de déviation dans l'espace réel. Nous supposons dans ce qui suit que la correction de trajectoire due à la non parabolicité est négligeable

La figure II.14 représente la vitesse de dérive dans la base en fonction de l'énergie d'injection. Après une phase de vol libre correspondant au libre parcours moyen à l'énergie considérée, on admet que l'électron perd instantanément l'énergie correspondant à l'émission d'un phonon optique polaire soit 36.3 meV. La vitesse moyenne est représentée par l'enveloppe des trajectoires successives de vol libre. On observe que la vitesse maximale après deux collisions est supérieure à $7 \cdot 10^7$ cm/s pour une distance parcourue de 2500 Å. Après un nombre plus important de collisions, la direction du vecteur vitesse ne correspond plus à la direction principale X , et la vitesse moyenne décroît très rapidement jusqu'à la vitesse de saturation.

Dans le cas des forts dopages ($N_B \approx 10^{19} \text{ cm}^{-3}$) l'interaction électron plasmon peut devenir prépondérante (Cf. II.2.10). Le libre parcours moyen est considérablement réduit, la relation (II.40) s'écrit :

$$(II.49) \quad \lambda_{PLA} = \frac{2 \hbar v_0^2 \epsilon_\infty}{q^2 \omega_p \text{Lg}_e(1 + 2 v_0^2 / \langle v_{th}^2 \rangle)} \quad (\text{C.G.S})$$

$$\text{où } v_0 = \left(\frac{2E}{m^*(E)}\right)^{1/2}$$

La représentation graphique de la vitesse moyenne maximale en fonction de la distance parcourue est obtenue par l'enveloppe des trajectoires sans collisions, figure II.15. Cette description reste très qualitative compte tenu du modèle approché de Pines et Bohm. (79).

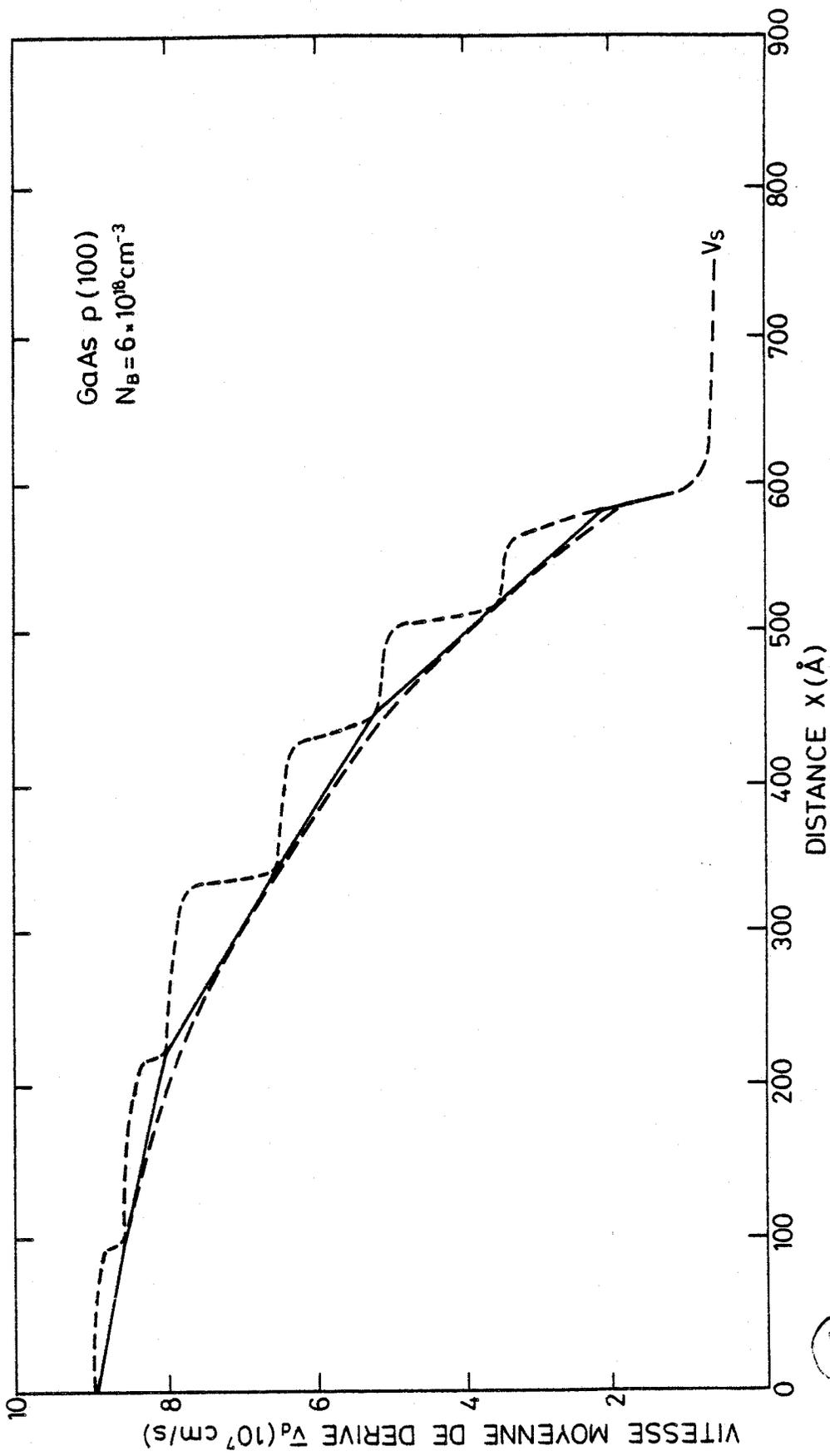


Fig. II.15 : Vitesse moyenne de dérive dans le cas des forts dopages où l'interaction électron-plasmon intervient.

II-3-3- Vitesse moyenne de dérive dans la zone de déplétion base collecteur :

Les effets de survitesse dans la zone de déplétion base collecteur sont limités à une épaisseur maximale d'environ 1500 Å et une tension appliquée $V_{BC} = -0,3$ V (Cf. II-3-1). Dans la pratique, on est amené à augmenter la tension de polarisation base collecteur, afin de réduire la capacité base collecteur et augmenter la puissance de sortie ($P_m \sim V_C I_C$).

En conséquence, le champ appliqué augmente et l'effet de survitesse apparaît sur une distance d'autant plus courte, figure II.12. L'explication physique de ce phénomène est simple et correspond au mécanisme d'interaction intervallées. Les électrons transférés en vallées secondaires L et X ont une mobilité très faible et ne contribue plus à la vitesse moyenne de dérive.

La vitesse moyenne de dérive dans le cas des champs élevés ($\sim 10^5$ V/cm) est donc limitée à la vitesse de saturation des électrons $v_s, v_s \approx 0,88 \cdot 10^7$ cm/s. (66).

II-3-4- Temps de transit dans la base TBH idéal :

Le transport électronique en régime balistique ou quasi balistique se traduit par une distribution uniforme des porteurs à travers la base du composant.

En l'absence totale de collisions, la distribution est constante :

$$n(x) = \frac{1}{2} (n(0) + n(x_B)) = \frac{N_{eB}}{2} \exp\left(\frac{qV_a}{KT}\right)$$

Les porteurs se déplaçant à vitesse constante dans la zone quasi neutre de base et en l'absence de champ électrique, le temps de transit est défini simplement par :

$$(II.50) \quad \tau_B = W_B / \bar{v}_d$$

où \bar{v}_d est la vitesse moyenne de dérive dans la base.

Dans le cas le plus général du transport avec quelques collisions, le dopage étant uniforme dans la base, la distribution des porteurs s'écrit :

$$n(x) = N_{eB} \left(1 - x/W_B\right) \exp\left(\frac{qV_a}{kT}\right)$$

La vitesse moyenne des porteurs dans la base est dans ces conditions :

$$(II.51) \quad v_{nB} = \frac{2D_{nB}}{W_B}$$

Le temps de transit varie proportionnellement à W_B^2 selon la relation classique :

$$\tau_B = \frac{W_B^2}{2D_{nB}}$$

Cependant, la constante de diffusion est augmentée, les porteurs chauds diffusant dans la base sont caractérisés par la relation suivante :

$$(II.52) \quad D_{nB} = \mu_{nB} \frac{KTe}{q}$$

où T_e est la température du gaz d'électrons pour l'énergie d'injection considérée.

Le temps de transit de base est fortement réduit par comparaison au transistor classique dominé par la diffusion. Pour chaque transistor rapide, il existe un compromis entre le temps de transit et la résistance de base (épaisseur, dopage). L'épaisseur de base peut être augmentée en maintenant un temps de transit très court, compte tenu du gain obtenu sur la constante de diffusion D_{nB} . D'après les résultats de simulation Monte Carlo (52a), on observe que :

$$(II.53) \quad (D_{nB})_{\text{quasi balistique}} \approx \sqrt{2} (D_{nB})_{\text{diffusion}}$$

II-3-5- Facteur de transfert de base :

L'analyse des mécanismes de diffusion a montré que l'interaction électron-phonon optique polaire joue un rôle prépondérant tant comme mécanisme direct que comme mécanisme couplé aux plasmons. L'hypothèse de Pines et Bohm,

définissant un taux de perte d'énergie dE/dx revient à considérer que la perte d'énergie durant l'émission d'un phonon est négligeable devant l'énergie de l'électron.

Dans ce type de composant où la base est fortement dopée pour réduire la résistance d'accès, il est utile d'obtenir une expression analytique approchée pour le courant injecté en tenant compte des effets de diffusion dans le cas général. Ridley (84) a présenté la théorie du transport d'électrons chauds pour un transistor unipolaire à plans de dopage que nous adaptons au cas du transistor bipolaire à hétérojonction. Nous considérons que l'énergie d'injection n'est plus limitée.

L'équation de Boltzmann en régime stationnaire est considérée selon la direction x :

$$(II.54) \quad v(k) \frac{\partial f(k,x)}{\partial x} = \left(\frac{\partial f(k,x)}{\partial t} \right)_{\text{collisions}}$$

La méthode de résolution proposée utilise un développement d'ordre deux de la fonction de distribution sous forme de polynômes de Legendre :

$$(II.55) \quad f(k,x) = f_0(E,x) P_0 + f_1(E,x) P_1$$

où P_0 et P_1 représentent la partie symétrique de la distribution, le mécanisme de collision étant traité comme quasi élastique ($P_0 = 1$, $P_1 = \cos\theta$).

Le traitement de Conwell de l'interaction optique polaire s'écrit alors :

$$(II.56) \quad \frac{\partial f_0(E,x)}{\partial t} = \frac{\pi D_{op}^2}{\rho \omega_q} \left(N_q f_0(E - \hbar\omega_q, x) - (N_q + 1) (f_0(E,x)) N(E - \hbar\omega_q) \right. \\ \left. + N(E + \hbar\omega_q) \left((N_q + 1) f_0(E + \hbar\omega_q, x) - N_q f_0(E,x) \right) \right)$$

$$\frac{\partial f_1(E,x)}{\partial t} = - \frac{\pi D_{op}^2}{\omega} \left(N_q N(E + \hbar\omega_q) + (N_q + 1) N(E - \hbar\omega_q) \right) \cdot f_1(E,x)$$

où D_{OP} est le potentiel de déformation optique

ρ densité du GaAs

N_q le facteur de Bose-Einstein.

$N(E)$ la densité d'états compris dans l'élément de volume de l'espace des k .

Ridley simplifie ces équations en supposant que les bandes sont paraboliques et en utilisant un développement de Taylor au premier ordre :

$$(II.57) \quad \left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial f_0(E,x)}{\partial t} = \frac{1}{\tau_0(E)} \frac{\partial E f_0(E,x)}{\partial E} \text{ avec } \tau_0^{-1}(E) = \frac{\hbar D_{OP}^2 N(E) \pi}{\rho E} \\ \frac{\partial f_1(E,x)}{\partial t} = - \frac{f_1(E,x)}{\tau_1(E)} \text{ avec } \tau_1^{-1}(E) = \frac{\pi D_{OP}^2 N(E) (2N_q + 1)}{\rho \omega_q} \end{array} \right.$$

τ_0 et τ_1 sont respectivement les temps de relaxation de l'énergie et du moment.

Reportant les équations (II.56) dans (II.54) et compte tenu de (II.55) Ridley obtient :

$$(II.58) \quad \frac{1}{\tau_0(E)} \frac{\partial E f_0(E,x)}{\partial E} + \frac{v^2(E)}{3} \tau_1 \frac{\partial^2 f_0(E,x)}{\partial x^2} = 0$$

En écrivant :

$$\left\{ \begin{array}{l} \psi(E,x) = E f_0(E,x) \\ l_1 = \tau_1 \cdot v(E) : \text{ libre parcours moyen de la quantité de mouvement.} \\ l_0 = \frac{\tau_0 \cdot v(E)}{E/\hbar\omega} \\ L^2 = \frac{l_0 l_1}{3} \end{array} \right.$$

On obtient :

$$(II.59) \quad \frac{\partial \psi(E, x)}{\partial E} = - \frac{L^2}{\hbar \omega_q} \frac{\partial^2 \psi(E, x)}{\partial x^2}$$

Cette équation a la forme de l'équation générale de diffusion où le temps est remplacé par l'énergie et la constante de diffusion est $-\frac{L^2}{\hbar \omega_q}$.
On obtient la densité de courant par :

$$(II.60) \quad J(k, x) = \int_q v(k) f(k, x) dk$$

$$J(E, x) = - \frac{qv(E) \tau_1 N(E)}{3E} \frac{\partial (E f_0(E, x))}{\partial x}$$

où $J(E, x)$ représente la densité de courant par unité d'énergie. L'intégration de l'équation (II.59) en utilisant (II.60) se fait dans le cas particulier de conditions aux limites simplifiées.

On admet que l'injection d'électrons à l'interface émetteur base présente une distribution mono énergétique ($\delta(E)$). De plus, dans le cas d'un transistor bipolaire à simple hétérojonction émetteur base, le courant de dérive diffusion émis a été calculé au paragraphe I.5 dans le cas d'une interface idéalement abrupte, on a :

$$J_n(0) = qN_E v_{nd} \exp \frac{q(V_D - V_a)}{nKT}$$

En intégrant x de 0 à W_B , on obtient :

$$(II.61) \quad J_c(W_B) = J_n(0) \left(1 - \operatorname{erf} \left(\frac{W_B/L}{\sqrt{\frac{E_0}{\hbar \omega_0}}} \right) \right)$$

E_0 est égal à $\Delta E_c - qVD_{pc} \neq \Delta E_c$ pour l'hétérojonction N-p⁺.

Dans le cas d'un transistor à double hétérojonction, le traitement de Ridley conduit à :

$$J_c(W_B) = J_n(0) \left[1 - \operatorname{erf} \left(\frac{W_B/L}{\left[\frac{E_0 - E_c}{\hbar\omega_q} \right]^{1/2}} \right) \right]$$

où E_c est la hauteur de la barrière de l'hétérojonction base collecteur.

Le facteur de transfert de base dans le cas général du transport avec effets de diffusion, dans un transistor à double hétérojonction est :

$$(II.62) \quad \delta \approx 1 - \operatorname{erf} \left(\frac{W_B}{\left(\frac{E_0 - E_c}{\hbar\omega_q} \right)^{1/2}} \right)$$

Dans le cas du transport en régime de faibles collisions, c'est-à-dire $W_B \approx 2L \left(\frac{E_0 - E_c}{\hbar\omega_q} \right)^{1/2}$ l'expression de δ reste valable. L'effet des collisions

conduit à une perte de la quantité de mouvement caractérisée par le libre : parcours moyen $l_1 \ll 2L \left(\frac{E_0 - E_c}{\hbar\omega_q} \right)^{1/2}$.

Application numérique au cas du GaAs : p :

$$E_c = 0, D_{OP} = 0 \text{ en } \Gamma. N_I = 6 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3} \quad E_0 \approx 0,26 \text{ eV}, \hbar\omega_q \approx 0,036 \text{ eV},$$

$$\text{Le libre parcours moyen } l_1 = \lambda_{PLA} = \frac{E_0 \hbar\omega_q \epsilon_\infty^2}{\pi N_I e^4 \operatorname{Ln} (1 + 2 V_0^2 / \langle V_{th}^2 \rangle)}$$

$$l_1 \approx 100 \text{ \AA}.$$

Le libre parcours moyen correspondant à l'énergie est plus important à $E_0 \approx 0,26 \text{ eV}$ $l_0 \approx 1200 \text{ \AA}$

$$\text{D'où : } L^2 = \frac{l_1 l_0}{3} \approx 400 \text{ \AA}^2$$

$$L^* = 2L \left(\frac{E_0}{\hbar\omega_q} \right)^{1/2} \approx 2080 \text{ \AA}.$$

Le facteur de transfert de base, relation (II.62) exprime par définition la fraction d'électrons transitant dans la base sans collisions. Dans le cas de l'exemple précédent, $\delta \approx 0,5$ pour une épaisseur de base d'environ 1000 \AA .

CONCLUSION

Nous avons présenté dans ce chapitre les principes physiques de base permettant de décrire le transport électronique dans les composants bipolaires GaAs de dimensions sous microniques.

Nous avons tout d'abord rappelé les principales méthodes de résolution des équations de transport en régime stationnaire et non stationnaire. L'évaluation des mécanismes de diffusion dans le matériau GaAs de type p a montré que l'interaction électron-phonon optique polaire joue un rôle prépondérant permettant le transport sans collisions sur une distance maximale pour un matériau de base non dégénéré. ($\lambda_{\text{max}} \approx 1200 \text{ \AA}$ pour $E \approx 0,26 \text{ eV}$).

Nous avons défini les principes de fonctionnement du transistor bipolaire à hétérojonction idéal, sans collisions. Le transport en régime balistique ou quasi balistique dans la base est fonction des conditions initiales d'injection des électrons.

Les électrons doivent être injectés, en vallée centrale Γ avec une énergie maximale afin de bénéficier du libre parcours moyen maximum associé à l'interaction électron-phonon ($E_0 < \Delta E_{\Gamma-L}$). On définit ainsi une fenêtre d'injection sans collisions limitée inférieurement par l'interaction avec les impuretés et supérieurement par les mécanismes d'interaction intervalles.

Dans le TBH idéal sans collisions, ainsi défini la vitesse de dérive des électrons dans la base est très supérieure à la vitesse de diffusion des porteurs minoritaires des transistors bipolaires classiques. Ceci se traduit par une réduction importante du temps de transit de base.

Les résultats obtenus au cours des deux premiers chapitres vont nous permettre d'aborder l'étude expérimentale d'un transistor bipolaire à hétérojonction à injection d'électrons chauds. Les caractéristiques essentielles de ce transistor se déduisent de l'analyse des mécanismes d'interactions présentée dans ce chapitre :

- X_{Al} (émetteur) $\approx 0,25$ afin de limiter l'énergie d'injection à $E_0 \approx 0,26 \text{ eV}$
- dopage de base maximum avant la dégénérescence du matériau soit $N_B \approx 6,10^{18} \text{ cm}^{-3}$
- épaisseur de base inférieure ou égale au libre parcours moyen des électrons dans un matériau non dégénéré : $W_B \approx 1200 \text{ \AA}$.

III - ETUDE EXPERIMENTALE DES TBH GaAs - GaAlAs



III-1- Réalisation des TBH par épitaxie par jets moléculaires (EJM) :

III-1-1- Description du système de croissance épitaxiale par jets moléculaires

La totalité des transistors TBH étudiés dans cette thèse sont réalisés par croissance épitaxiale par jets moléculaires (EJM) (42,43) utilisant un bâti Varian génération 2. Nous rappelons brièvement dans ce paragraphe les procédures et appareillages spécifiques à notre étude de structures

GaAlAs-GaAs. Pour une description plus exhaustive du système complet EJM, le lecteur peut se référer aux nombreux papiers de revue sur ce sujet (CHO (88) et WOOD (47) .)

Un système EJM comprend les éléments suivants :

- un équipement d'ultra vide.
- des fours ou cellules d'évaporation avec écrans mobiles
- un porte substrat avec résistance chauffante
- des instruments de contrôle et de régulation pour la croissance épitaxiale.
- des instruments d'analyse de surface.

Le système Varian Gen 2, comprend trois parties, la chambre principale de croissance, la chambre de transfert et la chambre d'introduction rapide, figure III.1.

Les conditions d'ultra vide sont d'autant plus nécessaires que la vitesse de croissance est faible. A titre d'exemple, pour une pression résiduelle dans la chambre de croissance de 10^{-6} torr correspondant à un gaz de coefficient de collage égal à l'unité, on obtiendrait pour une vitesse de croissance de 1 micromètre/heure une contamination de la couche épitaxiale sur plus de 50 %. Par conséquent, au voisinage immédiat du substrat le vide est maintenu en-dessous de 10^{-11} torr.

Afin d'obtenir de tels niveaux de vide, les systèmes EJM sont construits avec des matériaux à faibles tensions de vapeur pouvant être étuvés (à $\sim 200^\circ\text{C}$) et dégazés. Le pompage est assuré généralement par combinaison de différents éléments tels que pompe ionique, pompe à sublimation de titane, panneaux cryogéniques refroidis à l'azote liquide. L'évaporation du titane permet l'absorption des principaux oxydes résiduels CO , CO_2 , H_2O . L'addition

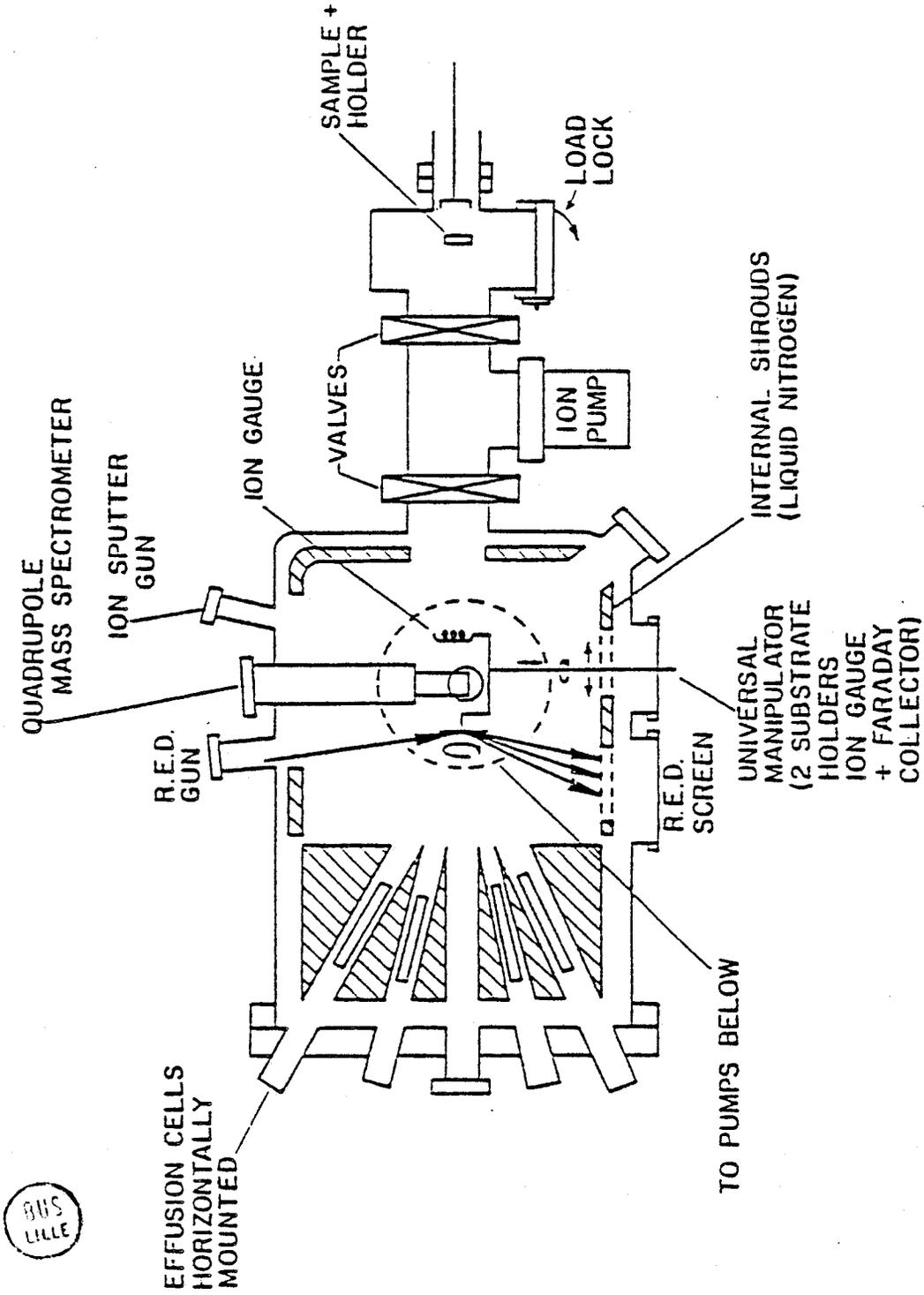


Fig. III.1.1. : Représentation schématique de l'appareillage de croissance par épitaxie par jets moléculaires.

(89).

d'une cryopompe Helium opérant à 14 K permet de pomper des gaz tels que Argon, CH_4 et H_2 . La procédure d'introduction du substrat par l'intermédiaire des différentes chambres permet de maintenir quotidiennement la chambre de croissance sous ultra vide. Seul le chargement des cellules d'évaporation de Gallium, Arsenic etc... donne lieu à l'ouverture de la chambre de croissance soit environ après une cinquantaine d'opérations.

Afin d'éviter la pollution par redéposition, les sources d'évaporation sont réparties en position quasi horizontale sur une demi sphère à l'extrémité de la chambre de croissance. Les huit cellules sont isolées et refroidies par circulation d'azote liquide. Les sources d'évaporation sont fabriquées en matériaux réfractaires non réactifs. Le tantale et l'alumine sont généralement utilisés pour la fabrication des fours d'évaporation. Pour les cellules, le nitrure de bore pyrolytique est préféré de plus en plus au graphite (génération de CO).

La température des cellules est mesurée par thermocouples en contact (W - 5 % Re/W - 25 % Re). La régulation en température des fours est meilleure que $\pm 1^\circ\text{C}$ ce qui correspond à une régulation du flux de ± 3 à ± 6 %. Les températures d'évaporation varient de 300°C pour l'arsenic à environ 1200°C pour l'aluminium. Théoriquement, le flux et la distance cellule-substrat sont reliées pour une cellule d'effusion idéale par l'équation de Knudsen :

$$(III.1) \quad J = \frac{aP}{\pi d^2 (2\pi MRT)^{1/2}} \text{ mol cm}^{-2}\text{s}^{-1}$$

où J est la densité de flux, P est la pression de vapeur dans la cellule à la surface d'ouverture, d est la distance entre la position de croissance et la cellule. M est la masse moléculaire, R la constante des gaz parfaits, T la température.

Cependant, dans la pratique pour les cellules des bâtis EJM, cette expression n'est pas directement utilisable. Les densités de flux sont mesurées de façon relative par l'utilisation d'une jauge ionique, l'expression du rapport des flux émanant de deux sources est donné par : (47) :

$$(III.2) \quad \frac{J_1}{J_2} = \frac{Pe_1}{Pe_2} \cdot \frac{D_2}{D_1} \left(\frac{T_1 M_2}{T_2 M_1} \right)^{1/2}$$

où P_e est la densité de volume ou pression équivalente du faisceau et D la sensibilité de la jauge. (On a $P_e = J V^{-1} = J \left(\frac{3KT}{M}\right)^{-1}$)

La densité P_e est mesurée par une jauge située en face arrière du porte substrat et qui peut être ramenée par rotation au point de croissance.

Cette relation est très utile pour contrôler les conditions de croissance. Pour les matériaux III-V, la croissance nécessite un excès de pression de vapeur de l'élément du groupe V, pour GaAs on doit avoir :

$$(III.3) \quad \frac{J_{As4}}{J_{Ga}} > 1$$

soit compte tenu des valeurs respectives de T , M et D :

$$(III.4) \quad P_{eAs4} > 3 P_{eGa}$$

Enfin, cette relation est utilisée pour déterminer d'une expérience à la suivante la fraction molaire d'un composé III pour des alliages tels que $Ga_{1-x}Al_xAs$ (47) :

$$(III.5) \quad \frac{J_{Al}}{J_{Ga}} = \frac{x}{1-x}$$

Un spectromètre de masse quadrupolaire (SMQ) (type UTI 1000) est utilisé pour contrôler la présence de gaz résiduels ainsi que le flux relatif des cellules. Cependant, la position de mesure du SMQ est légèrement décalée par rapport à la position de croissance, la mesure est donc indirecte. L'utilisation du SMQ permet également de déterminer la présence de micro fuites dans le système.

La diffraction électronique par réflexion (RED) est un outil d'analyse très utilisé à Cornell. Cette technique permet d'observer la structure de la surface du substrat par l'analyse des taches de diffraction d'électrons de fortes énergies ($\sim 8-10$ KeV). L'avantage du RED par rapport à la diffraction à faible énergie (LEED) est de pouvoir analyser la surface durant la croissance, l'analyse ayant lieu sous incidence rasante.

La croissance du GaAs est effectuée habituellement sous excès de flux d'Arsenic afin d'assurer la composition stochiométrique du cristal. Ceci conduit à une surface stabilisée Arsenic dans laquelle les atomes d'As sont arrangés en réseau dont la période est un multiple de celle du réseau cristallin du matériau massif (2 x ou 4x) et dépend de l'orientation du cristal. Les figures III-2 et III-3 montrent deux réseaux de diffraction RED pour une surface stabilisée As à une température de croissance du GaAs de $\sim 550^\circ\text{C}$. Le réseau au pas 2x correspond à la direction d'analyse (110) et le réseau 4x à la direction (1 $\bar{1}$ 0). La surface est dite reconstruite avec une superstructure 2x4. Dans le cas opposé de surface stabilisée Ga, on obtient une superstructure 4x2.

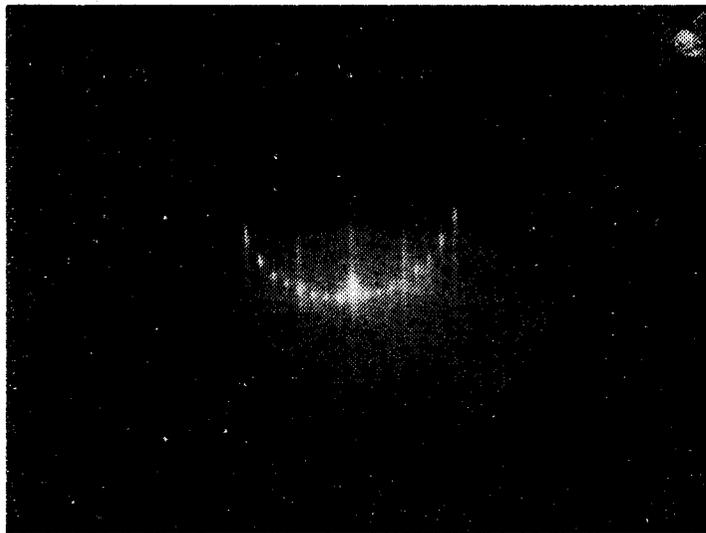
Les conditions de début de croissance sont contrôlées au RED pour obtenir une surface stabilisée As. La procédure de désorption du film d'oxyde natif est observée par RED. Sous un flux d'As₄ et à une température voisine de 550°C le réseau de diffraction passe après le traitement thermique (≥ 5 mn) de caractéristiques d'oxyde amorphe aux figures de diffraction 4x2 ou 2x4.

Durant le traitement thermique, le substrat est porté à une température voisine ou légèrement supérieure à 640°C pour une période très brève (≤ 1 mn). L'analyse de la surface avant et après ce traitement thermique par spectroscopie Auger montre que la surface du substrat est désorbée du carbone et de l'oxygène après traitement thermique. Les traces résiduelles de C et O₂ sont estimées à moins de 0,1 % d'une monocouche (89). La reconstruction de la surface après traitement thermique dépend du rapport des flux d'As₄ et de Ga, et de la température du substrat. A titre d'exemple, il est possible d'obtenir une couche monocristalline sous surface stabilisée Ga. (aspect opaque des micro gouttes de Ga (89)) Dans les conditions de surface stabilisée As à 620°C , le flux d'As₄ doit être environ 6 fois plus élevé que le flux de Ga (mesurés par la jauge ionique du porte substrat). Par calibration, un flux de Ga de $\sim 4 \cdot 10^{-7}$ torr conduit à une vitesse de croissance du GaAs de 1 micromètre/heure. Dans la pratique, on contrôle le début de croissance par RED, une couche GaAs d'environ 1000 Å, non dopée est épitaxiée avant la croissance des structures transistors.



2)

azimuth $[110]$ surface stabilisée As
 " $[\bar{1}\bar{1}0]$ " " Ga



3)

azimuth $[\bar{1}\bar{1}0]$ surface stabilisée As
 " $[110]$ " " Ga



Fig. III.2 et 3 Taches de diffraction (RED) (92).

III-1-2- Procédures de croissance du GaAs et du GaAlAs par EJM

(a) Préparation du substrat et du bâti :

La plupart des substrats GaAs utilisés dans cette étude sont polis de façon mécano-chimique par une solution de chlorax 1:15 NaOCl : H₂O. La variation d'épaisseur de substrat obtenue par ce procédé est inférieure à 10 µm sur 2,5 cm.

Les substrats sont dégraissés par un procédé classique (ultra-sòns + solvants) puis décapés chimiquement par une solution H₂SO₄:H₂O₂ : H₂O, 5 :1:1 pour 30 secondes. Le porte substrat en Molybdène est préchauffé à environ 200°C, les dépôts métalliques précédents sont décapés mécaniquement par un scalpel en tantale (pas de traitement chimique). Le substrat et le porte substrat sont mis en contact par indiage. Si le substrat n'est pas en contact uniforme avec le support en Mo, les couches épitaxiales (surtout GaAlAs) présentent une qualité de surface non uniforme et des variations des propriétés électriques. Le porte substrat est introduit dans la chambre-sas. Un vide de $2 \cdot 10^{-6}$ torr est atteint en 20 mn. Le transfert dans la chambre de préparation (traitement thermique) s'effectue par une canne munie d'un système de déplacement magnétique. Le traitement thermique est terminé dans la chambre de croissance avec l'analyse RED.

La calibration des flux de Ga,AlAs₄ a été vérifiée par mesure directe à la jauge ionique. Cependant, une dérive des caractéristiques de la jauge est inévitable et les calibrations sont renouvelées avant chaque campagne de croissance des structures transistors.

Les dopants utilisés pour cette étude sont le silicium pour le type n et le Beryllium pour le type p. Les propriétés de ces dopants sont supérieures aux différents éléments donneurs (Sn, Ge...) ou accepteurs (Mn, Mg, Ge...) étudiés à Cornell pour GaAs (47), ils présentent les caractéristiques suivantes, indispensables pour les dispositifs :

- coefficient de collage élevé
- niveaux de dopage élevés (Be $p_{\max} \approx 10^{20} \text{ cm}^{-3}$, Si $n_{\max} \approx 8 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$)
- pas de ségrégation de surface
- coefficients de diffusion faibles aux températures de croissance
- propriétés électriques élevées, faibles énergies d'activation.

Le choix de la température de croissance fixée pour cette étude à 640°C est le résultat d'un compromis entre les températures idéales de croissance du GaAs ($\sim 600^\circ\text{C}$) et du GaAlAs ($\sim 700^\circ\text{C}$). A haute température ($T_s > 640^\circ\text{C}$) on observe une réévaporation du Ga qui modifie la vitesse de croissance et la qualité des films GaAs épitaxiés. L'incorporation des molécules CO et H₂O lors de la croissance du GaAlAs est due à la forte réactivité de Al par rapport au Gallium. L'augmentation de la température de croissance permet de réduire l'incorporation d'oxygène dans le film GaAlAs. Kirchner et al (90) ont avancé l'hypothèse que l'oxygène incorporé durant la croissance d'hétérojonctions GaAs-GaAlAs provenait de la cellule Ga. Cependant, pour l'étude actuelle, les températures de dégazage des différentes cellules sont très importantes, la présence d'oxydes est minimisée et dépend principalement du niveau du vide dans la chambre.

(b) Calibration du dopage des couches épitaxiales

Avant de réaliser la structure multicouches du transistor, on étudie les caractéristiques électriques de chaque couche. Les monocouches sont fabriquées sur substrat semi-isolant pour différentes températures d'évaporation des cellules de dopants. La concentration de porteurs et la mobilité sont obtenues par mesures de Hall. Le flux d'un dopant X (Si ou Be) est relié à la densité moléculaire du GaAs par la relation simple :

$$(III.6) \quad \frac{J_X}{J_{\text{Ga}}} = \frac{N_X}{N_{\text{GaAs}}}$$

où $N_{\text{GaAs}} = 2,22 \cdot 10^{22} \text{ mole cm}^{-3}$ est la densité moléculaire.

La densité de flux d'atomes de Ga détermine la vitesse de croissance du GaAs, R_{GaAs} , par la relation :

$$(III.7) \quad J_{\text{Ga}} = \frac{1}{V_{p1}} R_{\text{GaAs}} \quad (\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1})$$

où V_{p1} est le volume de la maille élémentaire GaAs qui comporte 4 atomes pour la structure Zinc blende : $V = \frac{1}{4} a^3$ avec $a = 564 \text{ \AA}$ pour GaAs. On obtient :

$$J_{\text{Ga}} = 6,17 \cdot 10^{14} \cdot R_{\text{GaAs}} (\mu\text{m/hr}) \quad (\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1})$$

d'où l'on a :

$$(III.8) \quad J_X = \frac{N_X}{3.6 \cdot 10^7 R_{GaAs}} \quad (\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1})$$

Dans la pratique, $N_X = |N_D - N_A|X$ car le taux d'incorporation du Si ou du Be est égal à l'unité de même que l'activité électrique. La dépendance du flux X d'impuretés en fonction de la température d'évaporation T suit la relation d'Arrhenius (89) :

$$(III.9) \quad J_X = J_0 \exp\left(-\frac{E_X}{KT}\right)$$

où E_X est défini comme une énergie d'activation de l'impureté X et J_0 est une constante pour la cellule considérée.

Pour la cellule PBN silicium la fusion du matériau à haute température ($\sim 2000^\circ\text{C}$) permet une augmentation de J_0 qui se traduit par une densité d'impuretés plus élevée à plus basse température. Les calibrations des flux du Si et du Be sont indiqués pour une vitesse de croissance de l'ordre de $1 \mu\text{m/hr}$ figures III-4 et III-5. On porte $\text{Ln}J_S$ en ordonnée en fonction de $10^4/T(^{\circ}\text{K})$, ou directement $|N_D - N_A|_X = f(10^4/T)$

(c) Calibrations pour $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$:

La vitesse de croissance est déterminée par la somme des flux d'atomes III Ga et Al. La température du substrat est fixée à 640°C de façon à conserver le coefficient de collage α_{Ga} du Ga égal à l'unité ($T > 640^\circ\text{C}$, $\alpha_{\text{Ga}} < 1$)
On a :

$$(III.10) \quad J_{\text{Ga}} + J_{\text{Al}} = \frac{1}{V_{p2}} R_{\text{GaAlAs}} \quad (\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1})$$

où V_{p2} est le volume de la maille élémentaire GaAlAs avec $a \approx 5,65 \text{ \AA}$, on a $V_{p1} \neq V_{p2}$.

En utilisant les relations (III-5) et (III-7) on obtient alors :

$$(III.11) \quad R_{\text{GaAlAs}} = R_{\text{GaAs}} (1 - x)^{-1}$$

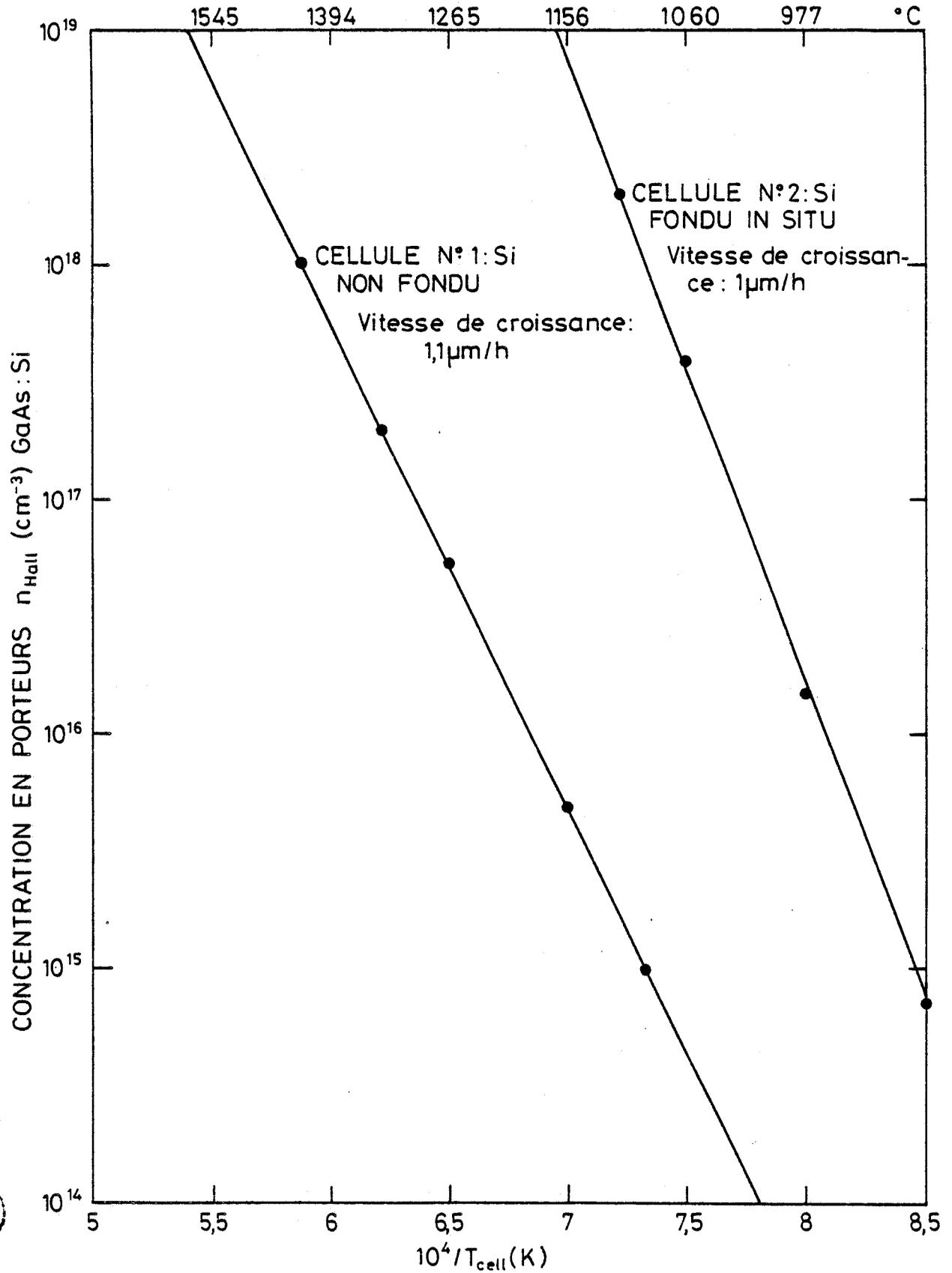


Fig. III.4. : Concentration en porteurs n_{Hall} pour GaAs dopé Si en fonction de la température de la cellule Si. (91).

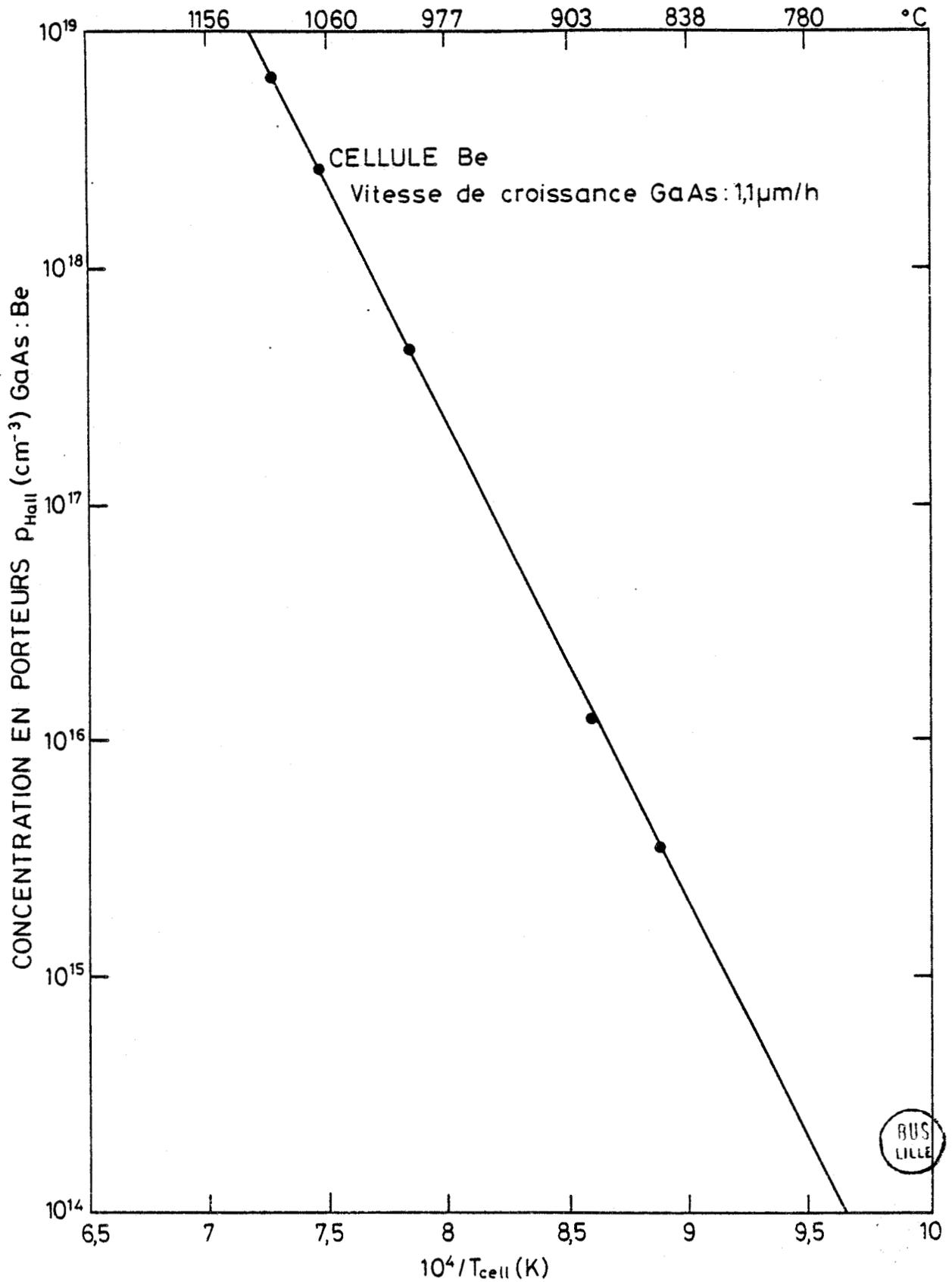


Fig. III.5. : Concentration en porteurs p_{Hall} pour GaAs dopé Be en fonction de la température de la cellule Be (91).

La calibration du flux Al fait appel au moins à deux mesures comparatives d'épaisseur et composition de couches tests GaAs et GaAlAs. La mesure d'épaisseur est réalisée directement par mesure de marche à l'alpha step sur une partie du substrat cachée durant la croissance par un écran en tantale. La mesure de composition de fraction molaire X_{Al} est obtenue par l'analyse de spectres de photoluminescence à 4 K (91).

Cette méthode permet d'obtenir, d'une part par le relevé du pic excitonique une information précise de la largeur de bande interdite du GaAlAs et d'autre part de signaler la présence d'impuretés résiduelles (C,O...) et de préciser la qualité optique du film GaAlAs.

La figure III-6 montre que la qualité optique du GaAlAs obtenu à 700°C par épitaxie par jets moléculaires peut être comparable à celle des matériaux obtenus par épitaxie en phase liquide.

(d) Gradient en composition d'aluminium :

La mesure directe du flux d'aluminium par la jauge ionique du porte substrat est enregistrée pour différentes consignes de température de la cellule Al. Une variation de consigne de régulation se traduit par une variation de flux durant un temps donné. La connaissance de la vitesse de croissance permet de déterminer l'épaisseur de la couche de composition graduelle en Aluminium. A titre d'exemple, une variation de consigne correspondant à une variation de fraction molaire X_{Al} de 5 % à 25 % s'effectue environ en 250 Å pour une vitesse de croissance de 1.8 $\mu\text{m/hr}$ du GaAs.

