

50376
1994
109

THESE

CCOgen 20 1037625
50376
1994
109

Présentée à l'Université des Sciences et Technologies de Lille

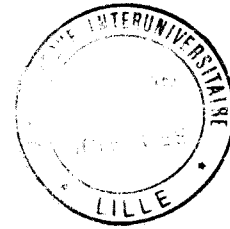
pour obtenir le titre de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITE
Spécialité : ELECTRONIQUE

par

Amina TACHAFINE

Ingénieur EUDIL



Contribution à l'étude des transistors bipolaires à
hétérojonction pour la réalisation d'amplificateurs
monolithiques de forte puissance en bande X

soutenue le 10 Mars 1994 devant la commission d'examen.

Membres du jury :	Mr E. CONSTANT	Président
	Mr P.A. ROLLAND	Directeur de thèse
	Mr A. NOUAILHAT	Rapporteur
	Mr C. RUMELHARD	Rapporteur
	Mr G. SALMER	Examineur
	Mr S. DELAGE	Examineur
	Mr M. ROCCHI	Examineur
	Mr D. PONS	Invité

A mes parents, avec ma profonde reconnaissance

A Anouar, Hanane, Safaa et Diaa

A la mémoire de ma grand-mère

A Bouâzza

A tous ceux que j'aime

Remerciements

Ce travail a été effectué au Département Hyperfréquences et Semiconducteurs de l'Institut d'Electronique et de Microélectronique du Nord dirigé par Monsieur le Professeur E. Constant.

Monsieur le Professeur E. Constant me fait l'honneur de présider la commission d'examen. Je l'en remercie vivement.

Je tiens à remercier Monsieur le Professeur G. Salmer, Directeur du Département Hyperfréquences et Semiconducteurs de l'I.E.M.N., pour m'avoir accueillie dans ce laboratoire et permis d'y effectuer mes recherches dans de bonnes conditions. Sa participation au jury est un honneur pour moi.

Je tiens à exprimer ma plus profonde reconnaissance envers Monsieur le Professeur P.A. Rolland, qui a dirigé ce travail avec enthousiasme et efficacité et m'a accordé toute sa confiance. Ses compétences scientifiques m'ont beaucoup apporté ; son soutien actif et ses qualités humaines m'ont profondément touchée.

Je remercie vivement Monsieur le Professeur C. Rumelhard du Conservatoire National des Arts et Métiers, et Monsieur A. Nouailhat, Directeur de recherches au CNRS et Chef du Département caractérisation des microstructures sur silicium (CMS) du CNET Meylan, qui me font l'honneur de juger ce travail et d'en être les rapporteurs.

Une partie de ce travail n'aurait pu être réalisée sans la collaboration étroite de Monsieur S. Delage du Laboratoire Central de Recherches (LCR) de Thomson. Je le remercie vivement pour son aide efficace, pour toutes les discussions fructueuses que nous avons eues, ainsi que pour sa participation à ce jury d'examen.

Je tiens à exprimer mes sincères remerciements à Monsieur D. Pons, Directeur du Laboratoire Central de Recherches de Thomson, ainsi qu'à Monsieur M. Rocchi, General Manager de Philips Microwave Limeil (LEP-PML), pour avoir bien voulu participer à ce jury d'examen.

J'adresse également mes plus vifs remerciements à l'équipe de Thomson-CSF/LCR, qui a contribué de façon directe à l'aboutissement de ce travail et plus particulièrement à Messieurs S. Tyc, Y. Chartier, et H. Blanck.

J'adresse une reconnaissance particulière à M.R. Friscourt pour toutes les discussions fructueuses que nous avons eues. Ses conseils avisés et sa richesse scientifique m'ont été extrêmement utiles. Je la remercie de tout coeur.

Que C. Dalle veuille bien trouver ici ma profonde reconnaissance pour ses précieux conseils, ses compétences scientifiques et sa disponibilité.

Mes remerciements s'adressent également à Messieurs les Professeurs Y. Druelle et R. Fauquembergue de même qu'à P. Bourel et J.L. Thobel, pour leur aimable collaboration, ainsi qu'à tous ceux qui ont contribué de façon directe à l'aboutissement de ce travail.

Je ne saurais oublier l'aimable collaboration du Personnel du Centre Inter-universitaire de Traitement de l'Information, et plus particulièrement S. Comoretto, J.M. Delacroix, Y. Tinel et C. Deflandre.

Que tous mes camarades de laboratoire, plus particulièrement N. Haese, D. Cailleu, W. Gnofam, A. Nezzari, P. Vangeluwe, M. Benlamlih, M. Akkar et F. Driouch, trouvent ici l'expression de ma reconnaissance pour la sympathie et l'amitié qu'ils m'ont témoignées.

Enfin, je ne saurais oublier Madame M. Vandaele du C.I.T.I., qui a assuré avec une grande efficacité et une immense patience, la composition de ce mémoire. Je la remercie vivement pour sa sympathie et son accueil.

Table des matières

Table des matières	i
Liste des figures	vi
Introduction générale	1
Bibliographie Introduction générale	5
Chapitre 1	
Le transistor bipolaire à hétérojonction : Principales propriétés et filières technologiques	7
1.1 Principes de fonctionnement	7
1.1.1 L'hétérojonction émetteur-base	8
1.1.1.1 L'hétérojonction abrupte.....	8
1.1.1.2 L'hétérojonction graduelle.....	11
1.1.2 Principaux courants dans le TBH	13
1.1.3 L'efficacité d'injection	15
1.2 Performances des TBH dans le domaine microonde et principaux effets limitatifs.....	17
1.2.1 Apport de l'hétérojonction émetteur-base	17
1.2.1.1 Amélioration potentielle de la résistance de base.....	17
1.2.1.2 Réduction de la capacité de transition émetteur-base.....	18
1.2.2 Fréquence de transition et fréquence maximale d'oscillation	18
1.2.2.1 Fréquence de transition.....	18
1.2.2.2 Fréquence maximale d'oscillation	20
1.2.3 Effet de défocalisation	21
1.2.4 Effet de forte injection dans la base.....	21
1.2.5 Effet d'élargissement de base	22
1.2.6 Effet Early.....	23
1.2.7 Effets thermiques.....	24
1.2.8 Influence de la topologie et de la structure semiconductrice.....	30
1.3 Différents matériaux utilisables pour la réalisation des TBH	33
1.3.1 Le TBH GaAs.....	33

1.3.1.1	Le matériau GaAs	33
1.3.1.2	Les TBH GaAlAs/GaAs	37
1.3.1.3	Les TBH GaInP/GaAs	38
1.3.2	Les TBH GaInAs	43
1.3.3	Les TBH SiGe	45
1.4	Le TBH GaAs et les autres composants : quelques éléments de comparaison	47
1.4.1	Avantages du TBH GaAs par rapport au bipolaire silicium	47
1.4.2	Quelques éléments de comparaison entre le TBH GaAs et les transistors à effet de champ	47
1.4.3	Quelques performances du TBH utilisé en amplificateur de puissance en bande X.....	50
Bibliographie Chapitre 1		53
Chapitre 2		
Modélisation analytique et physique du TBH		63
2.1	Introduction	63
2.2	Modèle analytique utilisé pour l'étude de l'effet de défocalisation en régime dynamique à forte injection.....	64
2.2.1	Introduction	64
2.2.2	Description du schéma électrique équivalent	65
2.2.3	Equations mathématiques du modèle	70
2.3	Modèles physiques développés pour l'étude du TBH en régime statique non-stationnaire	72
2.3.1	Choix du modèle semiconducteur	72
2.3.1.1	Le modèle général.....	72
2.3.1.2	Le modèle Energie	77
2.3.1.2.1	Le système d'équations	77
2.3.2	Modélisation de l'hétérojonction émetteur-base polarisée en direct....	81
2.3.3	L'algorithme de résolution	84
2.3.4	Le modèle bidimensionnel.....	86
2.3.4.1	Introduction.....	86
2.3.4.2	Le modèle Energie bidimensionnel	87

2.3.4.2.1	Le système d'équations	87
2.3.4.2.2	Le modèle numérique.....	90
2.3.4.3	Première validation du modèle bidimensionnel.....	102
2.3.5	Le modèle unidimensionnel.....	106
2.3.5.1	Introduction.....	106
2.3.5.2	Le modèle Energie	107
2.3.5.2.1	Le système d'équations	107
2.3.5.2.2	Le modèle numérique.....	108
2.3.5.3	Adaptation du modèle Energie unidimensionnel à l'étude du TBH.....	112
2.3.5.4	Validation du modèle unidimensionnel	115
2.4	Conclusion.....	116
Bibliographie Chapitre 2		117
Chapitre 3 Principaux résultats de l'étude théorique des TBH		
GaInP/GaAs		121
3.1	Structure de TBH étudiée	121
3.2	Etude des principaux phénomènes physiques dans la structure	127
3.2.1	Grandeurs physiques macroscopiques fondamentales dans le TBH ..	127
3.2.1.1	Evolutions des principales grandeurs physiques dans la structure	127
3.2.1.1.1	Densité électronique.....	127
3.2.1.1.2	Densité de trous.....	131
3.2.1.1.3	Champ électrique et potentiel.....	132
3.2.1.1.4	Energie des électrons.....	134
3.2.1.1.5	Vitesse des électrons	136
3.2.1.1.6	Lignes de courant	138
3.2.1.2	Influence de la tension base-émetteur.....	140
3.2.1.3	Influence de la tension collecteur-émetteur	144
3.2.2	Effets de forte injection dans le TBH	147
3.2.2.1	L'effet Kirk	147
3.2.2.2	Instabilités de type Gunn	152
3.2.3	Effet d'avalanche dans le TBH GaInP/GaAs	157
3.2.3.1	Rappel du phénomène d'avalanche dans une jonction PN	157
3.2.3.2	Phénomène d'avalanche dans le collecteur du TBH.....	158

3.2.3.3	Détermination théorique de la tension d'avalanche.....	160
3.2.4	Effets de recombinaison et gain en courant.....	163
3.2.4.1	Recombinaison en surface	164
3.2.4.2	Recombinaison en volume.....	164
3.2.5	Effets de temps de transit et fréquences de coupure.....	172
3.2.5.1	Temps de transit des porteurs dans la structure	172
3.2.5.2	Fréquence de transition du TBH.....	175
3.2.5.3	Fréquence maximale d'oscillation du TBH.....	179
3.3	Grandeurs électriques importantes dans le TBH.....	182
3.3.1	Caractéristiques statiques courant-tension.....	182
3.3.1.1	J_c , J_b (V_{be}) à V_{ce} constante	182
3.3.1.2	Caractéristique I_c (V_{ce}) à V_{be} constante	185
3.3.2	Transconductance	186
3.3.3	Capacités de jonction du TBH.....	188
3.3.3.1	Capacité de la jonction émetteur-base	188
3.3.3.2	Capacité de la jonction base-collecteur.....	189
3.4	Influence des paramètres technologiques de collecteur et de base sur les performances du TBH GaInP/GaAs en gain en courant, fréquence de transition et tension d'avalanche collecteur-base.....	193
3.4.1	Influence des paramètres technologiques de collecteur.....	193
3.4.1.1	Influence de l'épaisseur de collecteur à dopage de collecteur constant	193
3.4.1.2	Influence du dopage de collecteur à longueur de collecteur constante	197
3.4.1.3	Valeurs sensiblement optimales des paramètres technologiques de collecteur pour l'obtention de forte puissance à 10 GHz.....	200
3.4.2	Influence des paramètres technologiques de base	202
3.4.2.1	Influence de l'épaisseur de base à dopage de base constant.....	202
3.4.2.2	Influence du dopage de base à épaisseur de base constante	207
3.4.2.3	Valeurs optimales des paramètres technologiques de base pour l'obtention de forte puissance à 10 GHz.....	212
3.5	Conclusion.....	214
Bibliographie Chapitre 3		215

Chapitre 4 Amélioration possible de la structure d'un TBH GaInP/GaAs pour des applications de forte puissance	221
4.1 Introduction	221
4.2 Optimisation de la zone de collecteur	222
4.2.1 Augmentation de la tension d'avalanche collecteur-base.....	222
4.2.1.1 Etude du TBDH GaInP/GaAs/GaInP.....	223
4.2.1.1.1 Structure étudiée.....	225
4.2.1.1.2 Etude physique du TBDH	227
4.2.1.1.3 Etude des principales grandeurs électriques dans le TBDH	233
4.2.1.2 Etude de la structure de TBH avec un profil de dopage graduel dans le collecteur.....	241
4.2.2 Amélioration de la densité maximale du courant collecteur	246
4.2.2.1 Recul de l'effet Kirk	246
4.2.2.2 Recul des instabilités de type Gunn.....	253
4.2.3 Performances obtenues avec la structure sensiblement optimale de TBH GaInP/GaAs.....	256
4.3 Etude du phénomène de défocalisation dans le TBH GaInP/GaAs en régime de fonctionnement classe C à une fréquence de 10 GHz.....	259
4.3.1 Introduction	259
4.3.2 Conditions de fonctionnement.....	261
4.3.3 Résultats de la simulation	261
4.3.4 Optimisation de la largeur du doigt d'émetteur du TBH.....	266
4.3.4.1 Evolution de la défocalisation avec la largeur du doigt d'émetteur.....	266
4.3.4.2 Optimisation de la largeur du doigt d'émetteur	267
4.3.5 Conclusion	268
4.4 Conclusion.....	269
Bibliographie Chapitre 4	271
Conclusion générale	273
Bibliographie Conclusion générale	277