III-1-3- Caractéristiques des multicouches épitaxiales des transistors

L'épaisseur des couches des structures transistors a été contrôlée par observation au microscope électronique à balayage figure III-7-a. Le tableau récapitulatif figure III-7-b résume les caractéristiques de la structure épitaxiale représentative des transistors étudiés. Le choix des paramètres des différentes couches du transistor répondent aux critères suivants :

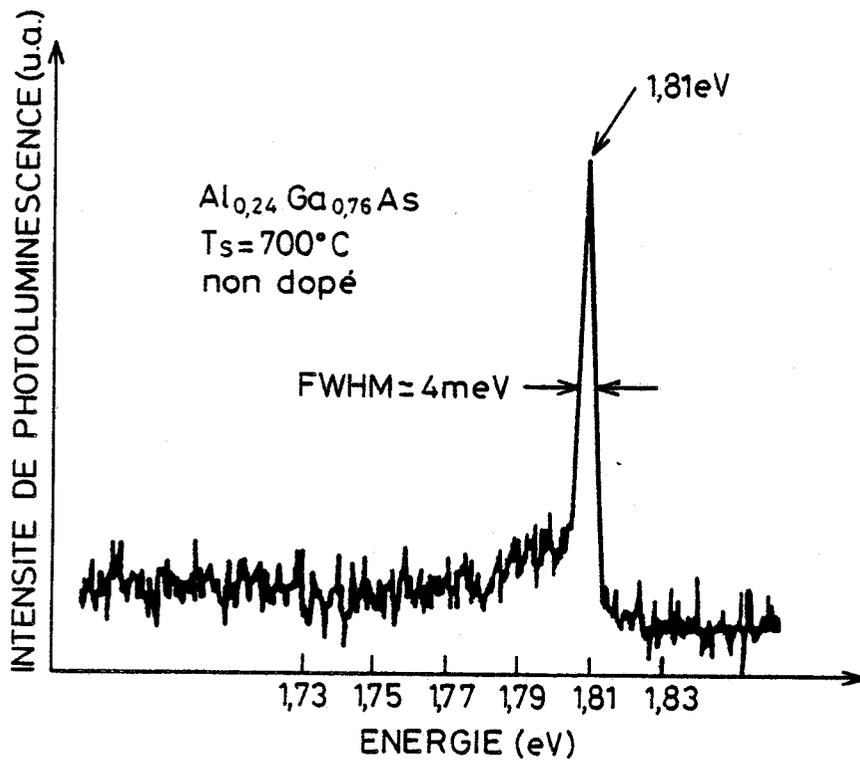


Fig. III.6. : Spectre de photoluminescence de GaAlAs épitaxié EJM (91).



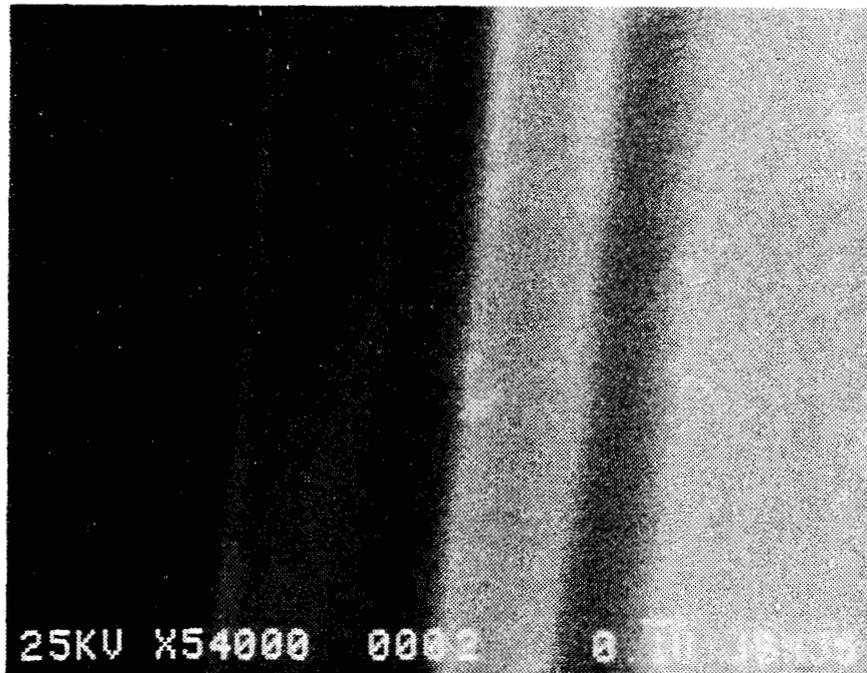


Fig. III.7 a : Structure multicouches transistor observée au microscope électronique à balayage.

BUS
LILLE

| LAYER | TYPE | DOPING (cm^{-3}) | THICKNESS (μm) |
|-----------|---|--------------------------------|--------------------------------|
| SUBSTRATE | GaAs:Cr | Semi-insulating | 200 |
| BUFFER | GaAs: n^+ | Si: 2×10^{18} | 1.5 |
| COLLECTOR | GaAs: n^- | Si: 1.5×10^{16} | 1.5 |
| BASE | GaAs: p^+ | Be: 6×10^{18} | 0.1 |
| BASE | GaAs: p^{++} | Be: 10^{19} | 0.025 |
| EMITTER | $\text{Al}_{0.22}\text{Ga}_{0.78}\text{As:N}$ | Si: 1.5×10^{17} | 0.3 |
| CAP | GaAs: n^+ | Si: 2×10^{18} | 0.2 |



Fig. III.7 b : Paramètres typiques des structures multicouches transistors réalisées par épitaxie par jets moléculaires.

a) Couche tampon collecteur n^+ GaAs :

Cette couche a pour seule caractéristique de permettre l'accès au collecteur actif par une zone peu résistive ($\rho_c \sim 8 \Omega/\square$). L'épaisseur est augmentée afin d'inclure une zone tampon pour les défauts du substrat semi-insolant.

b) Couche collecteur n^- GaAs :

Cette couche est complètement déplétée en fonctionnement optimal du transistor. Le dopage du collecteur est le résultat d'un compromis entre d'une part une réduction de la capacité base collecteur, et d'autre part une augmentation du temps de transit base collecteur associé. Notre choix s'est porté sur les faibles dopages pour la plupart des composants de cette étude, $N_c \approx 10^{16} \text{ cm}^{-3}$.

c) Couches base p^+ GaAs :

L'épaisseur et le dopage de la couche de base sont également le résultat d'un compromis. Le temps de transit augmente avec l'épaisseur de base tandis que la résistance de base diminue. Les transistors sont réalisés dans cette étude avec une région de base très mince $2000 \text{ \AA} > W_B > 500 \text{ \AA}$. Le dopage de base est fixé en dessous de la limite de dégénérescence du matériau à $6 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$. Cependant, pour des considérations technologiques, de fabrication du TBH en structure méso, le dopage côté émetteur est augmenté à $2 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ sur une faible épaisseur $\approx 250 \text{ \AA}$ afin d'assurer une zone de contact peu résistive pour la métallisation base. Comme on ne dispose que d'une cellule de dopant Beryllium on réalise pour certains échantillons un gradient de concentration en impuretés continu sur la zone de base depuis la zone adjacente au collecteur jusqu'à l'autre extrémité, côté émetteur.

d) Zone d'interface GaAlAs-GaAs :

Comme nous l'avons discuté au chapitre I, l'épaisseur et la variation de composition de l'interface GaAlAs-GaAs : émetteur base ont un effet déterminant sur le potentiel effectif de diffusion des électrons V_{Dn} ; et la hauteur de barrière d'interface $\Delta E_{C \text{ eff}}$.

Des échantillons ont été réalisés avec une variation de composition en aluminium de type abrupt ou graduel à l'interface émetteur base. L'épaisseur de la région graduelle s'étend dans certains cas jusqu'à 500 Å. Un déplacement de la jonction électrique dans le GaAlAs est obtenu en conservant la cellule de Be ouverte en début de croissance du $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$ ($x \approx 5\%$)

e) Couche d'émetteur N GaAlAs

Afin de limiter l'énergie d'injection des électrons, la plupart des composants sont fabriqués avec une zone d'émetteur GaAlAs de composition d'aluminium inférieure ou au plus égale à 25 %. Le dopage d'émetteur est le résultat d'un compromis entre d'une part une réduction de la capacité émetteur base et d'autre part la qualité électrique et optique du matériau GaAlAs par EJM. Le dopage d'émetteur utilisé pour les TBH est de 1 à $2 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$.

f) Couche de contact émetteur n^+ GaAs :

Comme pour la couche tampon collecteur, l'objectif est d'assurer le contact métallique émetteur par l'intermédiaire d'une couche peu résistive. L'interface GaAlAsN-GaAs n^+ est graduel sur environ 500 Å afin d'assurer un comportement ohmique de l'hétérojonction isotype GaAlAs-GaAs : N-n (22c)

III-2- Procédés de fabrication des transistors bipolaires à hétérojonction :

Nous présentons brièvement les procédés technologiques de fabrication des diodes et transistors à hétérojonction mis au point au cours de l'étude expérimentale.

Un procédé de fabrication original de type planaire a été développé au CNET (Brevets 1978-1983) (7-39-93). On a accès à la zone de base en réalisant une inversion localisée du type de l'émetteur par diffusion ou implantation ionique d'impuretés de type p. La concentration d'impuretés en surface est élevée ($N_B \approx 10^{20} \text{ cm}^{-3}$) ce qui permet de réduire la résistance de contact de base. De plus, l'injection reste localisée dans la zone active du transistor. La diode latérale GaAlAsN-GaAsp présente un potentiel de diffusion V_{bi} supérieur à celui de la diode active GaAlAs N-GaAs p^+ ($V_{bi} \approx V_D + \Delta E_V$) (voir figure III-8-a). Cependant, cette technologie nécessite un recuit de la structure épitaxiée à haute température, dans le cadre de transistors réalisés par épitaxie par jets moléculaires. Nous avons préféré développer

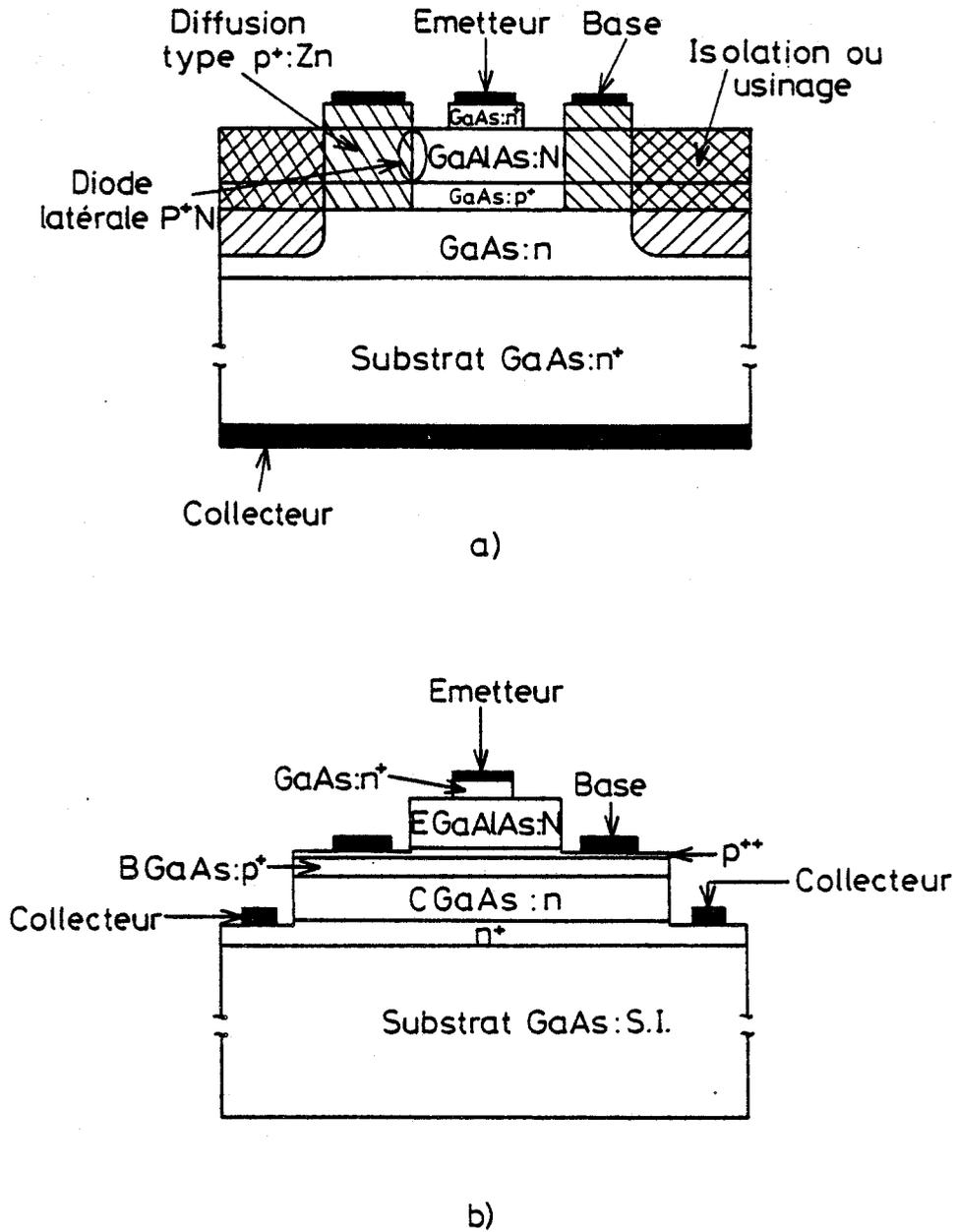


Fig. III.8 : Représentation des technologies de réalisation du TBH GaAlAs-GaAs : a) Structure diffusée, b) Structure méssa.



un procédé méso : un décapage des couches émetteur base et collecteur permet l'accès aux trois régions fortement dopées du transistor (figure III-8-b). La fabrication du TBH en structure méso ne nécessite que cinq niveaux de masquage .

1) Une première opération de photogravure (113a) permet de protéger la zone dopée d'émetteur GaAs n^+ . Un décapage chimique des couches émetteur permet d'atteindre la couche épitaxiale de base.

2) Une seconde opération de photogravure consiste alors à protéger la zone de base qui recevra les métallisations, le décapage chimique permet de dégager la couche tampon collecteur GaAs n^+ .

3) Une troisième opération de photogravure permet de protéger la zone active du transistor, de l'isolation par implantation ionique de Bore et de protons. Le masque de résine est conservé pour une seconde étape d'isolation par évaporation d'isolant (SiO) en procédé lift-off. (dissolution de la résine dans l'acétone permettant le dépôt en dehors de la zone de résine).

4) Une quatrième opération de photogravure permet de délimiter les zones de métallisation d'émetteur et de collecteur (type n). Une évaporation de l'eutectique AuGeNi, d'Ag et d'Au est utilisée pour les contacts métalliques E et C.

5) Une cinquième opération de photogravure conduit à la métallisation de base Ti/Pt/Au évaporée au canon à électron selon le même type de procédé lift off.

(a) Décapage chimique :

La seule opération critique dans ce procédé concerne le décapage chimique. Une sauce d'attaque H_3PO_4, H_2O_2, H_2O 3:1:50 (94) basée sur le principe d'un couple oxydo réducteur (H_2O_2/H_3PO_4) permet d'attaquer uniformément le GaAs et le GaAlAs (vitesse d'attaque $\approx 1000 \text{ \AA}/\text{mn}$). Le contrôle de l'épaisseur décapée est effectué par mesure de marches (Dektak), et par mesure de la tension de claquage entre deux pointes métalliques au traceur de courbes. La différence de tension de claquage entre la région de base fortement dopée et les régions de collecteur et d'émetteur faiblement dopées, est très significative. La vitesse d'attaque est isotrope pour les

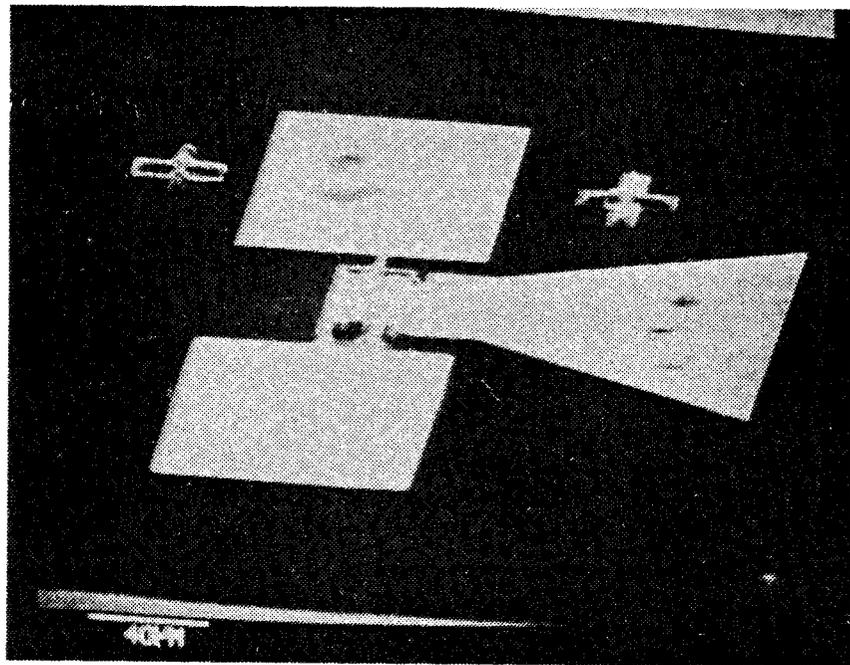
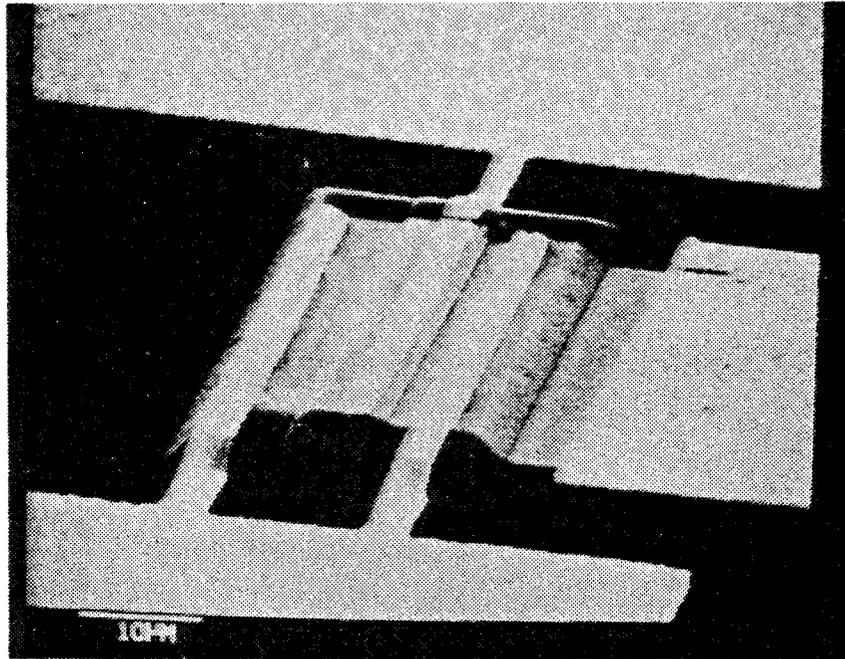


Fig. III.9 : Observations au microscope électronique à balayage d'un TBH réalisé sur substrat semi isolant.

directions (110), on obtient des bords de m \acute{e} sa convexes inclin \acute{e} s \acute{a} environ 45° dans les directions (110) et (1 $\bar{1}$ 0).

(b) Isolation :

Le proc \acute{e} d \acute{e} de fabrication m \acute{e} sa permet de diminuer la surface des zones lat \acute{e} rales non actives pour l'effet transistor. L' \acute{e} tape d'isolation par implantation ionique concerne principalement la couche collecteur tampon GaAs n $^+$. Le dopage relativement \acute{e} lev \acute{e} de cette couche n $^+ \approx 2 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ requiert une dose importante de protons. La fluence optimale a \acute{e} t \acute{e} d \acute{e} termin \acute{e} e \acute{a} environ $8 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-2}$ en tenant compte du recuit d'alliage AuGeNi \acute{a} 450°C (95) ($\sim 1 \text{ mn}$). La r \acute{e} sistivit \acute{e} de la couche n $^+$ implant \acute{e} e proton est augment \acute{e} e d'un facteur 5 \acute{a} 10 apr \acute{e} s recuit. (95).

Pour compl \acute{e} ter l'isolation du dispositif, on doit neutraliser \acute{e} gale-ment une partie de la couche de base et particuli \acute{e} rement au niveau du contact \acute{e} metteur. Une implantation d'ions lourds (Bore) est utilis \acute{e} e \acute{a} faible \acute{e} nergie (50 KeV \acute{a} 300 KeV). Apr \acute{e} s recuit, cette proc \acute{e} dure de double implantation conduit \acute{a} une r \acute{e} sistance entre deux plots sup \acute{e} rieure en g \acute{e} n \acute{e} ral \acute{a} 3 M Ω . De plus, le d \acute{e} p \acute{o} t d'un film isolant d'oxyde de silicium permet d' \acute{e} liminer tout courant de fuite au niveau des bords de m \acute{e} sa.

(c) M \acute{e} tallisations :

Les contacts \acute{e} metteur et collecteur sont obtenus par m \acute{e} tallisation de l'alliage classique AuGeNi suivi d'un d \acute{e} p \acute{o} t d'argent Ag et d'au dont nous pr \acute{e} sentons bri \acute{e} v \acute{e} ment le r \acute{o} le. L'Ag ($\sim 1000 \text{ \AA}$) permet de limiter la diffusion du Ge et du Ga vers la couche de contact Au, qui a pour effet d'augmenter la r \acute{e} sistivit \acute{e} du contact, et permet de plus d'assurer une meilleure plan \acute{e} t \acute{e} du contact sup \acute{e} rieure \acute{a} celle obtenue par le Nickel (95). Le film Au ($\sim 2000 \text{ \AA}$) est suffisamment \acute{e} pais pour permettre de souder les fils des contacts \acute{a} basse temp \acute{e} rature par thermocompression.

L' \acute{e} paisseur du film AuGeNi peut \acute{e} tre r \acute{e} duite \acute{a} $\sim 400 \text{ \AA}$ sans alt \acute{e} rer la r \acute{e} sistivit \acute{e} de contact ($\rho_c < 10^{-6} \Omega \text{ cm}^2$) ; la temp \acute{e} rature et la dur \acute{e} e du recuit d'alliage sont alors diminu \acute{e} s \acute{a} 410°C et 30" respectivement. Dans ces conditions, la p \acute{e} n \acute{e} tration dans le GaAs du film m \acute{e} tallique durant le recuit d'alliage est limit \acute{e} e \acute{a} environ 400 \AA .

Pour le contact de base, on a cherché à mettre au point une technique équivalente, en utilisant l'alliage AuZn pour assurer le contact ohmique sur une faible pénétration (l'épaisseur de base étant très faible $\sim 1\ 000\ \text{Å}$) et le dépôt d'Au pour assurer la thermocompression. Un film de Ti/Pt ($200\ \text{Å}/600\ \text{Å}$) joue le rôle de barrière de diffusion comme l'Ag précédemment. La technique d'évaporation est mixte, thermique, et par canon à électrons. La résistance spécifique de contact mesurée par la méthode TLM des lignes de transmission a donné des résultats peu reproductibles compris entre $2 \cdot 10^{-5}$ et $5 \cdot 10^{-6}\ \Omega\ \text{cm}^2$ (pour $N_B \approx 6 \cdot 10^{18}\ \text{cm}^{-3}$). Bien que les résultats soient supérieurs aux caractéristiques du contact Shottky ohmique Ti/Pt Au (pour lequel on mesure $\rho \approx 10^{-4}\ \Omega\ \text{cm}^2$) on a utilisé ce dernier pour l'étude comparative (Ti/Pt Au sans recuit).

(d) Découpe et montage des transistors :

Après avoir aminci le substrat ($< 150\ \mu\text{m}$) une séparation des "puces" transistors est effectuée avec une machine à découpe (Scriber) utilisant une pointe de diamant. Les transistors sont montés dans un boîtier hyperfréquence en montage émetteur commun (voir photo planche 1).

III-1- Méthode de caractérisation :

(a) Caractérisation électrique :

La caractérisation électrique de l'hétérojonction N-p⁺ GaAlAs-GaAs est entreprise par l'étude des caractéristiques courant tension d'échantillons tests diodes et transistors. L'analyse des caractéristiques I-V des transistors bipolaires permet d'observer séparément les différents types de courant. La caractéristique de transfert $I_C(V_{BE})$ des transistors permet d'obtenir le courant d'électrons émis de l'émetteur vers la base. La caractéristique d'entrée $I_B(V_{BE})$ rend compte de l'ensemble des composantes du courant de l'hétérojonction émetteur-base : somme du courant d'électrons précédent aux courants de recombinaison et de trous.

Le tracé en coordonnées semi-logarithmiques des variations du courant collecteur en fonction de la tension directe base émetteur, et, pour une tension base collecteur nulle, permet de déterminer le courant de saturation d'électrons et le facteur d'idéalité de l'hétérojonction, n_C .

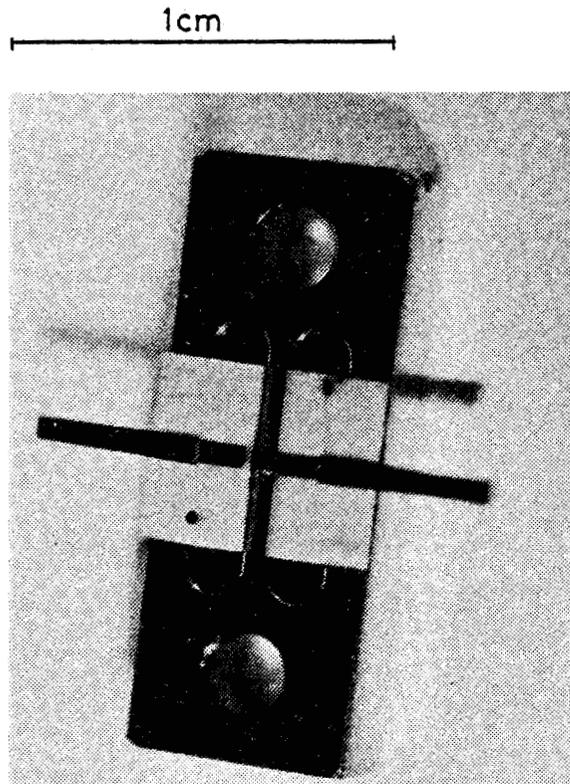


Photo d'un transistor monté en boîtier hyperfréquence.

Nous avons montré au chapitre I que pour une hétérojonction idéale abrupte N-p⁺, le courant d'émission d'électrons s'écrit voir relation (I.21) :

$$(III-12) \quad J_c = J_{nE} = q v_{nd} N_E \exp \left(\frac{V_a - V_D}{n_c KT} \right)$$

$$(III-13) \quad \text{avec } V_D = E_{gB} + \Delta E_C + KT \ln \left(\frac{N_E}{N_{CE}} \right) + KT \ln \left(\frac{N_B}{N_{VB}} \right)$$

Ces relations montrent que le courant de saturation d'électron est directement lié au potentiel de diffusion V_D , donc à la hauteur de barrière ΔE_0 .

Dans le cas d'hétérojonctions graduelles, nous interpréterons les résultats expérimentaux avec le modèle semi-analytique développé au chapitre I :

$$(III-14) \quad J_{nE} = q v_{nd} B(Lg) N_E \exp \left(\frac{V_a - V_D}{n_c KT} \right)$$

Les caractéristiques $I_B(V_{BE})$ sont plus difficiles à interpréter, les paramètres observés, facteurs d'idéalités, tension seuil... varient très souvent d'un échantillon à l'autre pour une même structure épitaxiale. Les paramètres prépondérants sont très souvent d'ordre technologiques : propreté du méso, résistivité des contacts métalliques. Une sélection des meilleurs dispositifs tests s'avère nécessaire pour chaque plaque épitaxiée.

Le courant de recombinaison joue un rôle prépondérant pour le courant $I_B(V_{BE})$. A faible niveau de polarisation, lorsque le facteur d'idéalité n est voisin de 2, on peut identifier le courant de recombinaison d'après les expressions du modèle SNS développées en annexe I.2 pour les tracés $\text{Log } I_B(V_{BE})$. A forts niveaux de polarisation émetteur base, le courant d'émission d'électrons devient prépondérant devant le courant de recombinaison et le courant de trous. Les caractéristiques $I_B(V_{BE})$ et $I_C(V_{BE})$ sont alors superposables au-dessus d'une tension V_s définie comme tension de seuil, ou tension d'injection, voir figure III-10.

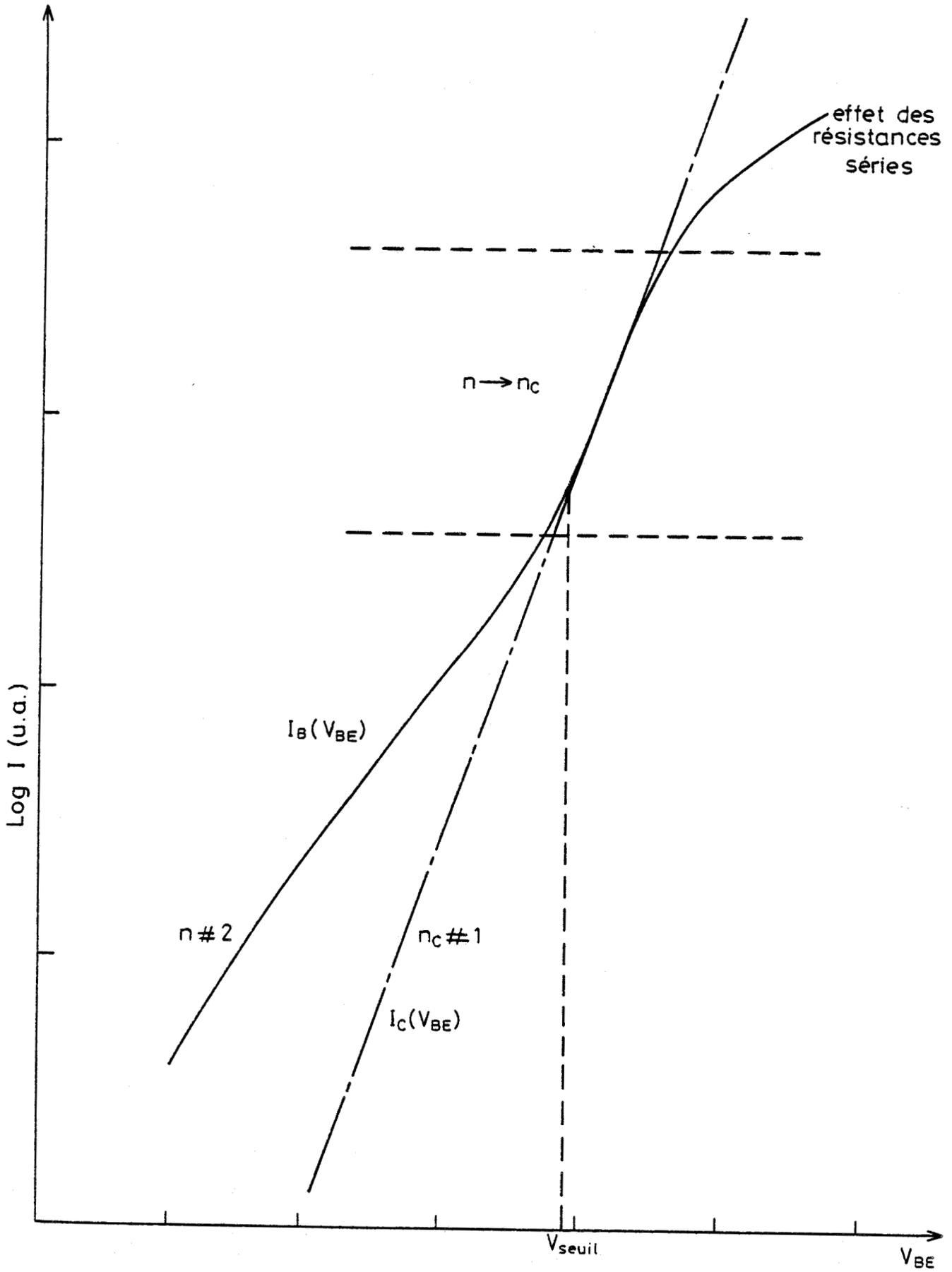


Fig. III.10 : Tracé $\text{Log}I(V_{BE})$. Notations.



Aux fortes polarisations, la caractéristique $\text{Log } I_B (V_{BE})$ présente une augmentation du facteur d'idéalité (courbure figure III-10) qui rend compte des résistances séries de la diode émetteur base (résistance des contacts base, émetteur). Dans le cas où les courants de recombinaison sont importants (nombreux défauts de volume ou de surface...), la composante du courant d'émission d'électrons est masquée par la composante du courant de recombinaison. La caractéristique $\text{Lg} I_B (V_{BE})$ ne présente plus de variations significatives de pentes, la définition d'une tension de seuil n'est plus possible.

En définitive, l'analyse du courant d'émission d'électrons par le tracé $\text{Log} I_B (V_{BE})$ n'est pas très précise, on est donc conduit, pour l'étude expérimentale, à réaliser des transistors tests pour lesquels on analyse directement la caractéristique de transfert $I_C (V_{BE})$.

Le banc de mesure utilisé à l'Université de Cornell est entièrement automatisé et permet de mesurer les caractéristiques courant tension (I-V) et capacité tension (C-V) en fonction de la température.

(b) Caractérisation chimique de l'interface GaAlAs-GaAs par analyse Auger :

La méthode de croissance par épitaxie par jets moléculaires ne permet qu'une estimation qualitative de l'épaisseur de l'interface de l'hétérojonction GaAlAs-GaAs. La connaissance de la vitesse de croissance du GaAlAs en régime transitoire dépend de la composition X d'aluminium, ceci étant très difficile à obtenir avec précision. Nous avons donc cherché à obtenir une mesure directe de l'épaisseur de l'interface par spectroscopie d'électrons Auger.

Cette analyse chimique des échantillons est couplée à l'analyse électrique des caractéristiques courant tension des diodes et transistors tests.

La résolution de l'analyse Auger en profondeur utilisant l'érosion ionique, est limitée par la redéposition du matériau. Nous avons préféré développer une analyse du spectre Auger en mode balayage sur un échantillon muni d'un biseau chimique. La variation du signal Auger Al (transition KLL) est enregistrée en fonction de la position le long de l'interface. Le biseau chimique est obtenu par une méthode originale proposée par Mellet (96). L'échantillon est introduit en position verticale dans un appareillage

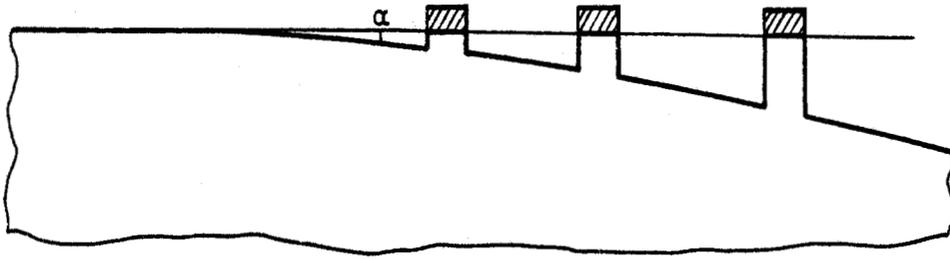


Fig. III.11 : Mesure de l'angle du biseau à l'aide de motifs de test (pas à l'échelle). (113).

comportant du méthanol et une solution de brome méthanol (Br Méthanol 7 %). L'attaque chimique est immédiatement suivie d'un rinçage au méthanol. L'angle du biseau est déterminé par la composition de la solution et la vitesse d'introduction de l'échantillon dans la solution. Une mesure directe de l'angle du biseau est obtenue par mesures de profondeur d'attaque le long de motifs répartis sur l'échantillon et masqués par du polyimide durant l'opération de décapage figure III-11. (113 b).

Les mesures Auger ont été effectuées au Centre de Facilités Sub-microniques (NRRFSS) avec un appareillage Physical Electronic Dnd. Les conditions normales d'opération sont :

- faisceau d'excitation 5 KeV
- diamètre du faisceau d'électron d'environ 1 μm
- courant de 130 nA.

L'épaisseur de l'interface est calculée à partir du relevé de la variation du signal Aluminium Auger de 10 % d'intensité à 90 %. Dans les conditions décrites ci-dessus, l'épaisseur d'interface d'hétérojonction idéalement abrupte obtenue par EJM est de l'ordre de 20 Å (figure III-12, courbe a). Le résultat montre que la résolution de la méthode de mesure Auger en mode balayage sur biseau est proche de la limite de résolution intrinsèque au processus Auger. La longueur d'échappement de l'électron Auger correspond à la transition KLL d'Al. (soit d'environ 10 Å) (22b, 44).

III-3-2- Caractéristiques statiques des TBH - Résultats expérimentaux :

(a) Caractéristique de l'hétérojonction émetteur base $I_B(V_{BE})$:

Les caractéristiques courant-tension de l'hétérojonction émetteur-base dépendent directement des conditions de gradualité de l'interface GaAlAs-GaAs et par conséquent de la hauteur de barrière effective à l'interface $\Delta E_{c \text{ eff}}$. Nous reportons les principaux résultats expérimentaux concernant les transistors bipolaires à hétérojonctions. Pour plus de détails, le lecteur se référera aux publications (42-43, 97) (annexe III). Une série de composants ont été réalisés dans les mêmes conditions d'épitaxie, seule l'épaisseur de l'interface GaAlAs-GaAs varie, voir tableau III-1.

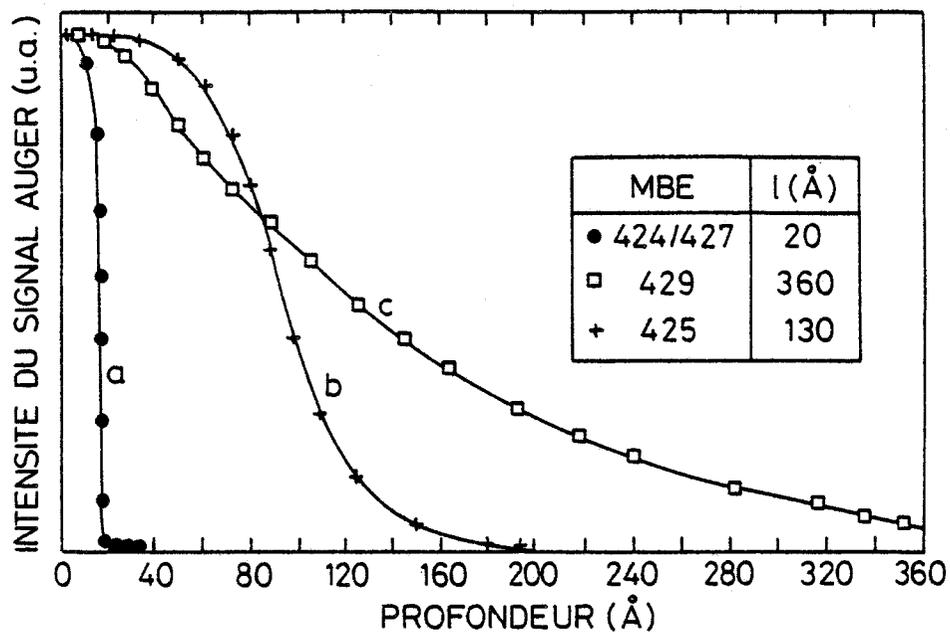


Fig. III.12 : Relevé du signal Al Auger sur des hétérojonctions GaAlAs-GaAs avec biseau chimique.



| N° Echantillon EJM | Epaisseur de l'interface (Å) | | V_D (eV) | ΔE_c eff (eV) |
|--------------------|------------------------------|--|---------------|--------------------------|
| | d'après EJM | mesure directe Auger Al 10 % - 90 % | | |
| 424 | ~ 5 | 20 | 1.61 | 0.22 |
| 425 | ~ 250 | 130 | 1.52 | 0.17 |
| 426 | ~ 5 | 20 | 1.63 | 0.24 |
| 429 | ~ 500 | 360 | 1.43 | 0.07 |

TABLEAU III-1

Structures tests transistors réalisées par EJM à 640°C $X_{\text{AlAs}} = 25\%$ $N_E = 5 \cdot 10^{16}$ cm⁻³
 $V_D = 1,59$ eV.

Les caractéristiques $I_B(V_{BE})$ de ces échantillons sont portées figure III-13. Une mesure directe de l'épaisseur de l'interface GaAlAs-GaAs de l'hétérojonction émetteur base est obtenue par analyse Auger, figure III-12. Il apparaît clairement que les diodes présentant une interface abrupte nécessitent une tension de polarisation plus élevée pour fournir un même niveau de courant que les diodes d'interfaces plus graduelles. Des résultats similaires ont été rapportés par d'autres laboratoires utilisant la technique de croissance EJM (97).

L'interprétation des caractéristiques $I_B(V_{BE})$ pour le courant de recombinaison s'effectue à bas niveau de polarisation. En deçà de 10^{-8} A, le banc de mesure est affecté par des courants parasites. Ceci rend difficile voire impossible toute interprétation. Toutefois, entre 10^{-6} A et 10^{-8} A on observe que le facteur d'idéalité n_R est voisin de 2 ($2,3 > n_R \geq 1,7$) pour un niveau de polarisation donné d'autant plus faible que l'interface est graduelle. Ce résultat peut s'expliquer par une meilleure qualité de l'interface GaAlAs-GaAs dans le cas graduel. On réalise dans ce cas une adaptation progressive des mailles cristallines GaAs et GaAlAs ; ceci permettant de conserver une durée de vie des porteurs minoritaires et majoritaires plus élevée pour l'interface graduelle que pour le cas abrupt.

Le relevé des caractéristiques de transfert $I_c(V_{BE})$ est porté figure III-14, pour quelques transistors représentatifs. La concentration d'aluminium d'émetteur varie de 14 à 40 %, le dopage est de type abrupt

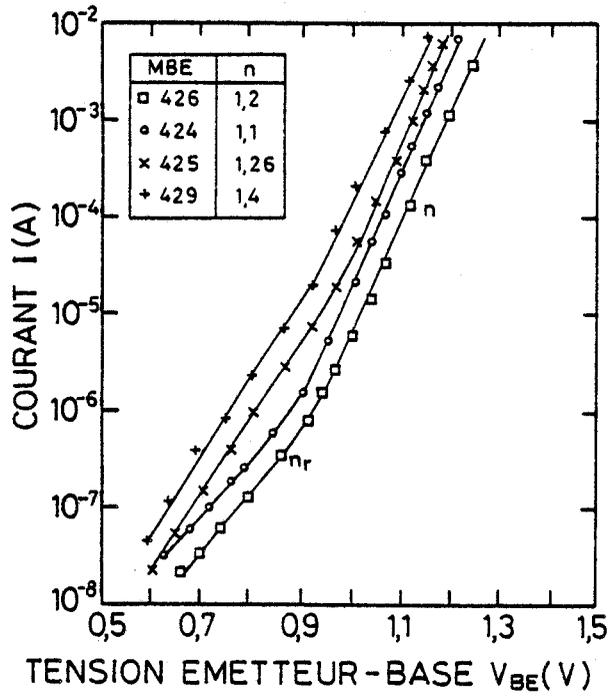


Fig. III.13 : Mesures I_B (V_{BE}) de transistors tests réalisés par EJM.

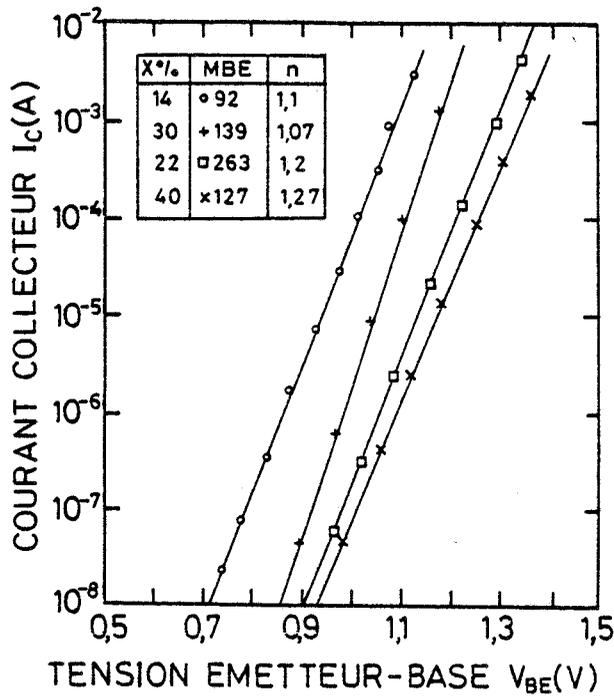


Fig. III.14 : Mesures I_C (V_{BE}) de transistors tests réalisés par EJM.



pour les échantillons n° 92, 263, et 127, (série A) et graduel pour l'échantillon n° 139 ($L_g \approx 150 \text{ \AA}$). On observe que pour la série A, à un niveau de polarisation émetteur base donné, le courant d'électrons augmente quand la concentration d'aluminium diminue. Ceci signifie que le courant d'électrons est bien limité par l'émission au dessus de la barrière d'interface. La hauteur de barrière ΔE_C étant directement proportionnelle au pourcentage d'aluminium par la relation :

$$\Delta E_C (\text{eV}) \approx 1.06 (\text{eV}) X_{Al}$$

Par ailleurs, pour le dispositif n° 139, une gradualité de composition à l'interface GaAlAs-GaAs permet de réduire la hauteur effective de barrière, le courant d'électrons obtenu est plus important que dans le cas d'interface abrupte.

Une analyse plus détaillée de l'influence de la gradualité sur le courant d'électrons de l'hétérojonction a été effectuée à partir des transistors présentés dans le tableau III-1. La mesure directe de l'épaisseur de l'interface L_g est obtenue par analyse Auger. Le courant de saturation d'électrons est relevé en fonction de la température d'après les tracés $I_C(V_{BE}, T)$ figure III-15. Les caractéristiques $I_C(V_{BE})$ présentent un facteur d'idéalité n_c différent de l'unité, on obtient :

$$(III-15) \quad I_C = I_{C0}(T) \exp\left(\frac{qV}{n_c(T)KT}\right)$$

Nous observons que les valeurs expérimentales du facteur d'idéalité n_c sont en accord avec le modèle de l'hétérojonction abrupte (CF. Chapitre I) et correspondent à la relation $n_c = 1 + \epsilon_E N_E / \epsilon_B N_B$. Cependant, pour les hétérojonctions graduelles, les valeurs expérimentales de n_c sont généralement supérieures. Ceci peut être attribué à une modification de l'activité électrique à l'interface du fait de la présence de pièges et/ou de gradient de dopage couplé au gradient de composition.