Liste des figures

Figure 1.1	Structure typique d'un TBH NPN.....	8
Figure 1.2	Diagramme des bandes d'énergie de l'hétérojonction émetteur (N)- base (P) a - avant formation de l'hétérojonction b - après formation de l'hétérojonction.....	9
Figure 1.3	Effets de la gradualité sur le diagramme des bandes d'énergie de l'hétérojonction émetteur-base à l'équilibre thermodynamique, pour une largeur de gradualité nulle (—), faible (X'gr (...)) et importante (X''gr (---)).	12
Figure 1.4	Diagramme des bandes d'énergie du TBH en régime de fonctionnement normal.	13
Figure 1.5	Composantes des courants émetteur, base et collecteur d'un TBH NPN en régime de fonctionnement normal [20].....	14
Figure 1.6	Température maximale dans le composant en fonction de la densité de courant collecteur pour différentes tensions collecteur-émetteur [31].....	26
Figure 1.7	Caractéristiques statiques courant-tension en régime de forte injection [31].....	27
Figure 1.8	Gain en courant en fonction de la densité de courant collecteur pour différentes tensions collecteur-émetteur [31].....	28
Figure 1.9	Fréquence de transition en fonction de la densité de courant collecteur pour différentes tensions collecteur-émetteur [31].	28
Figure 1.10	Claquage thermique par "Crunch effect" dans un TBH multidoigts GaInP/GaAs [32].	30
Figure 1.11	Variations de la vitesse de dérive en fonction du champ électrique pour le Si, GaAs et Ge [23].....	33
Figure 1.12	Variations de la mobilité en fonction du dopage pour le GaAs et Si, à une température de 300K [4].	34
Figure 1.13	Energies de bande interdite pour le Si, GaAs et Ge en fonction de la température [23].....	34

Figure 1.14	Evolutions de la mobilité en fonction de la température à $N_d = 10^{23} \text{ at/m}^3$	35
Figure 1.15	Variations de la mobilité des électrons dans le $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$ en fonction du dopage et de la concentration x d'aluminium, à une température de 300K [4].	37
Figure 1.16	Variations de la mobilité Hall d'électrons dans le matériau $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_y\text{P}_{1-y}$ en fonction de la température (avec $y=2.16x$) [40]	39
Figure 1.17	Evolutions dans le GaInP en fonction de la composition en indium de l'énergie de bande interdite (a), de la masse effective des électrons (b), et de la constante diélectrique relative (c).	41
Figure 2.1	Coupe d'un transistor bipolaire élémentaire.	65
Figure 2.2	Schéma électrique équivalent du transistor bipolaire en régime dynamique sous un demi doigt d'émetteur.	66
Figure 2.3	Allure du courant émetteur injecté et du courant collecteur extérieur correspondant.	68
Figure 2.4	Modélisation bidimensionnelle de l'hétérojonction émetteur-base.	82
Figure 2.5	a - Diagramme des bandes d'énergie avant formation de l'hétérojonction. b- Diagramme des bandes d'énergie après formation de l'hétérojonction. c - Modélisation unidimensionnelle de l'hétérojonction par des créneaux de champ.	83
Figure 2.6	Schéma général de l'algorithme de résolution en régime statique.	84
Figure 2.7	Structure schématique du TBH NPN	86
Figure 2.8	Représentation tridimensionnelle de la structure de TBH étudiée.	87
Figure 2.9	Discretisation spatio-temporelle bidimensionnelle.	90
Figure 2.10	Structure réelle de TBH.	92
Figure 2.11	92
Figure 2.12	Conditions aux limites.	92

Figure 2.13	95
Figure 2.14	Représentation des matrices colonnes dans le cas de composants de type FET.....	97
Figure 2.15	Représentation des matrices colonnes pour la résolution de l'équation de Poisson dans le cas de structures de TBH, à caractère "Recess".....	99
Figure 2.16	99
Figure 2.17	Structure de TBH GaInP/GaAs étudiée.	103
Figure 2.18	Répartition du potentiel dans la structure de TBH.	104
Figure 2.19	Distribution du courant dans la structure de TBH.	105
Figure 2.20	Composant en structure Méso	106
Figure 2.21	Schéma de discrétisation spatio-temporelle des équations.	108
Figure 2.22	Conditions aux limites pour l'équation de Poisson.....	110
Figure 2.23	Simulation de l'électrode de base.	112
Figure 2.24	Représentation bidimensionnelle de la structure de TBH étudiée.	114
Figure 2.25	Représentation unidimensionnelle de la structure de TBH étudiée.	114
Figure 2.26	Comparaison des deux caractéristiques $I_c(V_{be})$ à $V_{ce}=2V$, données par les deux modélisations unidimensionnelle et bidimensionnelle.	115
Figure 3.1	Représentation bidimensionnelle de la structure réelle de TBH GaInP/GaAs.....	121
Figure 3.2	Représentation unidimensionnelle de la structure de TBH GaInP/GaAs, suivant l'axe (oy).....	122
Figure 3.3	Délimitation de la structure effectivement simulée par rapport à la structure réelle.....	122
Figure 3.4	Délimitation de l'émetteur extrinsèque dans la structure simulée.	123
Figure 3.5	a) Structure réelle. b) Structure simulée.....	124

Figure 3.6	Comparaison des densités de courant collecteur en fonction de la tension base-émetteur pour les deux structures : réelle et simulée.	124
Figure 3.7	Structure simulée.....	125
Figure 3.8	Distribution de la densité d'électrons (10^{16} cm^{-3}) dans la structure.	128
Figure 3.9	Evolutions de la densité d'électrons dans la structure a) le long de l'axe (ox) dans la base. b) le long de l'axe (ox) dans le collecteur.....	129
Figure 3.10	Evolution de la densité d'électrons dans la structure le long de l'axe (oy).....	130
Figure 3.11	Evolution de la densité de trous dans la structure le long de l'axe (oy).....	131
Figure 3.12	Distribution des équipotentielles (V) dans la structure.....	132
Figure 3.13	Evolutions des composantes du champ électrique a) longitudinale (E_y) b) transversale (E_x).....	133
Figure 3.14	Distribution de l'énergie des électrons (eV) dans la structure.	135
Figure 3.15	Evolution de l'énergie d'électrons dans la structure suivant l'axe (oy).....	136
Figure 3.16	Evolution de la vitesse d'électrons dans la structure, suivant l'axe (oy).	137
Figure 3.17	Distribution des lignes de courant (mA/mm) dans la structure de TBH.	138
Figure 3.18	Distribution des lignes de courant (mA/mm) dans la structure de TBH	139
Figure 3.19	Evolutions de la densité d'électrons dans la structure pour différents niveaux d'injection.	141
Figure 3.20	Evolutions de la densité de trous dans la structure pour différents niveaux d'injection.	141
Figure 3.21	Evolutions du champ électrique dans la structure, pour différents niveaux d'injection.	142
Figure 3.22	Evolutions de la vitesse d'électrons dans la structure, pour différents niveaux d'injection.	143

Figure 3.23	Evolutions de la densité d'électrons dans la structure.....	145
Figure 3.24	Evolutions du champ électrique dans la structure, pour différentes tensions collecteur-émetteur.....	146
Figure 3.25	Evolutions de l'énergie des électrons dans la structure pour différentes tensions collecteur-émetteur.	146
Figure 3.26	Evolutions de la densité de trous dans la structure, pour différentes tensions collecteur-émetteur, en régime de forte injection.	147
Figure 3.27	Evolutions de la densité d'électrons dans la structure, en régime de forte injection.	148
Figure 3.28	Evolutions du champ électrique dans la structure en régime de forte injection.	149
Figure 3.29	Evolution de la densité de courant collecteur pour laquelle l'effet Kirk peut être établi en fonction de la tension collecteur-base.	150
Figure 3.30	Evolutions de la densité de trous dans la structure, en régime de forte injection.....	151
Figure 3.31	Evolutions de la densité d'électrons dans la structure pour différents instants du temps de simulation . (instabilités de type Gunn).	153
Figure 3.32	Evolutions du champ électrique dans la structure, pour différents instants du temps de simulation ..(instabilités de type Gunn).	154
Figure 3.33	Evolution de la densité de courant collecteur en fonction du temps de simulation (instabilités de type Gunn).	155
Figure 3.34	Evolutions de la densité de courant collecteur pour laquelle les instabilités de type Gunn peuvent être établies dans la structure, en fonction de la tension collecteur-émetteur, pour différentes épaisseurs de collecteur.....	156
Figure 3.35	Evolutions du champ électrique dans la structure, pour différentes tensions collecteur-émetteur.	159
Figure 3.36	Evolutions du courant base en fonction de la tension collecteur-émetteur pour différents niveaux d'injection, pour une structure de TBH de dimensions $2\ \mu\text{m} \times 20\ \mu\text{m}$	161
Figure 3.37	Evolution de la tension de claquage collecteur-base en fonction de la tension base-émetteur.....	161
Figure 3.38	Evolution du champ électrique dans la structure, en régime de forte injection.	162

- Figure 3.39** Evolutions de la tension d'avalanche collecteur-émetteur en fonction de la température pour les deux structures de TBH [19]. 163
- Figure 3.40** Evolutions du gain en courant en fonction de la densité de courant collecteur, pour une tension collecteur-émetteur $V_{ce} = 2V$ 168
- Figure 3.41** Résultats expérimentaux du gain en courant en fonction du courant collecteur [22]. 169
- Figure 3.42** Evolution du gain en courant en fonction du courant collecteur pour une tension collecteur-émetteur $V_{ce} = 2V$, en régime de très faible injection (structure de TBH de dimensions $2\mu m \times 100\mu m$). 169
- Figure 3.43** Résultats expérimentaux de l'évolution du gain en courant en fonction du courant collecteur, en régime de faible injection [25]. 170
- Figure 3.44** Comparaison des évolutions des gains en courant issues des simulations unidimensionnelle et bidimensionnelle. 171
- Figure 3.45** Représentation schématique de la structure de TBH étudiée.. 172
- Figure 3.46** Evolutions des temps de transit et de charge en fonction de la densité de courant collecteur pour une tension collecteur-émetteur $V_{ce} = 2V$ 174
- Figure 3.47** Evolution de la fréquence de transition en fonction de la densité du courant collecteur à $V_{ce} = 2V$ 176
- Figure 3.48** Structure de BCT. 177
- Figure 3.49** Evolutions de la fréquence de transition en fonction de la tension collecteur-émetteur pour différentes densités de courant collecteur (A/cm^2). 177
- Figure 3.50** Résultats expérimentaux de l'évolution de la fréquence de transition en fonction de la tension collecteur-émetteur pour différents courants collecteur pour une structure de TBH de longueur de doigt d'émetteur $20 \mu m$ et de largeur $2 \mu m$ 178
- Figure 3.51** Evolution de la fréquence maximale d'oscillation en fonction de la densité de courant collecteur à $V_{ce} = 2V$ 180
- Figure 3.52** Evolution de la fréquence maximale d'oscillation en fonction de la tension collecteur-émetteur pour une densité de courant collecteur de $2800 mA/mm$ 181

Figure 3.53	Résultats expérimentaux de l'évolution de la fréquence maximale d'oscillation en fonction de la tension collecteur-émetteur pour différents courants collecteur (même légende des courants que figure 3.50).....	182
Figure 3.54	Evolutions des densités de courant base et collecteur en fonction de la tension base-émetteur à $V_{ce} = 2V$	183
Figure 3.55	"Gummel plot" expérimental de la structure de TBH de longueur de doigt d'émetteur $100 \mu m$ et de largeur $2 \mu m$	184
Figure 3.56	Evolutions du courant collecteur en fonction de la tension collecteur-émetteur pour différentes tensions base-émetteur.....	185
Figure 3.57	Evolutions de la transconductance en fonction de la tension base-émetteur à $V_{ce} = 2V$	186
Figure 3.58	Evolutions de la transconductance en fonction de la tension base-émetteur pour différentes épaisseurs de collecteur à $V_{ce} = 2V$	187
Figure 3.59	Evolution de la capacité d'émetteur en fonction de la tension base-émetteur à $V_{ce} = 2V$	189
Figure 3.60	Evolutions de la capacité base-collecteur en fonction de la tension collecteur-émetteur pour différentes densités de courant collecteur (mA/mm).....	190
Figure 3.61	Délimitation de la structure simulée par rapport à la demi-structure réelle de TBH.....	191
Figure 3.62	Structure complète du TBH.	192
Figure 3.63	Structure de TBH étudiée ($L_c = 0.5\mu m, 0.7\mu m$ ou $1\mu m$).....	193
Figure 3.64	Evolutions de la fréquence de transition en fonction de la densité de courant collecteur pour différentes épaisseurs de collecteur à $V_{ce} = 2V$	194
Figure 3.65	Evolutions du gain en courant en fonction de la densité de courant collecteur pour différentes épaisseurs de collecteur à $V_{ce} = 2V$	195
Figure 3.66	Evolutions de la tension d'avalanche collecteur-base en fonction de la tension base-émetteur pour différentes épaisseurs de collecteur.	196