Par ailleurs, la variation du courant de saturation d'électrons I_{C0} en fonction de la température suit une loi de corrélation du type expérimental :

$$(III-16) \quad I_{C0} \propto \exp\left(\frac{qV_{D \text{ eff}}}{n_c KT}\right)$$

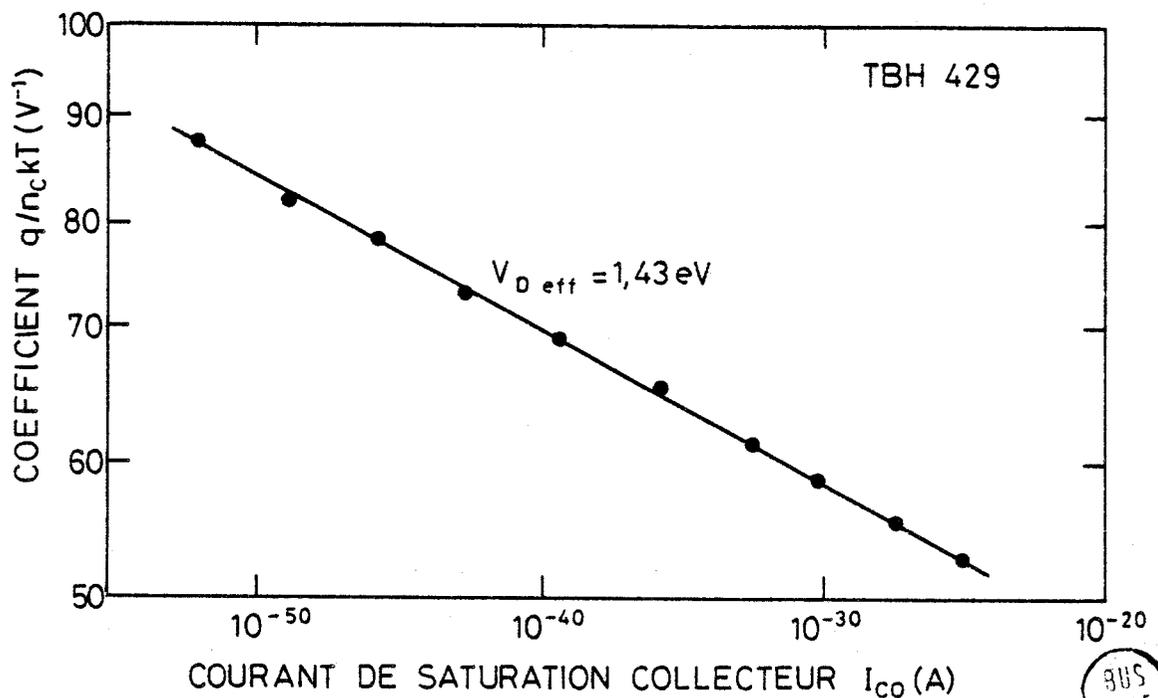
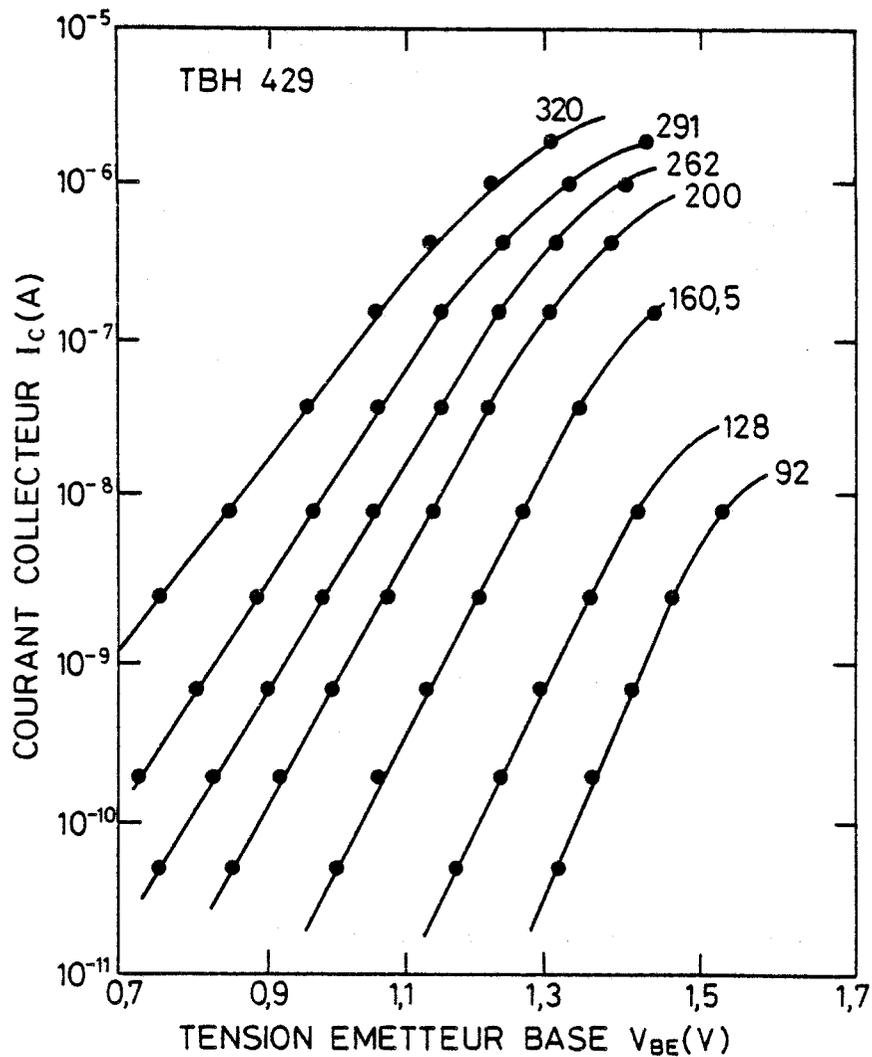


Fig. III.15 : Relevés I_c (V_{BE} , T) pour un transistor test n° 429.

$V_{D\text{ eff}} = 1,43\text{ eV}$.

Pour les transistors à hétérojonction idéalement abrupte, le potentiel de diffusion V_D eff correspond au potentiel de diffusion V_D du modèle d'Anderson (relation III-13). Cependant, pour les hétérojonctions graduelles (tableau III-2) les valeurs expérimentales V_D eff sont inférieures à V_D . On peut écrire conformément au modèle développé au chapitre I :

$$(III-17) \quad V_D \text{ eff} = E_{gB} + \Delta E_{c \text{ eff}} + KT \ln\left(\frac{N_E}{N_{CE}}\right) + KT \ln\left(\frac{N_B}{N_{VB}}\right)$$

avec $\Delta E_{c \text{ eff}}$ hauteur de barrière effective à l'hétérojonction graduelle définie par :

$$\Delta E_{c \text{ eff}} = \Delta E_c \left[1 - \frac{2Lg}{X_{TN}} \right], \quad \Delta E_c = 0,85 \Delta E_g$$

On déduit des valeurs expérimentales V_D eff une hauteur de barrière $\Delta E_{c \text{ eff}}$ d'après la relation (III-17). La mesure directe de l'épaisseur d'interface Lg permet alors de vérifier la validité de la relation III-18. On observe que l'accord avec le modèle de l'hétérojonction graduelle exprimé par les relations III-17 et III-18 est vérifié pour une épaisseur d'interface aussi importante que 360 \AA , échantillon n° 429.

Cependant, on observe par ailleurs, une variation du facteur d'idéalité n_c avec la température. D'autres paramètres varient linéairement en fonction de la température comme c'est le cas de l'énergie de bande interdite ou de la densité d'état N_c . Pour les homojonctions Silicium, De Graaf (99), a montré que le courant de saturation d'électrons collectés s'exprime d'après le relevé $I_C(V_{BE}, T)$ par une loi de corrélation :

$$(III-18) \quad I_{C0} \propto \exp\left(-\frac{E_{gB0}}{KT}\right)$$

où E_{gB0} serait dans ce cas l'énergie de bande interdite à 0°K , soit, $E_{gB0}(\text{eV}) = 1.519$ pour GaAs. Ceci nous montre que les variations des paramètres $E_g, N_c \dots$ en fonction de la température sont linéaires à de faibles importances devant les variations observées sur le facteur d'idéalité. On peut l'attribuer à une modification des contraintes mécaniques à l'interface GaAlAs-GaAs en fonction de la température.

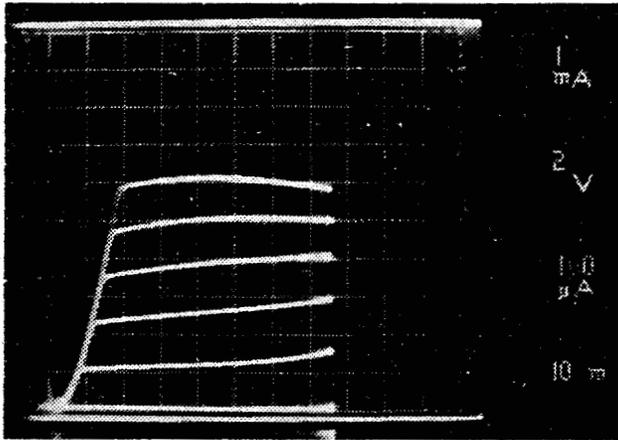
Pour le transistor n° 426, on a effectué par épitaxie un déplacement intentionnel de la jonction électrique dans le matériau GaAlAs sur une distance estimée à environ 50 \AA d'après la vitesse de croissance. L'interface GaAlAs-GaAs reste idéalement abrupte. Le dopage de la couche P GaAlAs est estimé à quelques 10^{17} cm^{-3} . On observe dans ce cas une sensible augmentation du potentiel de diffusion mesuré $V_{D \text{ eff}}$ (tableau III.2). Ceci conduit à une légère augmentation de la hauteur de barrière effective $\Delta E_{C \text{ eff}} \approx 0,29 \text{ eV}$, au lieu de $\Delta E_C = 0,27 \text{ eV}$. On obtient donc une barrière d'injection plus efficace que dans le cas des hétérojonctions idéalement abruptes, tout en conservant la même valeur du courant d'électron injecté.

En conclusion, on a montré qu'à partir de l'analyse des caractéristiques $I_C(V_{BE})$ et compte tenu d'une mesure directe de l'épaisseur d'interface, on peut vérifier que le courant d'électrons suit le modèle d'émission diffusion développé au chapitre I. Pour une hétérojonction graduelle ($360 \text{ \AA} \gg L_g > 100 \text{ \AA}$) le courant d'électrons est limité à l'émission au-dessus de la barrière d'interface de hauteur effective $\Delta E_{C \text{ eff}}$. Ceci signifie que l'énergie d'injection des électrons est bien supérieure à l'énergie thermique dans le cas d'hétérojonctions abruptes ou quasi abruptes (c'est-à-dire pour $L_g \lesssim 100 \text{ \AA}$).

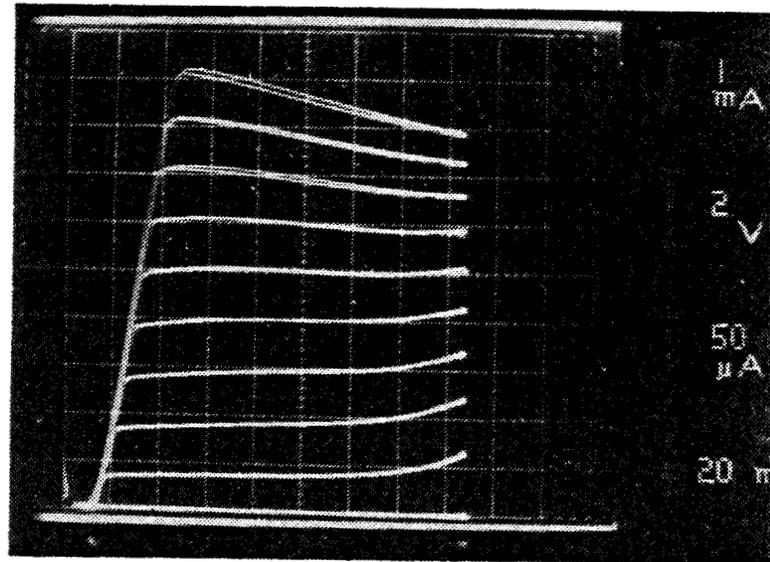
(b) Caractéristiques de sortie $I_C(V_{BE}, I_B)$

Les caractéristiques statiques $I_C(V_{BE}, I_B)$ en montage émetteur comme sont montrées figures III-16. Compte tenu de la surface d'émetteur des transistors fabriqués ($S_{EB} \approx 10^{-6} \text{ cm}^2$) des densités de courant aussi élevées que $3 \cdot 10^4 \text{ A/cm}^2$ sont observées en continu. Les mécanismes parasites de haute injection (Cf. Appendice I.2) ne semblent pas affecter le fonctionnement des TBH.

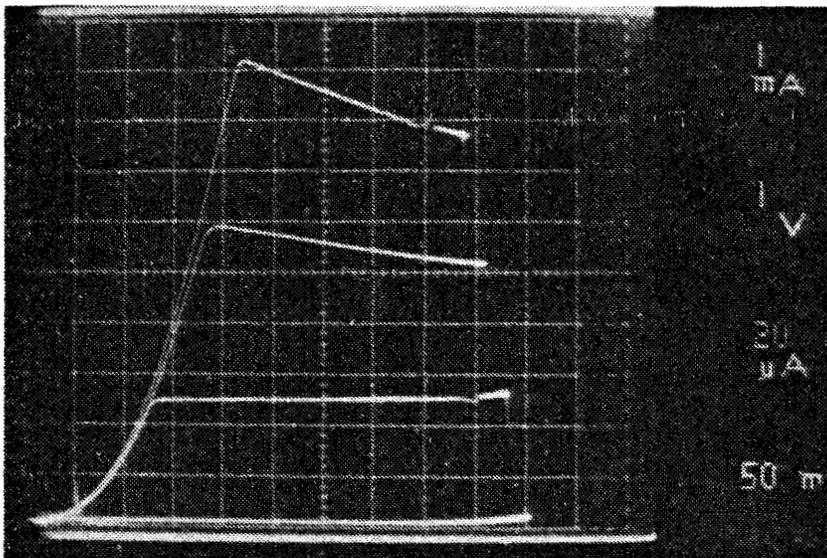
Cependant, dans certains échantillons, on observe une résistance de base élevée due au contact métallique. Ceci modifie le tracé des courbes $I_C(V_{CE}, I_B)$ en indiquant sur le traceur de courbes une pente négative et une réduction du gain en courant. Un relevé point par point du courant de sortie en fonction du courant d'entrée montre qu'en fait, le courant collecteur reste constant contrairement à ce qui apparaît au traceur de courbes.



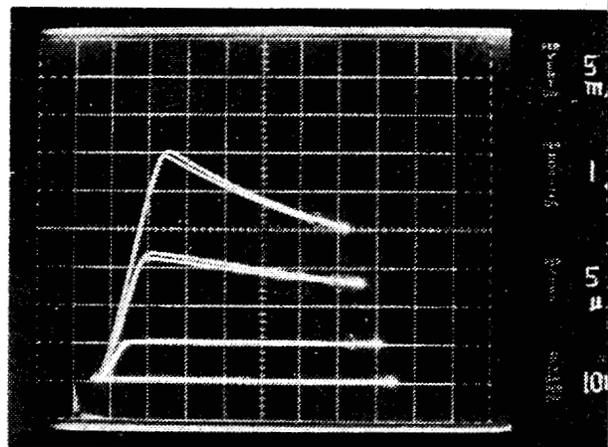
a)



b)



c)



d)

Fig. III.16 : Caractéristiques statiques de quelques transistors représentatifs.
 a) et b) transistors à hétérojonction abrupte. (N° 263 et 266 respectivement).
 c) et d) transistors à hétérojonction graduelle. (N° 425 et 426 respectivement).



Les caractéristiques des figures III-16 a et b correspondent à des transistors à hétérojonction abrupte n° 263 et n° 266. Figure III-16 c, les paramètres des zones d'émetteur et de base (dopage, $X_{Al}...$) sont conservés pour le transistor n° 425 identiques au cas précédent, seule l'interface GaAlAs-GaAs est modifiée et graduée sur environ 130 \AA . On observe que le gain en courant $\beta = \Delta I_C / \Delta I_B$ augmente de plus d'une décade comparé aux transistors à hétérojonction abrupte. Le gain en courant maximum β_{\max} est pour le dispositif n° 426, de l'ordre de 180 alors qu'il est compris entre 10 et 25 pour les dispositifs n° 263 et 266. Cette valeur reste très en-deçà de la valeur correspondant au facteur de transfert de base δ :

$$(III-19) \quad \beta_{\max} = \frac{\delta}{1-\delta} \approx 2 \left(\frac{L_B}{W_B} \right)^2$$

On a $W_B \approx 1000 \text{ \AA}$, $N_B \approx 6 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$. Avec $1,5 \text{ \mu m} \gg L_B \geq 1 \text{ \mu m}$, on obtiendrait :

$$450 \gtrsim \beta_{\max} \gtrsim 200$$

Le gain en courant le plus élevé ($\beta_{\max} \approx 300$) est obtenu pour un transistor présentant une gradualité en composition et en dopage sur environ 300 \AA , figure III-16-d.

On observe donc, que pour les TBH à hétérojonction abrupte, le gain en courant maximum est effectivement limité par le coefficient d'injection $\gamma = J_{nE} / J_{pE}$ et non par le facteur de transfert de base δ . De plus, le courant d'électrons présente un facteur d'idéalité n_c supérieure à 1 en général, ceci conduit à fort niveau à une diminution du coefficient d'injection, le courant de trous augmentant alors plus rapidement. On explique ainsi la redécroissance du gain en courant à fort niveau d'injection.

III-4- Caractérisation des résistances de contact :

Afin de mettre en évidence les effets de survitesse intervenant dans les TBH à base ultra mince, nous avons été amenés à optimiser la conception des composants pour diminuer la contribution du temps de charge collecteur ($\tau'_C \approx (R_E + R_C) C_C$) devant le temps de transit intrinsèque du composant. Ceci impose de connaître avec précision les valeurs des résistances d'accès associées aux contacts métalliques pour des transistors de faibles dimensions. En particulier, nous devons attacher un soin parti-

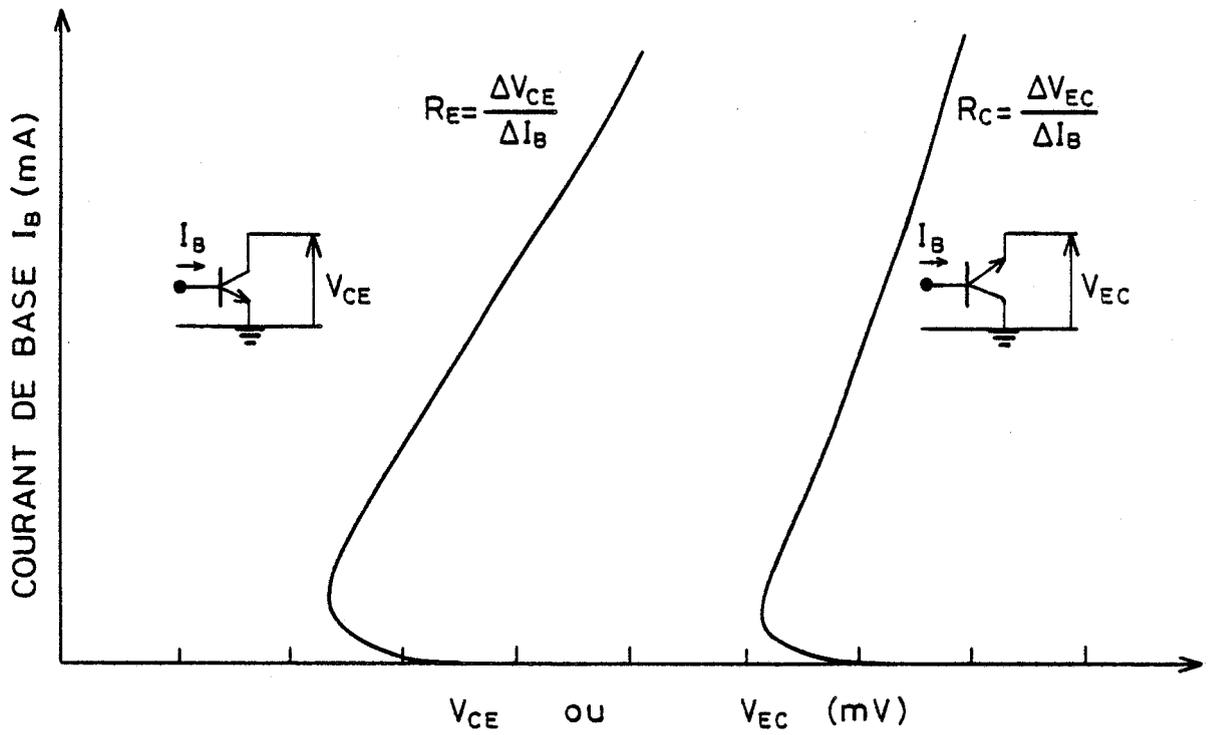


Fig. III.17 : Mesures des résistances d'émetteur et collecteur par la méthode de Giacometti.

culier à la caractérisation des résistances émetteur et collecteur. Nous avons développé deux méthodes de mesure : la méthode dite de Giacoletto (100) qui permet une mesure directe sur le dispositif fini des résistances d'émetteur et de collecteur et la méthode TLM basée sur le modèle des lignes de transmission à partir de structures tests (101).

a) Mesure des résistances par la méthode de Giacoletto :

Le principe de mesure consiste à contrôler la chute de tension correspondant à la résistance série émetteur (ou collecteur) pour un courant de base donnée en mesurant la tension aux bornes de la jonction collecteur émetteur (ou émetteur collecteur). La jonction base émetteur (ou base collecteur) étant polarisée en direct. Pour un transistor de résistance R_E , le courant de recombinaison en volume dans la base étant négligeable, on a :

$$(III-20) \quad \begin{cases} V_{EC} \Big|_{I_C=0} \cong -R_C I_E = R_C I_B \\ V_{CE} \Big|_{I_E=0} \cong -R_E I_C = R_E I_B \end{cases}$$

Ces mesures de tension, en fonction du courant de base, peuvent être obtenues avec un traceur de courbes classique (type Tektronix). La jonction base émetteur est polarisée en direct, le collecteur du transistor est branché sur la connexion "base" du traceur. Les courbes $I_B(V_{CE})$ et $I_B(V_{EC})$ sont obtenues en utilisant le balayage horizontal du traceur en tensions. La figure III-17 montre une double exposition des tracés correspondants pour R_E et R_C .

b) Mesure des résistances spécifiques de contact par la méthode TLM :

La méthode des lignes de transmission TLM proposée par Schockley est couramment utilisée pour le calcul des résistances spécifiques de contact $\rho_c (\Omega \cdot \text{cm}^2)$. La structure de test consiste en une série de contacts plans rectangulaires de dimensions identiques (largeur d , longueur W) espacés sur le semiconducteur d'une distance variable. (Figure III-18).

La résistance entre deux plots consécutifs est mesurée au traceur de courbes par la méthode des 4 pointes décrites figure III-18-b. La résistance mesurée entre deux contacts est portée en fonction de la distance entre plots, figure III-18-c. Dans l'hypothèse où la résistivité sous le plot de contact est identique à la résistivité entre deux plots (alliage non profond), on montre que :

$$(III-21) \quad R_1 = 2 R_c + R_{\square} \frac{l}{W}$$

avec $R_{\square} = \frac{\rho}{a}$: résistance carrée de la couche d'épaisseur a

et R_c est la résistance du contact métallique.

Dans le cas général, la résistivité du semiconducteur sous le métal est modifiée du fait de l'alliage. Reeves et Harrison (101) ont montré que dans ces conditions, on obtient :

$$R_1 = \frac{2R'_{\square} L_T}{W} + R_{\square} \frac{l}{W}$$

$$\text{avec } 2R_c = 2 R'_{\square} \frac{L_T}{W}$$

$$\text{et } L_0 = 2 R'_{\square} \frac{L_T}{R_{\square}}$$

Une mesure supplémentaire est alors nécessaire afin de déterminer la résistance sous le contact R'_{\square} . On mesure la tension entre les bornes 2 et 3 pour un courant constant entre les plots 1 et 2.

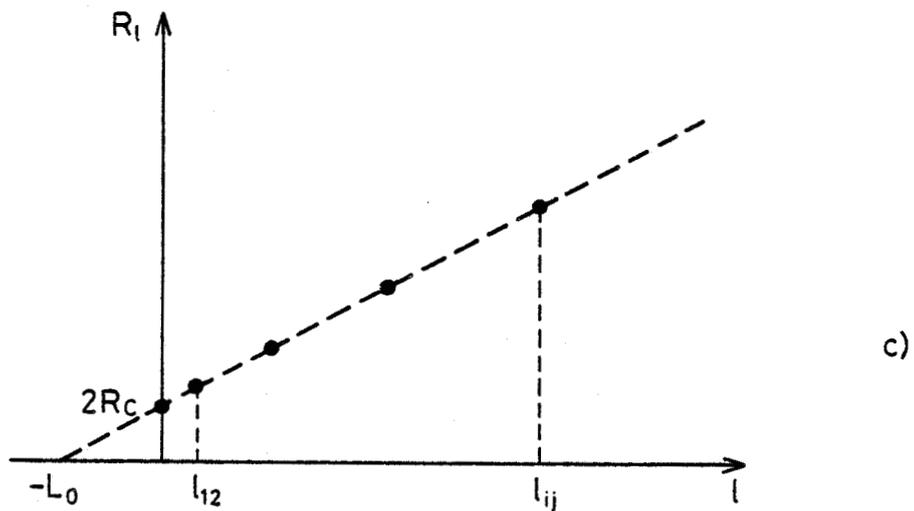
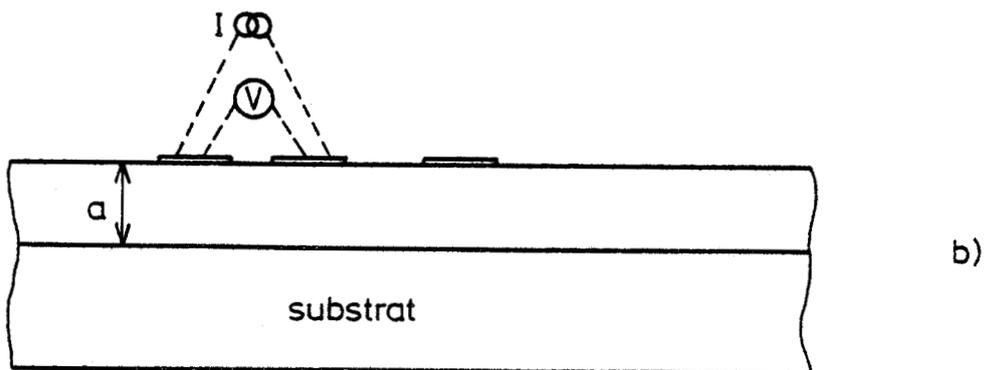
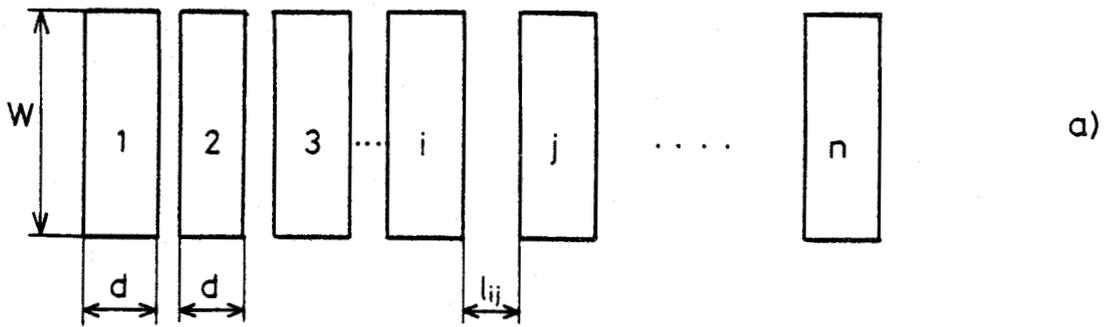


Fig. III.18 : Mesure des résistances de contact par la méthode TLM.

III-5- Analyse du TBH en régime dynamique

L'analyse du gain en courant des TBH en régime dynamique est un moyen de mesure direct du temps de transit émetteur collecteur :

$$(III-22) \quad \begin{cases} \tau_{EC} = 1/2\pi F_T \\ \tau_{EC} = r_E(C_{TE} + C_{TC} + C_P) + \tau_B + \frac{x_{TC}}{2v_{s1}} + (R_C + R_E)(C_{TC} + C_P) \end{cases}$$

et F_T est la fréquence de transition pour laquelle le gain en courant est égal à l'unité.

Nous avons comparé les caractéristiques dynamiques de transistors de faibles dimensions et de même géométries ($S_{EB} \approx 1.5 \cdot 10^{-6} \text{ cm}^2$, $S_{BC} \approx 10^{-5} \text{ cm}^2$) pour lesquels les éléments parasites associés aux produits RC (résistances d'accès x capacités parasites) sont minimisés par rapport aux temps de transit intrinsèques dans la base et la zone de déplétion collecteur-base. L'étude comparative concerne des structures transistors à hétérojonction émetteur base abrupte dont l'épaisseur de base varie de 700 à 2 000 Å (ceci inclue une zone de surdopage sur environ 250 Å). Conformément à l'analyse du chapitre II, la concentration d'aluminium est fixée à 22 % de façon à approcher les conditions optimales d'injection balistique. L'analyse en régime statique des caractéristiques $I_C(V_{BE})$ a permis de vérifier que le courant d'électrons injecté est un courant d'émission au-dessus de la barrière d'interface ΔE_C . L'analyse en régime dynamique nous permet une mesure directe de la vitesse électronique dans les zones de transit de base et base collecteur.

a) mesure des capacités de transition :

Une première sélection des transistors est effectuée en basse fréquence. La mesure des résistances de collecteur et d'émetteur est obtenue par la méthode de Giacoletto pour les transistors montés en boîtier hyperfréquence. La mesure des capacités de transition des jonctions base émetteur et base collecteur effectuée à 1 MHz à l'aide d'un capacimètre Boonton. Le banc de mesure C(V) est automatisé afin de calculer le dopage et le potentiel de diffusion de jonctions abruptes P^+-N^- , à partir des relevés $\frac{1}{C^2}(V)$ et $\frac{dC(V)}{dV}$. (figure III-19).

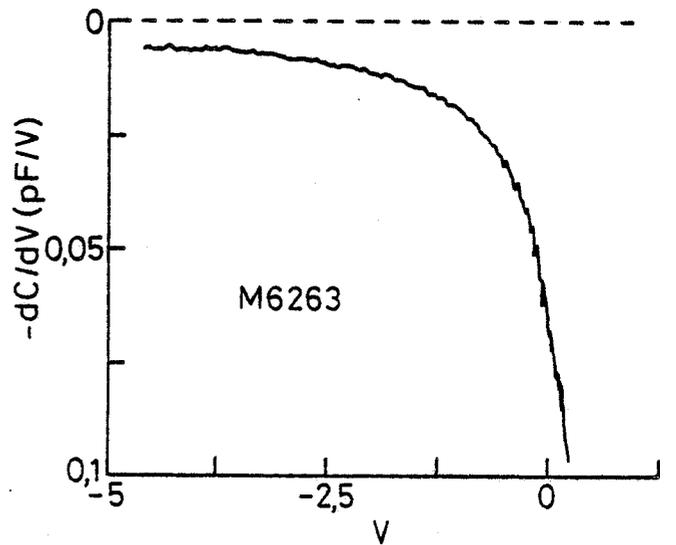
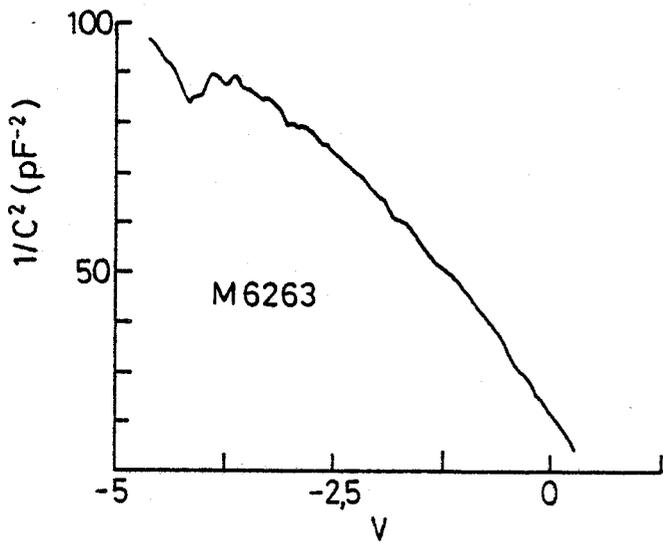
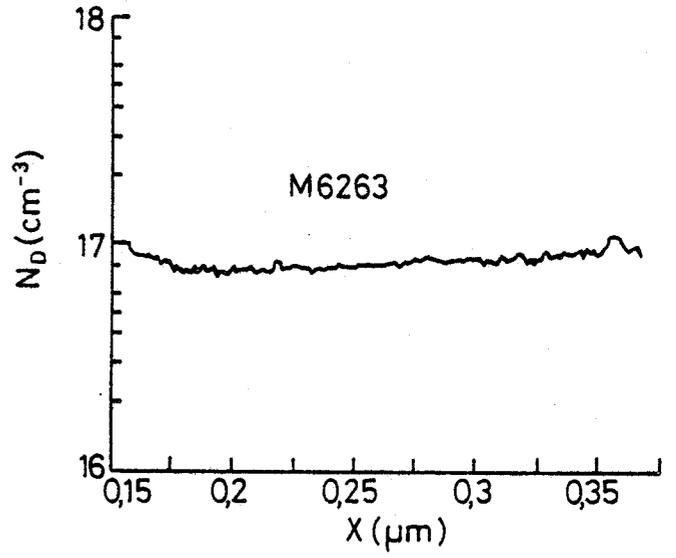
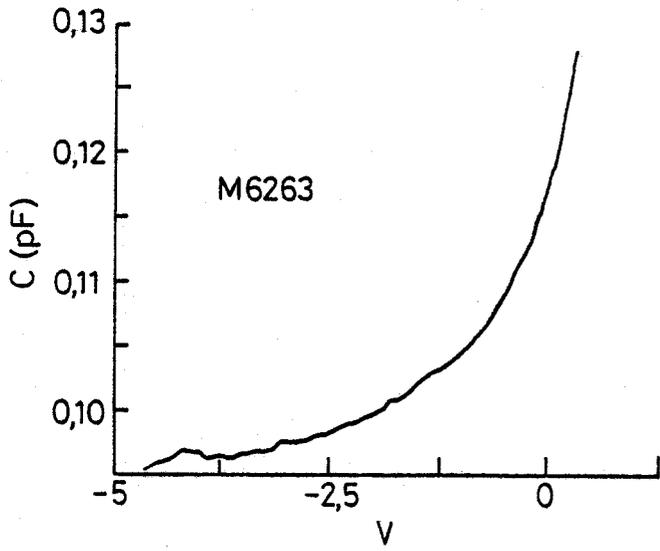


Fig. III.19 : Exemple de relevés $C(V)$ pour un transistor représentatif.



Pour l'hétérojonction émetteur base, on utilise les relations suivantes :

$$(III-23) \left\{ \begin{array}{l} \frac{1}{C_{EB}^2} = \frac{2}{qN_E} \frac{(V_D - V_a)}{\epsilon_E A_{EB}^2} \\ \frac{dC_{EB}}{dV} = \frac{C_{EB}}{2(V_D - V_a)} \end{array} \right.$$

b) mesure des paramètres S - Schéma électrique équivalent :

Le transistor bipolaire à hétérojonction monté en émetteur commun est considéré comme un quadripole à deux accès, le principe de mesure des paramètres S est rappelé figure III-20. (102).

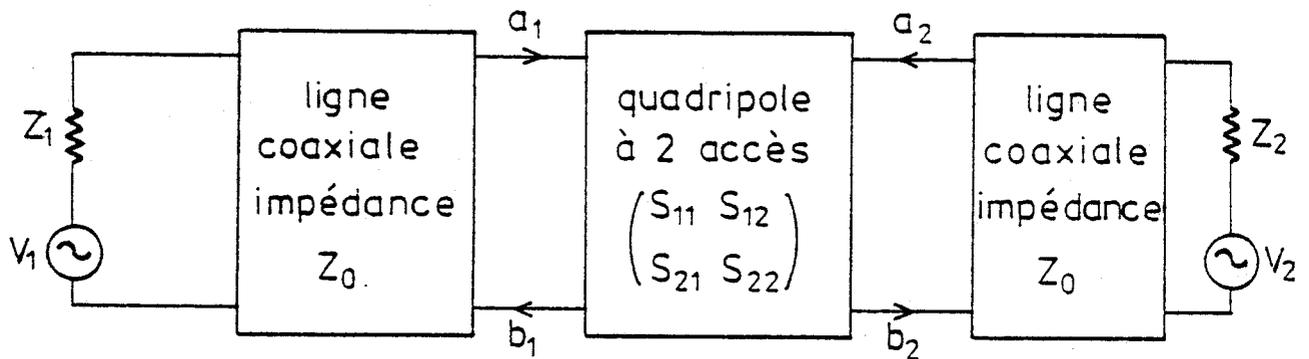


Fig. III-20 : Transistor bipolaire représenté comme un quadripole à deux accès pour la caractérisation des paramètres S :

(Z_1 et Z_2 sont les impédances d'entrée et de sortie des générateurs correspondants, Z_0 est l'impédance caractéristique de 50Ω).

A chaque accès, on trouve une onde incidente a_i et une onde sortante b_j . Pour de petits signaux on décrit le quadripole par les relations linéaires bien connues :

$$\left\{ \begin{array}{l} b_1 = S_{11} a_1 + S_{12} a_2 \\ b_2 = S_{21} a_1 + S_{22} a_2 \end{array} \right.$$

On définit les paramètres S ainsi :

$$S_{11} = \frac{b_1}{a_1} \Big|_{a_2 = 0}$$

Coefficient de réflexion : de l'accès 1 quand l'accès 2 de sortie est fermé sur son impédance caractéristique de 50Ω ($Z_2 = 50 \Omega$; $V_2 = 0$).

$$S_{21} = \frac{b_2}{a_1} \Big|_{a_2 = 0}$$

Coefficient de transmission direct quand l'accès 2 est fermé sur l'impédance caractéristique ($Z_2 = 50 \Omega$; $V_2 = 0$).

$$S_{12} = \frac{b_1}{a_2} \Big|_{a_1 = 0}$$

Coefficient de transmission inverse quand l'accès 1 est fermé sur l'impédance caractéristique ($Z_1 = 50 \Omega$; $V_1 = 0$).

$$S_{22} = \frac{b_2}{a_2} \Big|_{a_1 = 0}$$

Coefficient de réflexion de l'accès 2 quand l'accès 1 est fermé sur l'impédance caractéristique ($Z_1 = 50 \Omega$; $V_1 = 0$).

Les mesures des paramètres S sont effectuées avec un analyseur Hewlett-Packard série 8500 dans la gamme de fréquences de 2 GHz à 18 GHz. Un calculateur HP 85 permet d'obtenir pour chaque point de mesure le gain dynamique d'après la relation classique (103) :

$$(III-24) \quad \beta = \frac{-2 S_{21}}{(1-S_{11})(1+S_{22}) + S_{12} S_{21}}$$

De même, le gain en puissance est donné par la relation :

$$(III-25) \quad \text{MAG} = \frac{S_{21}^2}{(1-|S_{11}|^2)(1-|S_{22}|^2)}$$

Les paramètres S sont corrigés en chaque point pour tenir compte des caractéristiques du boîtier, les fils de thermocompression étant inclus. Des téles de polarisation sont utilisés pour découpler les générateurs de tension et de courant qui fixent le point de fonctionnement $I_C(V_{CE}, I_B)$.

La variation du gain dynamique en fonction de la fréquence de mesure présente dans ces conditions une pente très voisine de 6dB/octave (voir figure III-21)) conformément à la relation :

$$(III-26) \quad \beta = \frac{\beta_0}{1 + j \beta_0 \left(\frac{f}{f_T}\right)}$$

Selon une procédure proposée par Cook (104), le tracé $1/f_T$ en fonction de $1/I_C$ permet de séparer le temps de charge de l'émetteur des autres composants du temps de transit émetteur-collecteur. En effet, d'après la relation (III-22), la pente de la caractéristique $f_T^{-1}(I_C^{-1})$ est égale à $KT/q (C_E + C_C + C_p)$ alors que l'ordonnée à l'origine correspond aux temps de transit indépendants du courant collecteur, soit $\tau_B + \tau_C + \tau'_C$. Un exemple de relevé $f_T^{-1}(I_C^{-1})$ est présenté figure III-22.

Les moyens électriques en basse fréquence nous permettent d'établir selon une procédure classique (40 - 103 - 104) le schéma électrique équivalent du transistor. Cette première évaluation est modifiée en utilisant un programme de simulation numérique. Par comparaisons successives avec les résultats expérimentaux on obtient un schéma équivalent exact pour chaque point de fonctionnement. La figure III-23 présente un exemple de schéma électrique équivalent en fonctionnement petit signal pour un TBH représentatif. En particulier, nous précisons la valeur du temps de transit intrinsèque du transistor introduit un terme de déphasage dans l'expression du gain en courant α en montage base commune ($\alpha = dI_C/dI_E$) :

$$(III-27) \quad \alpha = \frac{\alpha_0 \exp(-j\omega(\tau_B + \tau_C))}{1 + j\omega\tau_B} \neq \alpha_0 \exp(-j\omega(\tau_B + \tau_C))$$

c) Résultats expérimentaux - temps de transit intrinsèque :

Les résultats les plus significatifs ont été obtenus avec les transistors à hétérojonction abrupte série 266 et 263 pour lesquels les caractéristiques d'émetteur et de collecteur sont identiques. Seule l'épaisseur de base varie de 1250 Å pour la série 266 à 1 000 Å pour la série 263 (Cf. III.3). Les mesures sont effectuées à fort courant $I_C \approx 20$ mA afin de réduire l'influence du temps de charge d'émetteur ($\tau_E \approx 1/I_C$). Les meilleurs résultats sont obtenus pour des tensions de courant collecteur supérieures à 10^4 A/cm². La fréquence de transition mesurée à partir du relevé des paramètres S est de l'ordre de 16 GHz pour les meilleurs dispositifs présentant de faibles résistances d'accès. (Tableau III et IV et figures III-21, III-22 et III-24).

A partir de mesures comparatives en fonction de la tension collecteur et des tracés $F_T^{-1}(I_C^{-1})$, on peut calculer aisément le temps de transit intrinsèque τ_I : $\tau_I = \tau_B + \tau_C$ à partir du temps de transit émetteur collecteur d'une part et des temps de charge d'émetteur τ_E et de collecteur τ'_C d'autre part. Les mesures effectuées en basse fréquence permettent de calculer τ'_C et τ_E à partir de la relation (III-22)

| POLARISATION $V_{BE} = 1.5 \text{ V}$ $I_C = 20 \text{ mA}$ | F_T (GHz) | τ_{EC} (ps) | τ_E (ps) | $\tau_I = \tau_B + \tau_C$ (ps) | $\tau'_C = (R_E + R_C)(C_C + C_P)$ (ps) |
|---|----------------|---------------------|------------------|------------------------------------|--|
| $V_{CE} = 11 \text{ V}$ | 15.50 | 10.29 | 1.30 | 4.89 | 4.10 |
| $V_{CE} = 8 \text{ V}$ | 16.01 | 9.98 | 1.30 | 4.38 | 4.30 |
| $V_{CE} = 6 \text{ V}$ | 16.20 | 9.82 | 1.30 | 3.92 | 4.60 |
| $I_C = 25 \text{ mA}$ | | | | | |
| $V_{CE} = 8 \text{ V}$ | 16.40 | 9.73 | 1.10 | 4.33 | 4.30 |

TABLEAU III : F_T Valeurs mesurées pour TBH 263 A1. τ'_C est calculé à partir des paramètres du schéma électrique équivalent : $R_E = 7.1 \Omega$ $R_C = 2.8 \Omega$
 $C_E = 0.61 \text{ pF}$, $I_C = 20 \text{ mA}$, $C_E = 0.63 \text{ pF}$, $I_C = 25 \text{ mA}$, $C_{Ca} = 0.11 \text{ pF}$ ($V_{CE} = 11 \text{ V}$)
 $C_{Ca} = 0.13 \text{ pF}$ ($V_{CE} = 8 \text{ V}$), $C_{Ca} = 0.15 \text{ pF}$ ($V_{CE} = 6 \text{ V}$), $C_P = 0.26 \text{ pF}$, $C_{PBC} = 0.04 \text{ pF}$

| POLARISATIONS $I_C = 20 \text{ mA}$ $V_{BE} = 1.50 \text{ V}$ | F_T (GHz) | τ_{EC} (ps) | τ_E (ps) | $\tau_I = \tau_B + \tau_C$ (ps) | $\tau'_C = (R_E + R_C)(C_C + C_P)$ (ps) |
|---|----------------|---------------------|------------------|------------------------------------|--|
| $V_{CE} = 11 \text{ V}$ | 15.60 | 10.23 | 1.43 | 4.52 | 4.28 |
| $V_{CE} = 8 \text{ V}$ | 16.02 | 9.93 | 1.43 | 4.04 | 4.46 |
| $V_{CE} = 6 \text{ V}$ | 16.30 | 0.75 | 1.43 | 3.58 | 4.73 |
| $I_C = 25 \text{ mA}$ | | | | | |
| $V_{CE} = 8 \text{ V}$ | 16.50 | 9.66 | 1.18 | 4.02 | 4.46 |

TABLEAU IV : F_T valeurs mesurées pour le dispositif 266 C1 : τ'_C est calculé pour les paramètres du schéma électrique équivalent : $R_E = 6.5 \Omega$, $R_C = 2.6 \Omega$,
 $C_E = 0.62 \text{ pF}$ ($I_C = 20 \text{ mA}$) ; $C_E = 0.64 \text{ pF}$ ($I_C = 25 \text{ mA}$), $C_{Ca} = 0.13 \text{ pF}$ ($V_{CE} = 11 \text{ V}$),
 $C_{Ca} = 0.15 \text{ pF}$ ($V_{CE} = 8 \text{ V}$), $C_{Ca} = 0.18 \text{ pF}$ ($V_{CE} = 6 \text{ V}$), $C_P = 0.30 \text{ pF}$, $C_{PBC} = 0.04 \text{ pF}$.

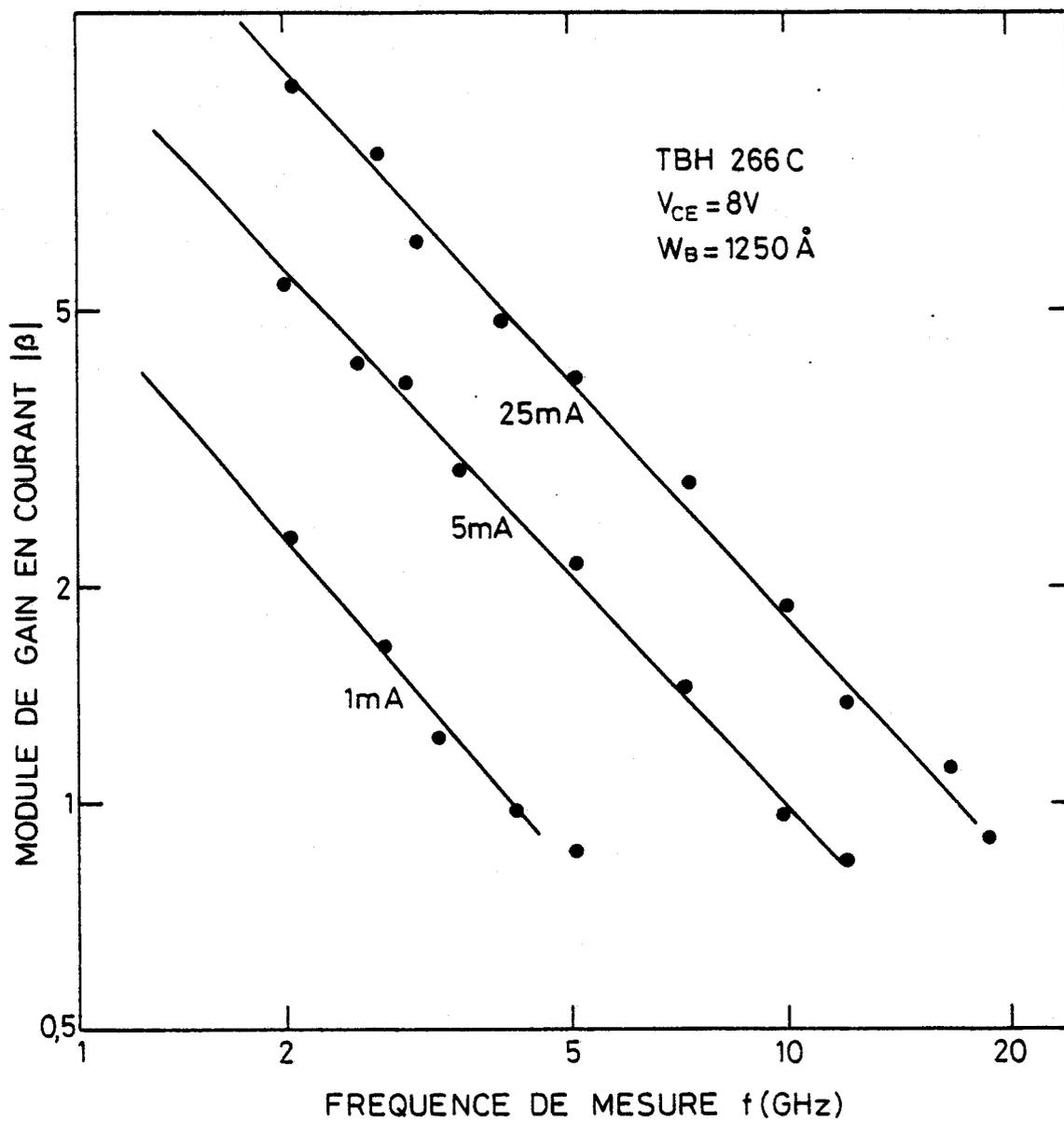


Fig. III.21 : Relevés du module du gain en courant en fonction de la fréquence de mesure.