Figure 3.67	Structure de TBH étudiée ($N_{d_c} = 10^{22}, 2.10^{22}, 4.10^{22}$ et 10^{23} at/m ³).....	197
Figure 3.68	Evolutions du champ électrique dans la structure pour différents dopages de collecteur.	197
Figure 3.69	Evolutions de la fréquence de transition en fonction de la densité de courant collecteur pour différents dopages de collecteur (at/m ³) à $V_{ce} = 2V$	198
Figure 3.70	Evolutions du gain en courant en fonction de la densité de courant collecteur pour différents dopages de collecteur (at/m ³) à $V_{ce} = 2V$	199
Figure 3.71	Evolution de la tension de claquage collecteur-base en fonction de la tension base-émetteur, pour différents dopages de collecteur (at/m ³).	200
Figure 3.72	Structure de TBH étudiée ($L_b=0.05 \mu m, 0.08 \mu m, 0.1 \mu m$).....	202
Figure 3.73	Evolutions du gain en courant en fonction de la densité de courant collecteur pour différentes épaisseurs de base à $V_{ce} = 2V$	203
Figure 3.74	Evolution du gain en courant en fonction de l'épaisseur de base au point de fonctionnement $V_{be}=1.5V$ et $V_{ce} = 2V$	204
Figure 3.75	Evolution de la fréquence de transition en fonction de la densité de courant collecteur pour différentes épaisseurs de base à $V_{ce} = 2V$	205
Figure 3.76	Evolution de la tension de claquage collecteur-base en fonction de la tension base-émetteur pour différentes épaisseurs de base, pour un dopage de base de 7.10^{25} at/m ³	206
Figure 3.77	Structure de TBH étudiée ($N_a=3.10^{25}, 7.10^{25}$ et 10^{26} at/m ³).	207
Figure 3.78	Evolution du gain en courant en fonction de la densité de courant collecteur pour différents dopages de base (at/m ³), pour une épaisseur de base de $0.08 \mu m$ à $V_{ce} = 2V$	208
Figure 3.79	Evolution du gain en courant en fonction de la résistance carrée de base.	209
Figure 3.80	Gain en courant en fonction de la résistance carrée de base.	209
Figure 3.81	Evolution de la fréquence de transition en fonction de la densité de courant collecteur pour différents dopages de base (at/m ³), pour une épaisseur de base de $0.08 \mu m$, à $V_{ce} = 2V$	210

Figure 3.82	Evolutions de la tension de claquage collecteur-base en fonction de la tension base-émetteur pour différents dopages de base (at/m^3), pour une épaisseur de base de $0.08 \mu\text{m}$	211
Figure 3.83	Représentation schématique de la carte du champ électrique dans l'espace base-collecteur du transistor pour différents niveaux de dopage de base.....	212
Figure 4.1	Diagramme des bandes d'énergie du TBDH GaInP/GaAs en régime de fonctionnement normal.	223
Figure 4.2	Section des structures de TBSH et TBDH étudiées.....	224
Figure 4.3	Structure bidimensionnelle étudiée.....	224
Figure 4.4	Evolutions de la densité d'électrons dans la structure de TBDH	226
Figure 4.5	Evolutions du champ électrique dans la structure de TBDH.	226
Figure 4.6	Evolutions de la densité de trous dans la structure de TBDH .	228
Figure 4.7	Evolutions de la densité d'électrons dans la base du TBSH. ..	230
Figure 4.8	Evolutions de la densité d'électrons dans la base du TBDH..	230
Figure 4.9	Section latérale au milieu de la base, le long de laquelle nous avons tracé les évolutions représentées figures 4.8 et 4.9.....	231
Figure 4.10	Evolutions de la capacité d'émetteur en fonction de la tension base-émetteur à $V_{ce} = 2\text{V}$ pour les deux structures de TBSH et TBDH.	232
Figure 4.11	Evolutions de la transconductance en fonction de la tension base-émetteur à $V_{ce} = 2\text{V}$ pour les deux structures de TBSH et TBDH.	232
Figure 4.12	Evolutions du courant collecteur en fonction de la tension collecteur-émetteur pour différents niveaux d'injection pour la structure de TBDH de dimensions $2 \mu\text{m} \times 20 \mu\text{m}$	234
Figure 4.13	Evolutions du gain en courant en fonction de la densité de courant collecteur pour les deux structures de TBSH et TBDH à $V_{ce} = 2\text{V}$	234
Figure 4.14	Gain en courant en fonction de la densité du courant collecteur pour différentes tensions collecteur-émetteur pour la structure de TBDH.....	235

Figure 4.15	Evolutions de la fréquence de transition en fonction de la densité de courant collecteur à $V_{ce} = 2V$ pour les deux structures de TBSH et TBDH.....	236
Figure 4.16	Evolutions de la fréquence maximale d'oscillation en fonction de la densité de courant collecteur à $V_{ce} = 2V$ pour les deux structures de TBSH et TBDH.	236
Figure 4.17	Taux d'ionisation des électrons en fonction du champ électrique dans le GaAs et le GaInP.....	238
Figure 4.18	Tension d'avalanche collecteur-base en fonction de la tension base-émetteur pour les deux structures de TBSH et TBDH. .	238
Figure 4.19	Profil de dopage graduel dans le collecteur.....	240
Figure 4.20	Evolutions du champ électrique pour les deux structures de TBH : collecteur à profil "plat" et "graduel" au point de fonctionnement $V_{be} = 1.6V$ et $V_{ce} = 5V$	240
Figure 4.21	Evolutions de la densité d'électrons pour les deux structures de TBH : collecteur à profil "plat" et "graduel" au point de fonctionnement $V_{be} = 1.6V$ et $V_{ce} = 5V$	242
Figure 4.22	Tensions d'avalanche collecteur-base en fonction de la tension base-émetteur pour les deux profils de collecteur "plat" et "graduel".....	242
Figure 4.23	Evolution du gain en courant en fonction de la densité de courant collecteur pour les deux profils de collecteur : "plat" et "graduel" à $V_{ce} = 2V$	244
Figure 4.24	Evolutions de la fréquence de transition en fonction de la densité de courant collecteur pour les deux profils de collecteur : "plat" et "graduel" à $V_{ce} = 2V$	244
Figure 4.25	Evolution du champ électrique dans la structure en régime de très forte injection.	246
Figure 4.26	Evolution de la densité d'électrons dans la structure.....	247
Figure 4.27	Evolution de la densité de trous dans la structure.....	247
Figure 4.28	Evolutions du champ électrique dans la structure pour les deux profils de collecteur : "plat" et "Hi-Lo".	248
Figure 4.29	Profil de dopage de type "Hi-Lo" dans la zone de collecteur..	249

- Figure 4.30** Evolutions du gain en courant en fonction de la densité de courant collecteur pour les deux profils de collecteur : "Hi-Lo" et "plat".
à $V_{ce} = 2V$ 250
- Figure 4.31** Evolutions de la fréquence de transition en fonction de la densité de courant collecteur pour les deux profils de collecteur :
"plat" et "Hi-Lo" à $V_{ce} = 2V$ 251
- Figure 4.32** Fréquences de transition en fonction de la densité de courant collecteur pour les deux profils de collecteur : "plat" et "Hi-Lo"
à $V_{ce} = 2V$ 252
- Figure 4.33** Evolutions de la tension d'avalanche collecteur-base en fonction de la tension base-émetteur pour les deux profils de collecteur
"plat" et "Hi-Lo". 253
- Figure 4.34** Evolutions de la densité d'électrons pour les deux structures de collecteur à profil : "plat" et "Hi-Lo". 254
- Figure 4.35** Evolutions de la densité de courant collecteur en fonction du temps de simulation pour les deux structures de collecteur à profil :
"plat" et "Hi-Lo". 255
- Figure 4.36** Evolutions de la densité de courant collecteur pour laquelle l'effet Gunn peut être établi dans la structure, en fonction de la tension collecteur-émetteur pour les deux structures de collecteur à profil :
"plat" et "Hi-Lo". 255
- Figure 4.37** Profil de collecteur optimal pour la structure de TBH GaInP/GaAs.
..... 256
- Figure 4.38** Evolution de gain en courant en fonction de la densité de courant collecteur pour la structure optimale de TBH à $V_{ce} = 2V$ 257
- Figure 4.39** Evolution de la fréquence de transition en fonction de la densité de courant collecteur pour la structure optimale de TBH à $V_{ce} = 2V$.
..... 257
- Figure 4.40** Evolution de la tension de claquage collecteur-base en fonction de la tension base-émetteur pour la structure optimale de TBH. ... 258
- Figure 4.41** Densité de courant collecteur en fonction de la tension V_{be} ... 258
- Figure 4.42** Evolutions instantanées des tensions base-émetteur, collecteur-base et des courants émetteur et collecteur en régime dynamique classe C. 260

-
- Figure 4.43** Répartition de la densité de courant émetteur sous un demi-doigt d'émetteur à différents instants à une fréquence de 10 GHz. 262
- Figure 4.44** Evolutions temporelles du courant base extérieur..... 265
- Figure 4.45** Evolutions du coefficient de défocalisation en fonction de la largeur du doigt d'émetteur et du niveau d'injection. 267
- Figure 4.46** Evolutions de la puissance de sortie en fonction de la largeur du doigt d'émetteur et du niveau d'injection en régime dynamique classe C à une fréquence de 10 GHz..... 268

Introduction générale

Introduction générale

Le transistor bipolaire à hétérojonction (TBH) a été inventé et breveté en 1948 par Shockley, à la suite de l'invention du transistor bipolaire. Ce concept a été développé en 1957 par Kroemer qui en a montré les avantages théoriques.

C'est au début des années 60 que les chercheurs ont commencé à s'intéresser au transistor bipolaire sur GaAs, pensant que la meilleure mobilité du GaAs et sa plus grande largeur de bande interdite, permettraient d'atteindre de plus hautes fréquences d'utilisation et de plus grandes puissances.

Mais la fabrication de ce composant par double diffusion, sur le modèle du bipolaire silicium, s'est heurtée à de sérieuses difficultés. Par exemple, la fabrication de jonctions avec de faibles courants de fuite et la formation de contacts ohmiques de faible résistance nécessitait la croissance d'un matériau de haute qualité.

En 1968, après des premiers résultats très décevants, la plupart des recherches ont marqué le pas, les travaux sur le GaAs s'orientant vers le domaine de l'optoélectronique, et en particulier vers les diodes émettrices de lumière (LED) et les diodes laser. La réalisation de diodes laser GaAlAs/GaAs a néanmoins mis en évidence l'excellente qualité électrique des hétérojonctions utilisant le système GaAs/AlAs assurant un bon accord de mailles cristallines.

L'échec du transistor bipolaire GaAs poussa les chercheurs à développer d'autres types de transistors, notamment le MESFET qui s'imposa dans les années 70 dans le domaine des hyperfréquences. Il y eut dans le même temps, quelques tentatives réussies pour fabriquer des transistors hétérobipolaires, surtout pour des applications optoélectroniques orientées vers les phototransistors.

A la fin des années 70, un intérêt nouveau pour le TBH apparaît grâce à l'émergence de nouvelles technologies de croissance de couches épitaxiées : la MBE et la MOVPE, ces deux méthodes permettant de fabriquer des couches dont l'épaisseur et

le dopage sont contrôlés de façon très précise, sur des substrats de grande taille, et surtout de réaliser des hétérojonctions GaAlAs/GaAs.

Des structures de TBH furent réalisées par MBE pour la première fois en 1981 par Rockwell. La publication de ce travail a été le point de départ d'une activité intense sur le sujet, et à l'heure actuelle, plusieurs dizaines de laboratoires dans le monde sont impliqués dans cette recherche.

Ce renouveau d'intérêt pour le TBH a été motivé par les avantages intrinsèques de ce composant qui lui ouvrent de très larges champs d'application dans les secteurs qui nécessitent des dispositifs fonctionnant à haute fréquence et fournissant des puissances et des rendements en puissance ajoutée élevés et dans le domaine de la logique rapide.

De très nombreux travaux ont abouti à des résultats extrêmement intéressants [1] [2]. Récemment, il a déjà été démontré que le TBH GaAlAs/GaAs pouvait fournir une densité de puissance de $10 \text{ mW}/\mu\text{m}^2$ [3]. Ce résultat, associé aux performances fréquentielles du TBH (fréquence maximale d'oscillation de 220 GHz [4] et une fréquence de transition de 240 GHz [5]) démontre les remarquables potentialités du TBH pour la réalisation de dispositifs de puissance à très haut rendement.

Concuremment à la filière GaAlAs/GaAs, un grand intérêt pour le système de matériaux GaInP/GaAs est apparu récemment [6] [7]. En effet, la discontinuité de bande d'énergie se produit dans ce système de matériaux essentiellement dans la bande de valence, ce qui est bien approprié à l'obtention d'une forte efficacité d'injections d'électrons de l'émetteur dans la base. De ce fait, la gradualité de l'hétérojonction émetteur-base souhaitable dans le cas du système GaAlAs/GaAs, pour réduire la barrière d'énergie due à la forte discontinuité de bande de conduction, n'est plus nécessaire dans le cas du système GaInP/GaAs.

L'utilisation du GaInP au lieu du GaAlAs comme matériau d'émetteur offre de plus l'avantage de présenter une plus faible réaction chimique à l'oxygène, ce qui conduit à une meilleure sélectivité de gravure entre le GaInP et le GaAs. Par ailleurs, dans le GaInP, il y a moins de pièges et de centres DX, que dans le GaAlAs, ce qui laisse espérer un meilleur comportement en bruit en 1/f.

Les avantages potentiels du GaInP comme matériau d'émetteur placent le TBH GaInP/GaAs en premier plan pour les applications de puissance, et notamment pour la réalisation d'amplificateurs monolithiques en bande X, pour l'obtention de forte puissance et haut rendement en classe A, B et C.

Dans ce contexte, un programme de recherche européen (IEPG-RFP8) a été lancé en 1991, avec comme acteurs les laboratoires de Thomson LCR et TCS, Daimler Benz Research Center, Deutch Aerospace DASA (A), GEC-Marconi et le DRA(GB). Il est soutenu au plan national par la DRET.

Notre travail s'inscrit dans le cadre de ce projet, et porte sur la modélisation physique unidimensionnelle et bidimensionnelle de TBH GaInP/GaAs en régime statique non-stationnaire.

Le premier chapitre rappelle le principe de fonctionnement du TBH, ainsi que ses performances potentielles dans le domaine microonde et les principaux effets limitatifs. Nous présentons les différents matériaux utilisés pour la réalisation des TBH, ses avantages par rapport au transistor bipolaire silicium et nous donnons quelques éléments de comparaison entre les TBH GaAs et les transistors de type MESFET GaAs.

Le deuxième chapitre est consacré à la modélisation du TBH. Nous y présentons les modèles numériques développés pour cette étude qui vont de modèles analytiques simples à un modèle hydrodynamique non stationnaire à deux dimensions.

Nous justifions le choix du modèle semiconducteur, qui sera utilisé soit pour des simulations bidimensionnelles, soit dans une version plus simple pour des exploitations systématiques limitées à la direction principale des structures à transport vertical.

Dans le troisième chapitre, nous présentons les principaux résultats théoriques obtenus au cours de cette étude du TBH GaInP/GaAs en régime statique non stationnaire. Nous montrons, dans un premier temps, les effets physiques fondamentaux qui se manifestent dans de telles structures : mécanisme de transport dans le composant et principaux effets limitatifs (effets de forte injection et d'avalanche).

Nous montrons aussi l'importance des phénomènes de recombinaison dans le TBH et calculons en détail les effets de temps de transit ainsi que les fréquences de coupure du composant.

Dans un second temps, nous présentons les caractéristiques statiques courant-tension du transistor, et établissons les variations des grandeurs électriques importantes telles que la transconductance et les capacités de jonctions en fonction des conditions de polarisation. Puis nous effectuons une pré-optimisation de structure de TBH, par l'étude de l'influence des différents paramètres technologiques sur les performances du composant en gain, fréquence de transition et tension d'avalanche collecteur-base.

Nous terminons ce mémoire par une présentation des premiers éléments d'optimisation de la structure de TBH GaInP/GaAs, destinée à une application de forte puissance au voisinage de 10 GHz.

Dans un premier temps, nous reculons les principales limitations dans la zone de collecteur liées au phénomène de claquage ainsi qu'aux effets de forte injection dans la structure, et dans un second temps, nous évaluons l'importance de l'effet de défocalisation dans la structure de TBH, afin d'optimiser la largeur du doigt d'émetteur pour l'obtention de puissances de sortie maximales.

Bibliographie Introduction générale

- [1] TEXAS
- [2] ROCKWELL
- [3] B. BAYRAKTAROGLU, J. BARETTE, L. KEHIAS
"Very high power density CW operation of GaAs/AlGaAs microwave heterojunction bipolar transistors"
IEEE Electron Devices Letters, Vol. 14, No. 10, pp. 493-495, 1993.
- [4] P.M. ASBECK and D.L. MILLER
"Recent advances in GaAs/GaAlAs heterojunction bipolar transistor"
in Ext. Abstr. 16th Conf. Solid. State Device Materials
(Japan), pp. 343, 1989.
- [5] H. NAKAJIMA, M. TOMIZAWA, T. ISHIBASHI
"Monte Carlo analysis of the space-charge effect in AlGaAs/GaAs ballistic collection transistors (BCT's) under high current injection"
IEEE Electron Devices Letters, Vol. 39, No. 7, pp. 1558-1563, 1992.
- [6] M.RAZEGHI and al.
"High performance GaAs/GaInP heterostructure bipolar transistor grown by low-pressure metal-organic chemical vapour deposition"
Semicond. Sci. Technol. Vol. 5, pp. 278-280, 1990
- [7] S.S. LU, C.C. HUANG
"High current gain Ga_{0.51}In_{0.49}P/GaAs heterojunction bipolar transistor grown by Gas-source molecular beam epitaxy"
IEEE Trans. Electron Devices, Vol. 13, pp. 214-216, 1993

Chapitre 1

Le transistor bipolaire à hétérojonction :

Principales propriétés et filières technologiques

Chapitre 1

Le transistor bipolaire à hétérojonction : Principales propriétés et filières technologiques

1.1 Principes de fonctionnement

Le transistor bipolaire à hétérojonction (TBH), tout comme le transistor bipolaire classique, est constitué de deux jonctions PN tête-bêche : une jonction émetteur-base et une jonction base-collecteur. La structure typique d'un TBH est représentée figure 1.1. La différence principale, comparé au transistor bipolaire classique, se situe au niveau de la jonction émetteur-base, qui est en fait constituée d'une hétérojonction. En effet, pour le TBH, les zones d'émetteur et de base sont constituées de matériaux semiconducteurs différents, le matériau d'émetteur présentant une plus grande largeur de bande interdite ; ce qui, comme on le verra par la suite, confère au TBH des propriétés qui le rendent particulièrement attractif à haute fréquence, en régime de forte puissance. Le TBH peut être de deux types : NPN ou PNP [1][2][3]. Son mode de fonctionnement est défini par la valeur des différentes tensions appliquées aux bornes de ses jonctions. On distingue les différents régimes de fonctionnement suivants :

- normal : La jonction émetteur-base est en régime de polarisation directe et la jonction base-collecteur en régime de polarisation inverse.
- saturé : Les jonctions émetteur-base et base-collecteur sont toutes deux en régime de polarisation directe.
- bloqué : Les jonctions émetteur-base et base-collecteur sont toutes deux en régime de polarisation inverse.
- inverse : La jonction émetteur-base est en régime de polarisation inverse et la jonction base-collecteur en régime de polarisation directe.

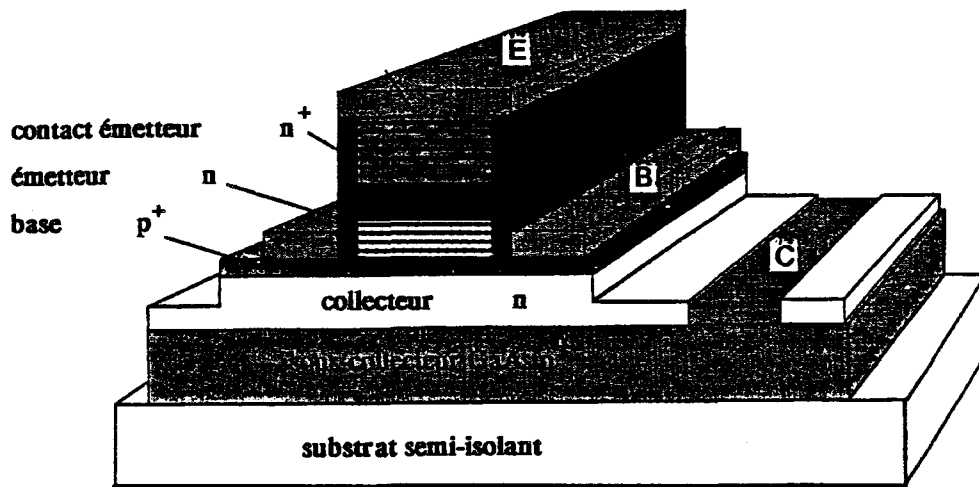


Figure 1.1 Structure typique d'un TBH NPN.

1.1.1 L'hétérojonction émetteur-base

Sur le plan technologique, l'interface émetteur-base devrait présenter idéalement un bon accord de mailles cristallines, afin de limiter le courant de recombinaison à l'interface (lié aux défauts d'interface). Ceci est nécessaire pour la réalisation de TBH performants. En effet, les mécanismes de recombinaison à l'interface émetteur-base ont été à l'origine des limitations de fonctionnement des TBH réalisés antérieurement avec des couples de matériaux tels que ZnSe/Ge ou GaAs/Ge [4] [5]. D'où l'intérêt de la filière GaAlAs/GaAs qui a été abondamment exploitée pour la réalisation de TBH [6-13].

1.1.1.1 L'hétérojonction-abrupte

L'intérêt théorique d'un émetteur à large bande interdite peut être démontré en considérant le diagramme des bandes d'énergie de l'hétérojonction émetteur-base. Pour cela, nous utilisons le modèle à zone d'accumulation défini par Anderson dans le cas d'une hétérojonction abrupte [14] [15]. Ce modèle peut s'adapter soit à une hétérojonction isotype N-N ou P-P, soit à une hétérojonction anisotype N-P, dans le cas où l'on néglige les effets possibles liés à la présence d'états d'interface, approximation réaliste pour une interface émetteur-base idéale supposée ici d'excellente qualité cristalline. La construction du diagramme des bandes d'énergie peut s'effectuer de la même façon que pour une homojonction, en considérant les valeurs des affinités électroniques et des bandes interdites différentes pour les deux matériaux.

Considérons par exemple un TBH de type NPN, comportant donc un émetteur de type N et une base de type P. La figure 1.2 présente le diagramme des bandes d'énergie pour une hétérojonction N/P⁺.

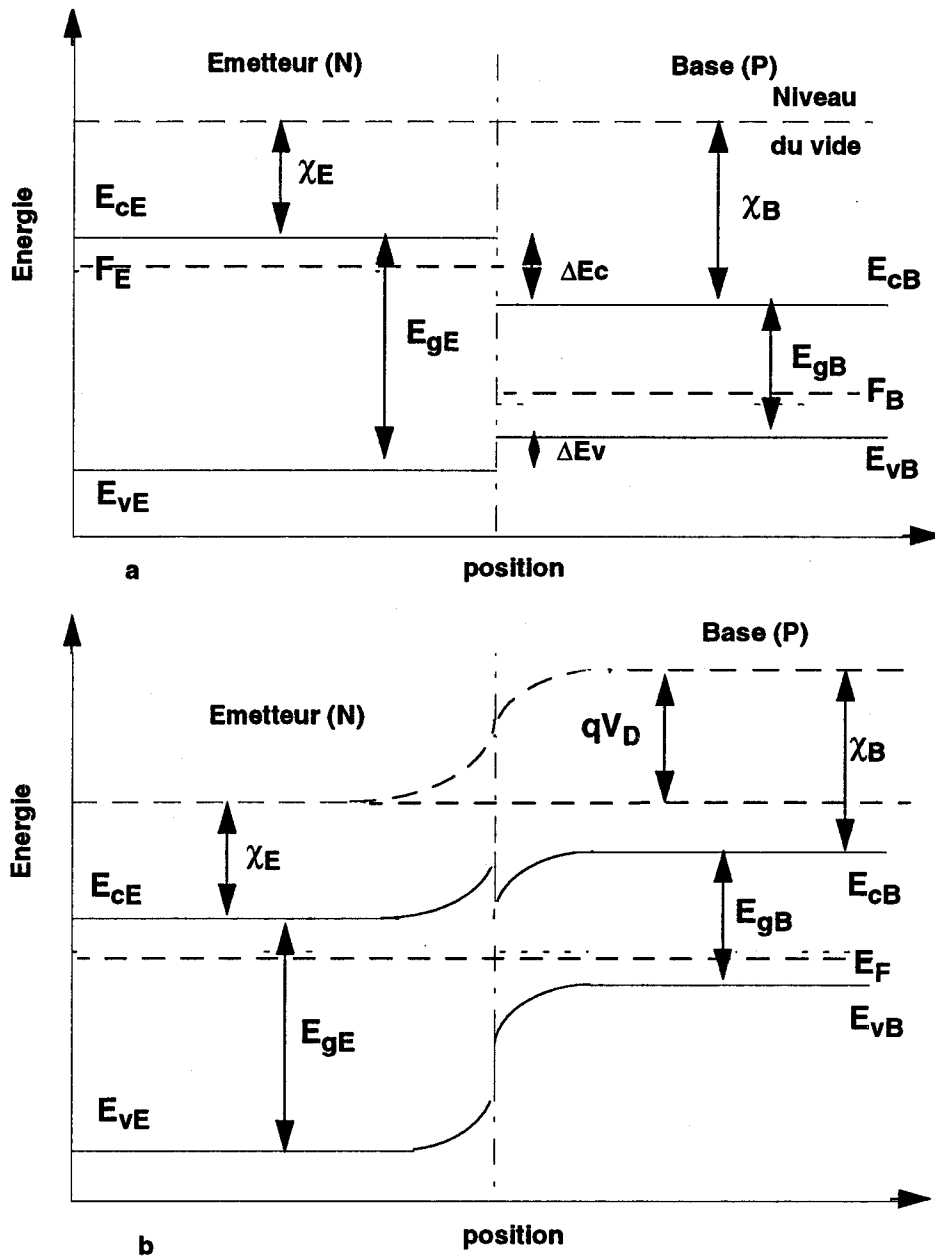


Figure 1.2 Diagramme des bandes d'énergie de l'hétérojonction émetteur (N)- base (P)
 a - avant formation de l'hétérojonction
 b - après formation de l'hétérojonction

La figure 1.2a illustre le diagramme des bandes d'énergie d'émetteur et de base avant formation de l'hétérojonction. L'affinité électronique du matériau qui constitue l'émetteur est plus petite que celle du matériau de base, ce qui signifie que l'énergie nécessaire à un électron pour passer de la bande de conduction au niveau du vide est plus faible pour le matériau d'émetteur que pour celui de base. La différence des affinités électroniques introduit des discontinuités ΔE_c et ΔE_v (barrière ou Spike) au niveau des bandes de conduction et de valence, que l'on peut exprimer par :

$$\begin{cases} \Delta E_c = \chi_B - \chi_E = \Delta\chi \\ \Delta E_v = E_{gE} - E_{gB} - \Delta\chi = \Delta E_g - \Delta\chi \end{cases} \quad (1.1)$$

Les valeurs relatives de ΔE_c et ΔE_v dépendent bien entendu, des matériaux constitutifs de l'hétérojonction.