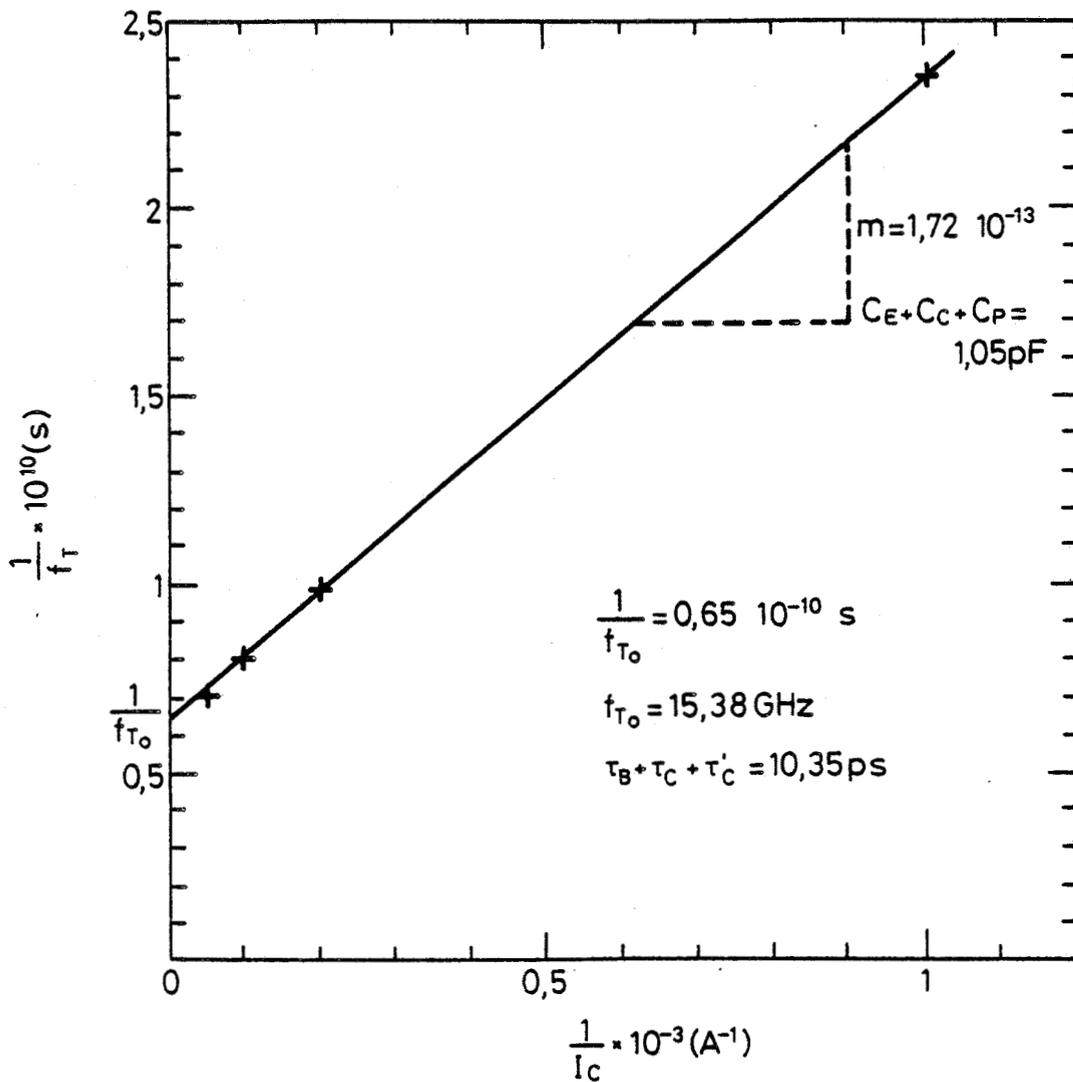
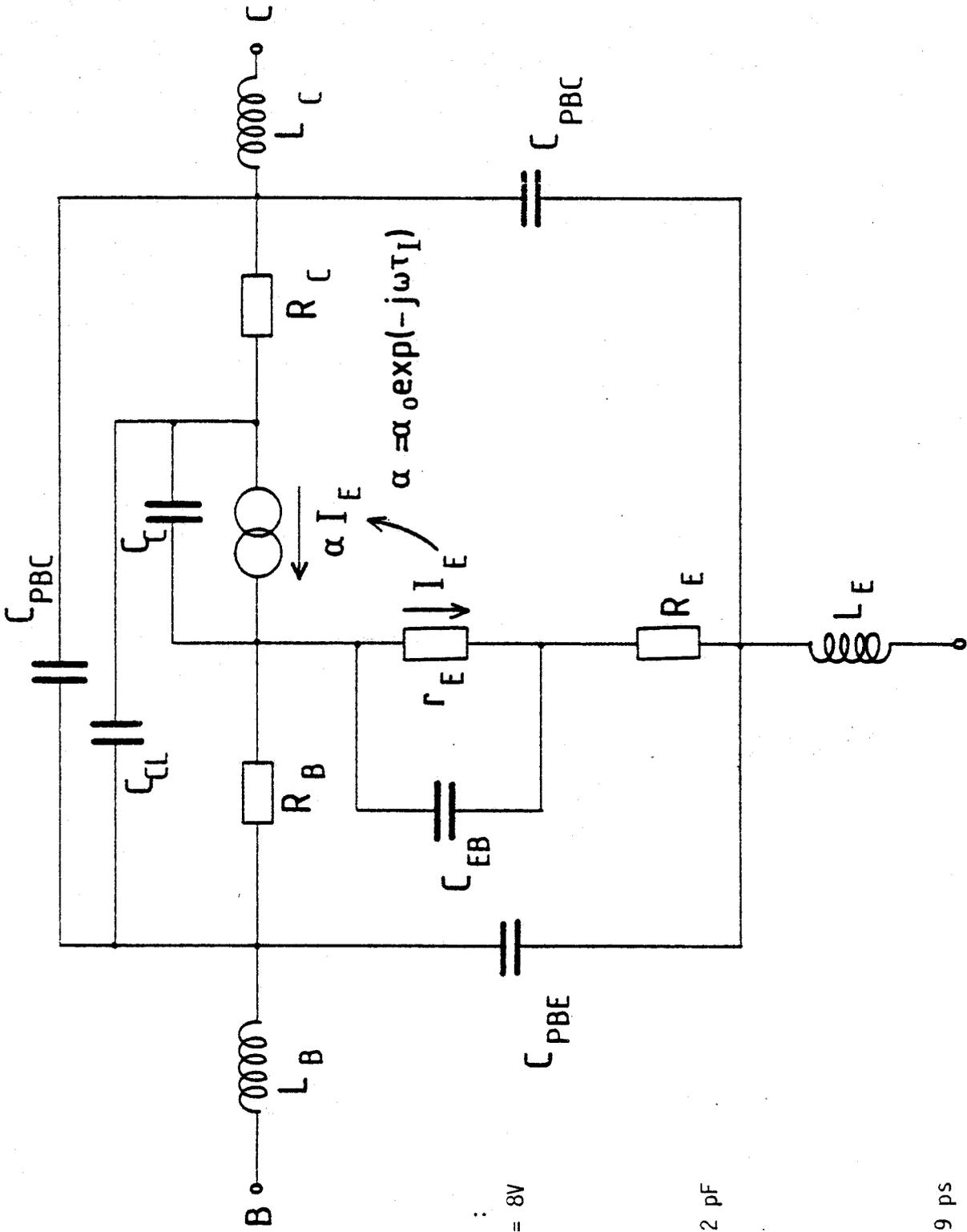


Fig.III.22 : Tracé de l'inverse de la fréquence de transition f_T en fonction de l'inverse du courant collecteur I_C .





VALEURS TYPIQUES :

- $I_C = 20 \text{ mA}$ $V_{ce} = 8 \text{ V}$
- $C_{eb} = 0,55 \text{ pF}$
- $C_C = 0,10 \text{ pF}$
- $C_{c1} = 0,02 \text{ pF}$
- $C_{pbc} = 0,2 \text{ pF}$
- $C_{peb} = C_{pbc} = 0,02 \text{ pF}$
- $r_e = 1,3 \Omega$
- $R_e = 6,5 \Omega$
- $R_C = 2,7 \Omega$
- $R_b = 300 \Omega$
- $\alpha = 0,982$
- $\tau_I = \tau_B + \tau_C = 3,9 \text{ ps}$

Fig. III.23 : Schéma électrique équivalent d'un TBH représentatif monté en boîtier hyperfréquence.

Par ailleurs, le temps de transit dans la zone déplétée base collecteur peut être calculé en fonction de la tension base collecteur, à partir de la relation :

$$(III-28) \quad \tau_C = \frac{W_{TC}}{2v_{s1}} = \frac{[2\epsilon_c \epsilon_0 (V_D - V_{BC})/qN_c]^{1/2}}{2v_{s1}}$$

où v_{s1} est la vitesse de saturation des électrons dans GaAs n, $v_{s1} \neq 0.9 \cdot 10^7$ cm/s (Cf. Annexe I). Cependant, il apparaît que les valeurs de τ_C calculées à partir de la relation (III.28) sont systématiquement supérieures aux valeurs de temps de transit intrinsèque déduites des mesures de F_T des tableaux III et IV. La valeur de v_{s1} peut être remise en question compte tenu des effets du champ électrique dans la zone base collecteur ($E_c \sim 10^4 - 10^5$ V/cm), on peut choisir une valeur intermédiaire entre la vitesse de crête et la vitesse de saturation en régime stationnaire. D'après les simulations de Cappy et al. (105), on peut utiliser pour GaAs $v_{s1} \approx 1.2 \cdot 10^7$ cm/s. Dans le cas contraire, $v_{s1} \leq 10^7$ cm/s, le temps de transit de base serait négligeable, voire négatif ce qui traduirait, compte tenu des imprécisions de mesures, une vitesse de dérive dans la base très élevée, de l'ordre de $8 \cdot 10^7$ cm/s.

| POLARISATIONS | | n° TBH | X_{TC} (Å) | $\tau_C = X_{TC}/2 v_{s1}$ | | τ_I (ps) | $\tau_B = \tau_I - \tau_C$ (ps) |
|---------------|-----------------|--------------------------|-----------------|-------------------------------------|-------------------------------------|------------------|------------------------------------|
| I_C (mA) | V_{CE} (V) | 266 A1 $W_B = 1000$ Å | | $v_{s1} = 0,9 \cdot 10^7$ (cm/s) | $v_{s1} = 1,2 \cdot 10^7$ (cm/s) | | |
| 20 | 11 | id | 9816 | 5,45 | 4,09 | 4,89 | 0,80 |
| 20 | 8 | | 8357 | 4,64 | 3,48 | 4,38 | 0,90 |
| 20 | 6 | | 7220 | 4,01 | 3,02 | 3,92 | 0,92 |
| 25 | 8 | | 8357 | 8357 | 4,64 | 3,48 | 4,32 |
| | | 263 C1 $W_B = 1250$ Å | | | | | |
| 20 | 11 | | 8960 | 4,97 | 3,54 | 4,52 | 0,98 |
| 20 | 8 | | 7600 | 4,22 | 3,02 | 4,04 | 1,02 |
| 20 | 6 | | 6565 | 3,65 | 2,63 | 3,58 | 0,95 |
| 25 | 8 | | 7600 | 7600 | 4,22 | 3,02 | 4,02 |

TABLEAU V : Calcul des temps de transit de collecteur et de base τ_C et τ_B en fonction du temps de transit intrinsèque τ_I déduit des mesures de F_T .

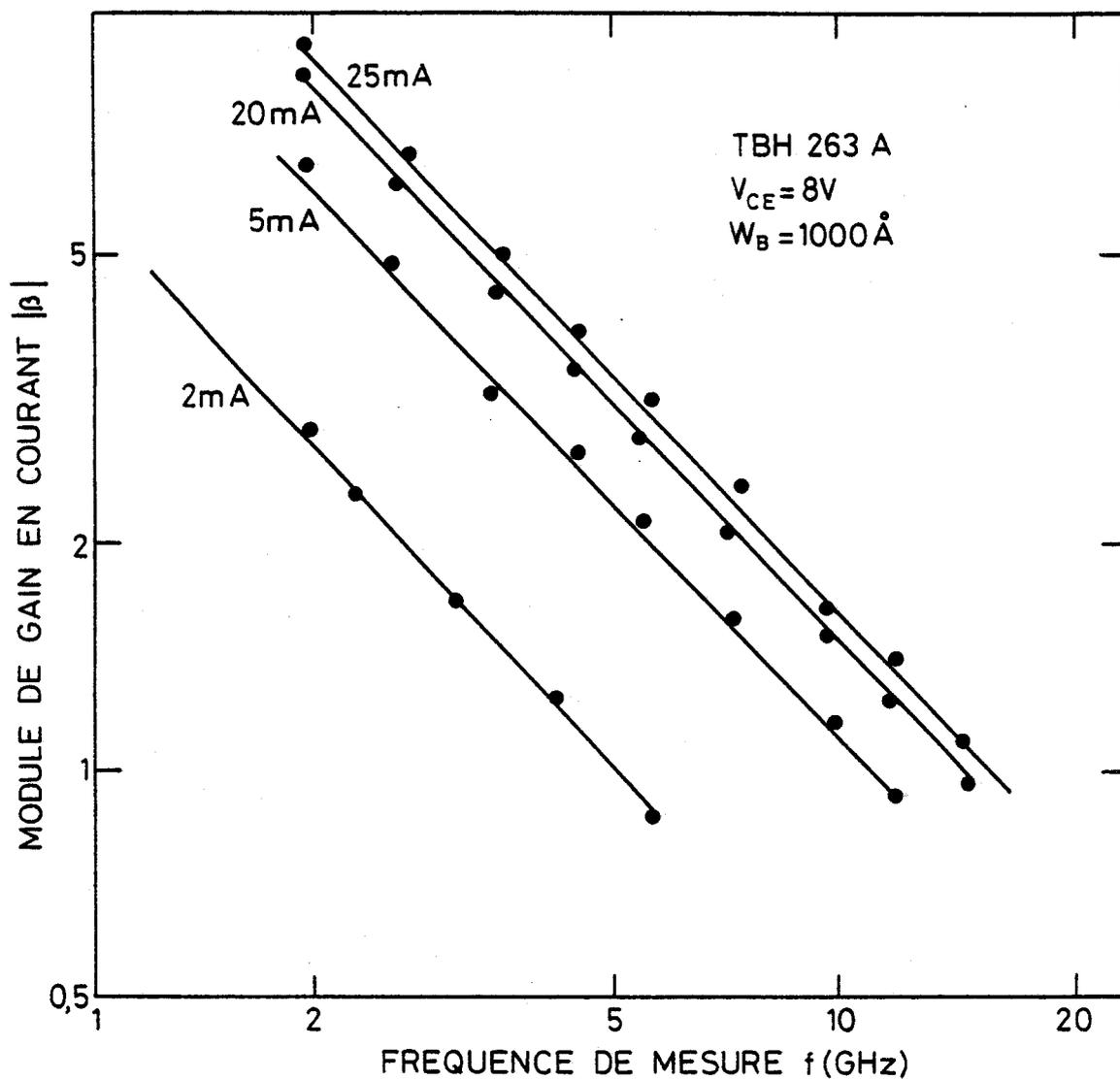


Fig. III.24 : Relevés du module du gain en courant en fonction de la fréquence de mesure.

Pour toutes les mesures effectuées, le temps de transit dans la base reste inférieur ou égal à 1 ps en considérant que $v_{s1} \approx 1.2 \cdot 10^7$ cm/s. A partir du modèle de diffusion, on peut exprimer le temps de transit de base par la relation (104) :

$$(III-29) \quad \tau_B = \frac{W_B^2}{2D_{eB}(0,8 + 0,46 \eta)}$$

où η représente un facteur correctif qui rend compte du gradient d'impuretés p dans la base ($\eta = \ln(N_{BE}/N_{BC})$). N_{BC} et N_{BE} étant les concentrations d'impuretés dans la base côté collecteur et émetteur respectivement $N_{BC} = 6 \cdot 10^{18}$ cm⁻³, $N_{BE} = 2 \cdot 10^{19}$ cm⁻³, $D = 1.20$. Les valeurs obtenues à partir de la relation (III.29) sont très supérieures aux valeurs expérimentales déduites des mesures de F_T . (Tableau VI). Ceci nous conduit à conclure que la vitesse de dérive dans la base est supérieure à la vitesse de diffusion. Le temps de transit de base en régime quasi balistique s'écrit :

$$(III-30) \quad \tau_B = \frac{W_B}{\bar{v}_d}$$

Cependant, dans l'hypothèse de transport sans diffusion dans la base, on peut considérer le temps de transit de base comme un simple temps de retard comme on le fait pour le temps de transit base collecteur. Dans ces conditions, on peut calculer la vitesse moyenne de dérive dans la zone intrinsèque totale du transistor X_I , avec $X_I = X_{TC} + W_B$. On obtient d'après la relation (III.28) :

$$\bar{v}_{s1} = \frac{X_I}{2\tau_I}$$

Nous pouvons comparer à partir des valeurs expérimentales de τ_B et τ_I la vitesse de dérive moyenne dans la base, et dans la zone intrinsèque X_I . Les différentes valeurs calculées sont portées dans le tableau VI. On observe que la vitesse moyenne totale \bar{v}_{s1} est toujours inférieure (mais voisine) de la vitesse moyenne de dérive dans la base \bar{v}_d .

| n° TBH | τ_I (ps) | $\tau_B = \tau_I - \tau_C$ (ps) | $\tau_B = \frac{W_B^2}{f(D_{nB})}$ (ps) | $\bar{v}_d = W_B/\tau_B$ (10^7 cm/s) | $ \bar{v}_{s1} = \frac{X_{TC} + W_B}{2\tau_I}$ (10^7 cm/s) |
|---------------------------------|------------------|------------------------------------|--|--|---|
| 263 $W_B = 1000 \text{ \AA}$ | 4,89 | 0,80 | 2,1 ps | 1.25 | 1.10 |
| | 4,38 | 0,90 | | 1.11 | 1.07 |
| | 4,92 | 0,92 | | 1.09 | 1.05 |
| | 4,33 | 0,85 | | 1.18 | 1.08 |
| 266 $W_B = 1250 \text{ \AA}$ | 4,52 | 0,98 | 2,85 ps | 1.27 | 1.13 |
| | 4,04 | 1,02 | | 1.23 | 1.10 |
| | 3,58 | 0,95 | | 1.32 | 1.09 |
| | 4,02 | 1,00 | | 1.25 | 1.10 |

TABLEAU VI : Vitesse de dérive dans la base et dans la zone intrinsèque du TBH. Comparaison aux valeurs théoriques des modèles de diffusion et quasi balistique. $D_{nB} \leq 18 \text{ cm}^2/\text{s}$, $N_B = 6 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, $D_{nB} < 15 \text{ cm}^2/\text{s}$, $N_B = 2 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ (98)

d) Discussion

Nous pouvons évaluer à partir des résultats expérimentaux de deux transistors l'influence de l'épaisseur de la zone active de base sur le temps de transit. Compte tenu d'une variation sur W_B de 25 % on observe que le temps de transit intrinsèque déduit des valeurs de F_T ne varie que très peu ($\Delta\tau_I \leq 3 \%$). Ceci signifie que le temps de transit de base ne représente qu'une faible contribution au temps de transit interne. La dépendance du τ_B en fonction du carré de l'épaisseur de base W_B se traduirait par une augmentation significative de τ_B , donc de τ_I .

On estime la vitesse de dérive dans la base de $1,3$ à $1,1 \cdot 10^7$ cm/s pour des épaisseurs de base respectivement de 1000 à 1250 \AA compte tenu des différentes mesures effectuées.

L'erreur absolue de mesure du temps de transit de base correspond principalement à l'incertitude de mesure des capacités de transition et des résistances séries pour un point de mesure donné. On évalue à environ 5 % l'erreur relative sur les paramètres basse fréquence. Ceci conduit à une erreur relative d'environ 10 % sur le temps de transit et 15 % sur la vitesse de dérive associée. On obtient :

$$\left\{ \begin{array}{l} \bar{v}_d \approx (1.1 \pm 0.17) 10^7 \text{ cm/s} \quad \text{pour } W_B = 1250 \text{ \AA} \\ \bar{v}_d \approx (1.3 \pm 0.2) 10^7 \text{ cm/s} \quad \text{pour } W_B = 1000 \text{ \AA} \end{array} \right.$$

On doit noter que ces valeurs sont obtenues en considérant que la vitesse de dérive dans le collecteur est de $1,2 \cdot 10^7 \text{ cm/s}$. Ceci correspond à une valeur minimale de vitesse moyenne de dérive dans la base.

Dans l'hypothèse où nous considérons que la vitesse de dérive dans la zone de déplétion base collecteur est donnée par la vitesse de saturation à fort champ en régime stationnaire $v_{s1} \approx 0,9 \cdot 10^7 \text{ cm/s}$ (Cf. Annexe 1), il faut rappeler que la vitesse de dérive dans la base serait alors de l'ordre de $8 \cdot 10^7 \text{ cm/s}$. Ceci est compatible avec l'analyse présentée au chapitre II dans le cas où l'interaction avec les impuretés n'intervient pas (figure II.13). Le temps de transit de base correspondant ($\tau_B \ll 0,16 \text{ ps}$) est du même ordre de grandeur que l'erreur absolue de mesure associée aux différents temps de charge. Par ailleurs, la vitesse moyenne peut être obtenue en considérant la zone intrinsèque totale base et collecteur avec

$$\bar{v}_d = v_{s1} = \frac{X_i}{2\tau_I} \quad \text{soit } \bar{v}_d \approx 1.10 \cdot 10^7 \text{ cm/s.}$$

La zone de déplétion est relativement large devant la zone de base ($X_{TC}/W_B \geq 5$), les effets de survitesse associés au champ de jonction base collecteur sont limités dans le temps et dans l'espace. Ce résultat confirme l'ordre de grandeur de \bar{v}_d de 1.1 à $1.3 \cdot 10^7 \text{ cm/s}$ dans la base. La vitesse moyenne de dérive dans la région base collecteur étant plus faible que la vitesse de dérive dans la base. En conclusion, nous pouvons déduire des mesures effectuées en régime dynamique que la vitesse moyenne de dérive dans la base est supérieure ou égale à $1.3 \cdot 10^7 \text{ cm/s}$ pour une épaisseur de base de 1000 \AA et un dopage de l'ordre de $6 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$.

III-6- Photoréponse du TBH à une impulsion laser ultra-courte :

Le transistor bipolaire à hétérojonction GaAlAs-GaAs peut être utilisé comme phototransistor. Le caractère direct de la transition de bande interdite dans GaAs confère à ce composant un certain nombre d'avantages : largeur spectrale importante, rapidité de la réponse à une excitation lumineuse impulsionnelle, réduction de la recombinaison de surface par l'effet fenêtre introduit par le GaAlAs. La conversion photon-courant est effectuée dans la zone de base et dans la zone déplétée base-collecteur (B-C). Sous l'effet du champ électrique de la jonction base collecteur, les porteurs photocréés sont triés : les porteurs majoritaires restent en place, les porteurs minoritaires traversent la jonction B-C donnant lieu à un photocourant. Ce courant augmente la concentration de porteurs majoritaires et diminue celle des porteurs minoritaires dans la base. Ceci conduit à une auto-polarisation de la jonction émetteur base (E-B) en direct et à une injection de porteurs minoritaires dans la base. L'effet transistor se traduit par un gain en courant collecteur :

$$(III-31) \quad I_C = (\beta + 1) (I_{ph} + I_{CBO})$$

où I_{ph} est le photocourant dû à l'excitation lumineuse.
 I_{CBO} le courant de saturation de la jonction B-C.

L'étude de la photoréponse à une pulse d'excitation lumineuse est donc un moyen de mesure supplémentaire du temps de transit des électrons de l'émetteur au collecteur. Afin de définir les conditions expérimentales optimum, nous devons analyser le fonctionnement du phototransistor en régime impulsionnel.

(a) temps de réponse du phototransistor :

La figure III.25 présente le schéma électrique équivalent du phototransistor. Celui-ci peut être représenté comme un TBH avec une photodiode B-C en parallèle avec la jonction B-C. Le circuit de polarisation introduit une résistance de charge R_L . On montre aisément (106) qu'à partir du schéma électrique équivalent, le temps de réponse à une impulsion ultra-courte s'écrit :

$$(III-32) \quad \tau = (\beta_0 + 1) \left[r_E (C_{BE} + C_{BC} + C_P) + \tau_B + \tau_C (R_L + R_E + R_C) (C_{BE} + C_P) \right]$$

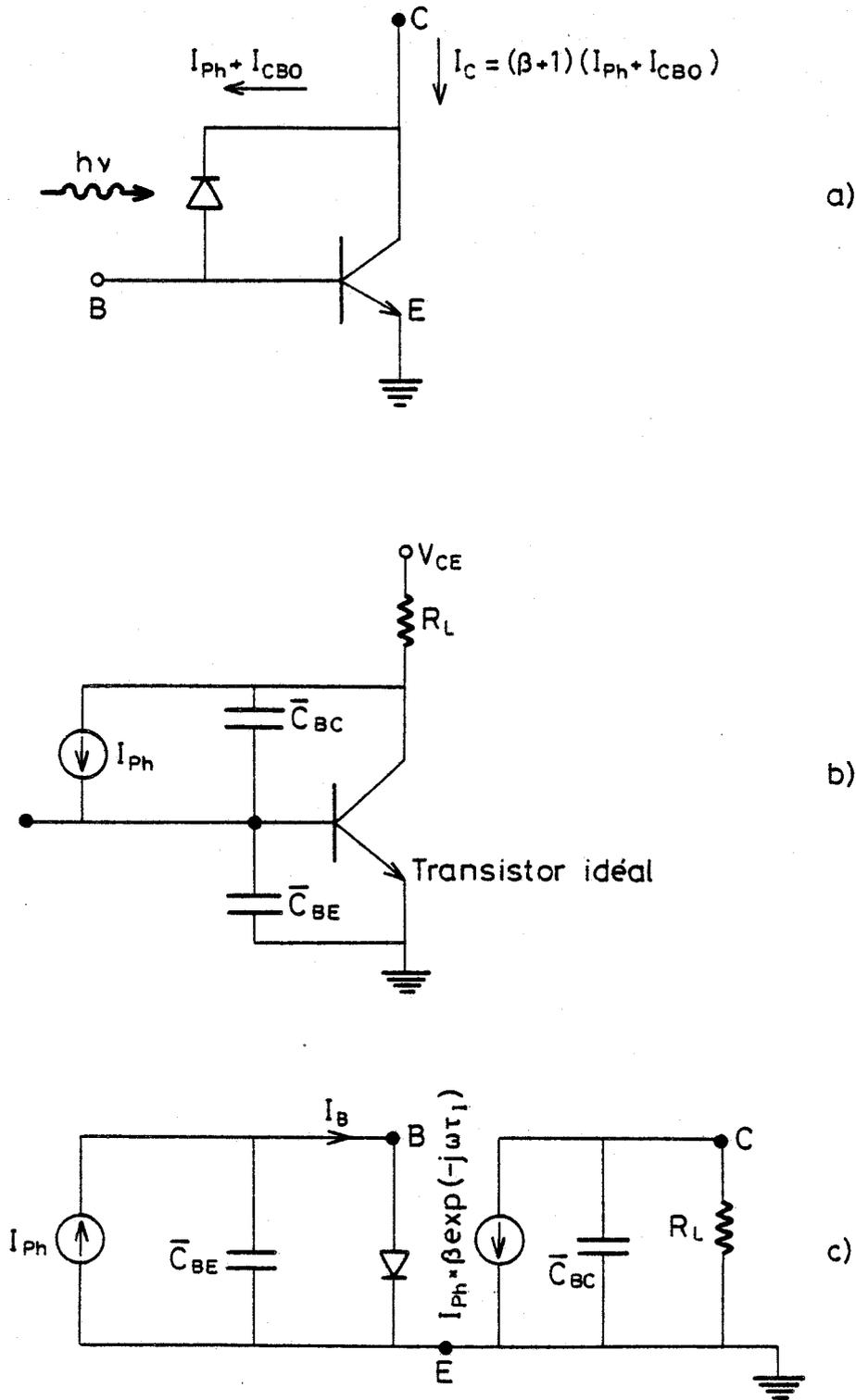


Fig. III.25 : Représentation schématique d'un phototransistor bipolaire à hétérojonction.

a) Principe de fonctionnement.

b) et c) Représentation simplifiée du schéma électrique équivalent du phototransistor et du circuit de polarisation (R_L , résistance de charge).



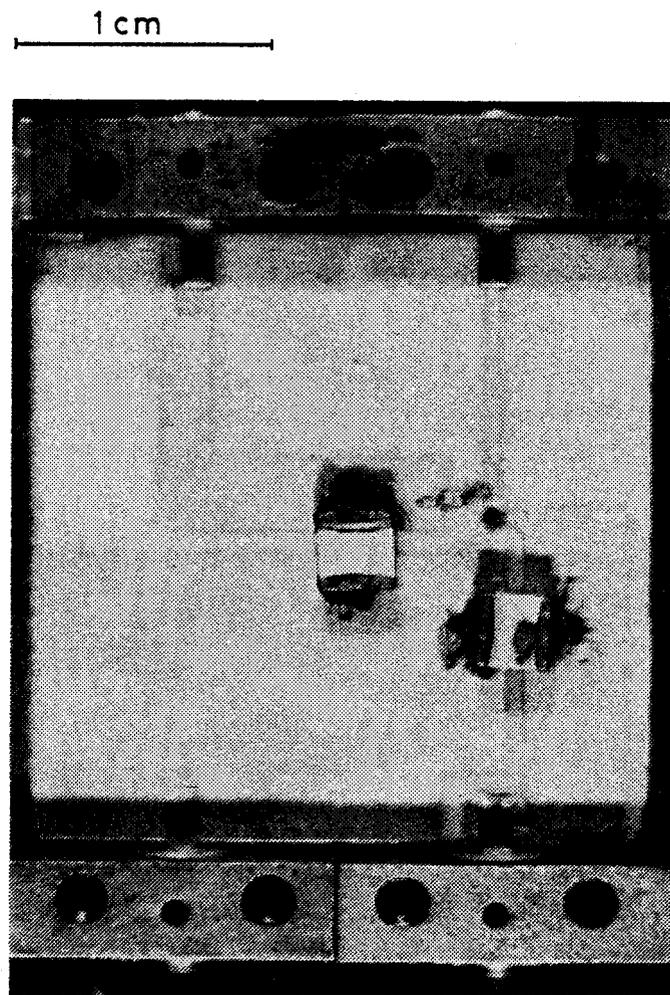


Fig. III-26 : Photo du circuit microstrip pour le phototransistor

où β_o est le gain optique du phototransistor, $\beta_o = \beta \cdot \eta$ avec η l'efficacité quantique externe.

En photodétection, le pulse d'excitation est de faible intensité (100 nW), le temps de réponse est dominé par le temps de charge d'émetteur et le temps de charge collecteur (si R_L est élevé, $R_L \geq 50 \Omega$). On devra donc opérer à forte intensité (P moyenne ≈ 100 mW) et en utilisant une résistance de charge aussi faible que possible (on choisit $R_L = 1 \Omega$) pour réduire l'influence des temps de charge devant le temps de transit intrinsèque du transistor.

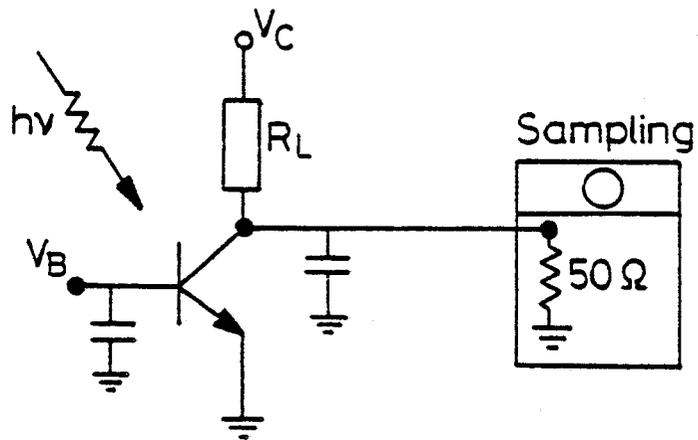
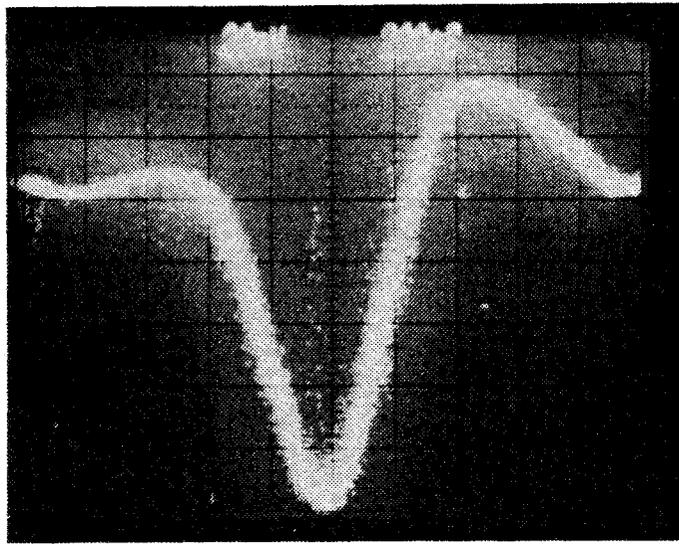
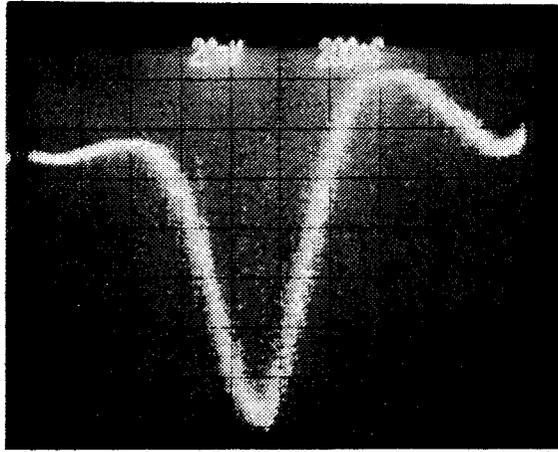
(b) Résultats expérimentaux :

Nous avons réalisé une structure test transistor présentant une épaisseur de base de 1 500 Å, l'hétérojonction émetteur base étant de type abrupt, la jonction électrique étant localisée dans l'émetteur (sur environ 100 Å) (43), (97). Afin de réduire l'influence des capacités de charge d'espace, les dimensions du phototransistor sont réduites ($S_{EB} = 6 \times 30 \mu\text{m}^2$, $S_{BC} = 30 \times 40 \mu\text{m}^2$), et la structure est épitaxiée sur substrat semi-isolant. Le procédé de fabrication est identique à celui présenté précédemment (Cf. III.2).

Les dispositifs sont montés sur un circuit microstrip présentant une résistance de charge de 1 Ω jusqu'à 18 GHz (figure III.26). La source de lumière est un laser dye à pompage synchrone par laser Krypton, délivrant un pulse ultra court, $\Delta\tau \sim 3$ ps, à un taux de répétition de 82 MHz. La longueur d'onde d'excitation est 720 nm, la puissance moyenne du pulse est de 100 mW. La photoréponse d'un phototransistor polarisé à $V_{CE} = 8$ V et $I_C = 1$ mA est montré figure III.27. Le temps de montée et de descente sont égaux à 250 ps, la largeur à mi-hauteur du pulse est de 320 ps. Le gain en courant du transistor est de l'ordre de 15 pour $I_C \gtrsim 1$ mA, le gain optique est évalué à 10-12 pour un courant collecteur moyen de 5 mA. On en déduit d'après la relation (III.32) que le temps de transit émetteur collecteur est :

$$29,09 \text{ ps} \gtrsim \tau_{EC} \gtrsim 24,62 \text{ ps}$$

L'analyse de transistors de caractéristiques similaires à celles du phototransistor a été effectuée en régime dynamique à partir de la mesure des



PHOTORESPONSE MEASUREMENT OF HPT



Fig. III.27 : Photoréponse d'un phototransistor à une impulsion laser ultra courte (3ps).

paramètres S, à $I_C = 5 \text{ mA}$ et $V_{CE} = 8 \text{ V}$. La fréquence de transition est de l'ordre de 8 GHz. A partir des paramètres mesurés en basse fréquence, on peut calculer :

$$\left\{ \begin{array}{l} \tau_E = r_E (C_E + C_C + C_p) = 5,2 (1.05 + 0.16 + 1.4) \\ \tau_E = 13.30 \text{ ps} \\ \tau'_C = (R_E + R_C + R_L) (C_C + C_p) = (6.1 + 2.5 + 1) (1.36) \\ \tau'_C = 13.06 \text{ ps} \end{array} \right.$$

d'où l'on déduit :

$$\tau_I = \tau_B + \tau_C = \tau_{EC} - \tau'_C - \tau_E$$

$$\tau_I < 2.73 \text{ ps}$$

Le temps de transit collecteur pour $V_{CE} = 8 \text{ V}$ est calculé pour $v_X \approx 1.2 \cdot 10^7 \text{ cm/s}$ par :

$$\tau_C = \frac{W_{TC}}{2v_{s1}} = \frac{7237 \cdot 10^{-8}}{2.4 \cdot 10^7} \approx 3 \text{ ps}$$

On observe que la contribution du temps de transit de base est négligeable alors que le modèle de diffusion prévoit d'après la relation :

$$\left\{ \begin{array}{l} \tau_B = \frac{W_B^2}{2,4 D_{nB}} \\ \tau_B = 4.13 \text{ ps pour } W_B = 1500 \text{ \AA} \end{array} \right.$$

Le désaccord entre les valeurs théoriques du temps de transit et les valeurs expérimentales peut être interprété comme une démonstration du transport sans collisions dans la base et une partie de la zone de déplétion base collecteur. Cependant, il faut noter que l'imprécision de mesure du courant collecteur durant le pulse d'excitation lumineuse est grande. On ne mesure qu'un courant moyen, et le courant instantané est

supérieur à 5 mA durant une grande partie du temps d'excitation. L'interprétation quantitative de ces résultats demande certainement des mesures complémentaires.

La forme symétrique de la réponse, temps de montée t_r et temps de descente t_f égaux tous deux à 250 ps reste toutefois inhabituelle pour un transistor à jonctions. Une queue de diffusion est généralement observée pour le t_f correspondant au temps de recombinaison des porteurs minoritaires dans la base.

En effet, dans le cas où les électrons diffusent dans la base, le temps de transit est supérieur à la durée du pulse d'excitation. Les électrons situés dans la base recombinent avec les trous majoritaires en un temps voisin de la nanoseconde, pour GaAs p^+ . Un comportement similaire est obtenu dans d'autres photodétecteurs à jonctions (106).

En conséquence, le temps de transit dans la base est très court ($\tau_B < 3$ ps) devant le temps de diffusion. Ceci signifie que l'injection d'électrons depuis l'émetteur est en régime de faibles collisions même pour une épaisseur de base de 1500 Å. La détermination exacte du temps de transit nécessite cependant des mesures complémentaires.

III-7- Interprétation des résultats expérimentaux - Comparaisons avec le modèle du TBH sans collisions :

L'étude expérimentale a permis de caractériser en régime statique et dynamique des transistors bipolaires à hétérojonction émetteur base abrupte. L'analyse du courant d'électrons collecteur en fonction de la tension émetteur base et à différentes températures a permis dans un premier temps, de vérifier que le courant d'émission ou d'électrons est effectivement un courant d'émission au-dessus de la barrière d'interface de hauteur ΔE_C . L'analyse en régime dynamique de tels transistors a conduit à une mesure indirecte du temps de transit des électrons dans la base qui correspond à une vitesse moyenne de dérive \bar{v}_d supérieure à la vitesse de diffusion d'électrons minoritaires dans GaAs : p. Compte tenu des différentes hypothèses discutées au paragraphe III-5-d, on obtient pour une épaisseur de base de 1 000 Å :

$$(III-33) \quad \bar{v}_d \approx 1,3 \cdot 10^7 \text{ cm/s.}$$

Le calcul du temps de transit de base par le modèle de diffusion conduit à une vitesse moyenne des électrons bien plus faible du fait des mécanismes d'interactions dans la base. On obtient dans le cas de base de faibles épaisseurs devant la longueur de diffusion L_{nB} :

$$(III-34) \quad \bar{v}_d \approx \frac{D_{nB}}{L_{nB}} = \frac{D_{nB}}{W_B}$$

Compte tenu des paramètres D_{nB} et L_{nB} pour les matériaux épitaxiés par EJM ((48-97), on peut calculer :

$$(III-35) \quad \left\{ \begin{array}{l} \bar{v}_d \approx \frac{17,5}{0,5 \cdot 10^4} = 3,5 \cdot 10^5 \text{ cm/s} \\ \bar{v}_d \leq \frac{D_{nB}}{W_B} = 4,9 \cdot 10^6 \text{ cm/s} \end{array} \right.$$

L'écart entre ces valeurs (relation III.35) et les valeurs expérimentales de la vitesse des électrons dans la base (III.23) laisse supposer que le transport électronique dans la base est en régime de faibles collisions voire balistique. Pour l'énergie d'injection considérée, $E_0 \approx 220 \text{ meV}$, on peut estimer que la constante de diffusion des électrons chauds injectés à une énergie supérieure à l'énergie thermique s'écrit (Cf. Chapitre II.3) :

$$(III-36) \quad D_n = \mu_{nB} \left(\frac{KTe}{q} \right) = D_{nB} \left(\frac{T_e}{T_L} \right)$$

où $\frac{KTe}{q} \approx E_0 = 220 \text{ meV}$ pour l'exemple considéré.

T_L : température du réseau.

La vitesse électronique est augmentée par le facteur (T_e/T_L) , on obtient pour l'exemple considéré :

$$4 \cdot 10^7 \text{ cm/s} \approx \bar{v}_d \approx 3 \cdot 10^6 \text{ cm/s}$$

Dans l'hypothèse de transport balistique sans collisions, la vitesse moyenne de dérive des électrons dans la base dépend de la concentration en impuretés et de l'efficacité du mécanisme d'interaction électron-plasmons de trous. Dans le cas de bases peu dopées, la vitesse de dérive peut être très élevée pour l'énergie d'injection $E_0 \approx 220$ meV. On devrait observer un libre parcours moyen supérieur à $1\ 000\ \text{Å}$, et une vitesse de dérive v_d comprise entre $8\ 10^7$ cm/s et $7,5\ 10^7$ cm/s d'après le modèle du TBH balistique développé au chapitre II.

En fait, le dopage de base est élevé pour les dispositifs expérimentaux ($2\ 10^{19} > N_B > 6\ 10^{18}\ \text{cm}^{-3}$) l'interaction électron-plasmons de trous peut donner lieu à un libre parcours moyen très court, $\lambda_{PLA} < 100\ \text{Å}$. Dans ces conditions, la vitesse moyenne de dérive dans la base est très proche de la vitesse de saturation des électrons pour une épaisseur de base de $1\ 000\ \text{Å}$. On obtient :

$$2,5\ 10^7\ \text{cm/s} \gtrsim \bar{v}_d \gtrsim 1,8\ 10^7\ \text{cm/s}$$

Ces valeurs sont en accord avec les résultats expérimentaux obtenus sur des dispositifs réels. Le mécanisme d'interaction électron-plasmons pourrait donc jouer un rôle déterminant pour la conception de transistors balistiques ou quasi-balistiques faisant apparaître un compromis entre l'épaisseur de la zone active de base et la concentration en impuretés à partir de laquelle ce mécanisme devient prépondérant.

III-8- Discussion et suggestions pour des travaux futurs :

L'étude expérimentale des transistors à hétérojonction en régime dynamique a mis en évidence un effet de survitesse dans la zone active de base. Cependant, il apparaît que la vitesse moyenne de dérive des électrons est inférieure à la vitesse maximale prévue par le modèle du TBH sans collisions :

$$v_{\text{max}} = \left(\frac{2E_0}{m^*} \right)^{1/2}$$

L'origine de ce faible effet de survitesse, $\bar{v}_d < 1,3 \cdot 10^7$ cm/s peut être attribué au mécanisme d'interaction électron-plasmon de trous dans la base du transistor. Cependant, on peut l'expliquer également par l'incertitude de des différentes mesures (capacités parasites,...) effectuées sur les dispositifs expérimentaux. L'interaction électron-plasma d'électrons intervient sans aucun doute pour les transistors unipolaires à plans de dopage (78) pour des concentrations d'impuretés supérieures à 10^{17} cm⁻³. Pines et Bohm (79) ont montré qu'une condition nécessaire à l'obtention d'un mode collectif d'excitation des plasmons s'écrit :

$$(III-37) \quad \frac{\tau_m \omega_p}{2\pi} > 1$$

où τ_m représente le temps de relaxation des porteurs participant à l'oscillation du plasma. En utilisant, $\mu_n = e\tau_m/m^*$ on montre que la condition (III.37) est vérifiée pour le plasmon d'électrons à $N \geq 10^{17}$ cm⁻³, tandis que pour un plasmon de trous $N_B = 6 \cdot 10^{18}$ cm⁻³ $\mu_p \approx 100$ cm²/V sec on obtient :

$$\frac{\tau_m \omega_p}{2\pi} \approx 0.22 < 1$$

L'efficacité du mécanisme électron-plasmons de trous reste donc à établir à partir de travaux expérimentaux et théoriques futurs. Sur le plan expérimental, l'étude des performances en régime dynamique de TBH présentant de faibles résistances d'accès est un excellent outil d'analyse du temps de transit intrinsèque et de la vitesse moyenne de dérive dans la zone active de base. Une étude comparative et systématique de TBH en fonction de l'énergie d'injection des électrons (hauteur de barrière ΔE_C) et épaisseur de la zone graduelle d'accélération mais également en fonction du dopage et de l'épaisseur de base serait riche en enseignement pour l'optimisation des performances fréquentielles du composant.

Un autre moyen d'augmenter la vitesse de dérive d'électrons minoritaires dans la base de TBH consiste à accélérer les porteurs sous l'effet d'un champ électrique obtenu par un gradient de l'énergie de bande interdite dans la base. Cette idée introduite par Kroemer (108) a été démontrée récemment par Capasso et al. (109) en réalisant un TBH à base graduelle en GaAlAs. L'énergie de bande interdite de la base diminue de l'émetteur au collecteur en faisant simplement varier la composition d'aluminium du GaAlAs.

On obtient ainsi une réduction du temps de transit de base qui s'écrit :

$$\tau_B \# \frac{W_B^2}{\mu_{nB}(E_{gE} - E_{gB})}$$

q

La superposition des deux structures à hétérojonction émetteur base abrupte, d'une part, et à base graduelle d'autre part conduirait sans doute à une amélioration de la vitesse de dérive. Le dispositif bénéficiant d'une rampe d'accélération balistique pour les électrons émis au dessus de la barrière (spike) de l'hétérojonction abrupte et du champ de dérive dans la base de composition graduelle. Dans l'immédiat, les résultats expérimentaux présentés dans la littérature (111) sont similaires à ceux de notre étude : $\bar{v}_d = 1.8 \cdot 10^7$ cm/s pour $N_B = 2 \cdot 10^{18}$ cm⁻³, $x_{Al} \approx 0,1$ et $W_B = 0,4$ μm. La structure de bandes du GaAlAs est telle que l'énergie de transfert en vallée secondaire L diminue lorsque la concentration d'aluminium augmente, l'intérêt de telles structures à base graduelle est donc limité par les mécanismes d'interactions intervalles.

Sur le plan fondamental, le calcul de la probabilité d'interaction électron-plasmon d'électrons de KIM et al (77) a été simplement transposé au cas électron-plasmon de trous. Un calcul plus rigoureux devrait sans doute être entrepris. Pour les simulations de type Monte Carlo il apparaît indispensable de prendre en compte les différents mécanismes d'interaction avec les impuretés en premier lieu et optiques polaires en second lieu pour prévoir avec plus de précision les performances de survitesse des composants réels dont les zones actives sont forcément dopées.

D'autres méthodes de caractérisation pourraient être développées pour mettre en évidence les effets de survitesse dans les structures TBH. La méthode de mesure du temps de transit sous l'effet d'un champ magnétique devrait permettre d'évaluer avec plus de précision la vitesse moyenne dans la base (110). Une mesure de réflectivité résolue en temps a été développée par Levine et al. (111) sur des structures de transistors à base graduelle et devrait permettre, de déterminer le seuil d'excitation des plasmons en fonction du dopage de base.

Enfin, concernant d'autres matériaux tels que GaInAs, une telle structure devrait conduire à une amélioration des performances fréquentielles. L'énergie d'injection pouvant être plus élevée (seuil de transfert $\Delta E_{TL} \approx 0.55$ eV) et le mécanisme d'interaction électron plasmon moins efficace (112).