A la formation de la jonction et à l'équilibre thermodynamique (figure 1.2b), les niveaux de Fermi s'alignent de part et d'autre de la jonction. Le déplacement des bandes conduit à la formation d'une barrière de potentiel V_D , qui s'oppose à la diffusion des deux types de porteurs de part et d'autre de la jonction. Dans le cas de semi-conducteurs non dégénérés, le potentiel de diffusion s'écrit [16] :

$$q \cdot V_D = F_E - F_B = E_{gB} + \Delta E_c + kT \cdot \text{Log} \frac{N_E}{N_{cE}} + kT \cdot \text{Log} \frac{N_B}{N_{vB}} \quad (eV) \quad (1.2)$$

où les indices E, B sont utilisés pour l'émetteur et la base respectivement. N_c, N_v désignent la densité effective d'états disponibles dans les bandes de conduction et de valence. Le terme $F_E - F_B$ traduit la différence d'énergie entre les deux niveaux de Fermi avant formation de l'hétérojonction.

Dans le cas de semiconducteurs dégénérés (fort dopage de base), il est nécessaire d'introduire un terme correctif dans l'expression relative à la densité effective d'états dans la base, par l'utilisation d'une approximation de la statistique de Fermi-Dirac [17]. Le terme $kT \cdot \text{Log} \frac{N_B}{N_{vB}}$ est remplacé par $kT \cdot \text{Log} \frac{N_B}{N_{vB} - 0.27 \cdot N_B}$.

Aux extrémités de la zone de charge d'espace, les potentiels de diffusion des électrons et des trous s'écrivent respectivement :

$$\begin{cases} V_{De} = E_{cB} - E_{cE} = V_D - \Delta E_c \\ V_{Dt} = E_{vB} - E_{vE} = V_D + \Delta E_v \end{cases} \quad (1.3)$$

Le potentiel de diffusion des électrons est plus faible que celui des trous. En fait, comme on le voit sur le diagramme des bandes d'énergie de l'hétérojonction émetteur-base, il apparaît une barrière d'énergie dans la bande de conduction. Cette barrière tend à limiter l'injection des électrons de l'émetteur dans la base, ce qui risque de réduire l'efficacité d'injection de l'émetteur. Cependant, les électrons qui surmontent la barrière d'énergie sont injectés dans la base avec des vitesses importantes, ce qui réduit le temps de transit dans la base.

1.1.1.2 L'hétérojonction graduelle

Pour améliorer l'efficacité d'injection des électrons de l'émetteur vers la base, il faut réduire, sinon annuler la barrière d'énergie dans la bande de conduction. Ceci peut être réalisé en imposant une composition graduelle des matériaux sur des distances telles que des dizaines d'Angströms à l'interface émetteur-base [18]. Dans tous les cas, la largeur de la gradualité doit rester faible devant la largeur de la zone désertée de l'hétérojonction. La barrière de potentiel d'une hétérojonction graduelle est plus difficile à décrire que celle d'une hétérojonction abrupte. En effet, la variation de la composition des matériaux introduit une modification de la plupart des caractéristiques des matériaux.

La figure 1.3 montre schématiquement l'effet de la gradualité sur le diagramme des bandes d'énergie de l'hétérojonction émetteur-base, à l'équilibre thermodynamique.

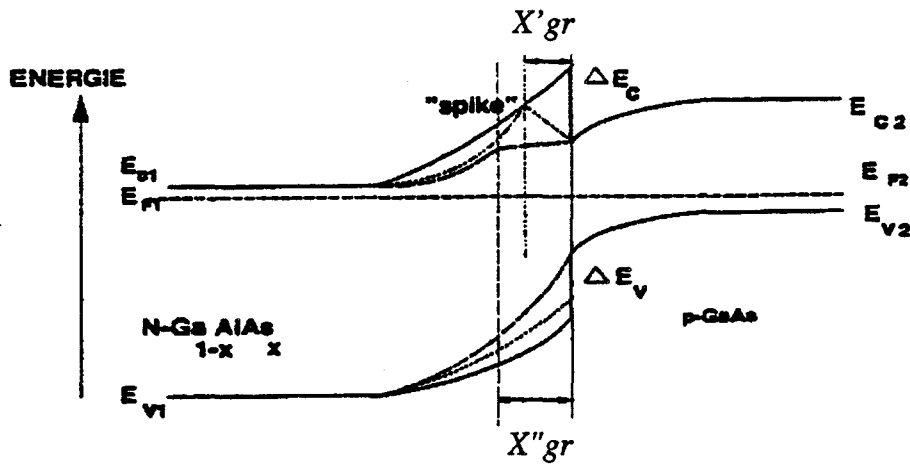


Figure 1.3 Effets de la gradualité sur le diagramme des bandes d'énergie de l'hétérojonction émetteur-base à l'équilibre thermodynamique, pour une largeur de gradualité nulle (-), faible ($X'gr$ (...)) et importante ($X''gr$ (---)).

Une valeur de largeur de gradualité minimale X_0 , permettant d'annuler le spike de l'hétérojonction, pour une tension V_{be} , a été proposée par Liévin [19] :

$$X_0 = L_D \sqrt{\frac{kT}{q(V_D - V_{be})}} \cdot \left(1 - \sqrt{1 - \frac{\Delta E_c}{V_D - V_{be}}} \right) \quad (1.4)$$

où $L_D = \sqrt{\frac{\epsilon_E \cdot kT}{q^2 \cdot N_E}}$ représente la longueur de Debye.

1.1.2 Principaux courants dans le TBH

Dans le régime normal de fonctionnement, la jonction émetteur-base est polarisée en direct et la jonction base-collecteur en inverse. Le diagramme des bandes d'énergie du TBH, dans ces conditions est représenté figure 1.4

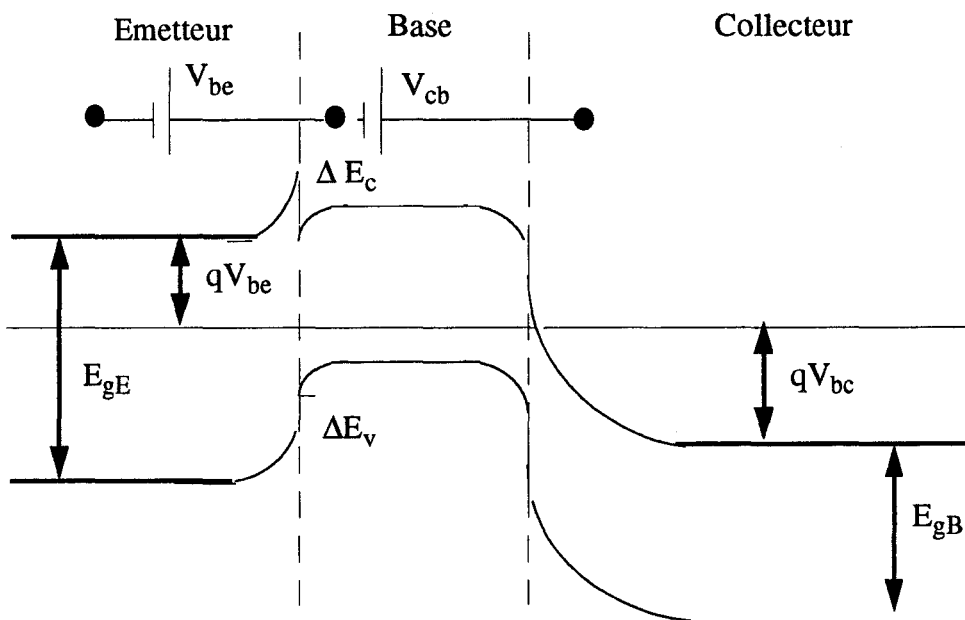


Figure 1.4 Diagramme des bandes d'énergie du TBH en régime de fonctionnement normal.

La figure 1.5 montre les différentes composantes des courants émetteur, base et collecteur.

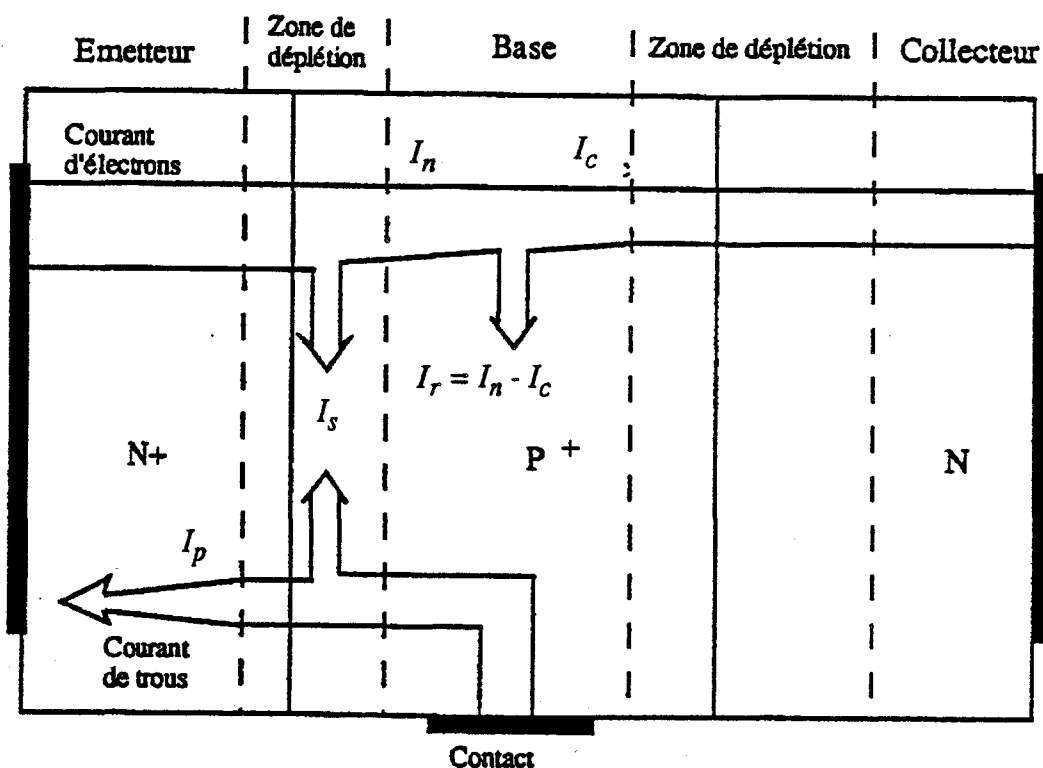


Figure 1.5 Composantes des courants émetteur, base et collecteur d'un TBH NPN en régime de fonctionnement normal [20].

La polarisation directe de la jonction émetteur-base provoque l'injection d'un courant d'électrons I_n de l'émetteur dans la base. Inversement, un courant de trous I_p est injecté de la base dans l'émetteur. Dans la base, les électrons minoritaires diffusent vers le collecteur et ils sont capturés par le champ électrique élevé régnant au niveau de la jonction base-collecteur, pour donner naissance au courant collecteur. Ainsi, une grande partie du courant d'électrons injecté de l'émetteur se retrouve dans le collecteur. C'est l'effet transistor.

Une partie des trous injectés de la base vers l'émetteur se recombine avec les électrons dans la zone de charge d'espace émetteur-base, donnant lieu au courant I_s .

Des électrons minoritaires dans la base se recombinaient avec les trous, pour donner le courant I_r . La recombinaison d'électrons est négligeable dans la région de charge d'espace collecteur-base compte tenu du champ électrique élevé régnant dans cette zone.

Les courants de recombinaison à l'interface émetteur-base I_s et dans la base I_r viennent s'ajouter au courant I_p pour donner le courant base qui lui-même vient se retrancher du courant d'émetteur I_e pour donner le courant collecteur. Les courants émetteur, base et collecteur s'expriment par :

$$I_e = I_n + I_p + I_s \quad (1.5)$$

$$I_b = I_p + I_r + I_s \quad (1.6)$$

$$I_c = I_n - I_r \quad (1.7)$$

1.1.3 L'efficacité d'injection

Les concentrations de porteurs minoritaires de part et d'autre de l'hétérojonction émetteur-base ont pour expression, pour une tension V_{be} appliquée à ses bornes :

$$Ne_B = N_E \cdot \frac{N_{C_B}}{N_{C_E}} \exp \left[\frac{q(V_D - V_{be}) + \Delta E_c}{kT} \right] \quad (1.8)$$

$$Nt_E = N_B \cdot \frac{N_{V_E}}{N_{V_B}} \exp \left[\frac{q(V_D - V_{be}) - \Delta E_v}{kT} \right] \quad (1.9)$$

La densité de courant d'électrons diffusant de l'émetteur vers la base s'écrit en première approximation :

$$J_n = q \cdot Dn_B \cdot \nabla n \approx q \cdot Dn_B \cdot \frac{Ne_B}{W_B} \quad (1.10)$$

où W_B est l'épaisseur de la zone quasi-neutre de base et Dn_B la constante de diffusion des électrons dans la base (l'épaisseur de base étant prise inférieure à la longueur de diffusion des électrons dans la base).

De même, la densité de courant de trous diffusant de la base vers l'émetteur s'écrit :

$$J_p = q \cdot D_{pE} \cdot \nabla p \approx q \cdot D_{pE} \cdot \frac{N_{tE}}{L_{pE}} \quad (1.11)$$

où L_{pE} et D_{pE} sont respectivement la longueur et la constante de diffusion des trous dans l'émetteur. Le coefficient d'injection $\frac{J_n}{J_p}$ s'écrit alors :

$$\frac{J_n}{J_p} = \frac{N_E}{N_B} \cdot \frac{L_{pE}}{W_B} \cdot \frac{D_{nB}}{D_{pE}} \cdot \frac{N_{cB} \cdot N_{vB}}{N_{cE} \cdot N_{vE}} \cdot \exp \cdot \frac{\Delta E_g}{kT} \quad (1.12)$$

Dans le cas d'un transistor bipolaire à homojonction, le facteur exponentiel est égal à 1. Pour obtenir un coefficient d'injection élevé, il est donc nécessaire de doper l'émetteur beaucoup plus fortement que la base.

Par contre, dans le cas du TBH, le terme en $\exp \left(\frac{\Delta E_g}{kT} \right)$ est prépondérant devant le rapport des dopages d'émetteur et de base. Ce qui permet dans une certaine mesure, de s'affranchir des contraintes imposées aux dopages d'émetteur et de base dans les transistors bipolaires classiques à homojonctions.

L'efficacité d'injection γ traduit le rapport entre le courant d'électrons injecté de l'émetteur vers la base et le courant total d'émetteur :

$$\gamma = \frac{I_n}{I_n + I_p + I_r} \approx \frac{1}{1 + I_p/I_n} \quad (1.13)$$

où I_r représente le courant de recombinaison dans la zone de charge d'espace émetteur-base.

Lorsque le niveau d'injection est élevé, il est possible de négliger la composante I_r [19]. L'efficacité d'injection n'est alors plus limitée que par le rapport $\frac{I_n}{I_p}$ qui doit être aussi grand que possible.

La présence de l'hétérojonction dans les TBH permet donc un degré de liberté supplémentaire dans la conception des transistors puisqu'il est possible d'inverser le rapport des dopages en choisissant un dopage de base beaucoup plus élevé que celui

d'émetteur, sans nuire à l'efficacité d'injection. On bénéficie ainsi du double avantage d'une résistance de base faible et d'une capacité de transition émetteur-base réduite permettant d'améliorer les performances fréquentielles.

1.2 Performances des TBH dans le domaine microonde et principaux effets limitatifs

1.2.1 Apport de l'hétérojonction émetteur-base

L'efficacité d'injection d'un TBH ne dépend pas des conditions habituelles de dopage d'émetteur et de base. Le fait de prendre un dopage de base largement supérieur au dopage d'émetteur permet de réduire la résistance de base et la capacité de transition émetteur-base tout en conservant un gain en courant élevé.

1.2.1.1 Amélioration potentielle de la résistance de base

La résistance de base est donnée par :

$$R_b = \frac{K}{q \cdot \mu_t W_b N_b} \quad (1.14)$$

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

μ_t : mobilité des trous dans la base.

W_b : épaisseur de base.

N_b : concentration d'impuretés dans la base.

Compte tenu du fort dopage de base, la résistance de base devient plus faible que celle d'un transistor bipolaire classique au silicium. Il faut cependant remarquer que cette diminution de la résistance de base sera limitée par la faible mobilité des trous à forts niveaux de dopage de base [21].

1.2.1.2 Réduction de la capacité de transition émetteur-base

Elle est classiquement calculée à partir de la relation (1.15) [21] :

$$C_{TE} = S \left[\frac{q}{2} \cdot \frac{N_E \cdot N_B \cdot \epsilon_E \cdot \epsilon_B}{\epsilon_E \cdot N_E + \epsilon_B \cdot N_B} \frac{1}{(V_D - V_{be})} \right]^{1/2} \quad (1.15)$$

où S est la surface totale de la jonction.

Compte tenu des conditions de dopage d'émetteur et de base ($N_B \gg N_E$) permises par la présence de l'hétérojonction, l'équation (1.15) se simplifie et devient :

$$C_{TE} = S \left[\frac{q}{2} \cdot N_E \cdot \epsilon_E \cdot \frac{1}{(V_D - V_{be})} \right]^{1/2} \quad (1.16)$$

L'émetteur d'un TBH pouvant être moins dopé que celui du bipolaire classique silicium (typiquement 10^{17} cm^{-3} au lieu de 10^{19} cm^{-3}), il s'en suit une réduction notable de la capacité de transition émetteur-base.

1.2.2 Fréquence de transition et fréquence maximale d'oscillation

1.2.2.1 Fréquence de transition

La fréquence de transition est un paramètre important dans la caractérisation des performances fréquentielles d'un transistor bipolaire. Elle est définie par la fréquence à laquelle le gain en courant en régime dynamique $\left(\beta = \frac{dI_c}{dI_b} \right)$ devient égal à l'unité. Elle est associée au temps de transit total des porteurs du contact d'émetteur à celui de collecteur par la relation :

$$f_t = \frac{1}{2\pi \cdot \tau_{ec}} \quad (1.17)$$

Le temps de transit des porteurs dans la structure résulte en fait de la somme de quatre termes :

$$\tau_{ec} = \tau_e + \tau_b + \tau_c + \tau'_c \quad (1.18)$$

où τ_e représente le temps de charge de la capacité émetteur-base, τ_b le temps de transit dans la base, τ_c le temps de transit dans la zone désertée de la jonction base-collecteur et τ'_c le temps de charge de la capacité base-collecteur.

Ces quatre paramètres sont classiquement définis par [18] :

- $\tau_e = r_E (C_{TE} + C_{TC})$

où r_E représente la résistance dynamique de la jonction émetteur-base, qui peut être approximée par : $r_E = \frac{kT}{q \cdot I_E}$

C_{TE} et C_{TC} : capacités de transition respectives des jonctions émetteur-base et base-collecteur.

- $\tau_b = \frac{W_b^2}{\gamma \cdot Dn}$

où γ est un facteur qui dépend de l'amplitude du champ électrique régnant dans la base et qui est défini, pour un champ constant E_0 par l'expression :

- $$\gamma \cong 2 \left[1 + \left(\frac{q \cdot E_0 \cdot W_b}{2kT} \right)^{3/2} \right] \quad (1.19)$$

W_b et Dn sont respectivement l'épaisseur de base et le coefficient de diffusion des électrons dans la base.

- $\tau_c = \frac{W_{TC}}{2V_s}$

W_{TC} représente l'épaisseur de la zone désertée de la jonction base-collecteur, traversée par les électrons à la vitesse de saturation dans le matériau V_s .

- $\tau'_c = (R_C + R_E) \cdot C_{TC}$

avec R_E, R_C : résistances séries d'émetteur et de collecteur respectivement.

Finalemment :

$$\tau_{ec} = r_E (C_{TE} + C_{TC}) + \frac{W_b^2}{\gamma D_n} + \frac{W_{TC}}{2V_s} + (R_C + R_E) \cdot C_{TC} \quad (1.20)$$

1.2.2.2 Fréquence maximale d'oscillation

La fréquence à laquelle le gain maximum unilatéral est égal à l'unité est appelée fréquence maximale d'oscillation. Elle s'exprime en fonction de la fréquence de transition, de la résistance de base ainsi que de la capacité de transition base-collecteur par la relation :

$$f_{max} = \left[\frac{f_t}{8\pi \cdot R_b \cdot C_{TC}} \right]^{1/2} \quad (1.21)$$

Les expressions de f_t et f_{max} ci-dessus mettent en évidence l'intérêt de l'hétéro-jonction émetteur-base, en faisant apparaître les rôles prépondérants de la capacité de transition émetteur-base et de la résistance de base. La diminution de ces deux derniers paramètres va dans le sens d'une augmentation des fréquences f_t et f_{max} .

Par ailleurs, l'utilisation d'un matériau de forte mobilité électronique tel que le GaAs ou mieux le GaInAs, permettrait de diminuer les résistances intrinsèques (d'émetteur et de collecteur), et de réduire le temps de transit dans la base.

1.2.3 Effet de défocalisation

Le courant qui circule transversalement dans la base d'un transistor bipolaire, crée une chute de tension tout au long de la zone de base, en raison de la résistivité de cette dernière. De ce fait, la polarisation effective de la jonction émetteur-base n'est plus uniforme et la densité de courant émetteur varie fortement du bord au centre du doigt d'émetteur. Lorsque le courant est concentré au bord du doigt d'émetteur, c'est le phénomène de défocalisation. Par contre, lorsque le courant est concentré au centre de l'émetteur, c'est la focalisation. De ce fait, la surface effective du transistor devient inférieure à la surface géométrique, ce qui limite la capacité potentielle de débit en courant du transistor, qui constitue un des avantages principaux de ces structures à transport vertical.

Cet effet de défocalisation, conduisant à une diminution de la surface effective du composant est d'une part d'autant plus marqué que le niveau d'injection est important, et d'autre part se traduit par une augmentation de la résistance dynamique. Par ailleurs, la défocalisation crée une zone parasite à l'intérieur de la zone active du transistor, ce qui augmente le temps de transit des électrons et réduit la fréquence de transition.

Dans les TBH à très fort niveau de dopage de base, la réduction de la résistance de base et de la capacité de transition émetteur-base, devraient permettre de limiter l'influence néfaste de cet effet de défocalisation. Ce point sera détaillé ultérieurement.

1.2.4 Effet de forte injection dans la base

A faible et moyenne injection, la concentration d'électrons injectés dans la base est faible par rapport au dopage de base.

A forte injection, cette concentration devient non-négligeable. Pour assurer la quasi-neutralité dans la zone de base, la concentration des trous dans la base augmente de manière à compenser cette augmentation de concentration électronique. Ce phénomène équivaut à une augmentation du dopage de base qui accentue la recombinaison dans la zone quasi-neutre de base, et de ce fait entraîne une chute significative du gain en courant.

La densité critique de courant collecteur à partir de laquelle les effets de haute injection deviennent dominants, s'écrit pour les transistors bipolaires [22] :

$$J_{cc} \approx Dn_B \cdot \frac{N_b}{W_b} = \mu_n \cdot \frac{kT}{q} \cdot \frac{N_b}{W_b} \quad (1.22)$$

Ici encore, la possibilité d'utiliser de très forts niveaux de dopage de base dans les TBH leur confère un avantage par rapport aux transistors bipolaires classiques pour les régimes de forte puissance.

1.2.5 Effet d'élargissement de base

A forts niveaux de courant, le comportement de la jonction base-collecteur est modifié. Deux phénomènes essentiels interviennent :

- La quasi-saturation : En régime de forte injection, la chute de potentiel aux bornes de la résistance de collecteur peut provoquer la mise en régime de polarisation directe de la jonction base-collecteur avec injection massive de trous dans la zone de collecteur. Cet effet est d'autant plus important que le courant collecteur est élevé et que la tension de polarisation collecteur-base est faible.
- L'effet Kirk : Lorsque la densité de courant croît, la densité d'électrons injectés dans la zone désertée de la jonction base-collecteur peut devenir comparable voire supérieure à la densité d'impuretés dans le collecteur. De ce fait, le champ électrique peut devenir très faible, du côté de la jonction base-collecteur. Cette dernière passe alors en régime d'injection, des trous de la base sont alors injectés dans le collecteur, augmentant ainsi le temps de transit dans la base.

Ces deux phénomènes (quasi-saturation + effet Kirk) se traduisent par un élargissement de la base vers le collecteur. Les performances du transistor sont alors dégradées : le gain en courant et la fréquence de transition diminuent. La densité critique de courant collecteur à partir de laquelle l'effet d'élargissement de base devient significatif est donnée par [23] :

$$J_{CC} = \frac{q \cdot \mu_{nc} \cdot N_c (V_{co} + |V_{cb}|)}{W_c} \quad (1.23)$$

avec W_c : épaisseur de la région de collecteur.

V_{co} : potentiel de diffusion de la jonction base-collecteur.

Cette valeur de densité critique de courant peut être repoussée par l'utilisation de matériaux à forte mobilité électronique. Une étude plus détaillée de cet effet sera effectuée dans le chapitre 3.

1.2.6 Effet Early

C'est un effet limitatif bien connu dans les transistors bipolaires classiques. En effet, dans un transistor bipolaire, lorsque la tension collecteur-émetteur augmente, la tension base-collecteur ainsi que l'épaisseur de la zone désertée de la jonction base-collecteur augmentent également. De ce fait, l'épaisseur de base effective du transistor diminue. Cet effet de modulation de l'épaisseur de base est appelé effet Early.

Cet effet est d'autant plus accentué que les épaisseurs des zones de base sont choisies plus fines dans le but de réduire le temps de transit dans la structure. Il existe donc une limite à la réduction des épaisseurs de base imposée par le fait que pour les fortes valeurs de tension base-collecteur, la zone désertée de la jonction base-collecteur risque, par son extension dans la base, d'atteindre la zone désertée de la jonction émetteur-base, supprimant de ce fait la barrière d'injection du courant d'émetteur et donc le contrôle de l'injection.

Dans les TBH, l'effet Early est minimisé car le fort dopage de base, conjugué au faible dopage de collecteur, font que l'extension de la zone désertée de la jonction base-collecteur, sous l'effet d'une augmentation de la tension base-collecteur, s'effectuera essentiellement du côté du collecteur, limitant ainsi la modulation de la largeur de base.

1.2.7 Effets thermiques

Comme tous les composants de forte puissance, les transistors bipolaires se heurtent à des limitations d'origine thermique.

En effet, la température des jonctions est reliée en première approximation à la puissance dissipée dans le composant par la résistance thermique de la structure utilisée :

$$T_j - T_o = R_{th} \cdot P_d \quad (1.24)$$

où T_j et T_o sont respectivement les températures de jonction et du milieu ambiant, R_{th} la résistance thermique et P_d la puissance dissipée. Or

$$P_d = P_o - P_{RF} = P_o (1 - \eta) \quad (1.25)$$

où P_o : puissance continue de polarisation.
 P_{RF} : puissance hyperfréquence ajoutée.
 η : rendement hyperfréquence en puissance ajoutée.

d'où :

$$T_j - T_o = R_{th} \cdot P_o (1 - \eta) \quad (1.26)$$

Il est clair que pour une résistance thermique donnée, un rendement hyperfréquence faible signifie une température de jonction importante et donc un risque d'emballage thermique, d'où l'intérêt d'obtenir des rendements les plus élevés possibles.