CONCLUSION



Ce travail était consacré à l'étude des transistors bipolaires à hétérojonction GaAlAs/GaAs. Nous avons présenté une analyse théorique des phénomènes de conduction des hétérojonctions en fonction du caractère abrupt ou graduel de l'interface. Nous avons montré que la différence d'affinités électronique entre les matériaux GaAlAs (émetteur) et GaAs (base) donnait lieu à une barrière de potentiel supplémentaire ("spike") qui permet d'injecter les électrons à une énergie supérieure à l'énergie thermique.

L'étude des phénomènes de transport dans le GaAs nous a permis de définir le libre parcours moyen maximum pour une "fenêtre" d'énergie d'injection des électrons. Nous en avons déduit le concept d'un TBH idéal sans collisions dans la base. Sur le plan expérimental, nous avons rapporté notre récent travail sur des dispositifs réalisés en épitaxie par jets moléculaires. Notre objectif étant de démontrer des effets de survitesse dans la base de transistors à hétérojonction abrupte, nous avons comparé les caractéristiques en régime dynamique de composants de faibles dimensions.

Ceci nous a conduit à réaliser des composants très rapides. La fréquence de transition mesurée à l'aide du relevé des paramètres S entre 2 et 18 GHz, est de l'ordre de 16 GHz pour une densité de courant collecteur de $2 \cdot 10^4 \text{ A/cm}^2$. La vitesse de dérive est déduite des mesures du temps de transit des électrons et de l'analyse en régime dynamique à partir du schéma équivalent du transistor. Pour un dopage de base élevé $N_B \geq 6 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ et une épaisseur de base de l'ordre de 1 000 Å, la vitesse moyenne est supérieure ou égale à $1,3 \cdot 10^7 \text{ cm/s}$. Ceci constitue pour la première fois une démonstration expérimentale d'un régime de survitesse pour les électrons minoritaires injectés dans la base de transistors bipolaires à hétérojonction.

L'utilisation des caractéristiques du composant pour mettre en évidence des effets physiques nouveaux a été développée dans cette thèse tant au niveau des caractéristiques statiques que dynamiques.

L'étude du courant collecteur en fonction de la tension émetteur base $I_C(V_{BE})$ permet d'identifier la hauteur de la barrière de potentiel de l'hétérojonction émetteur base donc l'énergie d'injection des électrons. Nous avons utilisé le modèle de l'hétérojonction abrupte et les équations de dérive diffusion pour établir un modèle d'émission diffusion de l'hétérojonction GaAlAs $N^- \text{ GaAs}^+$. Une simulation numérique

a été développée dans le cas général des hétérojonctions réelles c'est-à-dire avec gradient de composition et de dopage à l'interface. Les résultats tant expérimentaux que ceux déduits du calcul analytique sont en bonne concordance avec ceux de la simulation.

A partir des propriétés du transistor bipolaire à hétérojonction classique, c'est-à-dire présentant des dimensions larges devant le libre parcours moyen des électrons nous avons montré que le calcul du temps de transit de base devait être modifié dans le cas de transistors à base mince. La vitesse moyenne de dérive des électrons minoritaires étant alors bien supérieure à la vitesse de diffusion des électrons minoritaires.

Enfin, nous avons développé des méthodes expérimentales de réalisation d'hétérojonction graduelles par épitaxie par jets moléculaires. Le couplage des mesures $I(V)$ aux mesures chimiques par analyse Auger de l'épaisseur de la zone graduelle en aluminium permet de contrôler la forme de la barrière émetteur base (hauteur, épaisseur). Deux méthodes de fabrication en technologie mesa et diffusée ont été développées tout au long de notre étude au CNET.

La mise en évidence d'effets de survitesse dans les TBH réalisés en épitaxie par jets moléculaires devrait se poursuivre par l'optimisation des paramètres de la zone active de base et base collecteur. Le dopage de base semble jouer un rôle prépondérant limitant les effets de survitesse par le mécanisme inélastique d'interaction électron-plasmon de trous. Nous avons discuté des principales directions de travail tant sur le plan fondamental qu'expérimental.

La prise en compte des effets de survitesse dans les TBH se traduira par une amélioration du comportement haute fréquence. De même, pour les applications large bande, en logique rapide il apparaît un meilleur compromis entre la résistance de base et le temps de transit de base. Une diminution de la résistance de base d'un facteur d'environ 4 semble possible en conservant le temps de transit (cf. annexe 1). En fonctionnement phototransistor, nous avons démontré que le temps de réponse à une impulsion laser ultra-courte (3 ps) pouvait être ramené à 320 ps pour une résistance de charge de 1Ω . Ceci constitue une démonstration de faisabilité de détecteur très rapide à partir d'une méthode d'épitaxie compatible avec l'intégration monolithique qui présente un intérêt certain pour les circuits optoélectroniques.

ANNEXE 1TRANSISTOR BIPOLAIRE GaAlAs-GaAs POUR CIRCUITS LOGIQUES ULTRA-RAPIDESINTRODUCTION :

Alors que les paramètres caractéristiques du fonctionnement en haute fréquence du transistor bipolaire à hétérojonction GaAlAs-GaAs sont bien connus : fréquence de transition F_T , fréquence maximale d'oscillation F_{max} (Cf. Appendice I.2) ; nous devons pour déterminer les potentialités pour l'application en logique rapide tenir compte de la configuration du circuit et de la filière technologique du composant.

Le temps de propagation d'une porte logique élémentaire ECL (Emitter Coupled Logic : "Logique à émetteurs couplés") a été établie par simulation numérique et par le calcul quasi-analytique dans le cas de TBH GaAs en structure diffusée.

Nous présentons une synthèse des simulations numériques du fonctionnement d'une porte logique ECL utilisant le programme IMAG 3 et un modèle de type Ebers-Moll du TBH GaAs. Il apparaît qu'à partir d'une géométrie donnée (doigt d'émetteur de 2 microns) et pour un courant d'opération I_C de 1 mA, le temps de propagation T_{pd} est limité par la résistance de charge du circuit R_L (figure 11). Ceci nous conduit à proposer une réduction de l'excursion logique ΔV : $R_L = \Delta V / I_C$ afin de tirer profit des performances intrinsèques du TBH GaAs : F_T élevé, résistance de base faible.

Le calcul quasi analytique permet de calculer T_{pd} dans le cas simple d'une porte CML ("Current Mode Logic" porte ECL élémentaire sans l'étage de sortie). On obtient une expression simple de T_{pd} qui présente l'avantage de faire apparaître l'influence du courant collecteur et par conséquent de la puissance dissipée.

Ces calculs proposés par Ashar (115) dans le cas général des transistors bipolaires, puis adaptés par Dumke et al (3) pour le TBH GaAs méritent d'être développés afin de compléter l'analyse numérique présentée dans l'article ci-après.

A-1-2- Optimisation du temps de propagation d'un inverseur CML :

La réponse d'un inverseur de type CML, comportant deux transistors bipolaires en montage de paire différentielle (voir figure 11) a été calculée par Ashar (115). L'analyse ne tient pas compte des effets parasites de haute injection ce qui n'est pas préjudiciable pour l'application au TBH (Cf. Appendice I.2). Une seconde approximation généralement admise consiste à représenter le transistor par des éléments linéaires. L'expression du temps de propagation s'écrit :

$$(A-1) \quad T_{pd} = (C_C + C_D) R_B + 2C_C r_E + R_L C_L + C_C \left(1 + \frac{3}{2} \frac{R_B}{r_E}\right)$$

où C_C , R_B , r_E représentent pour chaque transistor de la paire différentielle la capacité collecteur, la résistance de base et la résistance dynamique d'émetteur, respectivement. R_L et C_L sont respectivement la résistance et la capacité de charge. C_D est la capacité de diffusion associée au temps de transit de base τ_B par $C_D = \tau_B / r_E$

Dumke a appliqué cette relation au cas du TBH en faisant apparaître le courant de fonctionnement en écrivant :

$$R_L = \frac{\Delta V}{I} = r_E$$

Cette simplification a également pour but de rechercher un minimum pour R_L . On obtient alors (116) :

$$(A-2) \quad T_{pd} = \frac{5}{2} R_B C_C + R_B \tau_B I / \Delta V + 3a C_C \Delta V / I$$

avec $a = 1 + C_L / 3 C_C$.

On peut alors optimiser T_{pd} en dérivant la relation précédente en fonction du courant. Le temps de propagation minimum s'écrit :

$$(A-3) \quad T_{pd} = \frac{5}{2} R_B C_C + 2 (3a R_B C_C \tau_B)^{1/2}$$

pour un courant de fonctionnement :

$$(A-4) \quad I = \Delta V \left(\frac{3a C_C}{R_B \tau_B} \right)^{1/2}$$

On peut expliciter le facteur a en fonction des conditions de charge de l'inverseur CML. Pour une sortance de m et une entrance de n , et en considérant un facteur d'amplification ou tension de l'unité, on montre que (116) :

$$C_L = (n-1+2m) C_C + m/2 C_E$$

où C_E est la capacité émetteur base du transistor. On obtient alors :

$$a = 1 + 1/3 (n+2m-1) + \frac{m}{6} \cdot \frac{C_E}{C_C}$$

Une valeur typique de a est de l'ordre de 8-10.

On peut calculer à partir de la relation (A.4) la résistance de charge optimale :

$$(A-5) \quad R_L = \left(\frac{R_B \tau_B}{3a C_C} \right)^{1/2}$$

Ainsi, pour un TBH ultra-rapide présentant les caractéristiques suivantes :

$$\begin{aligned} \tau_B &= 1 \text{ ps} \\ R_B &= 40 \Omega \\ C_C &= 0,5 \cdot 10^{-13} \text{ F, avec } N_C = 10^{16} \text{ cm}^{-3} \text{ et } S_{BC} \sim 10^{-6} \text{ cm}^2 \end{aligned}$$

On obtient :

$$R_L \approx 6 \Omega$$

Bien qu'une telle valeur pour R_L implique un temps de propagation très court, d'après la relation (A.3) : $T_{pd} \approx 19 \text{ ps}$, pour $a = 8$; on doit remarquer que pour conserver une excursion logique de 100 mV, un tel circuit devrait fonctionner à près de 10 mA.

En règle générale, pour utiliser au mieux un transistor ultra rapide tel que le TBH en logique CML, on préférera réduire les résistances de base et de charge et conserver un temps de transit de base supérieur $2 \text{ ps} \lesssim \tau_B \lesssim 5 \text{ ps}$ (117).



Un calcul similaire conduit pour $\tau_B \approx 5$ ps à une valeur optimale de T_{pd} pour une résistance de charge : $R_L \approx 29 \Omega$.

Il apparaît essentiel de pouvoir améliorer le compromis entre la résistance de base et le temps de transit de base. A partir de la relation (A.3) on peut écrire :

$$\tau_B = AW_B^2 \quad \text{et} \quad R_B C_C = B/W_B$$

où A et B représentent des constantes indépendantes de l'épaisseur de base W_B .

En différenciant l'expression (A.3) en fonction de W_B on obtient alors :

$$(A-6) \quad T_{pd} = 3\left(\frac{15}{2}\right)^{1/3} (a R_B^2 C_C^2 \tau_B)^{1/3}$$

avec pour épaisseur optimale de base :

$$W_B = \left(\frac{25}{12a}\right)^{1/3} \cdot \left(\frac{B}{A}\right)^{1/3}$$

En prenant en compte les effets de survitesse dans la base, on peut réduire le facteur A. Une première estimation, qui demande confirmation expérimentale, est donnée par la relation (II.53) (A est multiplié par un facteur $\approx 2\sqrt{2}$ dans le cas quasi-balistique).

On obtient alors :

$$(A-7) \quad W_{B_{opt}} = \sqrt{2} \cdot \left(\frac{25}{12a}\right)^{1/3} \cdot \left(\frac{B}{A}\right)^{1/3}$$

CONCLUSION

On peut résumer sur la figure A.15 les différentes contributions au temps de propagation T_{pd} compte tenu de leurs variations en fonction du courant. Cette analyse proposée par Tang et Salomon (118) pour les transistors bipolaires silicium s'applique directement au cas du TBH.

Sans faire intervenir les effets de survitesse dans la base, une réduction de la résistance de base d'un facteur au moins 5 est possible pour un TBH GaAlAs-GaAs par rapport à un transistor équivalent en silicium. (Cf. Appendice I.2).

Une réduction de T_{pd} se traduirait dans ce cas par une forte augmentation du courant d'opération, pour B figure (A.15).

Afin de réduire à la fois le temps de propagation et le courant d'opération on est amené à diminuer la résistance de charge R_L et si possible la capacité collecteur C_c , point C figure A.15. Ainsi, une configuration inversée émetteur côté substrat, ou à double hétérojonction émetteur et collecteur en GaAlAs présente un intérêt supplémentaire (12).

Finalement, une réduction du temps de transit de base en tenant compte des effets de survitesse dans la base ne conduirait pas à une diminution notable de T_{pd} ou du courant. Pour les circuits logiques ECL, un tel effet devrait plutôt se traduire par une diminution supplémentaire de la résistance de base.

TRANSISTOR BIPOLAIRE GaAlAs-GaAs POUR CIRCUITS LOGIQUES ULTRARAPIDES

D. Ankri, A. Scavennec, C. Vivier

Texte de la communication présentée à la Conférence "GaAs IC'S - San Diego"

27/29 Oct. 1981

GaAlAs-GaAs Bipolar Transistor for high speed digital circuits

GaAs MESFETS have received much attention in recent years as devices for high speed integrated circuits in which the high mobility of electrons and semi-insulating substrate can be directly used.

After more than a decade of rapid progress in which light emitting devices have greatly contributed with the use of GaAlAs-GaAs heterostructure, it is now possible to make more complicated devices for such high speed circuits.

Recently, attractive results have been obtained on ion implanted homojunction bipolar transistors and I^2L integrated circuits. More generally, the speed and drive capability advantages can explain the recent interest for such a device.

Furthermore, with the use of GaAlAs as a wide gap emitter, CNET has recently obtained a very high transition frequency at low currents levels for very large devices, thanks to the low emitter base capacitance. Consequently, with a still larger geometry (width of emitters around $70\mu\text{m}$) the HBT can be used at high speed and this with an easier technology.

In this talk, we first discuss the properties of a diffused epitaxial GaAlAs-GaAs heterojunction bipolar transistor, and we present first the preliminary results obtained, and secondly the switching time expected for a high speed integrated circuit such as ECL. In a third part, we will discuss the limits and performances expected for this family of bipolar digital circuits.

Let me first recall the specific properties of a wide gap emitter transistor : (figure 1). The basic advantage of a wide gap emitter GaAlAs-GaAs bipolar transistor is that the electron barrier at the emitter-base junction is lower than the hole barrier. Consequently, a high injection efficiency and high current gain can be obtained even if the doping levels of the emitter and base are made respectively, low and high. This contrasts with permitted doping levels in homojunction transistors. This prediction has

been largely verified in this study where current gain has been obtained with a doping level as low as 10^{15} cm^{-3} for the emitter and as high as $2 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ for the base. Currently, high current gain has been obtained ($\beta > 1000$) on devices with a low emitter doping level around 10^{16} cm^{-3} and highly doped base around $5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$. (figure 2). As a summary, some figures of the specific advantages obtained from GaAs electronic properties and the use of a wide gap emitter are given below.

a) the emitter base capacitance can be reduced by a factor of 10 with a doping level of 10^{16} cm^{-3} , as compared with the silicon bipolar transistor

b) the base resistance can be reduced by a factor 5 thanks to the high doping permitted for the base of an heterotransistor

c) at the same time, the transit time τ_B is reduced by a factor 2-3 due to the electronic properties of GaAs

d) we will consider the parasitic capacitance as negligible thanks to the use of a semi-insulating substrate

These figures lead to high values of the transition frequency as shown on figure 3, a high f_T can be obtained at low current although the emitter base active area is still large. $f_T = 1.3 \text{ GHz}$ for $I_C = 1 \text{ mA}$ and $S_{EB} = 4 \times 10^{-5} \text{ cm}^2$. Now, let us consider the response of such a HBT to a large signal pulse (figure 4).

The transistor mounted as an inverter is biased with $V_C = 5 \text{ V}$ and $V_B = 1 \text{ V}$ just below the emitter base voltage threshold. These conditions are very similar to those of an ECL differential pair. For an emitter current of 1 mA and an input pulse of 500 mV , we measure a delay time of about 800 ps with a load resistance of 50Ω . In this case the transistor is still large and the switching time is dominated by the emitter-base charging time. For a bias of $V_B = 1.4 \text{ V}$ and an emitter current of 2 mA , the switching time decreases to about 500 ps , with the same load conditions.

These results are found to be in good agreement with values obtained from the large signal response computed using an Ebers-Moll model.

This EM model has been improved to take into account the distributed nature of the collector capacitance and the base resistance (figure 5).

The model has been further modified for taking into account the specific features of the heterojunction transistor. First, we have included the distributed nature of the emitter capacitance, for the emitter side-wall junction due to the diffusion process for contacting the base. Second we have included the emitter resistance which takes account of the contact

and bulk resistivity of the emitter. Finally the recombination current which is the dominant factor limiting the current gain at low levels has been included in the expression for the current gain. The agreement between the measured and computed pulse responses confirm the validity of this model (figure 6).

Now, for taking advantage of the high-speed low current capability of this device, we must first consider what can be realized with our present "GaAs laboratory know how".

A new technology is presently being developed for an interdigitated structure with a 10 μ m emitter finger width.

This technology is presently realized on a semi-insulating substrate as shown in this slide (figure 7). We are investigating a new self-aligned processing technique, as follows, (figure 8).

a) after a standard photolithography procedure a selective mesa etch is performed on the emitter cap layer, which leads to 20 μ m top emitter GaAs regions which act as masks for the active emitter region

b) a Zn diffusion is performed down to the base. The p⁺ type surface concentration is greater than 10²⁰ cm⁻³, which gives a low base contact resistance

c) the GaAs diffused layer is then removed by the same selective etch

d) Au-Ge/Ni is evaporated for both the emitter and base contact

e) a mesa is created by etching down to the n⁺ collector layer and then Au-Ge/Ni is evaporated for the collector contact

f) Au-Ge/Ni around the collector contact is then removed and Si₃N₄ is sputtered and lifted off for reducing the leakage currents

g) the active devices and the resistances of the gate are then isolated by ion implantation, before interconnection of the devices

The first results obtained on a transistor with this 10 μ m technology (on a n⁺ substrate) are C_{EB} = 0.6 pF ; C_{BC} = 2pF. $\beta \sim 10-30$ (figure 9). A main limitation came from the non uniformity of LPE layers and in the future, we will use MBE or MOCVD growth. However from these values, we can already expect a f_T at 1mA which is very similar to the value obtained by Fairchild on the first ECL 100K silicon technology reported in 1973 by Dhaka et al. (Figure 10).

Indeed, taking account of the low values of the parasitic capacitances, we can now realize the equivalent to the silicon ISOPLANAR II technology with the present GaAlAs GaAs bipolar technology knowledge ; the maximum transition frequency for the GaAlAs GaAs transistor should be around 8 GHz and this allows to use the GaAs ECL gate at higher current to obtain higher speed. Let us notice the different size of the emitter base area : for the GaAs technology the emitter base area is 20 times larger than for the Si one.

With Ebers Moll Model simulations we have evaluated the propagation time expected for an ECL gate using these transistors. The basic ECL circuit used is a differential pair where R_L is around 400Ω and $R_E \approx 2K\Omega$. For a fan-out of 0 and a logic swing of 400mV, the delay time is 370 ps at 1mA (figure 11). At 2mA, this delay time can be reduced below 300ps.

For getting through this comparison, one can consider the layout of the future ECL gate as proposed by Hart et al (figure 12).

By a realistic extrapolation of the present GaAs technological know how, it will be possible in the near future, to realize an GaAlAs GaAs bipolar transistor with an emitter size of $2\mu\text{m}$ by $5\mu\text{m}$, as sketched in the figure.

With the generation III Si technology considered by Hart et al. transition frequency of 10 GHz at 2.3mA is expected for each transistors of the gate, and a delay time close to 100ps with a logic swing of 300mV (0.8 pJ) ; Power dissipation is roughly 8mW. The collector transition capacitance is $C_c = 0.02\text{pF}$.

With the GaAlAs-heterojunction transistor and the same geometry the same value of transition frequency could be obtained with a current as low as 100 μA . However, at this low current level and for the same logic swing, the dominant factor limiting the delay time will be the $R_L C_c$ (R_L is then very high). As, indeed, the base sheet resistance can be reduced by a factor 9-10 for the same value of base transit time, it is more interesting to use the device at higher current and higher speed. By way of illustration, at 1mA the delay time of the ECL gate computed usign the E.M. model is reduced to 16ps for a logic swing of 400mV and the same fan-out condition. (figure 13). Worth noticing is the possibility to keep only one base finger contact since the base resistance is small ; this can help reducing the base collector area, and thus C_c .

As a first conclusion, we can compare the speed power performances with other IC technologies. Two interesting points (figure 14) :

1) subnanosecond GaAlAs-GaAs ECL gates are possible today with 10 μm emitter width

2) the GaAs heterojunction bipolar technology appears very close to the other GaAs (MESFET) technologies, and particularly to the recent HEMTL results. For the bipolar transistor, this can be obtained with a $2\mu\text{m}$ emitter width at 300K. However, this diagram gives only trends, and one has to use it with some caution. The most important result relates to the expression of the delay time obtained from gate delay sensitivity analysis :

$$\tau_{pd} = k_1 R_L C_c + k_2 \tau_B + k_3 R_B C_d$$

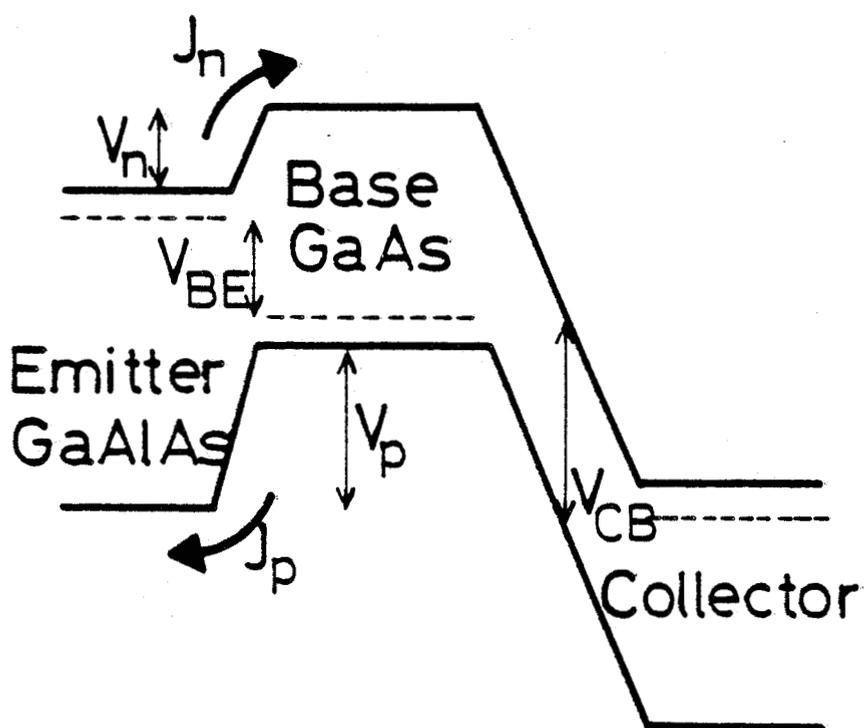
This result is very similar to that obtained by Tang and Solomon for silicon bipolar transistor. For the heterojunction bipolar technology, R_B and C_d can be reduced by a factor 5 and 2 respectively. Finally, for scaling down under $2\mu\text{m}$ the first term is dominant ($k_1 R_L C_c$) and can be reduced for low current operation, only by the use of a smaller voltage swing. This seems to be possible (logic swing around 100mV) without affecting the noise margin as discussed by S.G. Knorr at the last International Conference on Circuits and Computers. Then it is possible for GaAs bipolar technology to reach the low 10ps region with a $2\mu\text{m}$ emitter size at room temperature.

In conclusion :

- 1) GaAlAs bipolar transistor switching time is now in the subnanosecond range
- 2) Monolithic integration on SI substrate is possible
- 3) We can expect propagation delay time as short as in heterojunction MESFET technology while operating at room temperature.

However the main limitation is a difficult processing technique. For further optimization and scaling down, MBE or MOCVD growth together with ion implantation have to be used.

GaAlAs-GaAs HETEROJUNCTION BIPOLAR TRANSISTOR



High injection efficiency :

due to the lower electron barrier

$$V_n < V_p$$

N_E can be much smaller than N_B

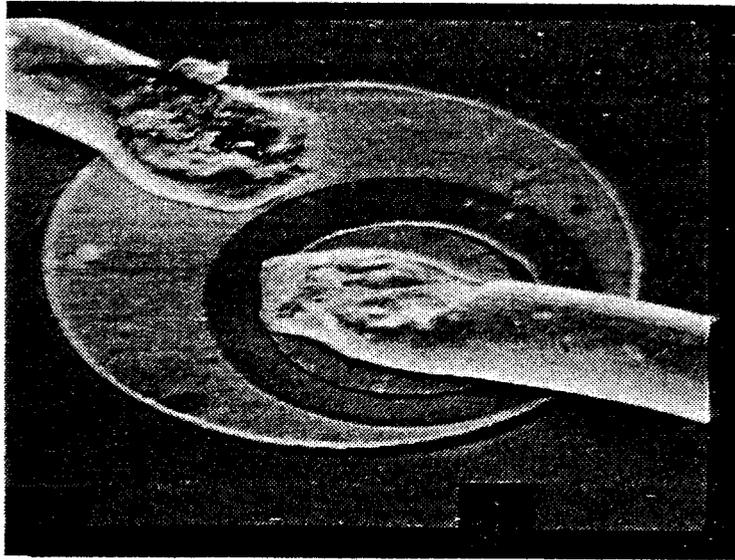
R_B and C_{TE} small

+

GaAs electronic properties



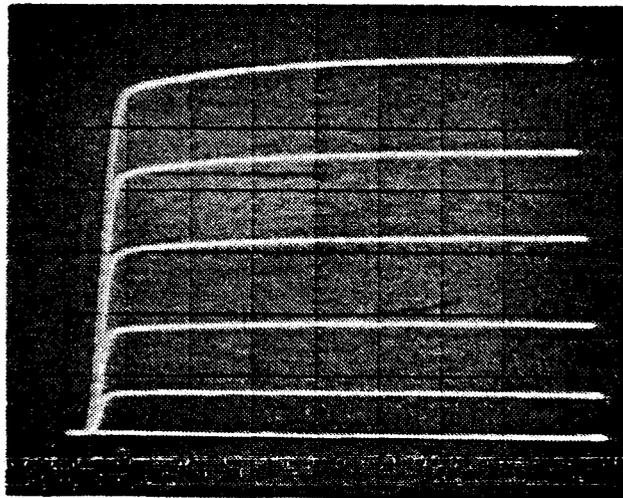
FIG. 1



SEM VIEW OF GaAlAs-GaAs
H.B. TRANSISTOR

a

enet



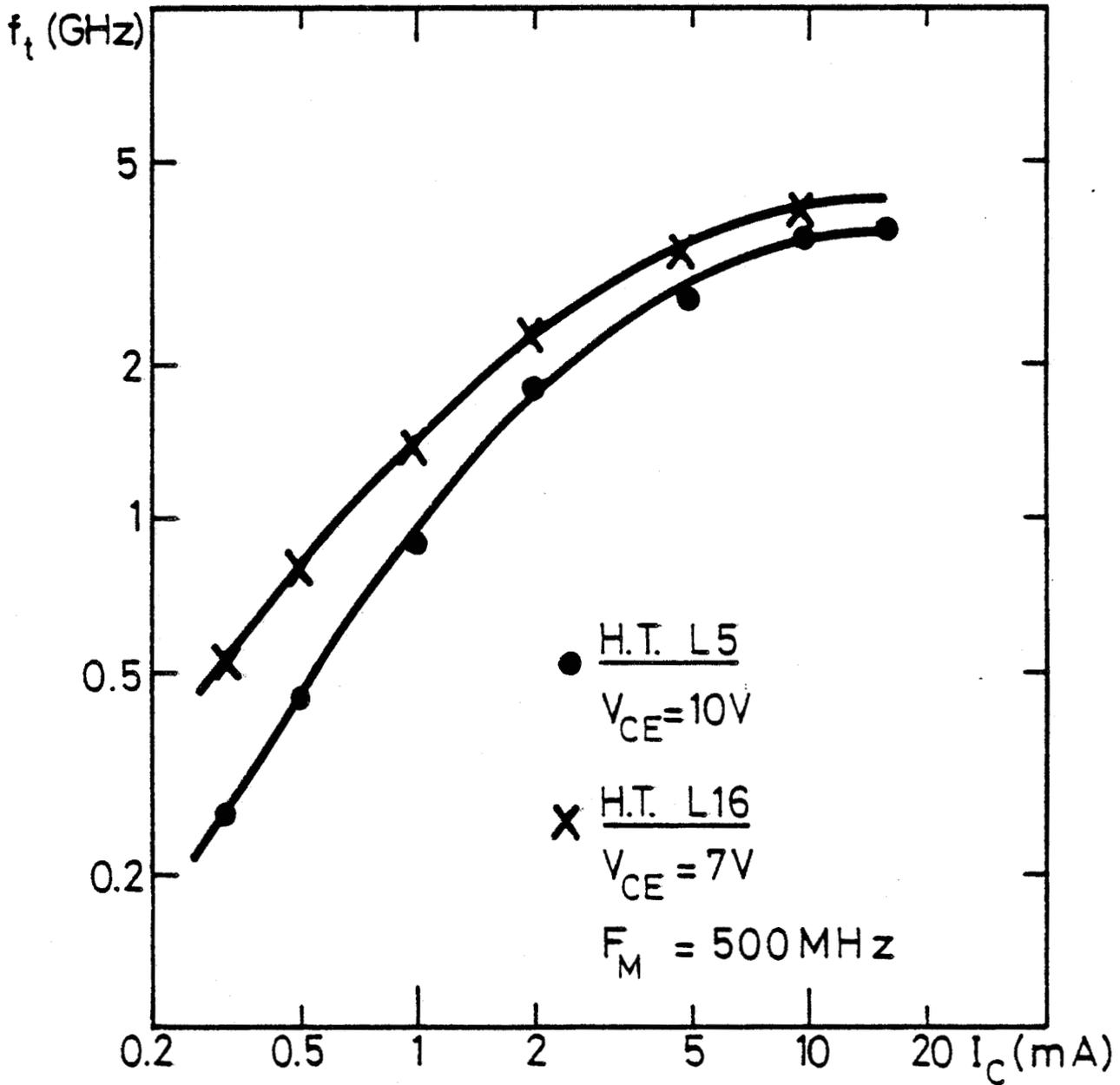
HJT D.C. CHARACTERISTICS
2mA - 1V/div.
2 μ A/step

b

FIG. 2

enet

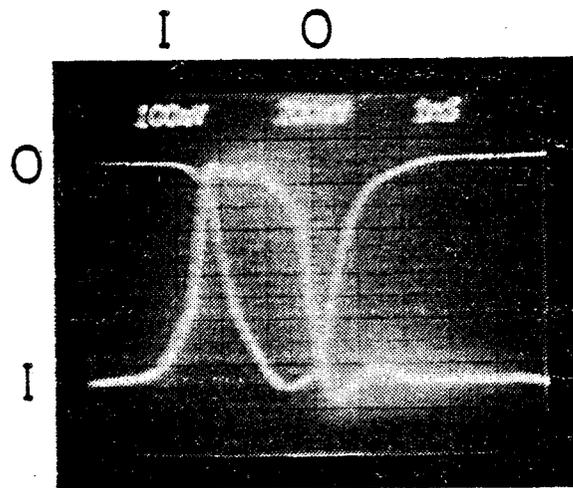
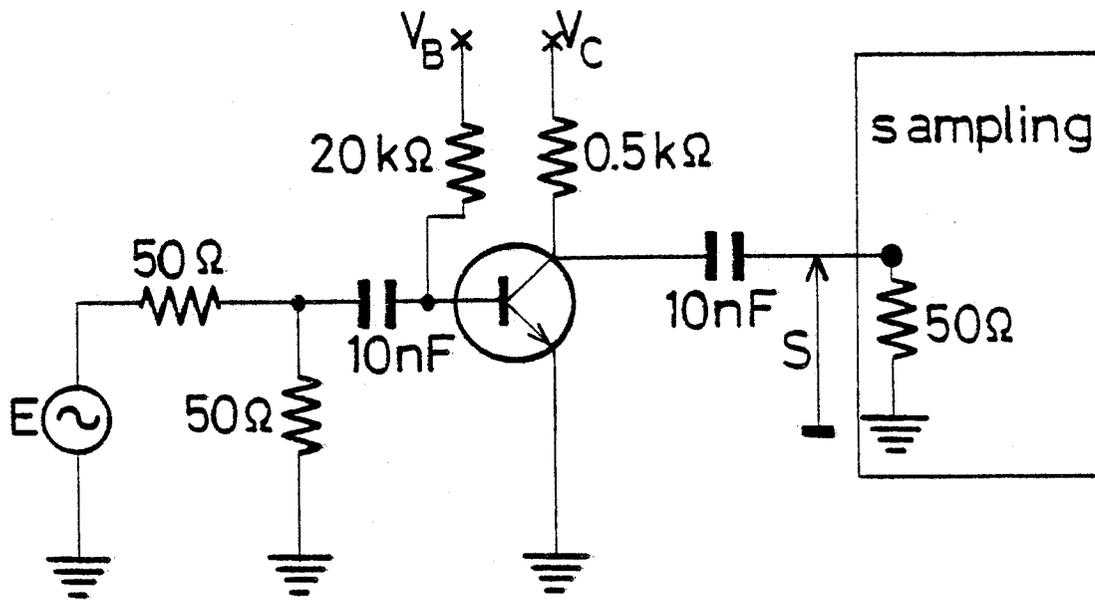




H.T. TRANSITION FREQUENCY vs. COLLECTOR CURRENT



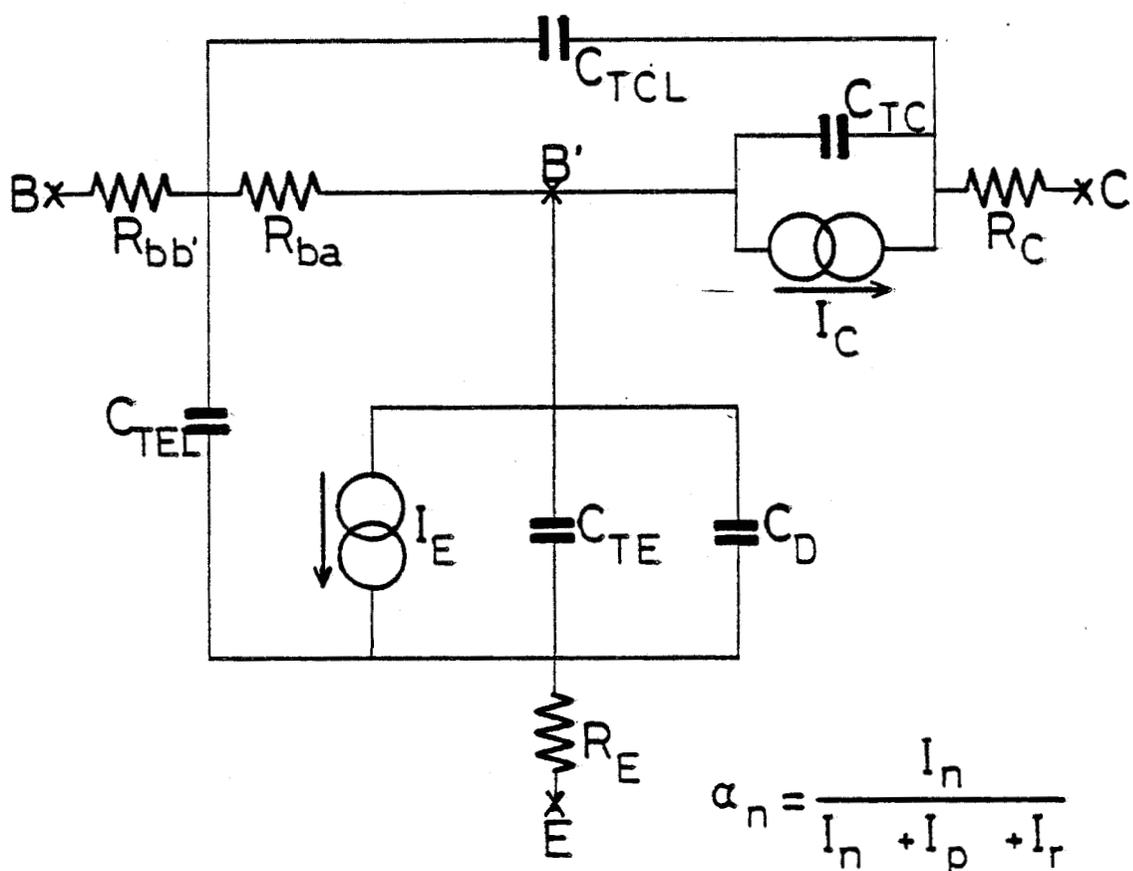
FIG. 3



$$t_{pd} = K_1 R_B C_C + K_2 r_E C_E + K_3 R_L C_C + K_4 \tau_B$$

LARGE SIGNAL PULSE RESPONSE OF HBT L16

FIG. 4



EBERS - MOLL MODEL MODIFIED FOR HBT

enet

FIG. 5



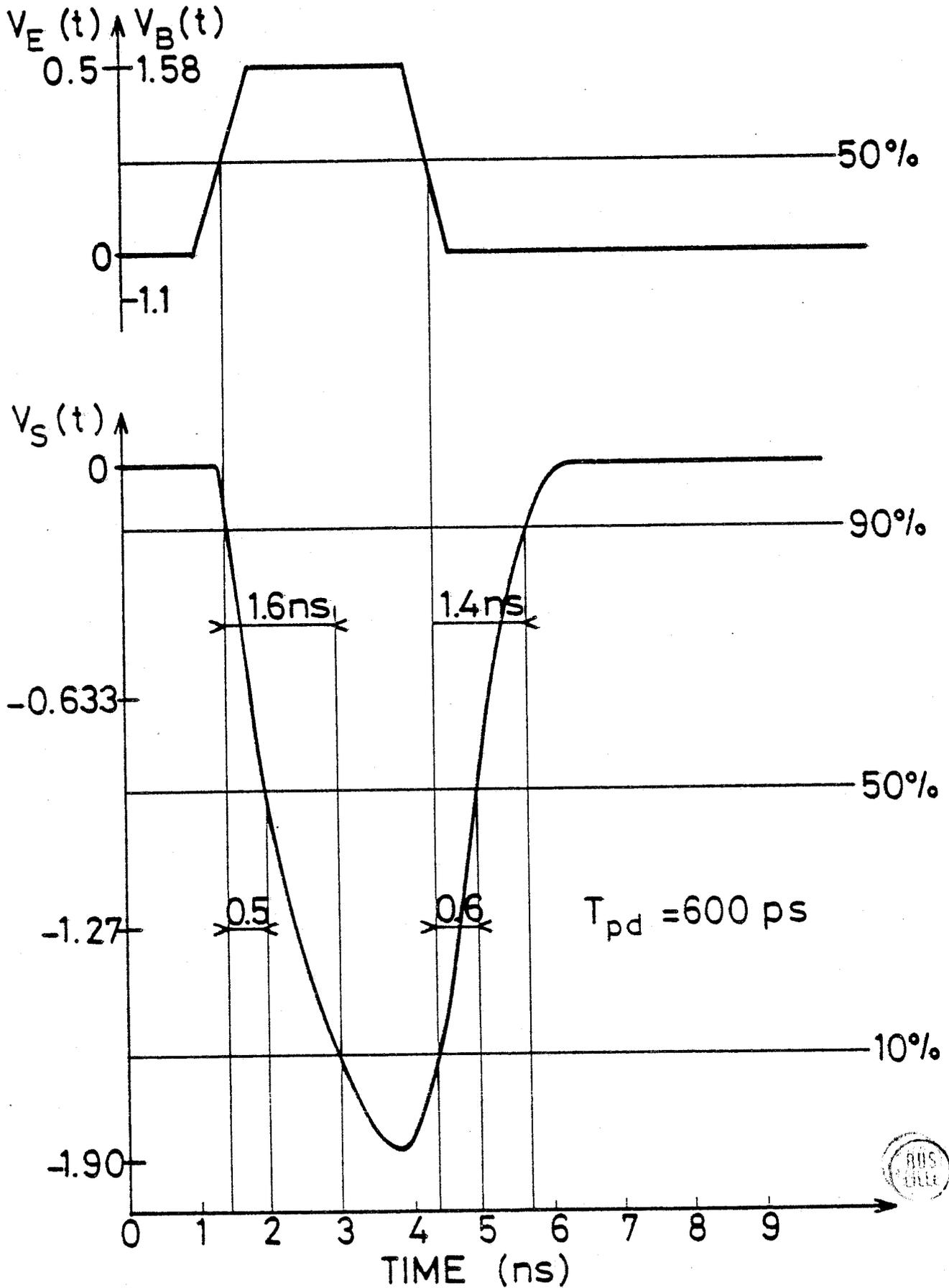
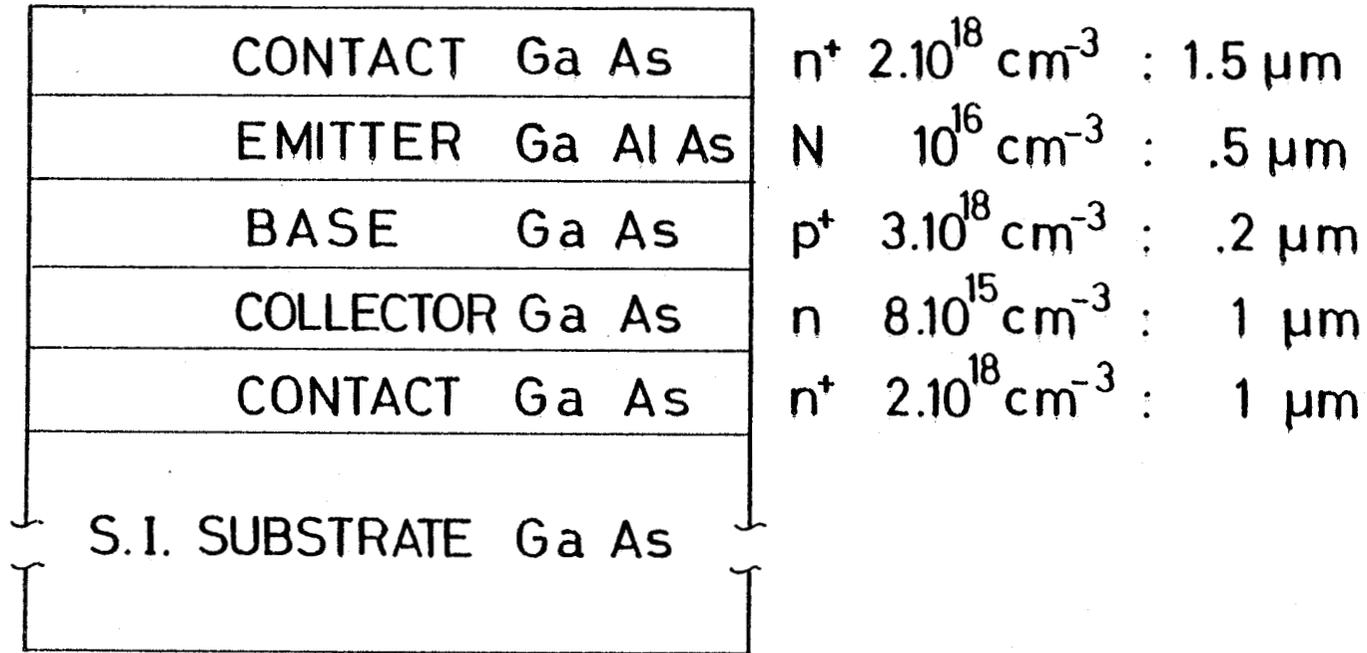


FIG. 6



Ga Al As - Ga As TRANSISTOR MULTILAYER STRUCTURE

FIG. 7



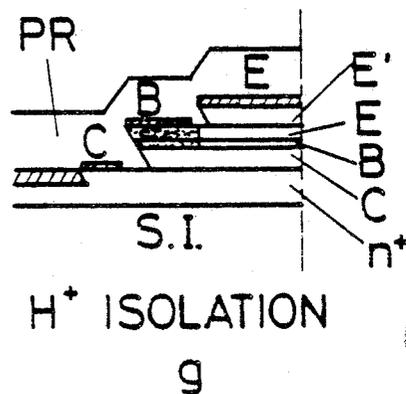
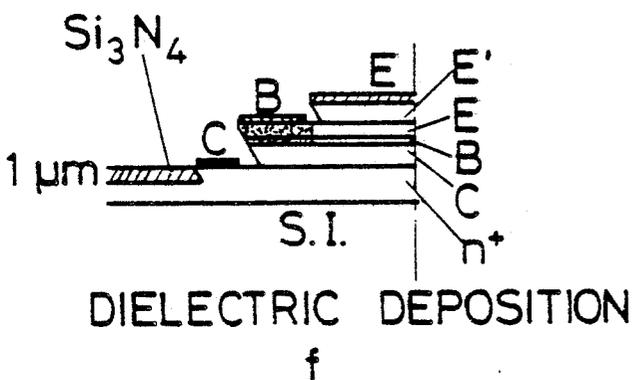
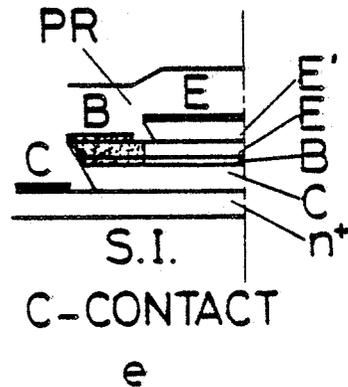
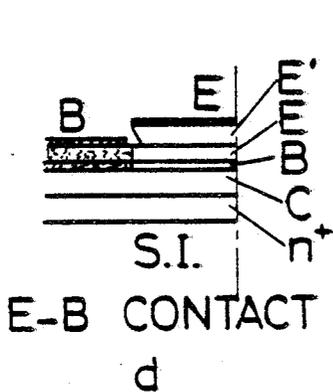
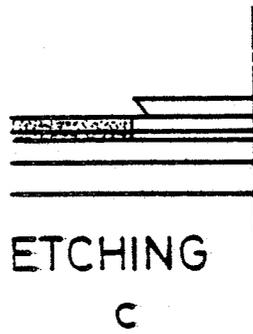
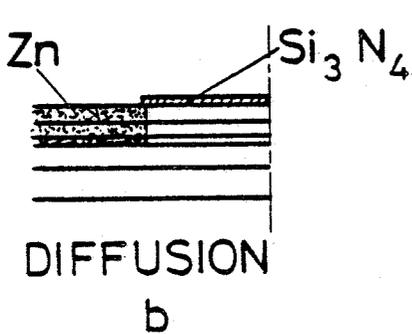
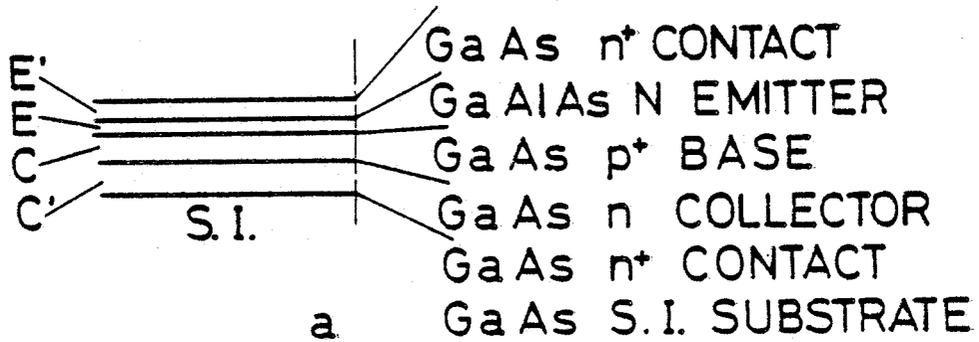
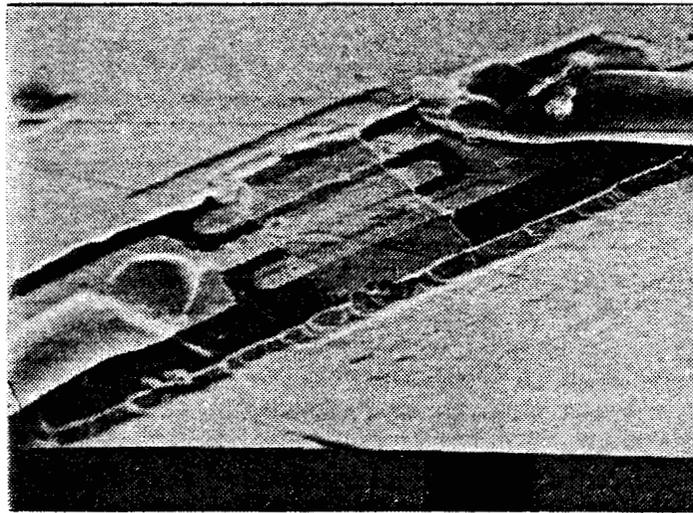