La relation simple (1.26) suppose que la répartition de la température est uniforme sur toute la surface du matériau semiconducteur. Ceci n'est malheureusement pas le cas en pratique et en toute rigueur seule une résolution à trois dimensions de l'équation de la chaleur permettrait le calcul de la distribution de température dans le composant. La notion de résistance thermique permet cependant, par analogie électrique, de rendre compte qualitativement des effets thermiques.

Cette résistance thermique dépend de la géométrie de la structure et des paramètres thermiques des différents matériaux. Dans le cas d'un TBH à un seul doigt d'émetteur, cette résistance thermique peut être approximée par la relation (1.27) [24].

$$R_{th} = \frac{1}{2K(L-W)} \cdot \text{Log} \left[\frac{L(W+2h)}{W(L+2h)} \right] \quad (1.27)$$

où L et W sont respectivement la longueur et la largeur de la structure.

h : l'épaisseur de substrat.

K : la conductivité thermique de substrat.

K dépend de la température par les relations [25] :

sur substrat Si :

$$K(T) = 320 / (T - 80) \quad (1.28)$$

sur substrat InP :

$$K(T) = 115.4 / (T - 123) \quad (1.29)$$

sur substrat GaAs :

$$K(T) = 0.76 - 0.001T \quad (1.30)$$

L'échauffement de la zone active du transistor dû à la dissipation de puissance importante dans les fonctionnements à fortes densités de courant, affecte fortement les caractéristiques du transistor et doit être pris en compte dans la conception de ce composant.

Dans les TBH, les effets thermiques ont été étudiés aussi bien théoriquement qu'expérimentalement. Sur le plan expérimental, plusieurs techniques ont été mises au point pour mesurer la température de jonctions du composant, que ce soit par des méthodes basées sur l'évolution de la tension base-émetteur avec la température [26] [27] [28], ou sur la variation du gain en courant avec la température [29] [30].

D'un point de vue théorique, Gao et les autres auteurs [25] ont étudié les effets thermiques dans des TBH GaAlAs/GaAs en régime de forte puissance, par la résolution tridimensionnelle analytique de l'équation de la chaleur. Ils ont ainsi pu mettre en évidence les évolutions de la température maximale de jonction et les instabilités thermiques induites en fonction de la nature du substrat et de son épaisseur, ainsi que de la topologie des TBH multiémetteurs. Plus récemment, Liou et les autres auteurs [31] ont étudié l'influence des effets thermiques sur les caractéristiques courant-tension en utilisant un modèle numérique bidimensionnel dans lequel ils tiennent compte de la résistance thermique de substrat. Un logiciel de simulation thermique tridimensionnel a également été développé au LCR de Thomson pour l'étude du comportement thermique de TBH multiémetteurs [32]. L'évolution typique de la température maximale dans un TBH GaAlAs/GaAs [31] en fonction de la densité de courant collecteur pour différentes valeurs de tensions collecteur-émetteur est représentée figure 1.6. Les augmentations conjuguées de la densité de courant collecteur et de la tension collecteur-émetteur entraînent une augmentation de la puissance dissipée et par conséquent celle de la température dans le composant.

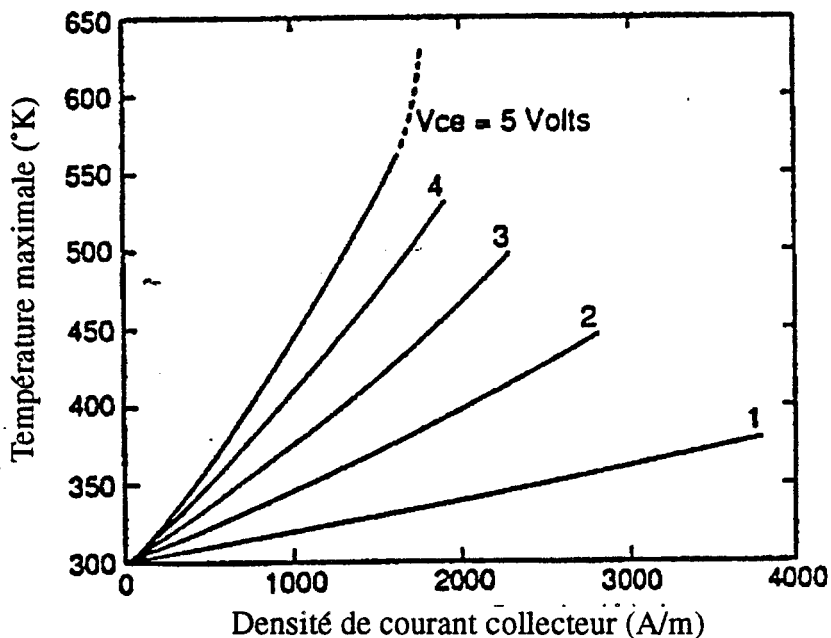


Figure 1.6 Température maximale dans le composant en fonction de la densité de courant collecteur pour différentes tensions collecteur-émetteur [31].

Cette élévation de température dans le composant est à l'origine de plusieurs phénomènes limitatifs :

- 1- L'apparition d'une résistance différentielle négative observable sur les caractéristiques courant-tension (figure 1.7) à fort niveau d'injection. Elle est due essentiellement à la diminution de la mobilité des porteurs lorsque la température augmente pour les fonctionnements à fortes densités de courant, ainsi qu'à la réduction de l'efficacité d'injection d'émetteur.

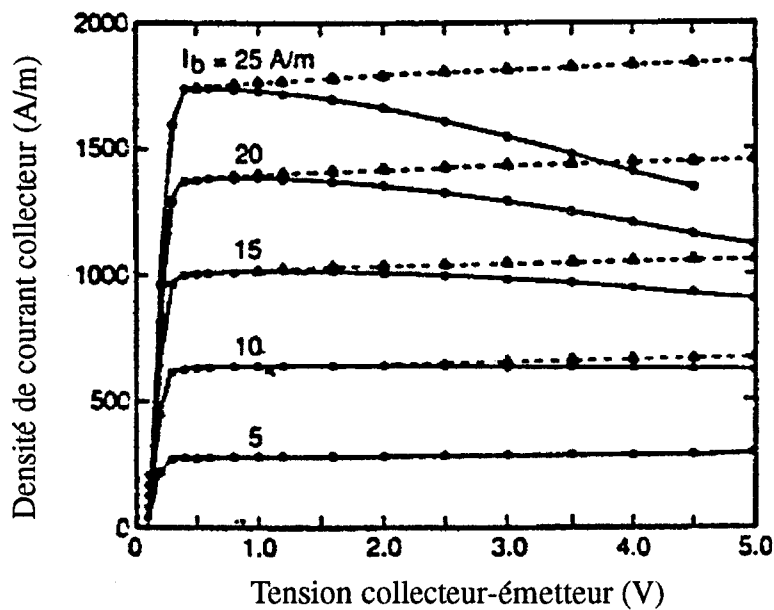


Figure 1.7 Caractéristiques statiques courant-tension en régime de forte injection [31].

- 2- Une réduction significative du gain en courant et de la fréquence de transition, en fonctionnement forte puissance, illustrée figures 1.8 et 1.9. En effet, dans ces conditions de fonctionnement, à forte température de jonction émetteur-base, l'efficacité d'injection d'émetteur est réduite et par conséquent le gain en courant diminue. De même, aux températures élevées, la mobilité des électrons diminue, ce qui augmente le temps de transit des porteurs dans la base et dans la zone désertée de la jonction base-collecteur. Il s'en suit une réduction de la fréquence de transition.

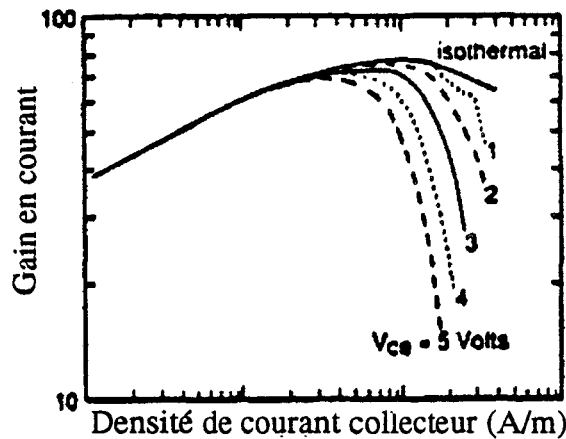


Figure 1.8 Gain en courant en fonction de la densité de courant collecteur pour différentes tensions collecteur-émetteur [31].

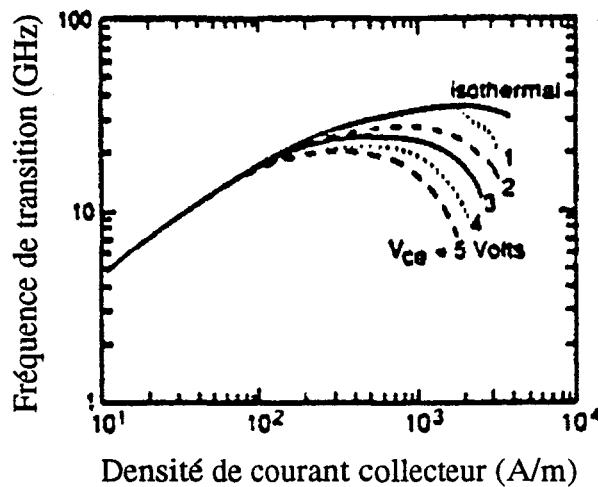


Figure 1.9 Fréquence de transition en fonction de la densité de courant collecteur pour différentes tensions collecteur-émetteur [31].

- 3– Génération d'instabilités thermiques qui peuvent être de deux types :
Phénomène de «second claquage» et «Crunch effect» [32].

Dans un transistor bipolaire, les courants qui traversent les jonctions sont contrôlés par les tensions base-émetteur et collecteur-base suivant une loi exponentielle du type $I_s \exp \frac{qV}{KT}$ où V est la tension appliquée aux bornes de la jonction et I_s le courant de saturation de cette jonction.

Le terme exponentiel, de même que les courants de saturation des jonctions dépendent de la température. Ceci peut conduire à la formation de points chauds localisés sur la surface active des dispositifs. Navon [33] a en effet montré que lorsqu'une légère inhomogénéité de température apparaissait à un endroit proche de la jonction émetteur-base, elle provoquait une forte concentration de courant localisée, pouvant induire une instabilité thermique latérale, à l'endroit où la température locale croît de façon exponentielle avec le temps, entraînant un emballement thermique ou «second claquage». Cet effet est de plus accentué par le fait que la densité de courant n'est jamais réellement uniforme à la surface de l'émetteur, à cause de l'effet de défocalisation. Aux fortes densités de puissance, une distribution non uniforme de la chaleur à l'intérieur de la structure va également affecter la distribution de la densité de courant dans l'émetteur et perturber ainsi fortement le fonctionnement normal du transistor par la dégradation de ses performances statiques et dynamiques.

Le «Crunch effect» se produit dans les TBH comportant plusieurs doigts d'émetteur. Il provient des inhomogénéités de doigt à doigt du courant émetteur dues aux fluctuations thermiques à la jonction émetteur-base. Cet effet dépend essentiellement du nombre de doigts d'émetteur ainsi que de la distance entre doigts. Il est observable sur la figure 1.10 [32], pour un transistor comportant vingt doigts. On s'aperçoit qu'au-delà d'une certaine puissance dissipée, le courant collecteur chute brutalement. Ce qui se traduit par une dégradation significative des performances du composant. Des études détaillées sur le «Crunch effect» sont en cours [32]. Pour pallier ces problèmes d'instabilités thermiques, plusieurs procédés de stabilisation en température peuvent être mis en oeuvre [17][32]. Ces procédés visent à rendre uniforme la distribution du courant et de la température et à minimiser la chaleur dissipée dans les zones actives.

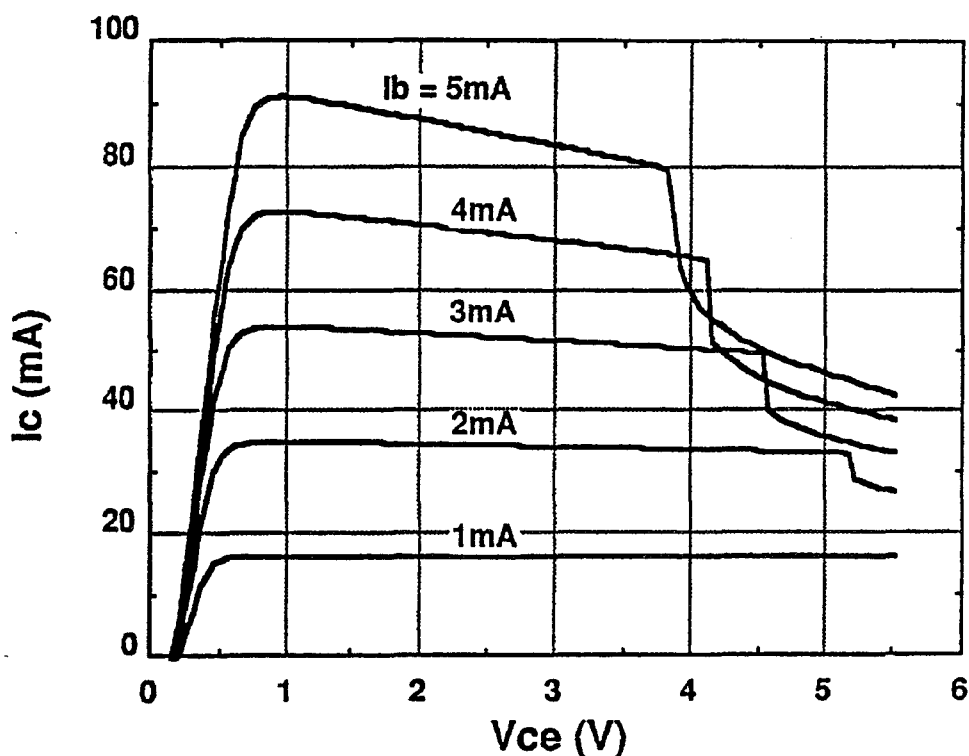


Figure 1.10 Claquage thermique par "Crunch effect" dans un TBH multidoigts GaInP/GaAs [32].