FIG. 8



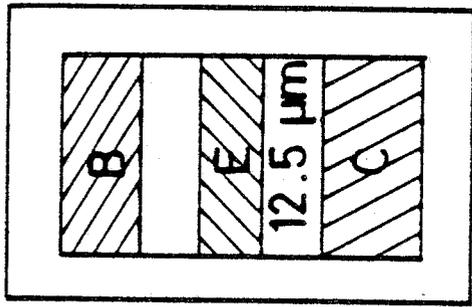


S.E.M. VIEW OF THE INTERDIGITATED
GaAlAs-GaAs BIPOLAR TRANSISTOR

enet

FIG. 9

GaAlAs - GaAs HBT



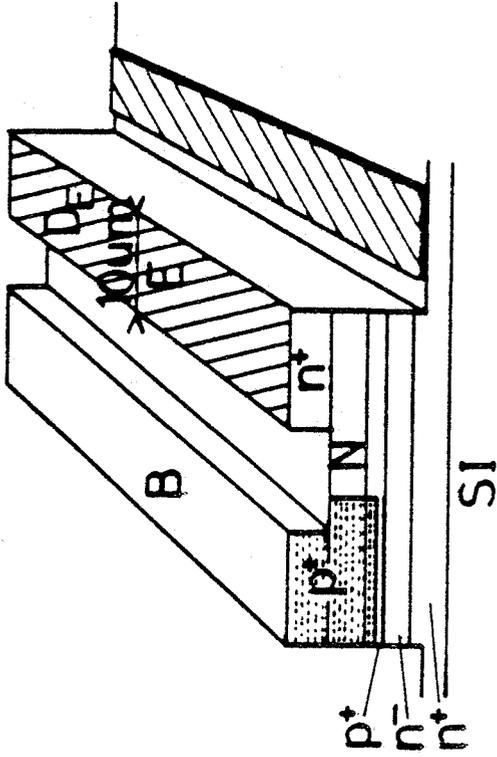
$D_E = 2.5 \mu m$

Emitter Size : $S_{EB} = 2.5 \times 12.5 \mu m^2$

V_{sat} at 5 mA : 0.2 V

F_T (at 1 mA ; $V_{CE} = 1V$) : 4 GHz

$F_{T max}$: 5 GHz



$S_{EB} = 12 \times 50 \mu m^2$

$V_{sat} : 0.6 V$

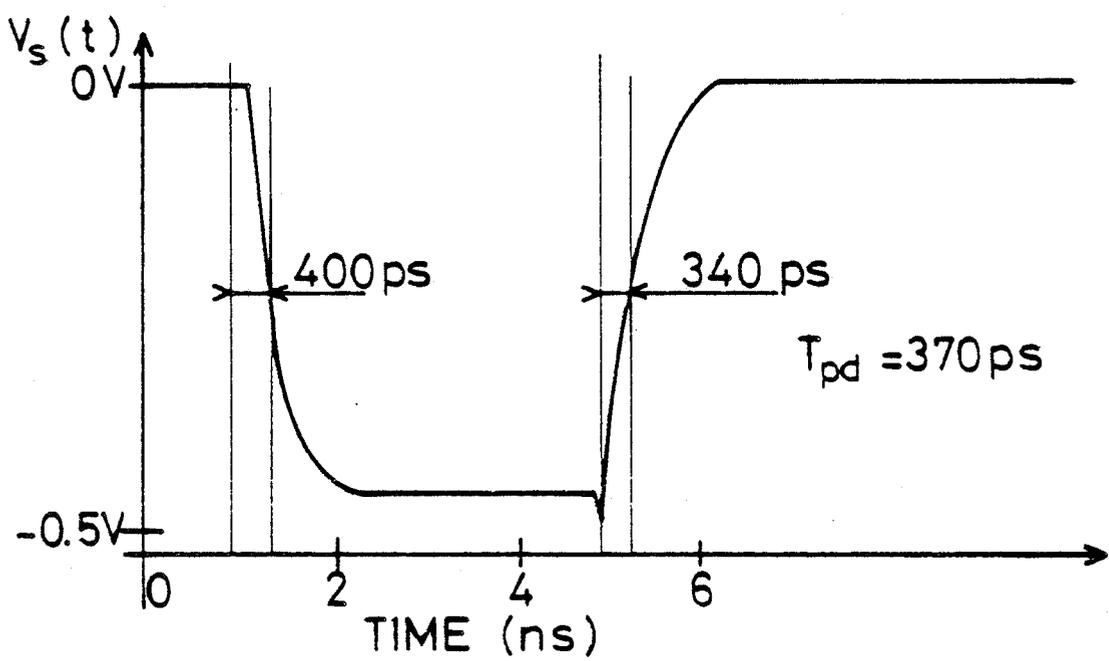
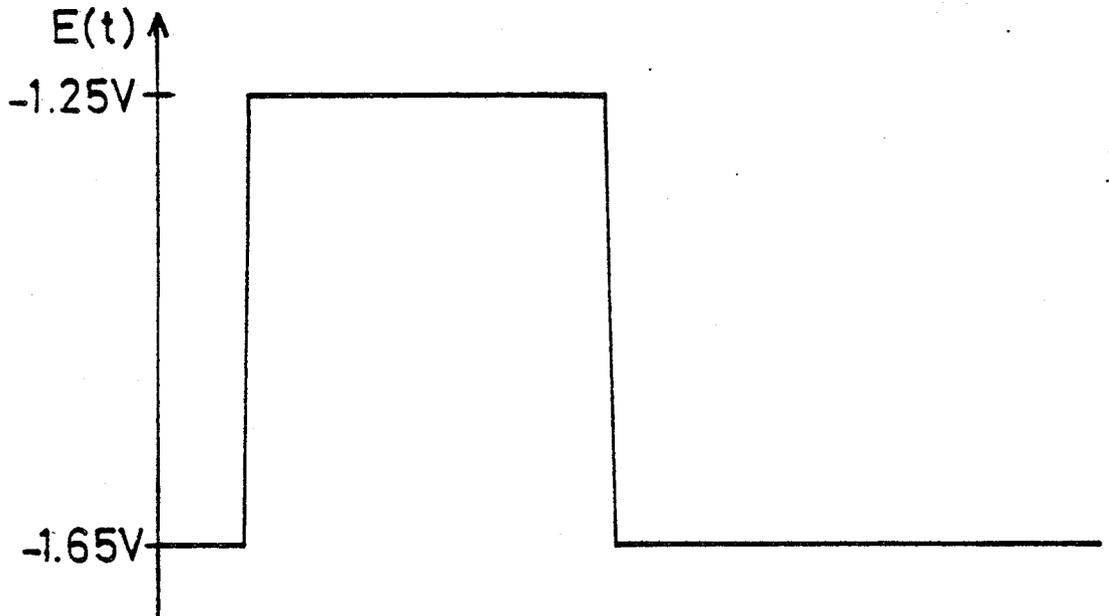
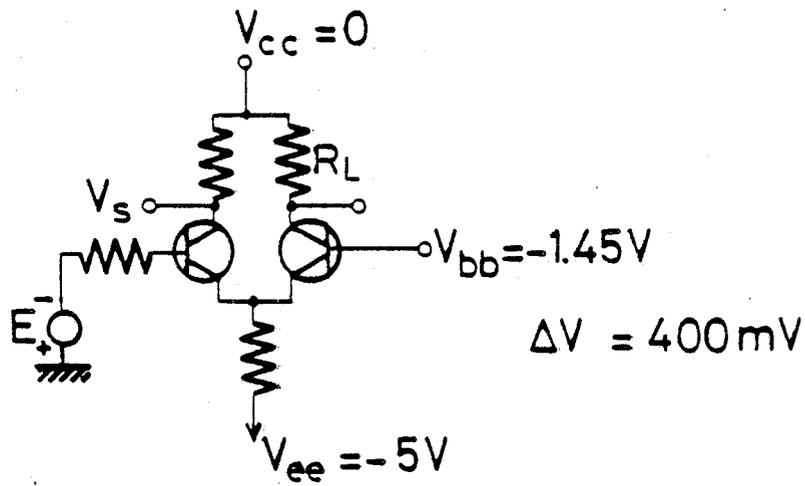
F_T (1 mA) : 4.8 GHz

$F_{T max} \# 8 GHz$

COMPARISON OF THE GEOMETRIES OF TRANSISTORS USED IN THE ECL GATE



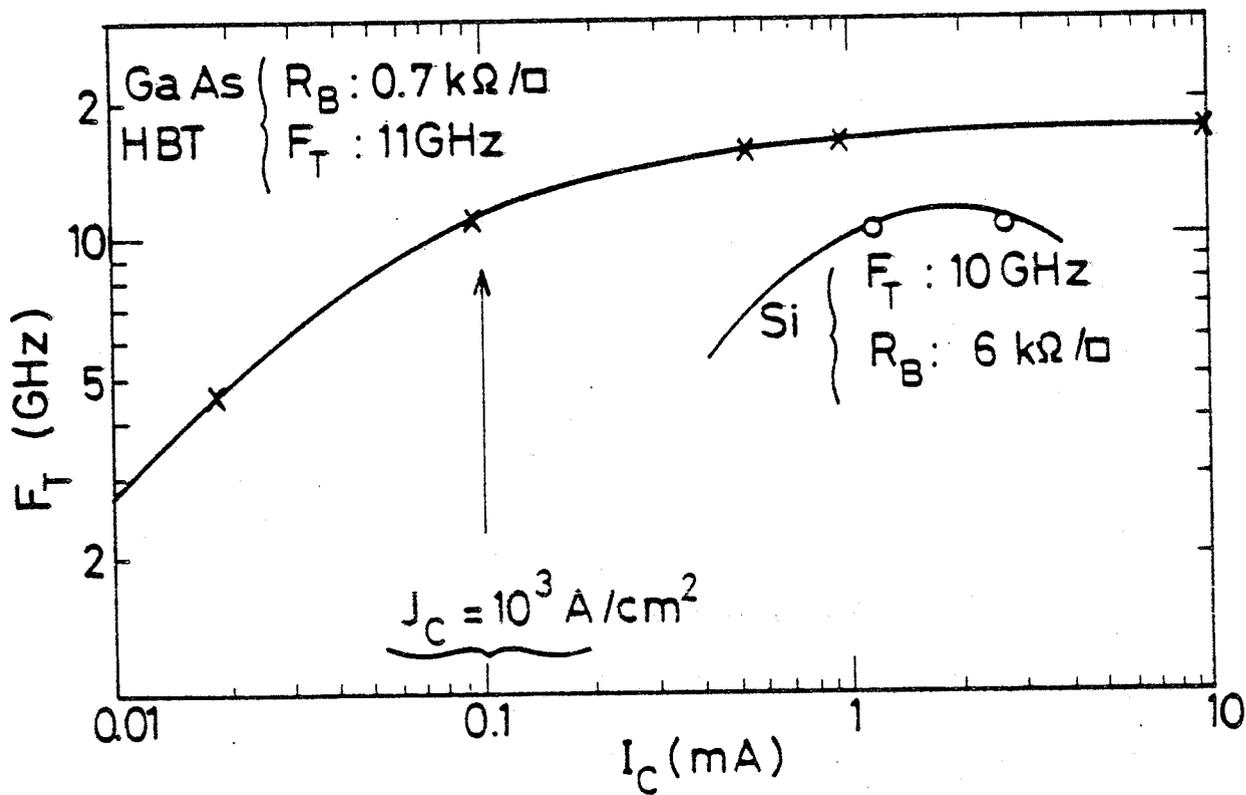
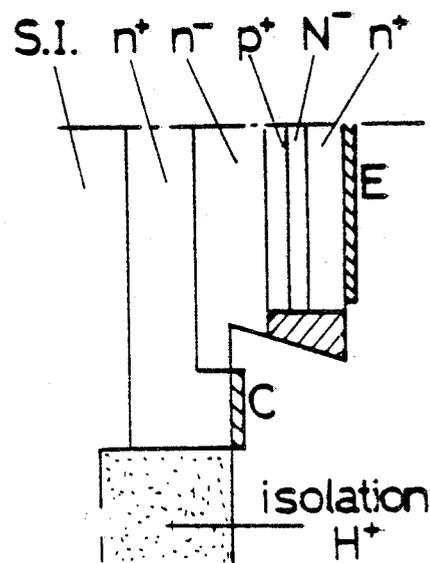
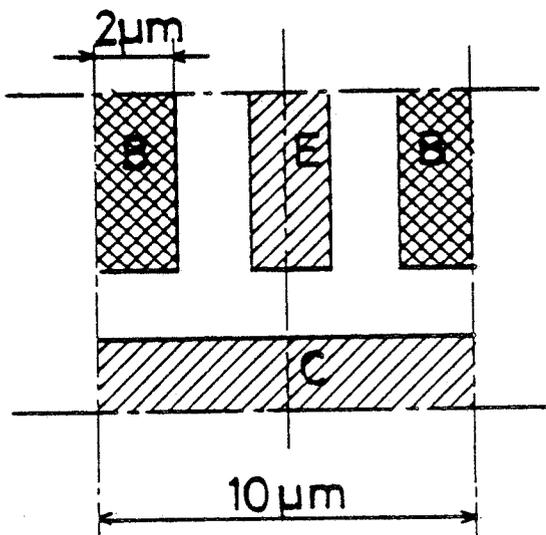
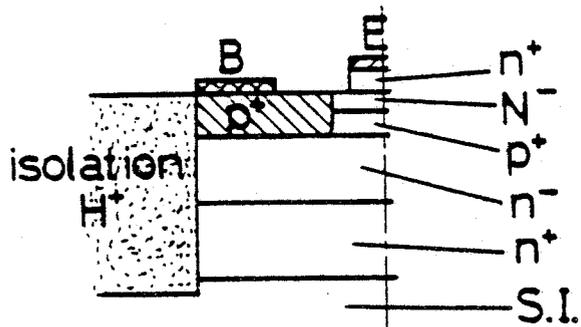
FIG. 10



BUS LILLE

GATE DELAY TIME COMPUTED FOR HBT
 ($S_{EB} = 6 \times 10^{-6} cm^2$)

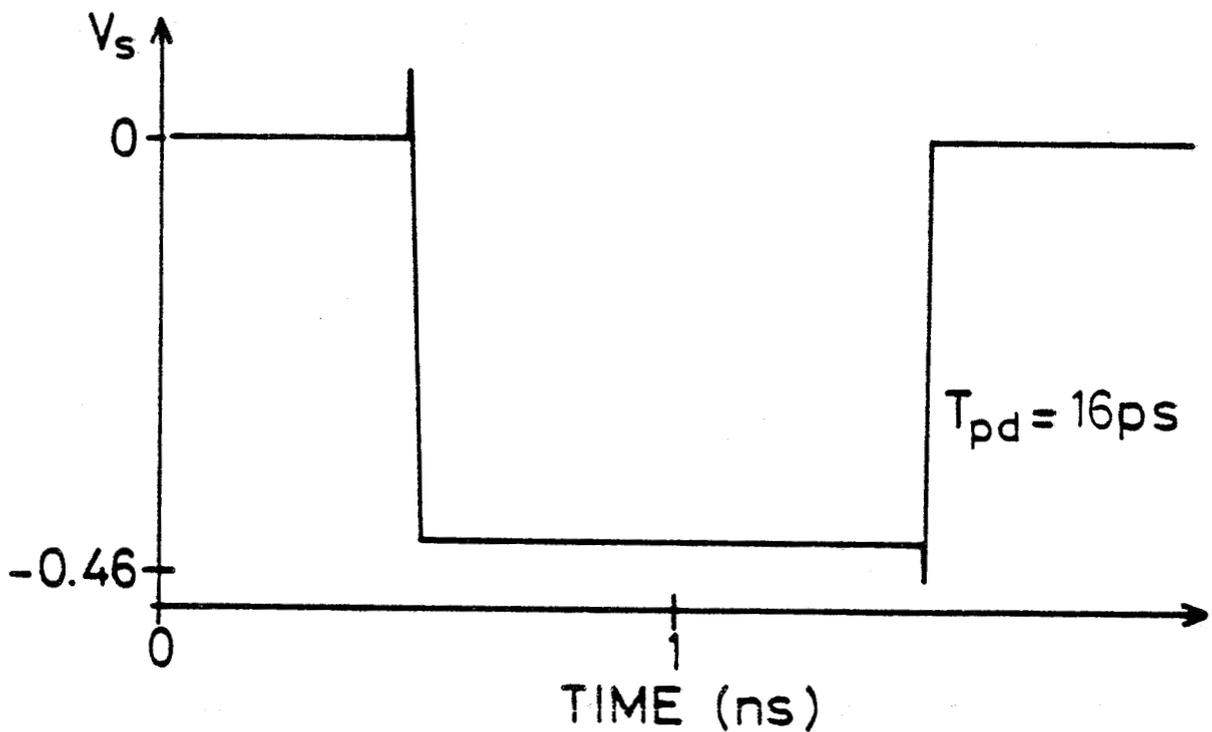
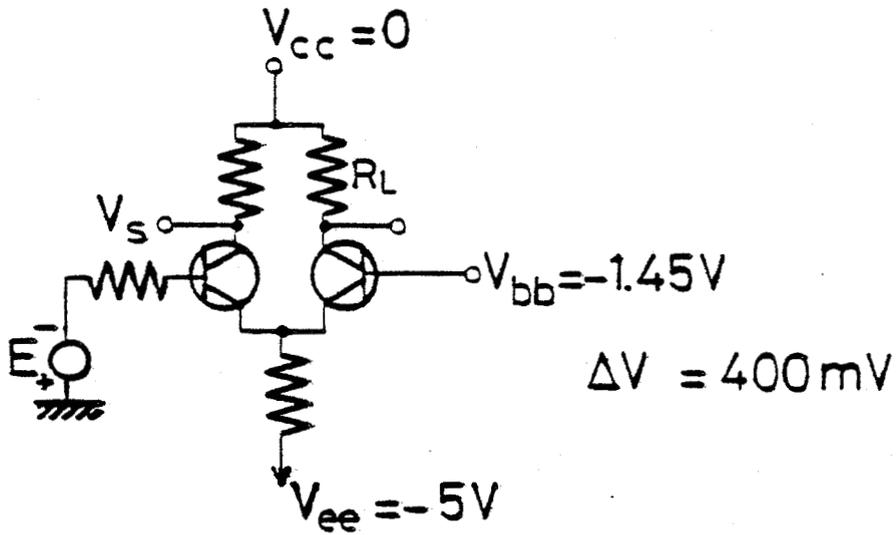
FIG. 11



H-ECL FUTURE - $S_{EB} = 10^{-7} \text{ cm}^2$



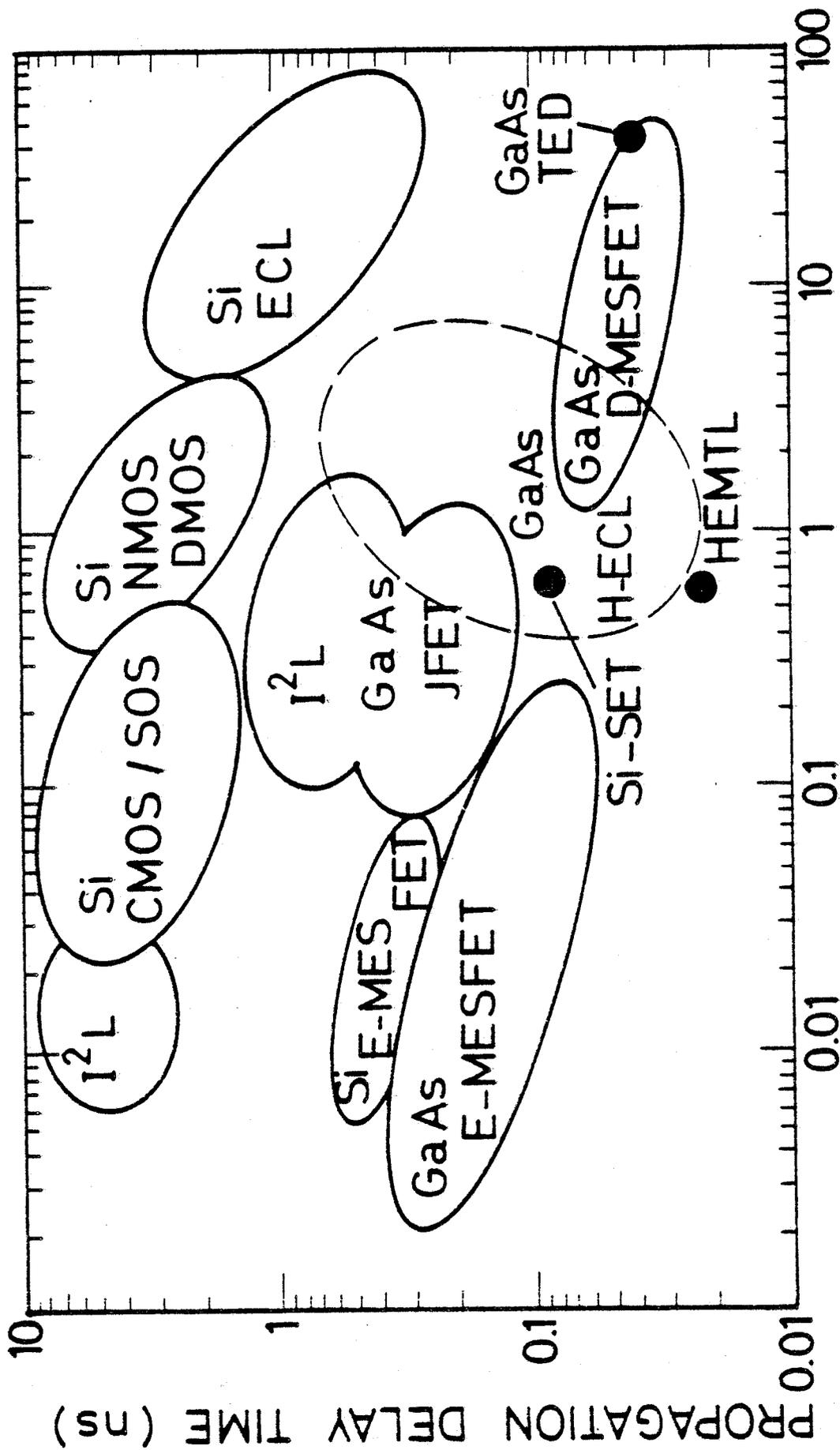
FIG. 12



GATE DELAY TIME COMPUTED FOR HBT
 $(S_{EB} = 10^{-7} cm^2)$

enet

FIG. 13



POWER DISSIPATION PER GATE (mW)

$$T_{pd} = K_1 R_L C_c + K_2 \tau_B + K_3 R_b C_d$$

FIG. 14

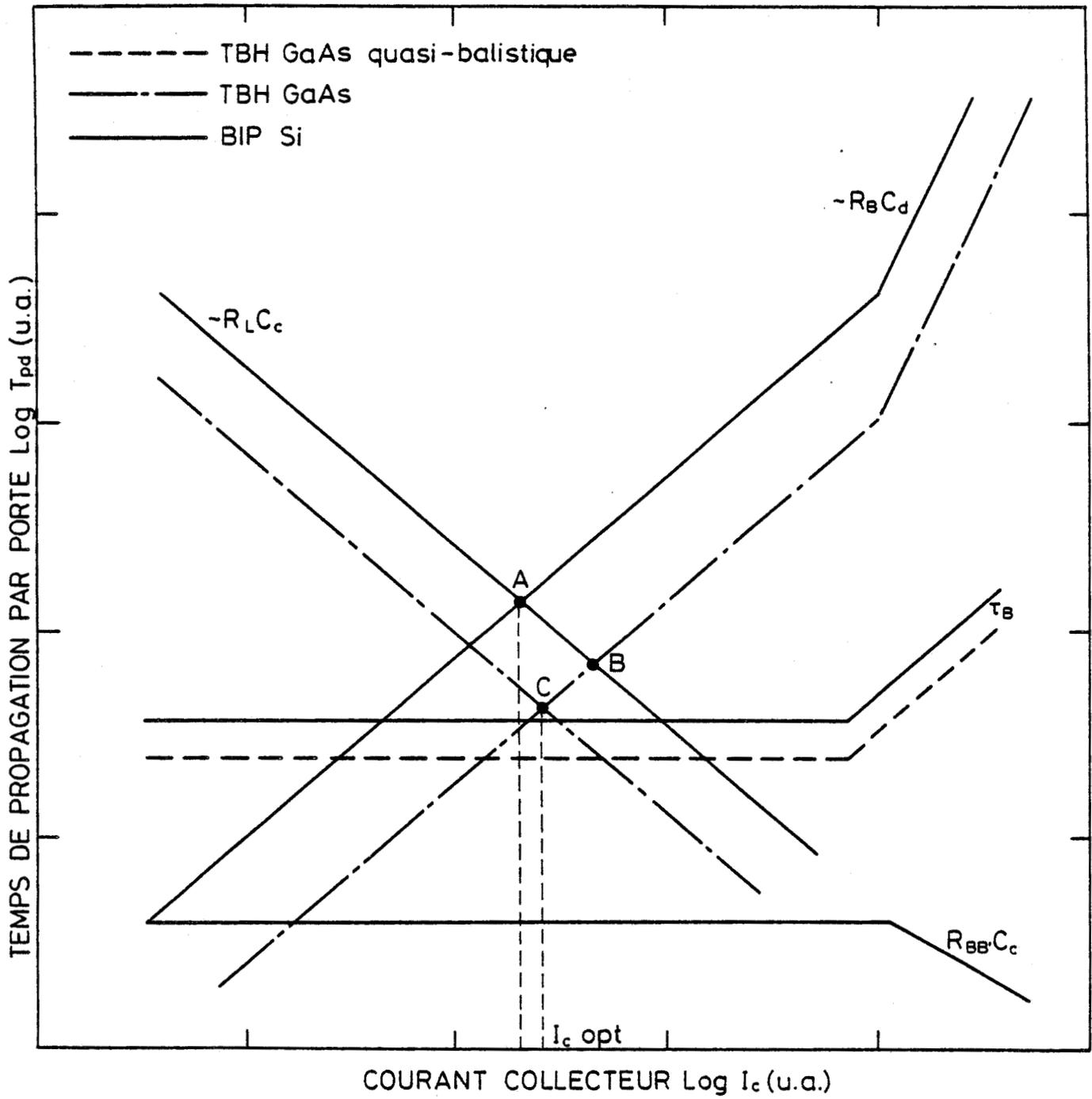


Fig. A.1.15 : Principales contributions au temps de propagation T_{pd} en fonction du courant.

ANNEXE 2

PROPRIETES GENERALES DES MATERIAUX GaAs et GaAlAs

- . Diagramme des bandes d'énergie
- . Masses effectives, densités d'états.
- . Mobilités
- . Vitesse de dérive.

A-2-1 GaAs

A-2-2- GaAlAs

A-2-3- Données numériques pour quelques matériaux III-V.



ANNEXE 2

A-2-1- PROPRIETES ELECTRONIQUES ET STRUCTURE DE BANDE DU GaAs

Les modèles présentés au chapitre II permettent de décrire le transport en régime non stationnaire à partir des caractéristiques statiques du matériau GaAs dont il convient de rappeler brièvement les propriétés essentielles. Une revue détaillée des propriétés de GaAs est présentée par Blakemore(66).

La vitesse de groupe des électrons dans la direction (100) varie continûment en fonction de l'énergie cinétique des électrons (figure A2-1). La vitesse de groupe maximale est de 10^8 cm/s pour GaAs (100) (66).

Le modèle des bandes d'énergie est bien connu pour GaAs. A fortes valeurs du vecteur d'onde par rapport au minimum de la bande de conduction, et par rapport au maximum de la bande de valence pour les trous, l'énergie ne varie plus de façon quadratique avec le module du vecteur d'onde, on utilise la relation proposée par Conwell et Vassel :

$$E(1 + \alpha E) = \frac{\hbar^2 k^2}{2m_0^*}$$

$$\alpha = 0,83 \text{ eV}^{-1}$$

α est le facteur de non parabolicité de la bande d'énergie et dépend des paramètres des autres bandes. Du fait de la non parabolicité des bandes d'énergie, la masse effective correspondante est supérieure à la masse effective au minimum (0,00) en vallée centrale m_0^* .

$$v = 1/\hbar \partial E / \partial k = \hbar k / m^*$$

$$D'où : m^*(E) = m_0^* \left(1 + 2\alpha \frac{E}{E_\Gamma} \right)$$

Le modèle de bandes le plus couramment utilisé pour la simulation des composants GaAs est le modèle à trois vallées Γ , L et X (figure A.2. 6). La différence d'énergie entre les minimas relatifs aux différentes vallées a été établi par Aspnes :

$$\Delta E_{\Gamma L} = 0,296 - 6,45 \cdot 10^{-5} T^2 / (T + 204) \text{ eV}$$

$$\Delta E_{\Gamma X} = 0,462 + 8,05 \cdot 10^{-5} T^2 / (T + 204) \text{ eV}$$

Les mobilités masses effectives et autres paramètres qui caractérisent les bandes de conduction et de valence sont données au tableau I et II. Ainsi qu'il apparaît dans le tableau II, la vallée centrale Γ est caractérisée par une mobilité électronique élevée (masse effective faible) et une faible densité d'états. Ces caractéristiques sont inversées en vallées L et X où les électrons ont une masse effective élevée, une mobilité faible et une densité d'états élevée. Du fait de cette grande différence de densité d'état, la transition d'électrons d'énergie $E > \Delta E_{\Gamma L}$ où $\Delta E_{\Gamma X}$ est très efficace.

La vitesse de dérive des électrons dans GaAs de type n dépend en champs faibles de la mobilité μ_n des porteurs. La courbe figure 3 montre que l'effet des impuretés se manifeste par une diminution de la vitesse maximale du pic et une augmentation du champ seuil F_{S0} .

La caractéristique $v(F)$ est décrite figure 4 d'après les résultats de simulation Monte Carlo pour un modèle à trois vallées (35). Les courbes expérimentales montrent que les valeurs critiques de la vitesse maximale et de la vitesse en champ fort sont en accord avec les valeurs calculées à $\pm 10\%$ près.

On a (66) : $v_{dmax} = (3.3 - 0.004 T) 10^7$ cm/s

Soit $v_{dmax}(300 K) = 2.1 10^7$ cm/s

$v_{dmax}(77 K) = 2.9 10^7$ cm/s

En champ élevé, la vitesse de saturation décroît du fait des mécanismes de diffusion à $F \approx 50$ KV/cm on a : $v_{ds} = 0,93 10^7$ cm/s = $(1.28 - 0,0015 T) 10^7$ cm/s

Le champ seuil déduit les valeurs expérimentales empruntées à la littérature des diodes Gunn suit la loi suivante :

$$E_{th} \approx (4.7 - T/215) \text{ KV/cm}$$

Pour le GaAs de type p (base, nous présentons quelques propriétés des trous dans GaAs. Les bandes de valence v_1 et v_2 (figure 2) correspondent aux populations de trous lourds et légers respectivement. La masse effective m_r^* est définie par :

$$m_{vh}^* = \left(m_{hh}^{*3/2} + m_{hl}^{*3/2} \right)^{2/3} \quad \text{avec} \quad m_{hh}^* : \text{trou lourd} = 0.45 \pm 0.05 m_0$$

$$m_{hl}^* : \text{trou léger} = 0.082 \pm 0.006 m_0$$

La population de trous de valence est formée principalement par les trous lourds. Les trous légers ne représentent que 6.39 % de la population totale, à 300 K. Ainsi l'interaction électron-trous dans le cas du composant bipolaire, concerne les trous lourds et de ce fait elle peut être considérée comme un mécanisme quasi élastique du fait de la différence des masses effectives des deux porteurs ($m_{Vh}^* \gg m_e^*$). La vitesse thermique des trous lourds est :

$$v_{th} = \left(\frac{3kT}{m_{hh}^*} \right)^{1/2} = 1.65 \cdot 10^7 (T/300)^{1/2} \text{ cm/s}$$

La vitesse des trous légers est $v_{hl} = 3.4 \cdot 10^7 (T/300) \text{ cm/s}$.

La vitesse moyenne des trous de valence est compte tenu des populations respectives $\langle v_h \rangle = 1.77 \cdot 10^7 \text{ cm/s}$.

Les données sur les matériaux GaAs n et p sont nombreuses, mais on trouve peu d'informations sur les propriétés de transport d'électrons dans un matériau GaAs de type p. Walukuwicz et al. ont calculé les courbes de mobilité électronique dans le cas de porteurs minoritaires. Les courbes représentées figure 5 sont calculées pour GaAs à différents degrés du rapport de compensation $N_D/N_A(30,31)$. L'effet d'écran des trous lourds sur les impuretés considérées explique la caractéristique de saturation obtenue pour des dopages supérieurs à $2 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$. Cependant, la mobilité d'électrons minoritaires reste inférieure à la mobilité des électrons majoritaires correspondant à une même concentration d'impuretés. Ceci peut être expliqué, dans le cas de valeurs expérimentales μ_{eB} , par une compensation non contrôlée des matériaux réalisés. Une autre type d'explication plus valable correspond à un renforcement des mécanismes de diffusion par les impuretés et/ou par les phonons intervenant préférentiellement pour les électrons minoritaires injectés dans les matériaux GaAsp. (figure -6). D'autres auteurs, Weisberg (72c), supposent qu'une inhomogénéité de dopage peut donner lieu à un mécanisme de diffusion de charge d'espaces correspondant à une variation de la mobilité ($\mu_{eB} \sim T^{-1/2}$).

| $m^* = m_0^* \left(1 + 2 \alpha \frac{\Delta E}{E\Gamma} \right)$ | $E = E - E_{cr}$ |
|--|------------------|
| (m_0) | (meV) |
| 0,067 | 0 |
| 0,0675 | 7,4 |
| 0,0679 | 11,6 |
| 0,0683 | 18,4 |
| 0,0694 | 33,5 |
| 0,0708 | 52,8 |
| 0,0730 | 82,5 |
| 0,0770 | 147 |
| 0,0806 | 175 |
| 0,0834 | 225 |
| 0,0857 | 240 |
| 0,0872 | 260 |

Tableau A2. I : Masse effective de l'électron en fonction de l'énergie. Bandes non paraboliques. $\alpha = 0,83 \text{ eV}^{-1}$ (66).



TABLEAU II (Annexe 2)

PROPRIETES PHYSIQUES ET ELECTRIQUES DE GaAs (300 K) J.S. BLAKEMORE (66)

| a) <u>Propriétés mécaniques, thermiques</u> | Valeur | Unité |
|--|---|-------------------|
| densité | $\rho = 5,317$ | g/cm^3 |
| module d'expansion | $B_S = 7,55 \cdot 10^{11}$ | dyn/cm^2 |
| module de cisaillement | $C' = 3,26 \cdot 10^{11}$ | dyn/cm^2 |
| coefficient d'expansion thermique | $\alpha_{300} = 5,73 \cdot 10^{-6}$ | K^{-1} |
| coefficient d'expansion en volume | $\gamma = 3\alpha_{300}$ | K^{-1} |
| chaleur spécifique | $C_p = 0,527$ | J/gK |
| température effective de Debye | $\theta = 360$ | K |
| conductivité thermique | $K_L = 0,55$ | W/cmK |
| constante diélectrique statique | $\epsilon_0 = 12,85$ | |
| Index de réfraction | $n_\infty = 3,299$ | |
| b) <u>Structure de bandes d'énergie</u> | | |
| énergie de bande interdite (vallée centrale Γ) | $E_{g_i} = 1,423$ | eV |
| Coefficient de variation de pression | $\frac{\partial E_{g_i}}{\partial P} = + 0,0126$ | W/Kbar |
| coefficient de variation de température | $\frac{\partial E_{g_i}}{\partial T} = - 0,452 \cdot 10^{-4}$ | eV/K |
| énergie de transition d'exciton | $E_{xL} = 1,419$ | eV |
| énergie de décalage spin-orbite | $\Delta_{So} = 0,341$ | eV |
| énergie de bande interdite L_6 | $E_{g_L} = 1,707$ | eV |
| énergie de bande interdite X_6 | $E_{g_X} = 1,899$ | eV |
| différence d'énergie de bandes Γ -L | $\Delta E_{\Gamma L} = 0,284$ | eV |
| différence d'énergie de bandes Γ -X | $\Delta E_{\Gamma X} = 0,476$ | eV |
| différence d'énergie de bandes X_7 - X_6 | $\Delta E_{XX'} = 0,40$ | eV |

| | | |
|---|---------------------------------|------------------------------|
| c) <u>propriétés intrinsèques</u> | $n_i = 2.25 \cdot 10^6$ | cm^{-3} |
| concentration intrinsèque | $n_i = 2,25 \cdot 10^6$ | cm^{-3} |
| conductivité électrique intrinsèque | $\sigma_i = 3 \cdot 10^{-9}$ | $\Omega^{-1} \text{cm}^{-1}$ |
| énergie de Fermi intrinsèque | $F-E_V = 0,752$ | eV |
| d) <u>Paramètres électriques</u> | | |
| - masse effective (vallée centrale Γ) | $m_\mu = 0,0632$ | m_0 |
| vitesse électronique thermique | $v = 4,4 \cdot 10^7$ | cm/s |
| densité d'état en bande de conduction | $N_{ci} = 4,21 \cdot 10^{17}$ | cm^{-3} |
| mobilité électronique (Γ) | $\mu_n = 8\ 000$ | $\text{cm}^2/\text{V.s.}$ |
| mobilité de Hall en champ faible (e) | $\mu_{HO} = 9\ 400$ | $\text{cm}^2/\text{V.s.}$ |
| facteur de Hall en champ faible (e) | $r_{HO} = 1,175$ | |
| - masse effective en vallée L_6 | $m_L = 0,55$ | m_0 |
| mobilité électronique (L_6) | $\mu_L \sim 2\ 500$ | $\text{cm}^2/\text{V.s.}$ |
| masse effective (X_6) | $m_X = 0,85$ | m_0 |
| mobilité électronique | $\mu_X = 300$ | $\text{cm}^2/\text{V.s.}$ |
| - masse effective en bande de valence | | |
| trous lourds | $m_{\bar{h}} = 0,50$ | m_0 |
| trous légers | $m_{\bar{l}} = 0,088$ | m_0 |
| vitesse des trous (thermique) | | |
| trous lourds | $v_{\bar{h}} = 1,65 \cdot 10^7$ | cm/s |
| trous légers | $v_{\bar{l}} = 3,4 \cdot 10^7$ | cm/s |
| fraction de trous légers | 0,069 | |
| densité d'état totale | $N_V = 9,51 \cdot 10^{18}$ | cm^{-3} |
| mobilité de trous | $\mu_p = 320$ | $\text{cm}^2/\text{V.s.}$ |
| mobilité de Hall (t) | $\mu_{HO} = 400$ | $\text{cm}^2/\text{V.s.}$ |
| facteur de Hall (t) | $r_{HO} = 1,25$ | |
| masse effective en bande V | $m_{S0} = 0,15$ | m_0 |
| fraction de trous en bande V | $< 10^{-8}$ | |

Tableau A.2. II (suite)

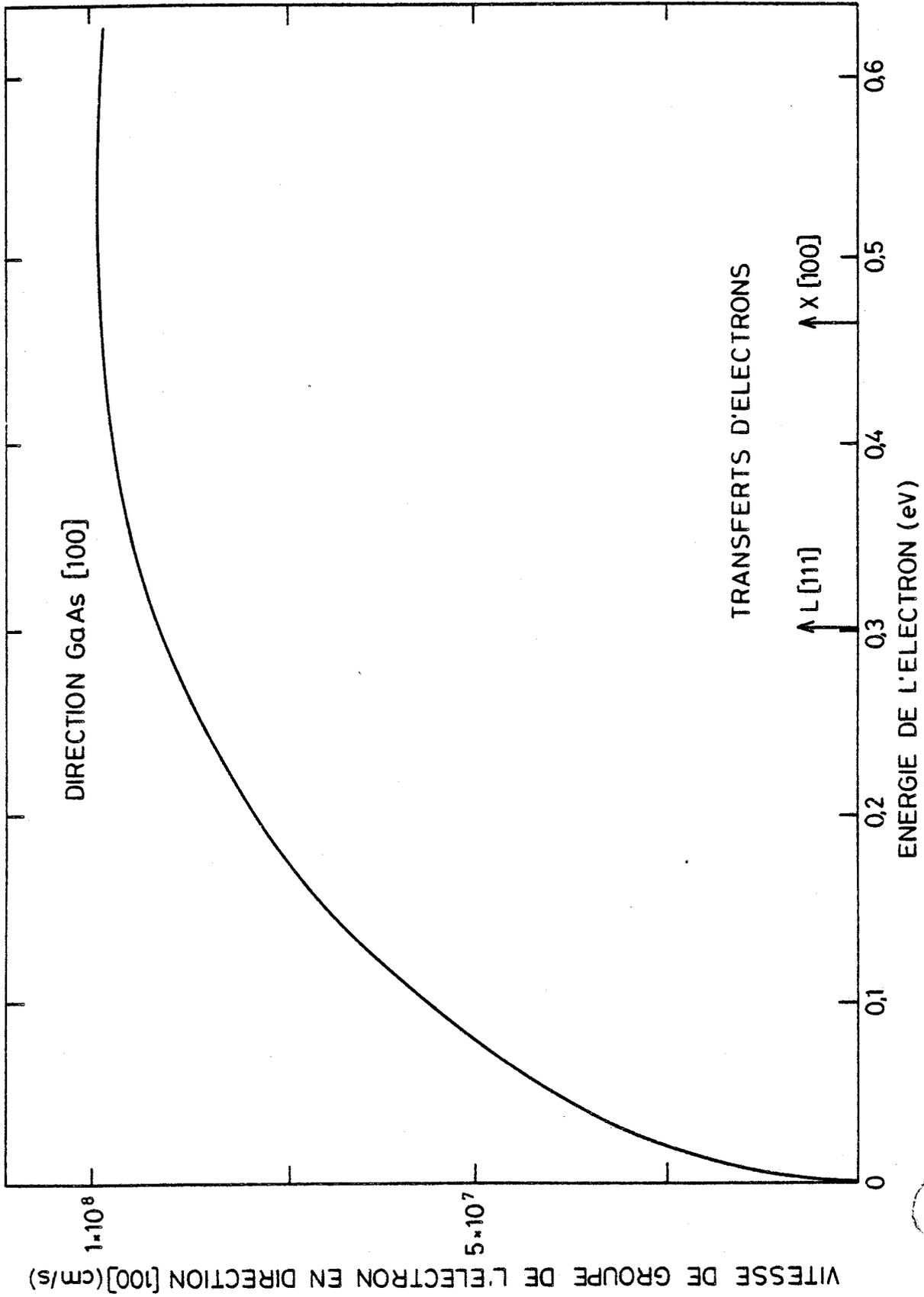


Fig. A2.1. : Vitesse de groupe de l'électron en fonction de son énergie. (65).

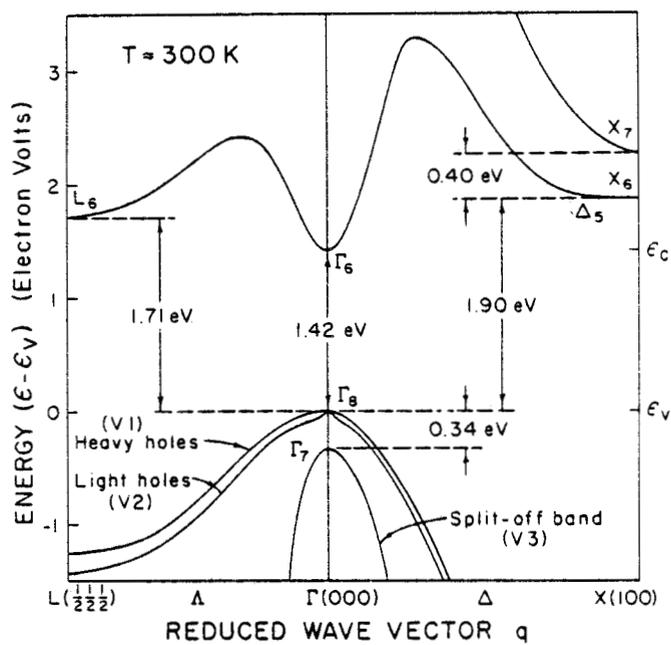
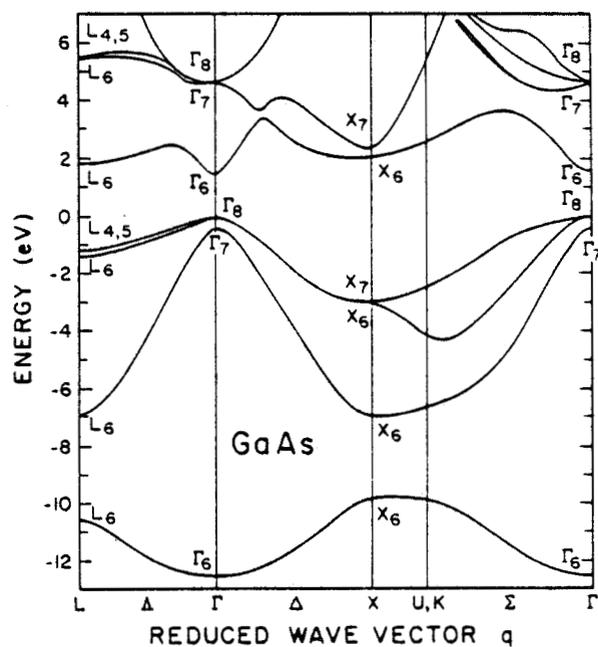


Fig. A2.2 : Description des bandes d'énergie dans l'espace des k.
Modèle à 3 vallées pour le matériau GaAs.
D'après Blakemore (66).



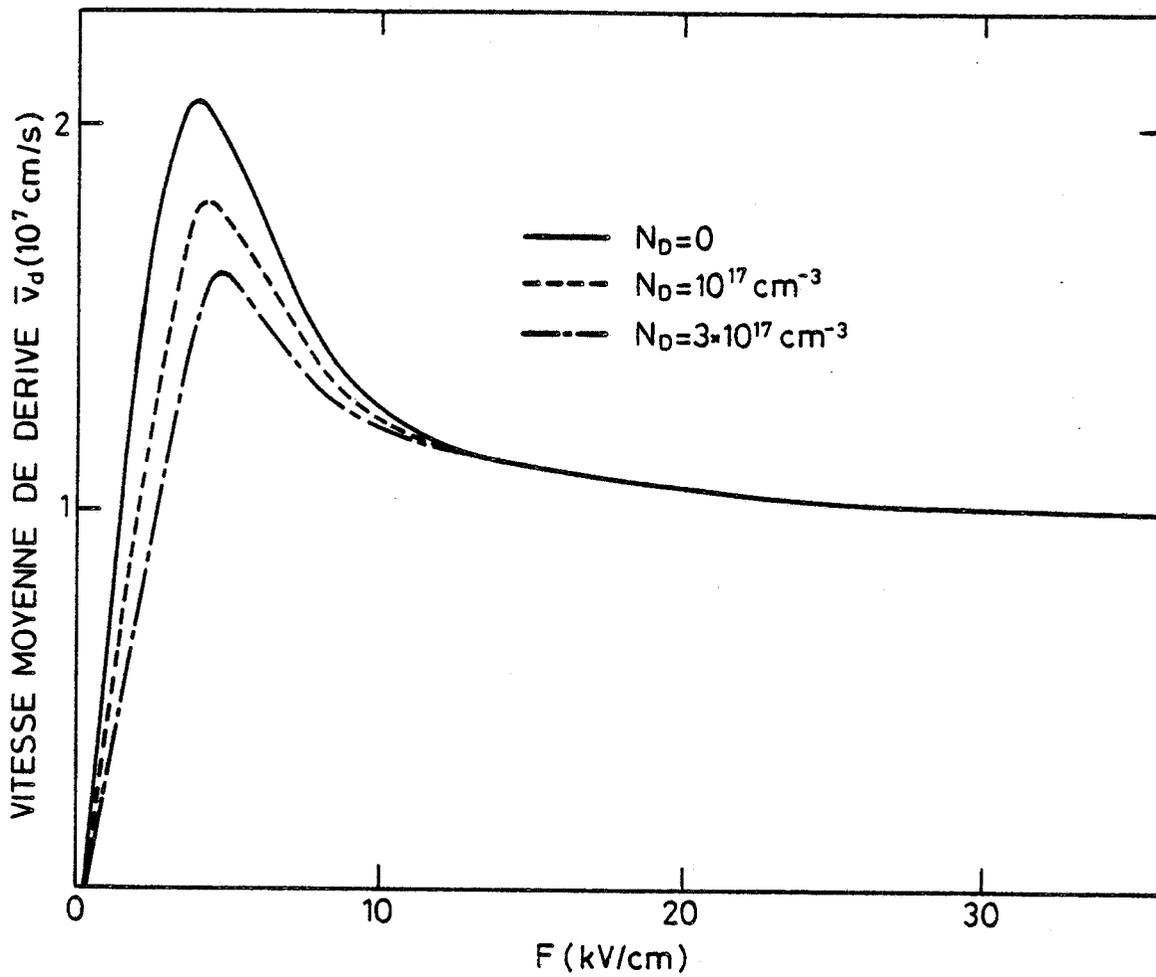


Fig. A2.3. : Influence du dopage sur la caractéristique $v_d(F)$

— $N_D = 0$.
 - - - $N_D = 10^{17} \text{ cm}^{-3}$.
 - · - $N_D = 3 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$.

D'après Kaszinski (58).



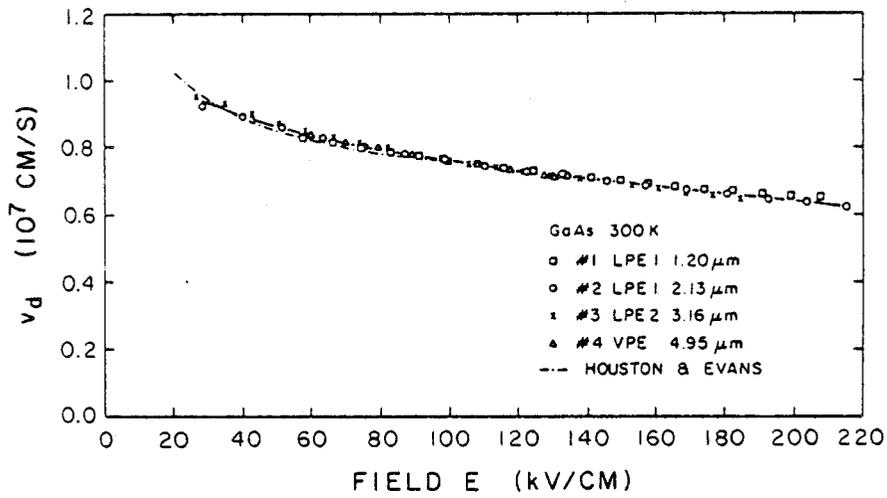
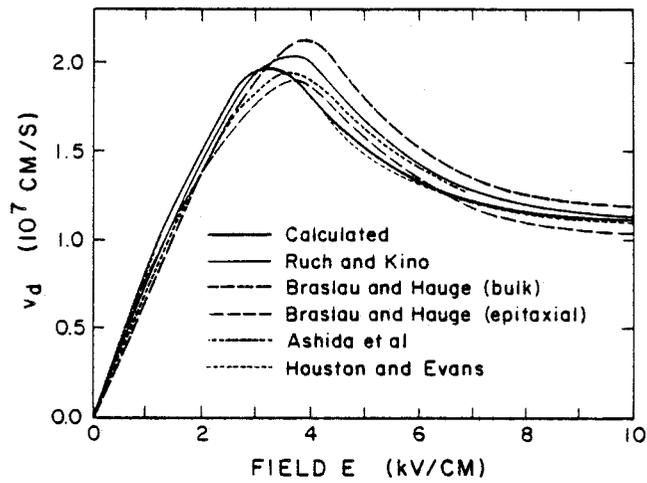


Fig. A2.4. : Vitesse de dérive de l'électron en fonction du champ électrique.
D'après Blakemore (66).

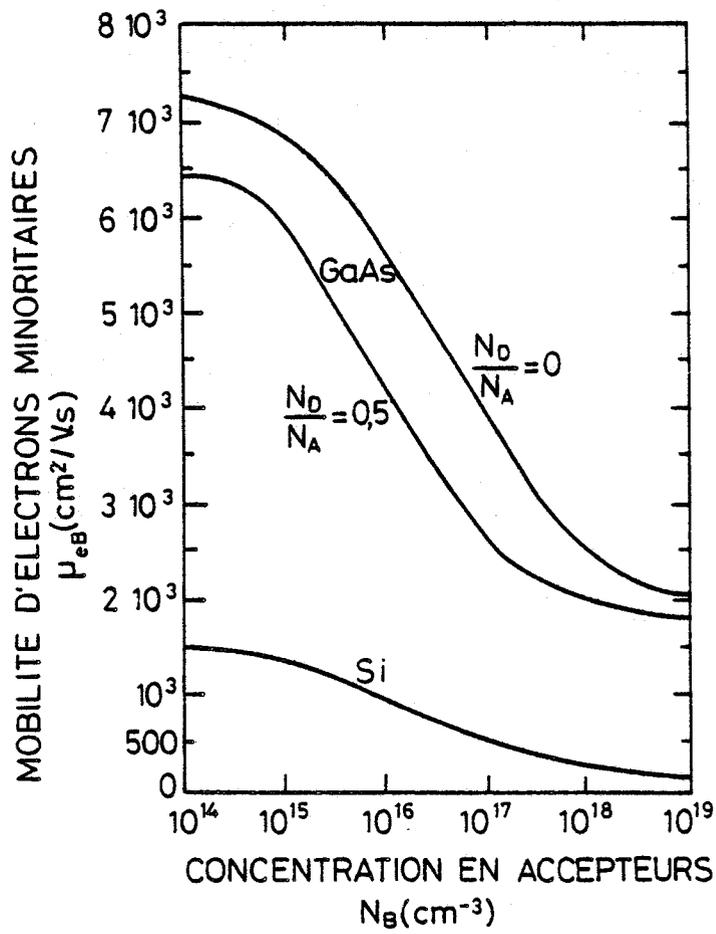


Fig. A.2. 5 : Comparaison des mobilités des électrons minoritaires dans GaAs : p et Si : p en fonction de la concentration d'accepteurs : (30) (31).



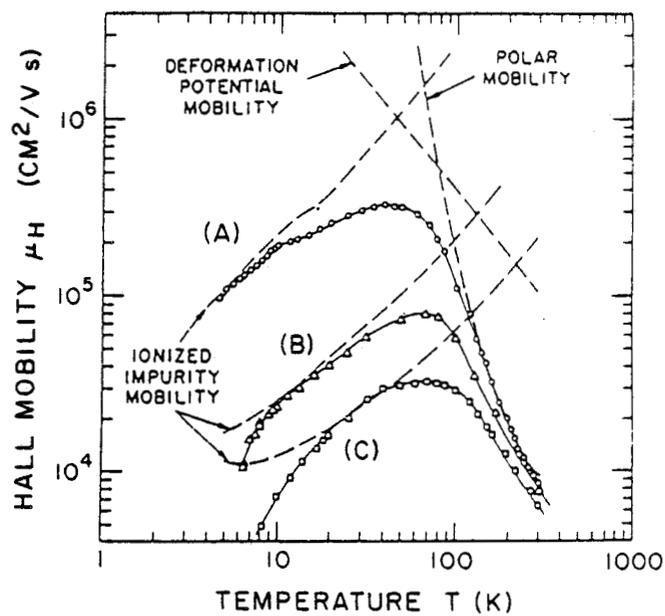


Fig. A2.6. : Mobilité de Hall en fonction de la température.
D'après Blakemore (66).



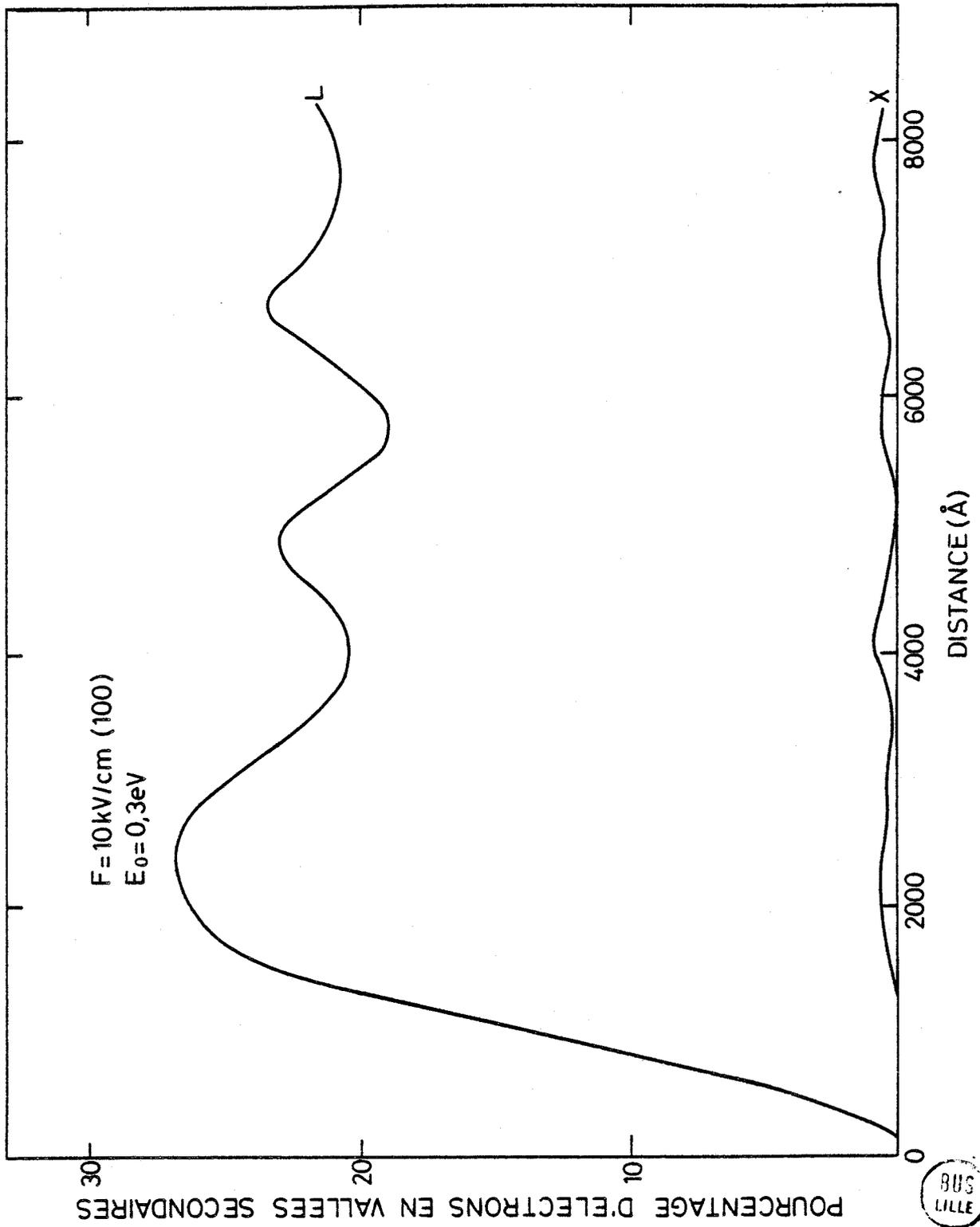


Fig. A2.7 : Pourcentage d'électrons en vallées secondaires en fonction de la distance de dérive.

(67).

A-2-2- QUELQUES PROPRIETES ELECTRONIQUES DU GaAlAs :(a) Largeur de bande interdite

D'après Casey et Pannish, GaAlAs présente une structure de bande indirecte pour des fractions molaires d'aluminium X_{AlAs} (ou simplement X) avoisinant 45 %. D'autres auteurs situent cette transition pour $X = 37$ %. On a une structure de bandes à trois vallées Γ , X , L :

$$E_{g\Gamma}(x) = 1.424 + 1.247 X \quad 0 \leq x \leq 0.45$$

$$E_{g\Gamma}(x) = 1.424 + 1.247 X + 0.992 (X - 0.45)^2 \quad x > 0.45$$

$$E_{gL}(x) = 1.87 + 0.29 X$$

$$E_{gX}(x) = 1.9 + 0.125 + 0.143 X^2 \quad x > 0.45$$

(b) Masse effective des porteurs et densités d'états

$$m_{e\Gamma}^*(X) = (0,067 + 0,083 x) m_0$$

$$m_{eL}^*(X) = (0,55 + 0,12 x) m_0$$

$$m_{eX}^*(X) = (0,85 + 0,07 x) m_0$$

$$m_h^*(X) = (0,48 + 0,31 x) m_0$$

$$N_C = 2 \left(\frac{2 \pi m_e^* KT}{h^2} \right)^{3/2}$$

$$N_V = 2 \left(\frac{2 \pi m_h^* KT}{h^2} \right)^{3/2}$$

(c) Mobilité des porteurs.

Hauser et Sutterland (85) ont calculé les mobilités d'électrons et de trous en fonction de X :

$$\mu_{nd} = \frac{7\,200}{(1 + 5.51 \cdot 10^{-17} N)^{0.233}} (m_{nd}^*)^{3/2} \quad (\text{CGS})$$

$$\mu_{ni} = \frac{165}{(1 + 8,1 \cdot 10^{-17} N)^{50/3}} (m_{ni}^*)^{3/2} \quad (\text{CGS})$$

$$\mu_t = \frac{380}{(1 + 3,17 \cdot 10^{-17} N)^{0.266}} (m_p^*)^{3/2} \quad (\text{CGS})$$

On obtient $\mu_n(N,*) = \mu_{nd} R_d + \mu_{ni} (1 - R_d)$

avec R_d fraction des électrons dans la bande de conduction directe :

$$R_d = \frac{1}{1 + \left(\frac{m_{ni}^*}{m_{nd}^*}\right)^{3/2} \exp \frac{E_{gd} - E_{gi}}{KT}}$$

La figure A.2.8 représente la fraction des électrons en bande de conduction directe à 300 K (11).

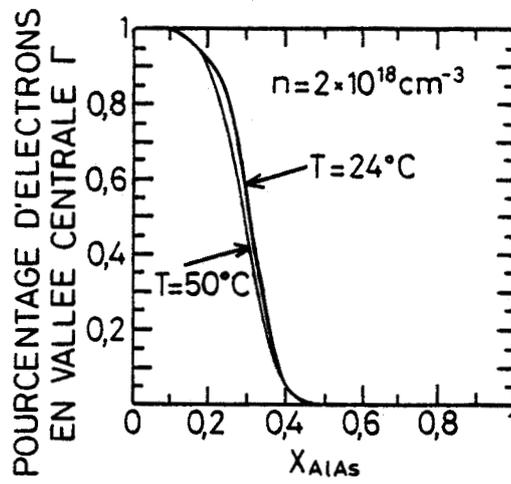


Fig. A.2.8 : Pourcentage d'électrons en vallée centrale pour le matériau GaAs, à 300 K.

| S $X_{AlAs}(\%)$ | N_c (cm^{-3}) | N_v (cm^{-3}) | E_g (eV) | n_i^2 (cm^{-6}) |
|---------------------|----------------------------|----------------------------|------------|------------------------------|
| 0 | $4,210^{17}$ | $8,2 \cdot 10^{18}$ | 1,424 | $5,4 \cdot 10^{12}$ |
| 25 | $7,7 \cdot 10^{17}$ | $1,0 \cdot 10^{19}$ | 1,78 | $1,3 \cdot 10^7$ |
| 35 | $2,10^{18}$ | $1,1 \cdot 10^{19}$ | 1,96 | $1,9 \cdot 10^6$ |
| 50 | $2,210^{19}$ | $1,3 \cdot 10^{19}$ | 1,99 | $1,6 \cdot 10^5$ |
| 80 | $1,7 \cdot 10^{19}$ | $1,6 \cdot 10^{19}$ | 2,1 | $2,3 \cdot 10^3$ |

Tableau A.2.III : Densités d'Etats de la bande de conduction et de la bande de valence pour GaAlAs en fonction de X_{Al} . (40).



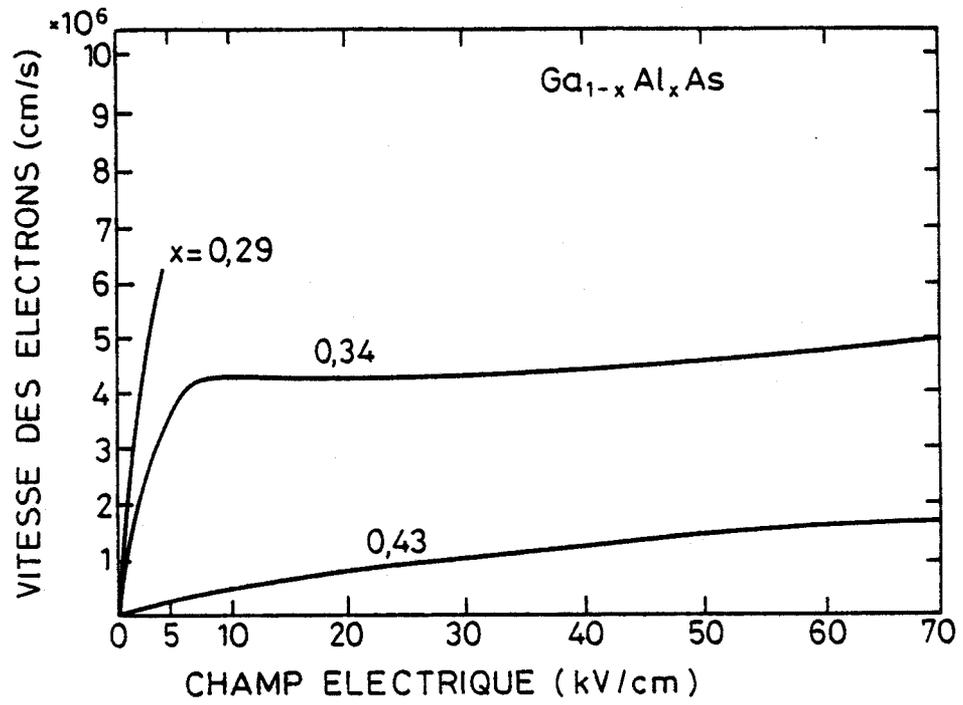


Fig. A2.9. : Vitesse de dérive de l'électron en fonction du champ électrique pour le matériau GaAlAs. (87).



A-2-3- DONNEES NUMERIQUES POUR QUELQUES MATERIAUX III-V

Cette étude était centrée sur les matériaux GaAs et GaAlAs. Le développement de composants optoélectroniques pour les télécommunications par fibres optiques opérant aux longueurs d'ondes 1,3 ou 1,56 microns conduit à un effort de recherche en microélectronique à base de matériaux de la famille InP. Nous présentons ici quelques données numériques concernant les matériaux III-V susceptibles de donner lieu à des transistors bipolaires à hétérojonction.

Des phototransistors bipolaires GaInAsP/InP ont déjà été élaborés par épitaxie en phase liquide présentant un gain en courant supérieur à 2 000 et un temps de résonance de 2 ns (119). En logique I^2L , les premiers travaux du MIT ont porté sur l'hétérojonction GaInAs/AlInAs élaborée par épitaxie par jets moléculaires (120).

Pour réaliser un transistor quasi-balistique fonctionnant en haute fréquence, le matériau de base GaInAs présente des propriétés électroniques supérieures à celles du GaAs : libre parcours moyen supérieur ($\lambda_{\max} \approx 0,125 \mu$), différence d'énergie des vallées centrales et secondaires élevée, $\Delta E_{TL} \approx 0,55$ eV, mobilité électronique supérieure à 300 K... Par épitaxie par jets moléculaires il apparaît très difficile d'obtenir une hétérojonction abrupte GaInAs/InP (121).

Les premiers transistors bipolaires à hétérojonction GaInAs/AlInAs étaient limités en gain en courant du fait d'un désaccord des paramètres des cristaux (122). Des résultats récents obtenus aux Laboratoires Bell ont permis d'estimer la hauteur de barrière ΔE_C à l'interface GaInAs/AlInAs $\Delta E_C \approx (0,5 \pm 0,05)$ eV (123). Ceci conduit à une injection d'électrons plus énergétiques que pour le couple GaInAsP/InP pour lequel $\Delta E_C \approx \frac{2}{3} \Delta E_g$ (124).

Enfin, compte tenu du développement des lasers à double hétérojonction, AlInAs/GaInAs, il apparaît utile d'envisager l'intégration monolithique du laser, du phototransistor et de circuits microélectroniques à partir de structures à double hétérojonction AlInAs/GaInAs/AlInAs (125) pour toutes les raisons mentionnées ci-dessus.

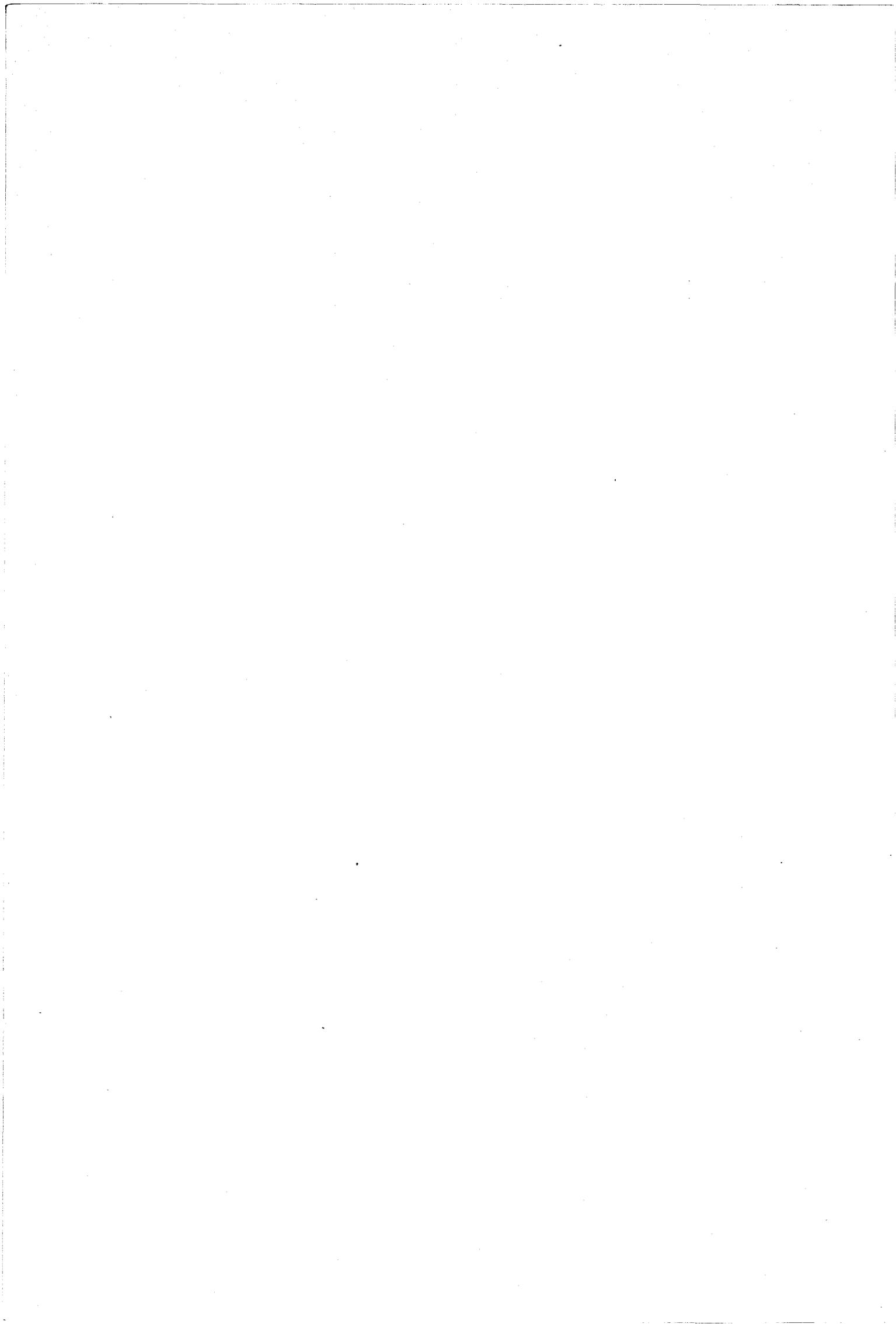
à 300 K

| | InP | Ga InAs 0,47 0,53 | Ga InAsP 0,27 0,73 0,6 0,4 | AlInAs 0,48 0,52 |
|------------------------------|----------------------|----------------------|-------------------------------|--|
| E_g | 1,34 | 0,75 | 0,95 | 1,47 |
| X | 4,38 | | | |
| μ_n | 5,400 | 10 500 | 6 300 | ~ 2 000 |
| μ_p | 150 | 300 | 80 | ~ 80 |
| m_e^* | 0,073 | 0,041 | 0,053 | |
| m_{hh}^* | 0,85 | 0,50 | 0,50 | |
| m_{hl}^* | 0,089 | 0,051 | 0,072 | |
| $\alpha(\Gamma)$ | 0,63 | 1,307 | 0,968 | |
| $\Delta E_{\Gamma L}$ | 0,40 | 0,55 | | |
| $\Delta E_{\Gamma X}$ | 0,66 | | | |
| ϵ_c v_c | 11,5 | 4,5 KV/cm | 5,1 KV/cm | |
| κ ($W\ cm^{-1}$) | $4,56 \cdot 10^{-6}$ | $5,55 \cdot 10^{-6}$ | $5,42 \cdot 10^{-6}$ | |
| $\epsilon(0)$ | 12,61 | 13,77 | 5,8694 | |
| ΔE_c (InP) | | ~ 0,40-0,5 | 0,16 | ΔE_c (0,50 ± 0,05)eV GaInAs |



ANNEXE 3

LISTE DES COMMUNICATIONS ET PUBLICATIONS



- 1 - A Planar GaAlAs-GaAs heterojunction transistor ;
D. ANKRI and A. SCAVENNEC, Proceedings ESSDERC, 1978, MONTPELLIER,
FRANCE .
- 2 - Advantages of a planar GaAlAs-GaAs bipolar transistor ;
D. ANKRI and A. SCAVENNEC, Proceedings ESSDERC, 1979, MUNICH, RFA.
- 3 - Design and evaluation of a planar GaAlAs-GaAs bipolar transistor ;
D. ANKRI and A. SCAVENNEC, Electron. Lett. 16 p. 41 (1980).
- 4 - Identification des caractéristiques statiques d'un transistor
bipolaire a heterojonction GaAlAs-GaAs ;
D. ANKRI, GRECO III-V, Seminaire heterojonctions, C.N.R.S., L.A.A.S.,
TOULOUSE,
Avril 1980.
- 5 - Caractérisation haute fréquence d'un transistor a heterojonction
GaAlAs-GaAs ;
D. ANKRI, C. BESOMBES, C. COURBET et A. SCAVENNEC, Journées Nationa-
les Semiconducteurs III-V, TOULOUSE, Juin 1980.
- 6 - A high speed-high detectivity GaAlAs-GaAs phototransistor ;
D. ANKRI, C. BESOMBES, C. COURBET et A. SCAVENNEC, Proceedings
ESSDERC, YORK, 1980.
- 7 - Une nouvelle réalisation en composants électroniques III-V ;
D. ANKRI, C. BESOMBES, C. COURBET et A. SCAVENNEC, L'Echo des Recher-
ches, revue du CNET, 101, Juillet 1980.
(publié également en anglais, l'écho des Recherches, 1981)
- 8 - High frequency at low current for bipolar transistors ;
D. ANKRI, C. BESOMBES, C. COURBET, F. HELIOT, J. RIOU and A. SCAVENNEC,
DRC, Santa Barbara, Juin 1981.
- 9 - A diffused epitaxial GaAlAs-GaAs heterojunction bipolar transistor for
high speed operation ;
D. ANKRI, C. BESOMBES, C. COURBET, F. HELIOT, J. RIOU and A. SCAVENNEC,
Appl. Phys. Lett. 1 May 1982.
(cet article est joint dans son intégralité).

- 10 - High frequency low current GaAlAs-GaAs bipolar transistor ;
D. ANKRI, C. COURBET, C. BESOMBES, J. RIOU and A. SCAVENNEC,
Proceedings ESSDERC, TOULOUSE (Sept. 1981).
- 11 - GaAlAs-GaAs bipolar transistors for high speed digital circuits ;
D. ANKRI, A. SCAVENNEC and C. VIVIER, IEEE GaAs IC Symposium
San Diego, Oct. 1981.
(Cette publication est présentée en Annexe I.).
- 12 - GaAlAs-GaAs ballistic heterojunction bipolar transistor ;
D. ANKRI and L.F. EASTMAN ,
Electron. Letters, 18, 750, (1982).
- 13 - Design and analysis of GaAlAs-GaAs ballistic bipolar transistor for
very high frequency operation ;
D. ANKRI and L.F. EASTMAN,
1982 WOSCEMMAD, Scottsdale, Arizona (Feb. 1982).
- 14 - GaAlAs-GaAs heterojunction bipolar transistors with abrupt interface
for ballistic operation ;
D. ANKRI, W. SCHAFF, C.E.C. WOOD and L.F. EASTMAN,
Int. Phys. Conf. N° 65, Ch.3 (1983),
and in GaAs and related compounds N.M. (U.S.A.), Sept. 1982.
- 15 - High speed GaAlAs-GaAs heterojunction bipolar transistors with
near ballistic operation ;
D. ANKRI, W.J. SCHAFF, P. SMITH and L.F. EASTMAN,
Electr. Letters, 19, 147, (1983).
- 16 - High speed heterojunction bipolar phototransistor grown by molecular
beam epitaxy ;
D. ANKRI, W.J. SCHAFF, J. BARNARD, L. LUNARDI and L.F. EASTMAN ;
Electron. Letters, 19, 278, (1983),
and Optical Fiber Communication, Paper MJ3, Feb. 28, March 2,
New-Orleans U.S.A. (1983).
- 17 - Enhancement of the Electron Velocity in GaAlAs-GaAs Heterojunction
Bipolar Transistor with Abrupt Emitter-base Interface ;
D. ANKRI, W. SHCAFF, P. SMITH, C.E.C. WOOD and L.F. EASTMAN,
Proceedings IEDM p. 788, San Francisco U.S.A. (1982).
(Abstract ci-joint).

- 18 - GaAs Heterojunction Bipolar Transistor for Microwave applications ;
(invited paper)
D. ANKRI,
Eight European Specialist Workshop On Active Microwave Semiconductor
Devices. Maidenhead, U.K., 4-6 May 1983
(Abstract ci-joint).
- 19 - High-Gain Low-Noise GaAlAs-GaAs phototransistors ;
A. SCAVENNEC, D. ANKRI, C. BESOMBES, C. COURBET, J. RIOU, F. HELIOT,
Electron. Letters, 19, (10), 394, (1983).
(Cet article est joint dans son intégralité).
- 20 - Transistors et Phototransistors Bipolaires à hétérojonction GaAlAs-GaAs.
Réalisation par Epitaxie par jets moléculaires et modélisation.
D. ANKRI, E. CAQUOT, J. DANGLA et J.F. PALMIER,
Journées Nationales III-V, TOULOUSE, Juin 1983.
- 21 - Numerical solutions of the electrical properties of superlattices
and heterojunctions ;
J.F. PALMIER, E. CAQUOT, J. DANGLA, D. ANKRI, M. CAMPANA,
Proceedings NASECODE III, Galway U.K., 15-16 Juin 1983.

BREVETS

- 22 - Transistors bipolaires à hétérojonction de structure plane et leur
procédé de fabrication.
D. ANKRI, J.C. BOULEY et A. SCAVENNEC,
Brevet n° 78 26069, 12 Sept. 1978.
- 23 - Phototransistor à hétérojonction émetteur à couche d'émetteur locale-
ment de type inverse ;
A. SCAVENNEC et D. ANKRI,
Brevet n° 80 19621, 11 Sept. 1980.

- 24 - Ballistic heterojunction bipolar transistor ;
D. ANKRI, L.F. EASTMAN and W. KU,
U.S. Patent 419293, Washington D.C. U.S.A., 17 Sept. 1982.
- 25 - Transistor bipolaire à double hétérojonction compatible avec des
composants optoélectroniques pour l'intégration monolithique.
D. ANKRI, J.C. BOULEY et A. SCAVENNEC,
Brevet n° 83 10073, 17 Juin 1983.

Diffused epitaxial GaAlAs-GaAs heterojunction bipolar transistor for high-frequency operation ^{a)}

D. Ankri, A. Scavennec, C. Besombes, C. Courbet, F. Heliot, and J. Riou
Centre National d'Etudes des Télécommunications, Paris B/PMS/TPC, 196 rue de Paris 92220 Bagneux, France

(Received 2 September 1981; accepted for publication 19 February 1982)

A GaAlAs-GaAs heterojunction bipolar transistor (HBT) has been realized by liquid phase epitaxy with a very low emitter doping. A diffused epitaxial structure has been developed. Transition frequencies close to 5 GHz for $I_C = 10$ mA have been measured, and high transition frequency has been obtained at low current ($f_T = 1.3$ GHz for $I_C = 1$ mA) in spite of a rather large emitter base area ($S_{EB} \sim 4 \cdot 10^{-5}$ cm²). These figures are the best reported so far for HBT's and are very promising for low-power high-speed logic.

PACS numbers: 85.30.Pq, 72.80.Ey

GaAlAs-GaAs heterojunction bipolar transistors (HBT's) have been studied mostly as high current gain devices.¹⁻³ For high-frequency operation, attractive performances have also been predicted due to the excellent GaAs electronic properties and to the low base resistances possible with GaAlAs-GaAs technology.⁴ However, experimental work has so far failed to show any good result, in high-speed operation, with the conventional mesa structure.⁵⁻⁷ In this

letter, we describe the fabrication and dc and hf characteristics of HBT's realized with a diffused-epitaxial structure.⁸ With the use of relatively large area devices ($S_{BC} 1.5 \times 10^{-4}$ cm²), we have measured transition frequencies close to 5 GHz for $I_C = 10$ mA.

The basic advantage of a wide gap emitter GaAlAs-GaAs bipolar transistor is that the electron barrier is lower than the hole barrier.⁹ Consequently, a high injection efficiency and high current gain can be obtained even if the doping levels of the emitter and base are made respectively low and high. This contrasts with permitted doping levels in

^{a)}Most of the matter of this paper was presented at the 1981 Device Research Conference (Santa Barbara).

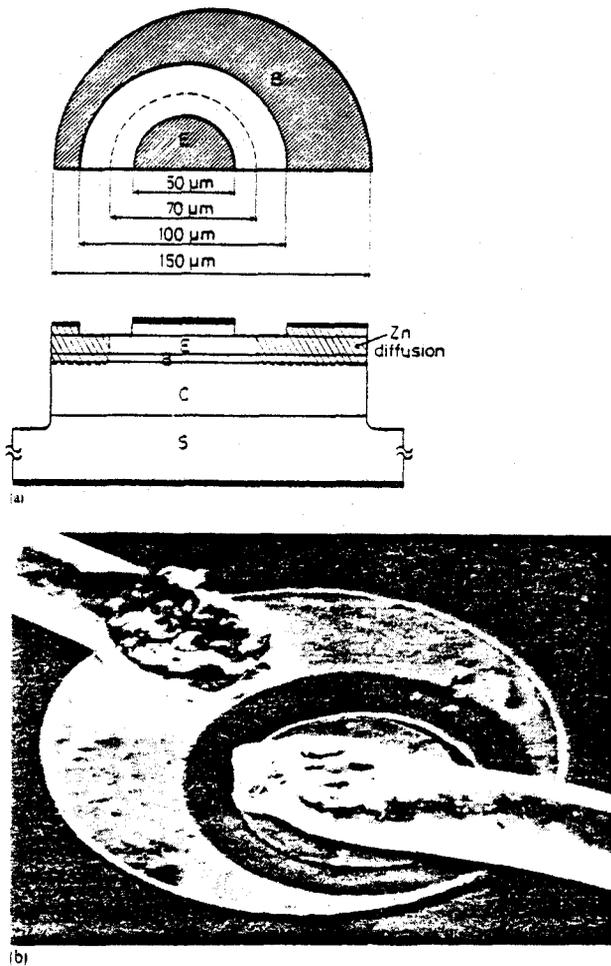


FIG. 1. (a) Schematic cross section and geometry of heterojunction bipolar transistor. The active emitter base region ($70\ \mu\text{m}$ in diameter) is surrounded by a p^- -type diffusion region extending into the base. Current injection through the GaAlAs homojunction remains negligible. (b) Scanning electron microscope photograph of the finished device.

homojunction transistors.¹⁰ This prediction has been largely verified, in this study. Actually, high current gains have been obtained ($\beta > 2000$) on devices with a very low emitter doping ($N_E \leq 10^{16}\ \text{cm}^{-3}$) and a highly doped base ($N_B \approx 5 \cdot 10^{18}\ \text{cm}^{-3}$). These doping levels lead to high values of the transition frequency, which can be obtained at low current ($f_T = 1.3\ \text{GHz}$, for $I_C = 1\ \text{mA}$) although the emitter base active area is still large ($S_{EB} = 4 \cdot 10^{-5}\ \text{cm}^2$).

A schematic cross section of the HBT structure used in the present work is shown in Fig. 1(a). The structure is somewhat different from the device we described previously.⁸ The four epitaxial layers are grown on a (100) n^+ type ($2 \cdot 10^{18}\ \text{cm}^{-3}$) GaAs substrate, using near equilibrium liquid phase epitaxy technique. An n^- type nonintentionally doped ($\sim 4 \cdot 10^{15}\ \text{cm}^{-3}$) collector layer ($\sim 4\ \mu\text{m}$) is grown, followed by a thin p^+ -type Ge-doped base layer ($\sim 0.2\ \mu\text{m}$). The emitter layer is usually $1\ \mu\text{m}$ thick ($n \sim 10^{16}\ \text{cm}^{-3}$) and contains 30–50 mole % AlAs. Finally, a $3\text{-}\mu\text{m}$ -thick GaAs cap layer is deposited (Sn doped $n^+ \sim 2 \cdot 10^{18}\ \text{cm}^{-3}$). This last layer is used first as a diffusion mask and secondly for obtaining a low emitter contact resistance.

The main steps of the processing technique are as follows: (1) After a standard photolithography procedure a se-

lective mesa etch (NH_4OH , H_2O_2 , H_2O :1,3,16) is performed on the emitter cap layer, which leads to $70\text{-}\mu\text{m}$ -diam top emitter GaAs regions which act as masks for the active emitter region. (2) A Zn diffusion is performed down to the base, in an evacuated sealed ampoule with a ZnAs_2 source. The p^- type surface concentration is above $10^{20}\ \text{cm}^{-3}$, which allows a low base contact resistance. For this processing step, ion implantation in conjunction with a shallow Zn diffusion could be used as well.¹¹ (3) The GaAs diffused layer is partly removed by the same selective etch without spoiling the GaAlAs layer. (4) Finally, Au-Ge-Ni is evaporated and lifted off for both emitter and base contacts. The contacts are then alloyed at $450\ ^\circ\text{C}$ together with the collector contact. The active devices are then isolated by ion milling followed by a light chemical etch before cleaving and mounting on alumina substrates for evaluation. A scanning electron microscope photograph of a finished device is shown in Fig. 1(b).

The common emitter characteristics for a typical device are shown in Fig. 2(a). The devices are characterized by a large current gain ($\beta \approx 2000$) and large breakdown voltages ($> 60\ \text{V}$). The current gain increases continuously with the collector current and is limited, at low level, by the emitter

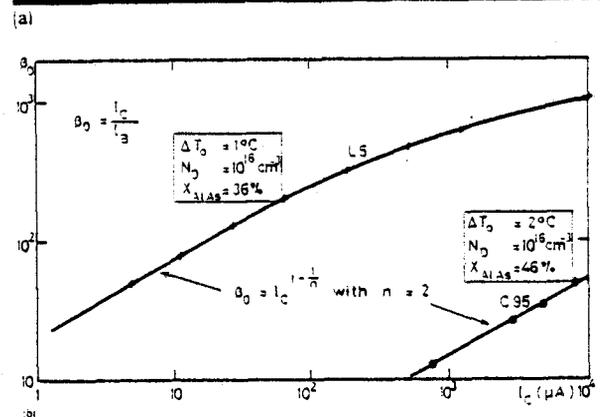
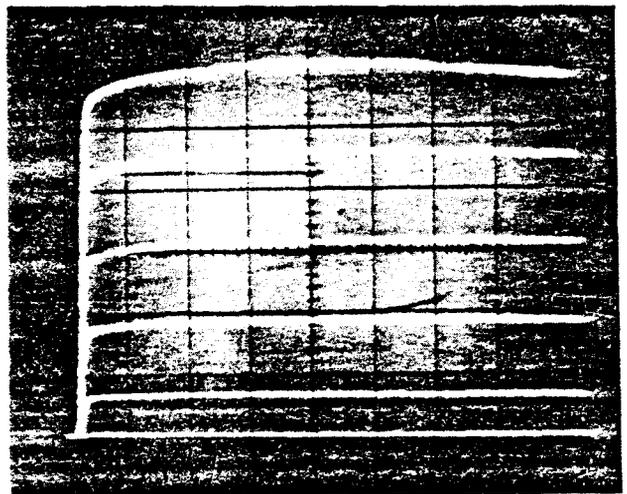


FIG. 2. (a) Static I_C/V_{CE} characteristics of a typical GaAlAs-GaAs HBT. 2 mA and 2 V/div. $2\ \mu\text{A}/\text{step}$. (b) Variation of current gain β_0 with injection level showing the dependence on the growth condition for two typical devices: β_0 can be expressed as $\alpha/(1-\alpha)$, where α is the emitter efficiency, $\alpha = I_e/I_E$. As the hole current is negligible at low injection level, the total emitter current I_E is the sum of a recombination current I_R and the electron current I_e . Then $\beta_0 = I_e/I_R \approx \exp[(1-1/n)qV/kT]$.

base recombination current. The threshold current for which β becomes larger than unity depends on the magnitude of the ratio recombination current/electron injection current, Fig. 2(b). As reported by Lee and Pearson,¹² we observed that a displacement of the electrical junction in the GaAlAs layer gives a reduced recombination current due to the lower intrinsic concentration of the wide gap emitter [from the classical Sah, Noyce, Shockley theory,¹³ $J_R = (qn_i W_T / \tau) \exp(qV / 2kT)$].

We obtained this junction displacement by means of an accurate control of the epitaxial growth conditions. Indeed, the GaAlAs undoped melt tends to dissolve the GaAs p^+ -type base layer, consequently an interfacial GaAlAs layer is created during the first steps of the growth with a light p^- doping level. By reducing the degree of saturation of the GaAlAs melt, ΔT^0 , we obtained a reduced recombination current for various concentrations of aluminum, Fig. 2(b). However, if the tendency toward dissolution is increased, we observed a reduction of the injection electron current due to a larger interfacial GaAlAs layer. These results will be discussed in more details in a forthcoming paper.

The variation of the current gain β in module versus frequency was inferred from S parameters measurements. Our best results so far relate to a device with a transfer parameter S_{21} equal to unity at about 2.5 GHz ($V_{CE} = 7$ V; $I_C = 10$ mA), which considering S_{11} at S_{22} leads to a maximum oscillation frequency f_{max} , higher than 3 GHz. The transition frequency for the same conditions as above is close to 5 GHz. At low current, f_T is proportional to I_C , as shown in Fig. 3. This demonstrates clearly the predominance of the emitter base capacitance at low current, $2\pi f_T \approx qI_C / kTC_E$. For the device described here, the transition frequency f_T is equal to 1.3 GHz for $I_C = 1$ mA. This value is in good agreement with the emitter base capacitance ($C_E = 1.3$ pF, at 0 V). These results represent a considerable improvement when compared to reported values for similar devices.^{7,8}

The response of HBT to a large signal pulse, with a voltage drive is shown in Fig. 4. The transistor mounted as an inverter is biased with $V_C = 5$ V and $V_B = 1$ V, just below

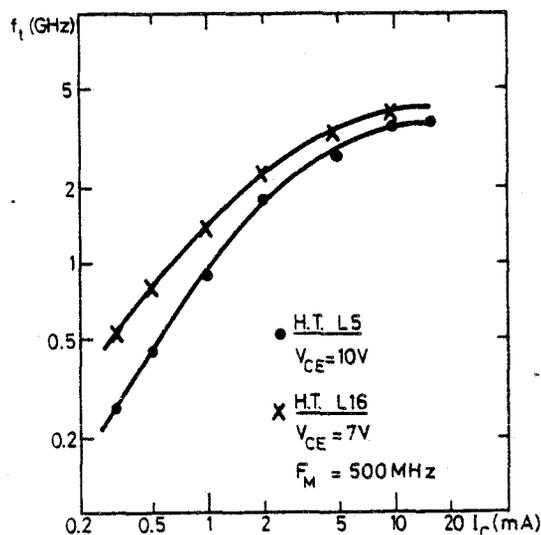


FIG. 3. Transition frequency vs collector current for two typical devices. The measurement frequency is 500 MHz.

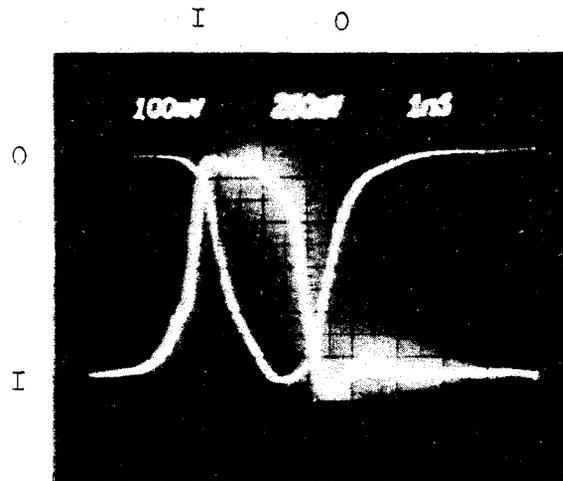


FIG. 4. Response of the HBT to a 500-mV pulse. The delay between input (I) and output (O) waveforms has been calibrated for direct measurement of the propagation time (800 ps).

the emitter base voltage threshold. The switching time, presently dominated by the emitter base capacitance charging time, is about 800 ps (with R_L equal to 50Ω). This figure is very promising for current mode digital circuits, such as Emitter-Coupled Logic.

The results presented here indicate that with further optimization and scaling down, the GaAlAs-GaAs bipolar transistor may be a useful device for high-frequency low-current applications. The diffused epitaxial structure presented here helps taking advantage from this capability. Obviously monolithic integration of such components will require various problems to be solved, for instance bringing the collector contact to the surface. Those problems are presently being investigated, in particular finding a more appropriate technique for the growth of the multilayer structure; with metal-organic chemical vapor deposition, transistors with promising characteristics ($\beta \sim 20$, breakdown voltage > 15 V) have already been processed, using the same technology.¹⁴

¹Zh. I. Alferov, F. A. Akhmedov, V. I. Korol'Kov, and V. G. Nikitin, Phys. Semicond. 7, 780, (1973).

²M. Konagai, K. Katsukawa, and K. Takahashi, J. Appl. Phys. 48, 4389 (1977).

³R. A. Milano, T. H. Windhorn, E. R. Anderson, G. E. Stillman, R. D. Dupuis, and P. D. Dapkus, Appl. Phys. Lett. 34, 562 (1979).

⁴W. P. Dumke, J. P. Woodall, and V. L. Rideout, Solid-State Electron. 15, 1339 (1972).

⁵P. W. Ross, H. G. B. Hicks, J. Froom, I. G. Davies, F. J. Probert, and J. E. Carroll, Electron. Eng. 3, 35 (1977).

⁶J. P. Bailbe, A. Marty, P. H. Hiep, and G. E. Rey, IEEE Trans. Electron. Devices ED-27, 1160 (1980).

⁷H. Beneking and L. M. Su, Electron. Lett. 17, 301 (1981).

⁸D. Ankri and A. Scavennec, Electron. Lett. 16, 41 (1980).

⁹H. Kroemer, Proc. IRE 45, 1535 (1957).

¹⁰K. V. Vaidyanathan, R. A. Jullens, C. L. Anderson, and H. L. Dunlap, IEDM 826 (1980).

¹¹J. Katz, N. Bar-Chaim, P. C. Chen, S. Margalit, I. Ury, D. Witt, M. Yust, and A. Yariv, Appl. Phys. Lett. 37, 211 (1980).

¹²S. C. Lee and G. L. Pearson, DRC Ithaca 1980.

¹³C. T. Sah, R. N. Noyce, and W. Shockley, Proc. IRE 45, 1228 (1957).

¹⁴R. Azoulay, D. Ankri, A. Scavennec, L. Dugrand, and C. Courbet, 1st International Conf. on Metalorganic Vapor Phase Epitaxy Ajaccio 1981 (unpublished).

**Enhancement of the Electron Velocity in GaAlAs-GaAs
Heterojunction Bipolar Transistor with Abrupt
Emitter-base Interface**

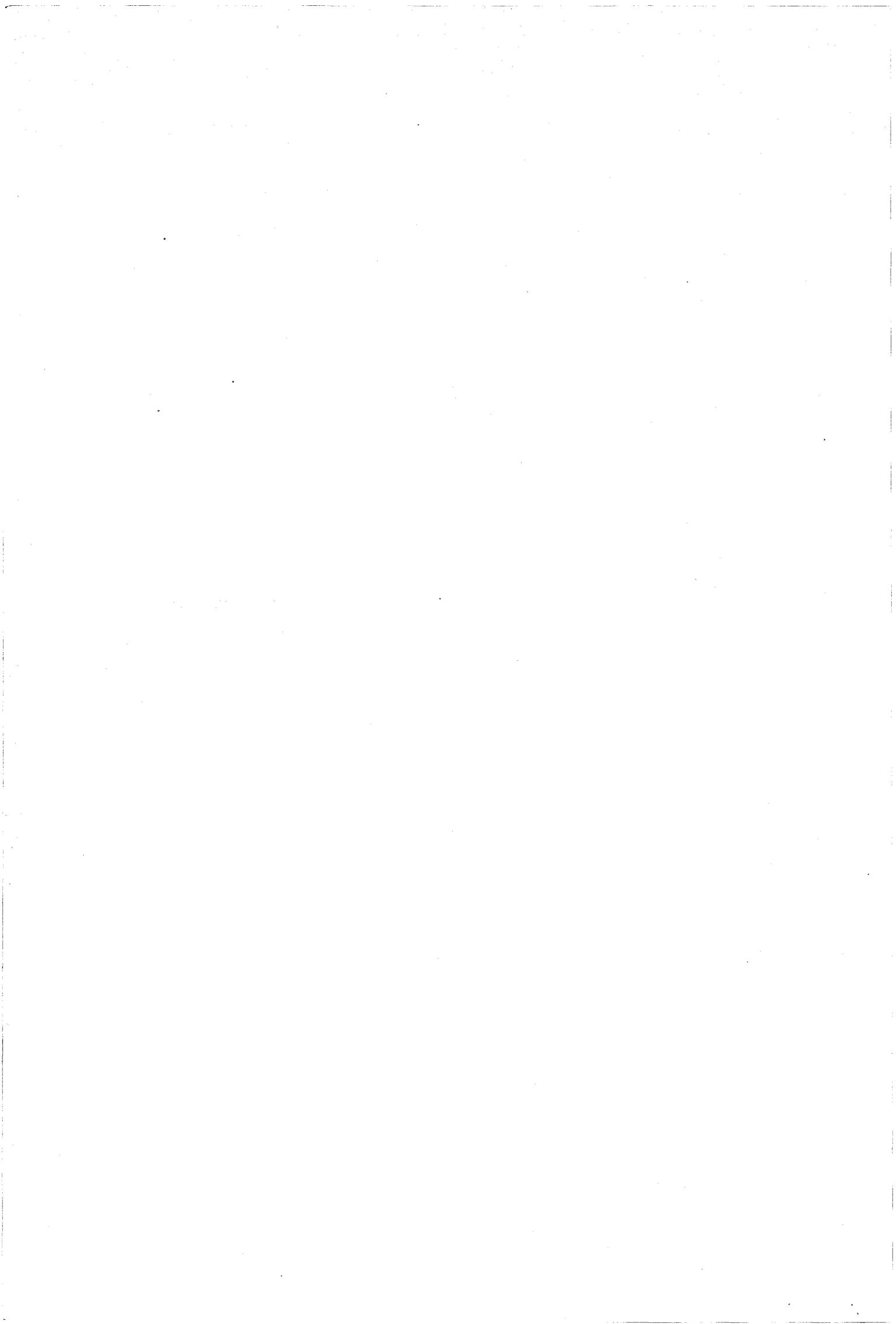
D. Ankri*, W. Schaff, P. Smith, C.E.C. Wood and L.F. Eastman
School of Electrical Engineering and National Research
and Resource Facility for Submicron Structures
Cornell University, Ithaca, NY 14853 USA

A novel heterojunction bipolar transistor (HBT) structure is proposed using ballistic electron motion concepts. The transistors are fabricated by molecular beam epitaxy on semi-insulating substrate with an abrupt or quasi abrupt GaAlAs-GaAs emitter base interface and a thin base region. The proper AlGaAs/GaAs emitter base heterojunction has been designed so that the electrons injected received an initial potential energy close to but lower than the energy difference of Γ -L minima ($\approx 0.3\text{eV}$). Electrons which surmount the conduction spike barrier are accelerated into the base at higher velocities than at the maximum diffusion velocity. Consequently the transit time of the base is reduced due to a transport regime of weak collisions.

DC current gains as high as 180 has been obtained on small size interdigitated geometry transistors (emitter finger is $3\ \mu\text{m}$ wide). Emitter base and base-collector capacitances are respectively $0.12\ \text{pF}$ and $0.6\ \text{pF}$ at including the pad capacitances. The emitter and collector resistances are respectively $7\ \Omega$ and $3\ \Omega$. The measurements of the module of the current gain $|\beta|$ was inferred from S parameter measurements from 2 GHz to 18 GHz. Transition frequency of 16 GHz has been obtained for $I_C = 20\ \text{mA}$ and $V_{CE} = 8\text{V}$. This is the best result reported so far for HBT's¹. The analysis of the different transit times and charging times of the device shows an enhancement of the electron velocity which agrees with near ballistic electron transport analysis.²

1. D.L. Miller, P.M. Asbeck and W. Petersen, 2nd Int'l. Symp on MBE and Related Clean Surface Techniques, Tokyo, Japan, paper A-7-3, Aug. 1982.
2. D. Ankri and L.F. Eastman, WOCEMMAD (Feb. 1982) Arizona.

*On leave from CNET/PMS 196 rue de Paris 92220 Bagneux, France.



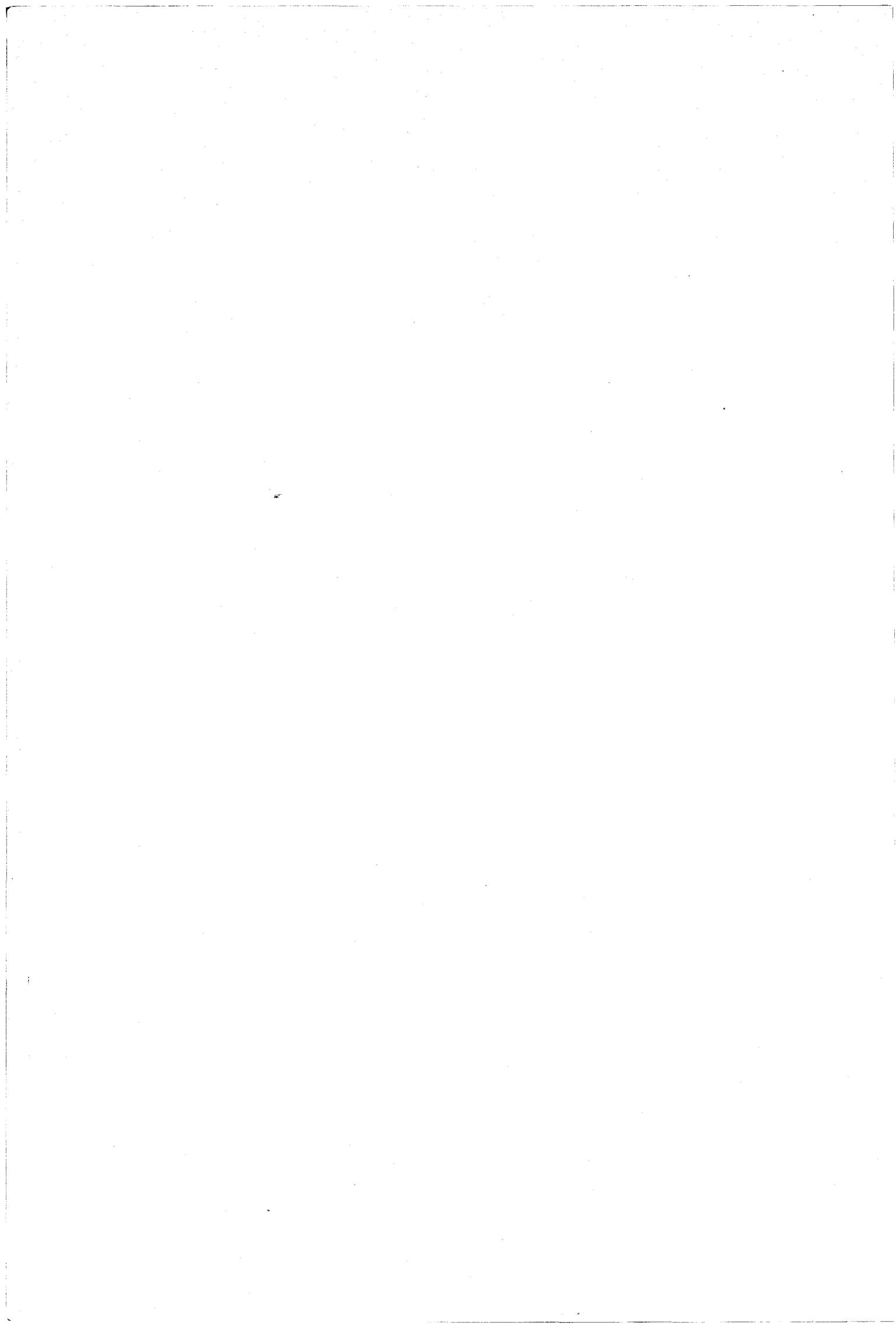
GaAs HETEROJUNCTION BIPOLAR TRANSISTOR FOR MICROWAVE APPLICATIONS

D. ANKRI

Centre National d'Etudes des Télécommunications, Paris B,
Laboratoire de Bagneux
196 rue de Paris, 92220 BAGNEUX, FRANCE.

A review will be given of recent progress on GaAs heterojunction Bipolar Transistors (BHT's) for microwave operation. A significant enhancement of the electron velocity has been demonstrated in GaAlAs-GaAs HBT's with abrupt emitter base interface and a thin base region. The design, fabrication and HF performances of the device will be presented. Recent results include improved growth of epitaxy layers by molecular beam epitaxy on semi insulating substrate, control of current gain by graded interface, and hot electron effects. Some key parameters such as base resistance, current gain-bandwidth product, output power will be discussed.

Communication at the Eight European Specialist Workshop on
"Active Microwave semiconductor devices"
4-6 May 1983
Crest Hotel, Maidenhead, Berks, UK.



HIGH-GAIN LOW-NOISE GaAlAs-GaAs PHOTOTRANSISTORS

Indexing terms: Semiconductor devices and materials, III-V compounds, Heterojunctions, Phototransistors

GaAlAs-GaAs heterojunction phototransistors designed for a high sensitivity have been fabricated. Very large current gains have been observed (over 10^4), together with moderate input capacitances (about 5 pF). With these figures bipolar phototransistors appear as real candidates for low-noise large-bandwidth optical receivers; from signal/noise measurements on large devices, a minimum detectable power of -34.5 dBm at $0.82 \mu\text{m}$ was evaluated for a 140 Mbit/s data rate.

Introduction: The lack of efficient avalanche photodiodes for optical communications in the $1.3\text{--}1.6 \mu\text{m}$ wavelength range has prompted the search for new, efficient photodetectors, such as PINFETs. Recently, the heterojunction phototransistor (HPT) has also been considered as a possible candidate for optical receivers. From calculations based on experimental results, sensitivities close to those of the best APDs or PINFETs have been predicted.¹⁻⁴ Actually this interest in phototransistors also applies to the $0.85 \mu\text{m}$ window for a subscriber network, for instance, in which the nonavalanching nature of this detector would be quite attractive.

In this letter, we report on GaAlAs-GaAs HPTs⁵⁻⁷ designed for high speed and high sensitivity in the $0.8\text{--}0.86 \mu\text{m}$ -wavelength range. Following the work of Personnick⁸ it can be shown that, for use as a detector in optical fibre links, phototransistors have to meet the following requirements: (a) high quantum efficiency, (b) low input capacitance, (c) large current gain even at low collector current, and (d) biased operation for setting the DC collector current at the optimum level, depending on the required bandwidth. In order to fulfil these requirements, a phototransistor as sketched in Fig. 1 was designed.⁹ In this device most of the emitter layer, in particular the sensitive area, is converted to p -type in order to reduce the emitter-base capacitance while retaining the advantage of the GaAlAs window and avoiding the critical emitter layer etching step.

Device technology: The multilayer structure is grown by LPE on an n^+ GaAs substrate $\langle 100 \rangle$ oriented. The undoped GaAs

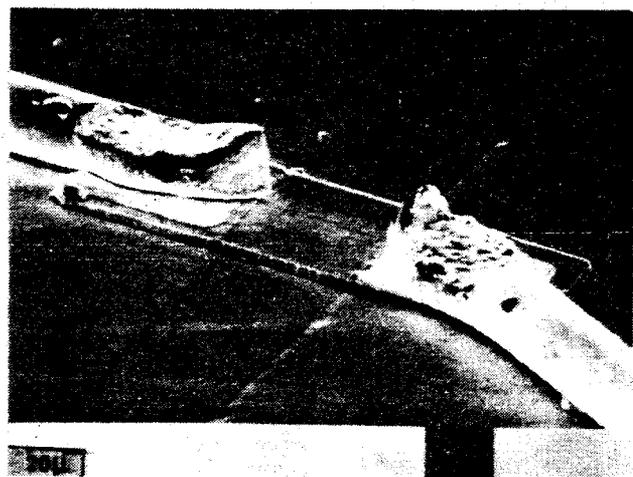
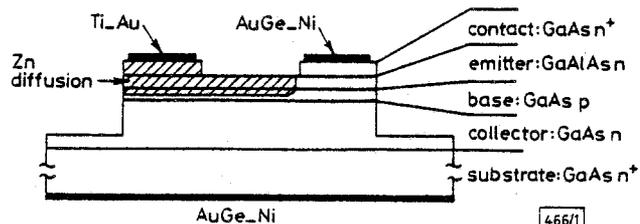
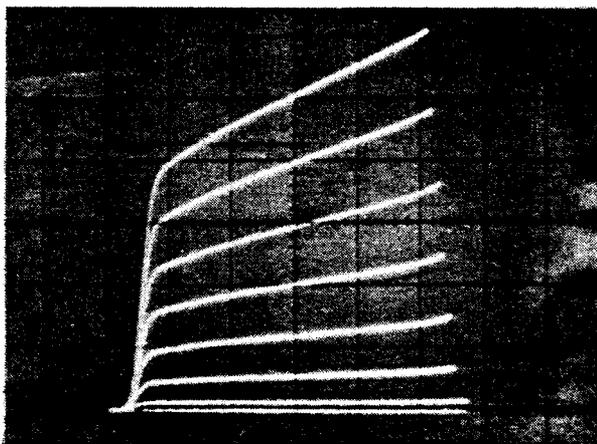


Fig. 1
a Schematic cross-section of phototransistor
b SEM photograph of bonded device

collector layer ($\approx 4 \mu\text{m}$, 2×10^{15} to $2 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$) is followed by the GaAs p -type base. The thickness and doping level of this layer were varied from 0.2 to $0.4 \mu\text{m}$ and 5×10^{17} to $3 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, respectively; the GaAlAs emitter layer with an aluminium content of 36% is typically $1 \mu\text{m}$ thick with a doping level of 10^{16} or 10^{17} cm^{-3} . A GaAs contact layer Sn-doped is grown on top for contacting purpose. Special care was given to the growth conditions of the emitter-base junction in order to minimise recombination current and thus to obtain a large current gain at low collector current.¹⁰ For the same purpose the base doping level has been kept relatively low. Since the transistor part of the device is driven by a current source, a very small value for the base resistance is not required, at least for moderate data rates (≤ 140 Mbit/s).

The device processing is quite similar to what has been reported previously for high-speed transistors.¹⁰ An Si-N thin film is first deposited to the surface and patterned to provide localised masking against Zn diffusion, which is then conducted down to the base layer. The contact layer is then selectively etched in order to expose the GaAlAs layer in the sensitive area, and to suppress the p^+n^+ GaAs junction at the surface. Sputtered AuGe-Ni and Ti-Au are used for the



a

466/2

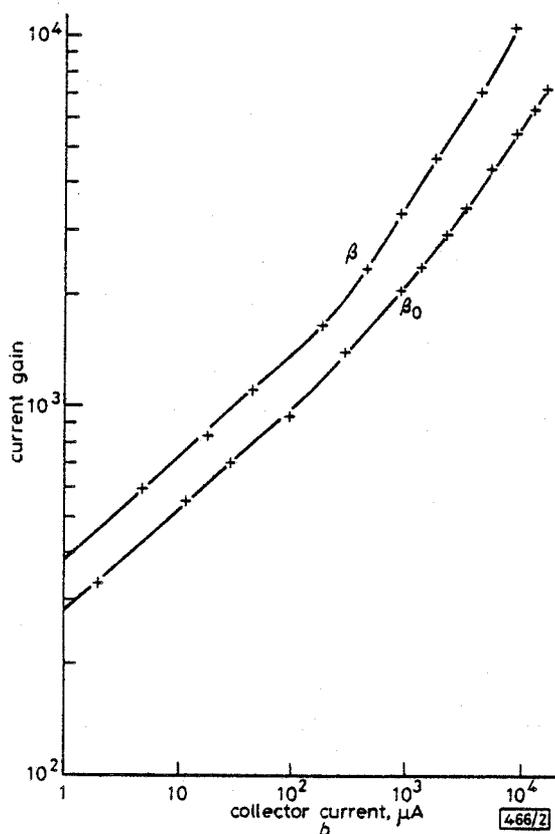


Fig. 2

a DC characteristics of an HPT ($N_E = 10^{17} \text{ cm}^{-3}$; $N_C = 5 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$)
 I_C : 5 mA/div.; V_{CE} : 1 V/div.; I_B : 0.5 μA /step
b Large-signal gain β_0 and small-signal gain β at $V_{CE} = 4$ V

emitter and base contacts. The sensitive area between the two contacts in $60 \times 70 \mu\text{m}^2$, which is compatible with multimode fibres.

Device characteristics: Fig. 2 shows the I_c/V_{c_e} characteristics of a HPT. The small-signal current gain is usually observed to increase continuously with collector current over the range of interest (up to 10 mA). Limitation due to the base transport factor is seldom observed. For a given collector current, a larger gain is generally found with higher emitter doping levels and smaller base doping levels.

The characteristics of Fig. 2 shows a current gain in excess of 10 000. The highest gain we observed was close to 20 000. Note that these curves were recorded on a mounted device: almost no gain degradation is observed during bonding. The curves of Fig. 2 are characteristic of devices with doping levels of 10^{17} and $5 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ for the emitter and base, respectively. For an emitter doping level of $2 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ the current gain decreases to about 2000 at 10 mA.

As inferred from S parameter measurements at 0.5 GHz, the transition frequency increases continuously with the collector current, up to about 10 mA. At 10–20 mA, the transition frequency is usually around 3–4 GHz, close to the values observed on high-speed transistors.

The spectral sensitivity is typical of GaAlAs-GaAs HPTs with a GaAlAs window increasing slowly with wavelength with a peak at $0.865 \mu\text{m}$ and a sharp cut-off at $0.63 \mu\text{m}$ (GaAlAs absorption edge) and at $0.87 \mu\text{m}$ (GaAs absorption edge). The quantum efficiency was measurement at $0.82 \mu\text{m}$ with a light-emitting diode. Knowledge of the small-signal gain β allows for the determination of the sensitivity which was estimated to be 0.3–0.35 A/W, without antireflection coating.

The response time of the HPT depends mainly on the current gain. When biased through a high-impedance base resistor, the device exhibits a response time constant $\tau \approx \beta(R_c + r_e(C_c + C_e))$, R_c and r_e being the sum of the load and contact resistances and the dynamic emitter resistance, respectively, while C_c and C_e stand for the collector and emitter transition capacitances. This dependence of τ on the device parameters was checked over a large range of variation for β (50–2000). Under operating conditions, C_c and C_e are typically 1 and 5 pF, respectively, and the two terms $R_c C_c$ and $r_e(C_c + C_e)$ have the same order of magnitude. For a current gain of 1000, the response time is of the order of 100 ns. This response time can be improved considerably by inserting the HPT in an appropriate circuit. For instance, a low-impedance load can be connected to the base.¹¹ However, this generates thermal noise and degrades the receiver sensitivity. With the phototransistor followed by a preamplifier, and mounted in a transimpedance or integrating differentiating configuration,⁸ a fast response time can be obtained while retaining the low-noise operation. For example, Fig. 3 shows a 2.5 ns response time for a device biased at 2 mA with a small signal gain of 1100, in a preamplifier followed by an RC equalising network. Preliminary measurements on optical receivers using HPTs were performed: no low-frequency excess noise was observed; the minimum detectable power (10^{-9} BER) inferred from signal/noise ratio measurements, was estimated to be -34.5 dBm for a 140 Mbit/s data rate. Further characterisation using hybrid circuits is presently under progress.

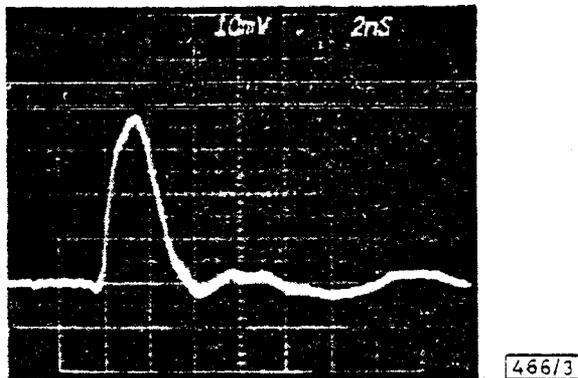


Fig. 3 Response of HPT in an integrating-differentiating preamplifier to a short duration (< 100 ps) laser pulse at $0.87 \mu\text{m}$ ($\beta = 1100$)

Conclusion: GaAlAs-GaAs HPTs with a high current have been fabricated. This gain, together with the relatively low input capacitance, provides attractive performances in low-noise applications. Further reduction in the emitter area should allow a large improvement of the figure of merit $\beta^{1/2} C^{-1}$.

Acknowledgments: The authors are indebted to Dr. A. Mircea and Dr. J. P. Noblianc for continuous encouragement through this work.

A. SCAVENNEC
D. ANKRI
C. BESOMBES
C. COURBET
J. RIOU
F. HÉLIOT

28th February 1983

Centre National d'Etudes des Télécommunications
Département PMS/TPC
196 rue de Paris 92220 Bagneux, France

References

- TABATABAIE-ALAVI, K., and FONSTAD, C. G.: 'Performance comparison of heterojunction phototransistors, pin FETs and APD-FETs for optical fiber communication systems', *IEEE J. Quantum Electron.*, 1981, 17, p. 2259
- CAMPBELL, J. C., and OGAWA, K.: 'Heterojunction phototransistors for long-wavelength optical receivers', *J. Appl. Phys.*, 1982, 53, p. 1203
- MILANO, R. A., DAPKUS, P. D., and STILLMAN, G. E.: 'An analysis of the performance of heterojunction phototransistors for fiber optics communications', *IEEE Trans.*, 1982, ED-29, p. 266
- BRAIN, M. C., and SMITH, D. R.: 'Phototransistors in digital optical communications systems for 1–1.6 μm wavelength', *Electron. Lett.*, 1982, 18, pp. 772–774
- BENEKING, H., MISCHER, P., and SCHUL, G.: 'High-gain wide-gap-emitter $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$ -GaAs phototransistor', *ibid.*, 1976, 12, pp. 395–396
- KONAGAI, M., KATSUKAWA, K., and TAKAHASHI, K.: 'GaAlAs/GaAs heterojunction phototransistors with high current gain', *J. Appl. Phys.*, 1977, 48, p. 4389
- MILANO, R. A., WINDHORN, T. H., ANDERSON, E. R., STILLMAN, G. E., DUPUIS, R. O., and DAPKUS, P. S.: 'AlGaAs-GaAs heterojunction phototransistors grown by metalorganic chemical vapor deposition', *Appl. Phys. Lett.*, 1979, 34, p. 562
- PERSONNICK, S. D.: 'Receiver design for optical fiber systems', *Proc. IEEE*, 1977, 65, p. 1670
- ANKRI, D., BESOMBES, C., COURBET, C., and SCAVENNEC, A.: 'A high speed high sensitivity GaAlAs-GaAs phototransistor'. ESSDERC, York 1980, published by European Physical Society
- ANKRI, D., SCAVENNEC, A., BESOMBES, C., COURBET, C., HÉLIOT, F., and RIOU, J.: 'Diffused epitaxial GaAlAs-GaAs heterojunction bipolar transistor for high-frequency operation', *Appl. Phys. Lett.*, 1982, 40, p. 816
- FRITZSCHE, D., KUPHAL, E., and AULBACH, R.: 'Fast response InP-InGaAsP heterojunction phototransistors', *Electron. Lett.*, 1981, 17, pp. 178–180





REFERENCES

- 1 W. SHOCKLEY
Circuit element utilizing semiconductor material
U.S. patent 2569 347, September 25, (1951)
- 2 H. KROEMER
Theory of wide-gap emitter for transistors
Proc. IRE, 45, 1535, November (1957)
- 3 W.P. DUMKE, J.M. WOODALL, V.L. REDEOUT
GaAs-GaAlAs heterojunction transistor for high frequency operation
Solid-State Electronics, 15, 1339, (1972).
- 4 Zh. I. ALFEROV, F.A. AKHEMEDOV, V.I. KOROL'KOV, V.C. NIKITIN
Phototransistor utilizing a GaAs-AlAs heterojunction
Soviet Physics semiconductors, 7, 780, December 1973
- 5a M. KONAGAI, K. TAKAHASHI
(GaAs)As/GaAs heterojunction transistors with high injection efficiency
Journal of Applied Physics, 46, 2120, May 1975
- 5b H. BENEKING, P. MISCHER, G. SCHUL
High-gain wide-gap-emitter $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As-GaAs}$ phototransistor
Electronics Letters, 12, 395 August 1976
- 5c M. KONAGAI, K. KATSUKAWA, K. TAKAHASHI
(GaAl)As/GaAs heterojunction phototransistors with high current gain
Journal of Applied Physics, 48, 4389, October 1977
- 6 P.W. ROSS, H.G.B. HICKS and J.E. CARROLL
Heterojunction transistors with enhanced gain
Electronic Engineering, 35, Mars 1977
- 7 D. ANKRI, J.C. BOULEY et A. SCAVENNEC
Transistors bipolaires à hétérojonction de structure plane et leur
procédé de fabrication
Demande de brevet N° 78 26069, 12 septembre 1978.
- 8 S.M. SZE
Physics of semiconductor devices
Wiley International Edition, (1981)
- 9 H. BECKE, D. FLATEY and D. STOLNITZ
Double diffused Gallium Arsenide Transistors
Solid State Electron., 8, 255, (1965).

- 10 J.J. EBERS and J.L. MOLL
Large signal behaviour of junction transistors,
Proc. IRE, 42, 1761, Dec. 1954.
- 11 H.C. CASEY, M.B. PANISH
Heterostructure lasers, part A,
Quantum Electronics - Academic Press, (1978).
- 12 H. KROEMER
Heterostructure bipolar transistors and integrated circuits,
Proc. IRE, 70, 13, (1982) et références mentionnées dans cet article.
- 13 A.G. MILNES, D.L. FEUCHT
Heterojunctions and metal-semiconductor junctions
New York : Academic Press, (1972)
Voir également les références mentionnées dans ce livre.
- 14 C. HILSUM
Solid State Electron, 20, 5, (1977).
- 15 D. ANKRI, A. SCAVENNEC, C. VIVIER
GaAlAs-GaAs Bipolar transistors for high speed digital circuits GaAs
IC' Symposium, p.17, San Diego 27-29 Oct. 1981.
- 16 ESAKI, L.
Heterojunction triode,
US patent, 3, 209 215, 28 Sept. 1965.
- 17 D.V. LANG, R.A. LOGAN
A search for interface states in a LPE GaAs/Al_xGa_{1-x}As heterojunction
Applied Physics Letters, 31, 683, November 1977.
- 18 R.L. ANDERSON
Experiments on Ge-GaAs heterojunctions
Solid-State Electronics, 5, 341, (1962).
- 19 J.M. SHANNON,
Hot electron camel transistor
IEEE J. Solid-State & Electron Devices, 5, 142 (1979).
- 20 R.J. MALIK, L.F. EASTMAN and M.A. HOLLIS
Planar doped barrier transistors,
US patent, (1981).
- 21 L. CHANG, L. ESAKI
US Patent, 4173763, 6 Nov. 1979

- 22 a L.J. VAN RUYVEN
Ge-GaP heterojunctions
Thesis, Tech Hageschool, Eindhoven, Netherlands (1964).
- 22 b C.M. GARNER, Y.D. SHEN, C.Y. SU, G.L. PEARSON, W.E. SPICER
Auger profiling studies of LPE n-Al_xGa_{1-x}As-n-GaAs heterojunctions
and the absence of rectification
J. Vac. Sci. Technol. 15, 1480, July 1978.
- 22 c A. CHANDRA, L.F. EASTMAN
Rectification at n-n GaAs : (Ga, Al)As heterojunctions
Electronics Letters, 15, 90, February 1979
- 23 D.T. CHEUNG, S.Y. CHANG, G.L. PEARSON
A simplified model for graded-gap heterojunctions
Solid-State Electronics, 18, 263 (1975).
- 24 D. ANKRI and L.F. EASTMAN,
Ballistic heterojunction bipolar transistor
WOCSSMAD, Phoenix Arizona, USA, Feb. 1982.
- 25 D. ANKRI, L.F. EASTMAN and W. KU,
Ballistic heterojunction bipolar transistor,
US Patent , Sept. 1982.
- 26 C.T. SAH, R.N. NOYCE, W. SCHOCKLEY
Carrier generation and recombinaison in P-N junctions and P-N junctions
characteristics,
Proceedings of the IRE, 1228, September 1957.
- 27 L.F. EASTMAN
Festkorperprobleme.
XXII (1982).
- 28 M.S. SHUR, L.F. EASTMAN,
Ballistic Transport in Semiconductor at Low temperatures for
power high speed logic,
I3E Trans. Electron, Devices, 26 (11), , (1979).
- 29 D. ANKRI, A. SCAVENNEC
Transistor bipolaire à hétérojonction GaAs-GaAlAs : projet d'étude
Note technique CNET NT/PEC/OAM/297, Octobre 1977.
- 30 W. WALUKIEWICZ, J. LAGOWSKI, L. JASTRZEBSKI, and H.C. GATOS
Minority-carrier mobility in p-type GaAs
J. Appl. Phys. 50, (7), 5040, July 1979

- 31 J. LINDMAYER, C.Y. WRIGLEY
Fundamental of semiconductor devices
D. Van Nostrand Company, (1965).
- 32 G. REY, Ph. LETURQ
Théorie approfondie du transistor bipolaire,
Masson, (1972).
- 33 G. REY, J.P. BAILBE
Some aspects of current gain variations in bipolar transistors
Solid-State Electronics, 17, 1045, (1974).
- 34 a A. MARTY, G. REY, and J.P. BAILBE,
Electrical behaviour of an npn GaAlAs-GaAs heterojunction transistor
Solid-State Electron. 22, 549, (1979).
- 34 b A. MARTY,
Transistors bipolaires à hétérojonction : théorie et expérience
Thèse de Doctorat (Sciences), N° 931, Université P. Sabatier,
Toulouse, (1980).
- 35 M.A. LITTLEJOHN, J.R. HAUSER, T.H. GLISSON
J. Appl. Phys. 48, 4587, (1977).
- 36 E. CONSTANT, B. BOITTIAUX,
2nd Int. Conf. on hot carrier in semiconductors,
Montpellier, FRANCE,
Journal de Physique, (1981).
- 37 J. TANG et K. HESS
To be published.
- 38 L.F. EASTMAN and C.E.C. WOOD
Molecular beam Epitaxy at NRRFSS,
Cornell University, (1980).
- 39 A. SCAVENNEC et D. ANKRI
Brevet 80 19621, 11 Sept. 1980.
- 40 D. ANKRI,
Etude et réalisation de transistors bipolaires à hétérojonction
GaAlAs-GaAs,
Thèse de Docteur-Ingénieur, (1980), PARIS VI.
- 41 D. ANKRI and L.F. EASTMAN
GaAlAs-GaAs ballistic heterojunction bipolar transistor,
Electron. Letters, 18, 750, (1982).

- 42 D. ANKRI, W.J. SCHAFF, P. SMITH and L.F. EASTMAN,
High speed GaAlAs-GaAs heterojunction bipolar transistors with
near ballistic operation,
Electr. Letters, 19, 147, (1983).
- 43 D. ANKRI, W.J. SCHAFF, J. BARNARD, L. LUNARDI and L.F. EASTMAN,
High speed heterojunction bipolar phototransistor grown by molecular
beam epitaxy,
Electron. Letters, 19, 278, (1983).
- 44 C.M. GARNER, Y.D. SHEN, J.S. KIM, G.L. PEARSON, W.E. SPICER
Auger profiling of "abrupt" LPE $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ -GaAs heterojunctions,
Journal of Applied Physics, 48, 3147, July 1977.
- 45 a R.A. MILANO, T.H. WINDHORN, E.R. ANDERSON, G.E. STILLMAN, R.D. DUPUIS
and P.D. DARKUS,
AlGaAs-GaAs heterojunction phototransistors grown by metalorganic
chemical vapor deposition,
Appl. Phys. Lett., 34 (9), 562, 1 May 1979.
- 45 b R.A. MILANO,
PhD Thesis, Illinois University, (1979).
- 46 D. ANKRI et M. QUILLEC,
Résultats non publiés.
- 47 C.E.C. WOOD,
Progress, problems and applications of molecular beam epitaxy,
Physics of thin films, 11, 35 (1980).
Academic Press.
- 48 P. ASBECK, D.L. MILER, J.S. HARRIS,
GaAlAs-GaAs heterojunction bipolar transistor for digital integrated
circuits,
Proceedings IEDM, 629, (1981).
- 49 L.J. VAN RUYVEN, H.J.A. BLUYSSSEN and F. WILLIAMS,
Effects of quantum confinement and compositional grading on the band
structure of heterojunctions,
Solid State Electron., 22, 573 (1979).
- 50 W.F. HALL,
Derivation of current voltage characteristics for graded heterojunctions
Electron. Letters, 9, 548, Nov. 1973.

- 51 Handbook on Semiconductors
Band theory and transport properties, Vol. 1, Ch. 10,
Ed. T.S. MOSS
N HCP, (1982).
- 52 Dans VLSI Electronics Microstructure Science
Vol. 1 à 5
a) Articles de H.L. GRUBIN et al.
b) Articles de T.H. GILSON et al.
c) Articles de D.K. FERRY et al.
Ed. N.G. EINSBRUCH,
Academic Press, (1982).
- 53 id. 51, Ch. 11 C
- 54 G. BAUER,
Determination of Electron temperatures and of hot electron distribution
function in semiconductors,
Springer Tracts in Modern Physics
V 74 - Solid-State Physics
Springer-Verlag, (1974).
- 55 E. M. CONWELL,
High field transport in Semiconductors,
Supplement Vol. 9
Academic Press, (1967).
- 56 E. ROSENCHER,
Ballistic transport in semiconductors : a displaced maxwellian
formulation,
Journal de Physique, 42, C7, 351, (1981).
- 57 S. KRATZER and J. FREY,
Transient velocity characteristics of electrons in GaAs with
 Γ -L-X conduction band ordering,
J. Appl. Phys. 49, (7), 4064, (1978).
- 58 A. KASZYNSKI,
Etude des phénomènes de transport dans les matériaux semiconducteurs
par les méthodes de Monte Carlo. Application à GaAs de type n.
Thèse Docteur Ingénieur, Université de Lille, (1979).
- 59 J. ZIMMERMANN
Etude des phénomènes de transport électronique en régimes stationnaire
et non stationnaire. Application à la simulation de composants submi-
croniques.
Thèse de Doctorat Sciences, N° 483, Université de Lille, (1983).

- 60 id. 51, Ch. 9
- 61 P.J. PRICE,
Special issue on hot electron transport
Solid State Electron. 21, p 9 (1978).
- 62 M.S. SCHUR,
Influence of non-uniform field distribution in the channel on the
frequency performance of GaAs FET's
Electron. Lett. 12, 615 (1976).
- 63 M. SCHUR and L.F. EASTMAN,
Near-ballistic transport in GaAs devices at 77°K
Solid State Electron. 24, 11 (1981).
- 64 R. COOK,
Physics and numerical modeling of carrier transport in submicron
semiconductor devices,
PhD Thesis, Cornell University, (1981).
- 65 L.F. EASTMAN,
Structure and phenomena for high velocity electrons and high speed
transistors,
to be published.
- 66 J.S. BLAKEMORE,
Semiconducting and major properties of GaAs.
J. Appl. Phys., 53, (10), R123 (Oct. 1982).
- 67 J. TANG and K. HESS,
Investigation of transient electronic transport in GaAs following
high energy injection.
IEEE, Trans. Electron. devices, 29, (12), 1906 (Dec. 1982).
- 68 G.E. STILLMAN, C.M. WOLFE and J.O. DIMMOCH,
J. Phys. Chem. Solids, 31, 1199, (1970)
- 69 a B.R. NAG
Electron transport in compound semiconductors
Solid State Science, 11
Springer-Verlag, (1980).
- 69 b Voir aussi Ref. 51, Chap. 12.
- 70 C. JACOBONI and L. REGGIANI,
Bulk hot electron properties of cubic semiconductors
Advances in Physics, 28 (4), 493 , (1979).

- 71 W. FAWCETT, A.D. BOARDMAN, S. SWAIN,
Monte Carlo determination of electron transport properties in GaAs
J. Phys. Chem. Solids, 31, 1963 (1970).
- 72 a E.M. CONWELL and V.F. WEISSKOPF,
Phys. Rev. 77, 388, (1950).
- 72 b H. BROOKS, and C. HERRING,
Phys. Rev. 83, 879, (1951).
- 72 c Voir l'article de revue sur l'interaction électron-impuretés ionisées
D. CHATTOPADHYAY and H.J. QUESSIER,
Review of Modern Physics, 53, (4), 745, (1981).
- 73 C. ERGINSOY,
Phys. Rev. 79, 1013, (1950)
- 74 E.M. CONWELL, M.O. VASSEL,
High field transport in GaAs
Phys. Rev. 166, 797, (1968).
- 75 H. EHRENREICH,
Screening effects in polar semiconductors,
J. Phys. Chem. Solids, 8, 130, (1959).
- 76 V. DIENIS and Z. KANCHERIS,
Phys. Stat. Sol(b), 67, 317, (1975).
- 77 M.E. KIM, A. DAS and S.D. SENTURIA,
Electron scattering interaction with coupled plasmon polar phonon
modes in degenerate semiconductors,
Physical Review B, 18, (12), 6890, (1978).
- 78 M. HOLLIS,
Fabrication and performance of GaAs planar doped barrier transistors
PhD Thesis, Cornell University (1983).
- 79 D. PINES and D. BOHM,
A collective description of electron interactions II
Physical Rev. 85,(2), 338, (1952)
- 80 D. OLEGO and M. CARDONA,
Raman scattering by LO-Phonon plasmon coupled modes in p-type GaAs,
Solid State Comm. 32, 375, (1979).
- 81 J. SAPRIEL,
Résultats CNET, non publiés.

- 81 J.R. BARKER,
Ref. 51, Ch. 11 C.
- 82 M. ELTA and L.F. EASTMAN,
Private Communication.
- 83 B.K. RIDLEY,
The diffusion of hot electrons across a semiconductor base
Solid State Electron., 24, 147 (1981).
- 84 Ref. 52, Ch. 4B
- 85 J.R. HAUSER, J.E. SUTHERLAND,
A theoretical study of heterojunction and graded band gap type solar
cells.
- 86 Annual report on NASA Grant n° NSG 1116, March 1976.
- 87 L.F. EASTMAN and G.L. PEARSON,
Private communication.
- 88 a A. CHO and J. ARTHUR,
Molecular beam epitaxy
Prog. in Solid State Chemistry, 10, (3), 157, (1975).
Pergamon Press.
- 88 b A. CHO,
Recent progress in MBE,
2nd annual MBE workshop
Cornell University, Ithaca, NY, (1980).
- 89 C.E.C. WOOD,
Private communication.
- 90 P.D. KIRCHNER, J.M. WOODALL, J.L. FREEONF and G.D. PETTIT,
Volatile metal oxide incorporation in layers of GaAs, GaAlAs and
related compounds grown by MBE.
Appl. Phys. Lett. 38, 427, (1981).
- 91 Mesures effectuées par G. WICKS et W.J. SCHAFF,
- 92 F. ALEXANDRE,
Communication personnelle.
- 93 D. ANKRI, J.C. BOULEY et A. SCAVENNEC,
Transistor bipolaire à double hétérojonction compatible avec des compo-
sants optoélectroniques pour l'intégration monotithique.
Brevet n° 8310073, du 17 Juin 1983.

- 94 E. KOHN,
A correlation between etch characteristics of GaAs etch solutions
containing H_2O_2 and surface film characteristics
J. Electrochem. Soc. 127, (2), 505 (1980).
- 95 M. HOLLIS and D. WOODARD,
Private communication
- 96 R. MELLET
non publié.
- 97 D. ANKRI, W. SCHAFF, C.E.C. WOOD, D. WOODARD, L. RATHBUN and
L.F. EASTMAN,
GaAlAs-GaAs heterojunction bipolar transistors with abrupt emitter
base interface for ballistic operation.
Int. Phys. Conf. ser. n° 65 GaAs and related compounds, Ch.3, (1983).
- 98 D.L. MILLER, P. ASBECK and W. PETERSEN,
GaAlAs-GaAs heterojunction bipolar transistors grown by MBE
2nd Int. Symp. on Molecular beam epitaxy papier A-7-3, (Tokyo)
Japan, (1982).
- 99 J.W. SLOTBOON and H.C. DE GRAAFF
Interpretation of $I_C(V_{BE})$ characteristics
Solid State Electron., 19, 857, Oct. 1976.
- 100 L.J. GIACOLETTO,
Measurements of emitter and collector series resistances
IEEE Trans. on Electron. Devices 22, 692, May 1978.
- 101 G.K. REEVES and H.B. HARRISON,
Obtaining the specific contact resistance from transmission line
Model measurements.
IEEE Electron. Devices Letters. 3 (5), 111, (1982).
et références citées dans cet article.
- 102 id. Ref. 40, ch. 4.
- 103 M.H. WHITE and M.O. THURSTON,
Characterization of microwave transistors.
Solid State Electron. 13, 523, (1970).
- 104 W. COOK,
Microwave bipolar transistors
Proc. IRE, 59, 1163, (1971).

- 105 A. CAPPY, B. CARNE, R. FAUQUEMBERGUES, G. SALMER and E. CONSTANT,
Comparative potential performance of Si, GaAs, GaInAs InAs submicrometer
FET's.
IEEE Trans. Electron. Devices, 27, (11), 681, (1980).
- 106 R. MILANO, P.D. DAPKUS and G.E. STILLMAN,
An analysis of the performance of heterojunction phototransistors for
fiber optic communications.
IEEE Trans. on Electron. Devices, 26, (2), 266, (1982).
- 107 a C.Y. CHEN, A.Y. CHO, P.A. BARBNUSH and C.G. BETHEA,
A depletion stop double base phototransistor : a demonstration of a
new transistor structure.
IEDM, Washington, papier, 11.6, p.267, D.C. USA (1981).
- 107 b F. CAPASSO, W.T. TSANG, C.G. BETHEA, A.L. HUTCHINSON and
B.F. LEVINE,
New graded band gap picosecond phototransistor,
Appl. Phys. Lett. 42, p. 93, (1983).
- 107 c C.Y. CHEN, A.Y. CHO, P.A. GARBINSKI and C.G. BETHEA,
Modulated barrier photodiode : a new majority-carrier photodetector
ibid, 39, p. 340, (1981).
- 108 H. KROEMER
Quasi electric and quasi magnetic fields in non uniform semiconductors
RCA Rev. 18, 32, (1957).
- 109 J.R. HAYES, F. CAPASSO, A.C. GOSSARD, R.J. MALIK and W. WIEGMANN
Bipolar transistor with graded band-gap base.
Electron. Letters, 19, (11), 410, (1983).
- 110 A. GHIS,
Thèse de Docteur Ingénieur, Université de Lille, (1983).
- 111 B.F. LEVINE, W.T. TSANG, C.G. BETHEA and F. CAPASSO,
Measurement of electron drift velocity in compositionally graded
AlGaAs by time resolved optical picosecond reflectivity
IEDM, paper 31.6, 778, San Francisco, (1982).
- 112 P.M. PLATZMAN and P.A. WOLF,
Waves and interactions in solid state plasmas
Solid States Physics, Suppl. 13,
Academic Press, (1973).

- 113 Procédés mis au point avec D. WOODARD
- 113 a Resine Shipley 1350 J
- 113 b Masques de polyimide
- 114 Mesures effectuées par P. SMITH et al.
- 115 K.G. ASHAR
The method of estimating delay in switching circuits
IEEE Trans. on Electron. Devices 11, 497 (1964).
- 116 W.P. DUMKE
Private communication.
- 117 Paul A. HART, T. VAN'T HOF and F.M. KLAASSEN
Device down scaling and expected circuit performance
IEEE Trans. on Electron. Devices, 26, 421, (1979).
- 118 D.D. TANG and P.M. SOLOMON
Bipolar transistor design for optimized power-delay logic circuits
IEEE Journal Solid State Cir. SC 14, 679, (1979).
- 119 D. FRITZSCHE, E. KUPHAL and R. AULBACH
Fast response InP/InGaAsP heterojunction phototransistors
Electron. Lett. 17, 178 (1981).
- 120 K. TABATABAI-ALAVI, A. CHOUDHURY, K. ALAVI, C.G. FONSTAD and
A.Y. CHO
(InGa)As/(In,Al)As heterojunction lateral PNP transistors
Proc. IEDM, 766, (1982), IEDM San Francisco, USA
- 121 C. STANLEY
Private communication.
- 122 K. HSHIEH et D. ANKRI
Résultats non publiés.
- 123 R. PEOPLE, K. WECHT, K. ALAVI and A.Y. CHO
Measurement of the conduction-band discontinuity of molecular beam
grown AlInAs/InGaAs N-n heterojunction by C-V profiling
Appl. Phys. Lett. 43, 118 (1983).
- 124 a R. CHIN, N. HOLONYAK, S. KIRCHOFER, R. KOLBAS and E.A. REZEK
Determination of the valence band discontinuity of InP-In_{1-x}Ga_xP_{1-z}As_z
(X ~ 0,13, Z ~ 0,29) by quantum-well luminescence.
Appl. Phys. Lett. 34, 862, (1979).
- 124 b GaInAsP alloy semiconductors ch.9, 10, 11, 12.
Ed. T.P. PEARSALL, John Wiley (1982).



Thèse : Contribution à l'étude des phénomènes de transport électronique dans les transistors bipolaires à hétérojonction GaAlAs-GaAs

RESUME

L'étude présente une synthèse de nos travaux de recherche effectués dans le domaine des transistors bipolaires à hétérojonction GaAlAs-GaAs. L'analyse du fonctionnement en régime statique et en régime dynamique de transistors bipolaires à hétérojonction (TBH) permet de définir les conditions optimales de transport en régime de "survitesse" dans la zone active du composant.

Dans une première partie nous présentons les propriétés électriques des TBH. Un modèle de dérive diffusion émission permet de décrire le comportement électrique de l'hétérojonction émetteur base. Le courant d'électrons et l'efficacité d'injection sont évalués en fonction des caractéristiques de l'interface GaAlAs-GaAs. On en déduit la structure d'un transistor idéal sans collisions pour lequel l'énergie d'injection des électrons est supérieure à l'énergie thermodynamique de référence.

Après avoir rappelé, les équations générales de transport dans le cas des composants de faibles dimensions, nous évaluons l'influence des différents mécanismes d'interaction dans GaAs. On définit en fonction de l'énergie d'injection des électrons le libre parcours moyen, la vitesse de dérive et le facteur de transfert de base.

La dernière partie concerne l'étude expérimentale en précisant les procédés récents de fabrication de TBH à partir de la technique d'épitaxie par jets moléculaires. La mise en évidence expérimentale du phénomène de survitesse est obtenue à l'aide de mesures comparatives des caractéristiques statiques et dynamiques de transistors de faibles dimensions.

Mots clés

- transistor bipolaire
- transistor hétérojonction
- composant submicronique
- temps transit
- composés III-V
- épitaxie par jets moléculaires