Une solution simple utilisée en technologie bipolaire classique consiste à rajouter des résistances de ballast sur chacun des doigts d'émetteur. Ces résistances jouent un rôle de contre-réaction sur le courant d'émetteur. En effet, lorsque le courant émetteur augmente suite à une élévation de température, la résistance de ballast en série entraîne une chute de potentiel plus importante, qui va réduire la tension base-émetteur et donc stabiliser le courant émetteur.

1.2.8 Influence de la topologie et de la structure semiconductrice

Les dispositifs utilisés pour le fonctionnement en forte puissance doivent supporter des tensions et des courants élevés. Dans le cas des transistors bipolaires, il convient d'augmenter les valeurs du courant collecteur I_c et de la tension collecteur-

émetteur V_{ce} . La tension V_{ce} est limitée par la tension de claquage par avalanche de la jonction base-collecteur. La conception des TBH de puissance exige un contrôle de ce phénomène, qui reste de loin la cause principale de destruction des jonctions. La tension de claquage de la jonction base-collecteur dépend du matériau constituant la zone de collecteur, de son dopage ainsi que de son épaisseur. A dopage constant, la tension de claquage augmente lorsque l'épaisseur de collecteur augmente. Cependant, l'épaisseur de la zone de collecteur ne peut être trop élevée sans augmentation correspondante du temps de transit dans cette zone, ce qui entraîne une détérioration des performances fréquentielles et un risque d'oscillation dû à l'effet conjugué du transfert électronique et du temps de transit. D'autre part, à épaisseur de collecteur fixée, la tension de claquage augmente quand le niveau de dopage diminue. Cependant, une diminution excessive du niveau de dopage risque de faire apparaître l'effet Kirk pour des niveaux d'injection plus faibles.

Par ailleurs, l'obtention d'un courant collecteur élevé nécessite l'augmentation d'une part, de la densité de courant collecteur et d'autre part de la section effective du composant.

- La densité de courant collecteur peut être augmentée par l'utilisation d'une hétérojonction émetteur-base ainsi que par le fonctionnement à forte tension base-émetteur et donc à forte injection de courant.
- Pour augmenter la section effective du composant, il existe trois solutions. La première solution consiste à réaliser un «Jumbo» transistor (mésa de grande surface). Cependant, l'étude de l'importance du phénomène de défocalisation dans le TBH GaInP/GaAs en fonctionnement classe C à une fréquence de 10 GHz (cf. chapitre 4), a montré qu'il existait une valeur limite pour la largeur du doigt d'émetteur de l'ordre de deux microns (largeur optimale pour l'obtention de puissance de sortie maximale). En conséquence, pour augmenter la section du composant, il faudrait choisir des longueurs de doigt d'émetteur importantes. Cependant, ces dernières valeurs doivent être limitées à une valeur de l'ordre de $\lambda_g/20$, afin d'éviter les effets de propagation.

De ce fait, la section du composant doit rester inférieure à la valeur $S_{max} = 2 \mu\text{m} \times \lambda_g/20$.

Soit, à une fréquence de 10 GHz, $S_{max} \approx 2 \mu\text{m} \times 400 \mu\text{m} = 800 \mu\text{m}^2$. Cette surface maximale est insuffisante pour l'obtention de très fortes puissances en bande X. Il reste alors deux solutions :

- soit la combinaison spatiale de plusieurs amplificateurs de faible ou moyenne puissance ;
- soit l'intégration monolithique de structures TBH multiémetteurs. A titre d'exemple, Texas Instrument [34] a réalisé une structure de TBH comportant 120 doigts d'émetteur.

On peut aussi utiliser une combinaison optimale de ces deux méthodes. La conception optimale de TBH de puissance nécessite donc la réalisation du meilleur compromis de façon à :

- 1- Eviter les couplages électromagnétiques entre doigts d'émetteur dans les TBH multiémetteurs.
- 2- Optimiser la distance entre doigts d'émetteur, ainsi que leur nombre afin d'éviter les instabilités thermiques telles que le «Crunch effect».
- 3- Limiter la surface du composant à une valeur telle que les impédances d'entrée et de sortie puissent être adaptées sans trop de pertes.

Nous nous sommes limités dans notre travail à l'analyse physique et à l'optimisation de la structure de TBH à un seul doigt d'émetteur mais notre étude s'inscrit dans un projet européen plus vaste IEPG RFP8 dans lequel tous ces aspects sont pris en compte en collaboration avec Thomson LCR et TCS, Daimler Benz, DRA-RSRE et GMMT-Marconi.

1.3 Différents matériaux utilisables pour la réalisation des TBH

1.3.1 Le TBH GaAs

1.3.1.1 Le matériau GaAs

L'Arséniure de Gallium GaAs fait partie de la famille des composés III-V : il contient à parts égales un élément de la colonne III (le Gallium : Ga) et un élément de la colonne V (l'arsenic : As).

Sa structure de bande directe lui confère des propriétés électroniques intéressantes. Dans la vallée centrale Γ , la masse effective des électrons est très faible et par conséquent, la mobilité électronique est élevée. La hauteur de bande interdite est élevée (1.424 eV à 300K). Pour comparaison, les valeurs correspondantes dans le silicium et dans le germanium sont de 1.12 eV et 0.6 eV respectivement. A faible champ, la mobilité des électrons est plus importante dans le GaAs que dans le silicium; même à fort niveau de dopage (figures 1.11 et 1.12), ceci indique que pour des composants particuliers tels que les transistors à effet de champ et les transistors bipolaires, les performances fréquentielles seront supérieures à celles du silicium. En effet, la mobilité électronique élevée, conjuguée à l'effet de suritesse dans le GaAs devraient réduire les temps de transit sous la grille et dans la base, ainsi que les résistances de contact.

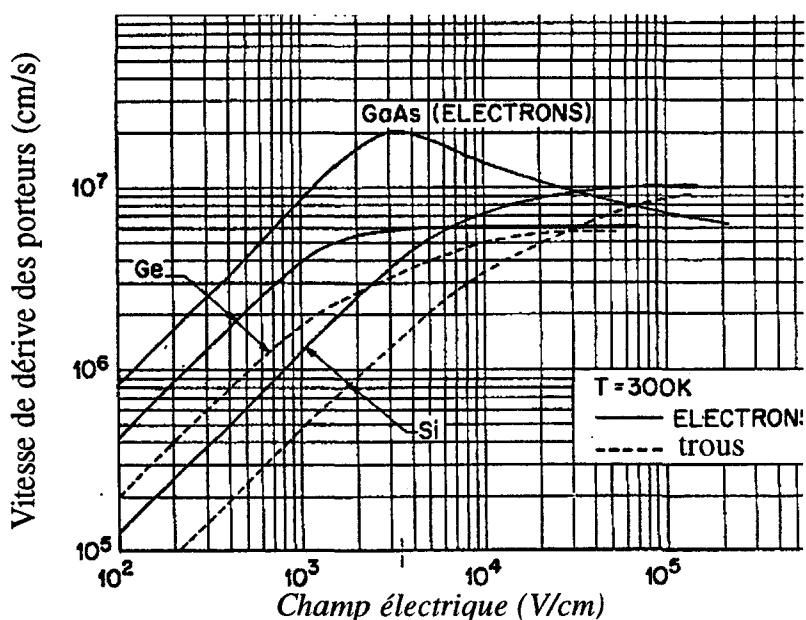


Figure 1.11 Variations de la vitesse de dérive en fonction du champ électrique pour le Si, GaAs et Ge [23].

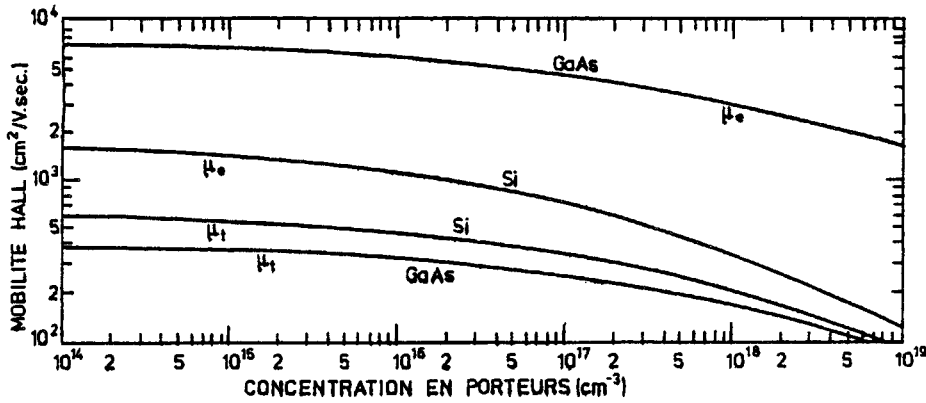


Figure 1.12 Variations de la mobilité en fonction du dopage pour le GaAs et Si, à une température de 300K [4].

Par ailleurs, à haute température, le gap énergétique de bande interdite reste plus élevé pour le GaAs comme illustré figure 1.13. De même, l'évolution de la mobilité en fonction de la température pour les deux matériaux (figure 1.14) montre que le GaAs garde une mobilité électronique supérieure à celle du silicium, à haute température. De ce fait, les performances à haute température devraient être supérieures pour les composants GaAs.

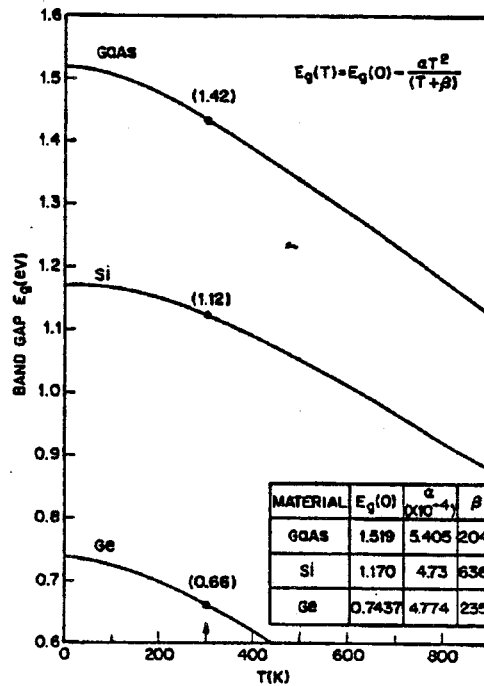


Figure 1.13 Energies de bande interdite pour le Si, GaAs et Ge en fonction de la température [23].

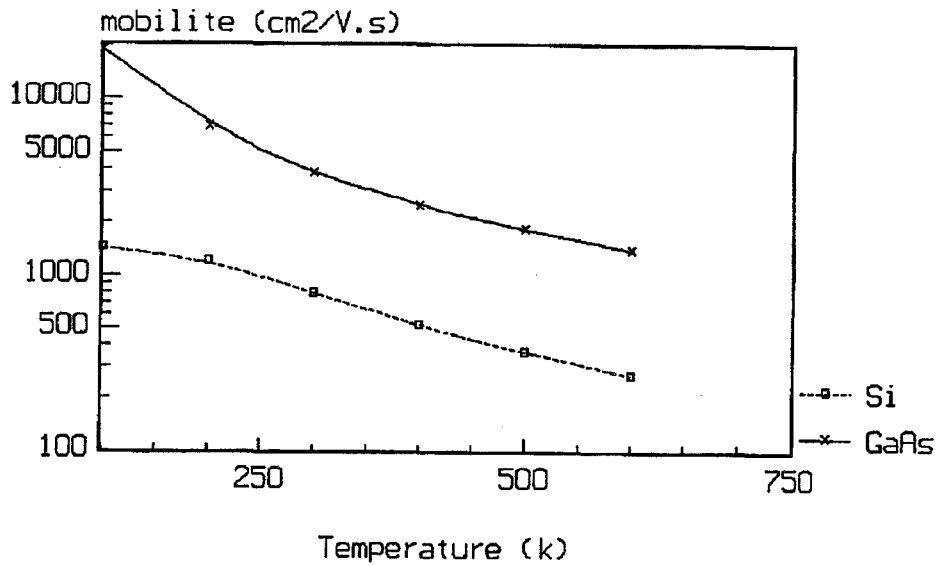


Figure 1.14 Evolutions de la mobilité en fonction de la température à $N_d = 10^{23} \text{ at/m}^3$.

Nous rappelons dans le tableau 1.1 [17][23], les principaux paramètres nécessaires à l'évaluation des performances des transistors utilisant le GaAs ou le Si. Pour comparaison, nous rajoutons les paramètres du germanium et ceci à une température de 300K ;

- où
- n_i : concentration intrinsèque.
 - τ_b : durée de vie des électrons dans une base de type P.
 - μ_e, μ_f : mobilités des électrons et des trous à un dopage donné.
 - V_s : vitesse de diffusion maximale.
 - E_{max} : champ de claquage.
 - K : conductivité thermique.
 - ϵ_r : constante diélectrique du matériau.

T = 300 K

Paramètres	GaAs	Si	Ge	Unités
E_g	1.424	1.12	0.66	ev
n_i	$1.79 \cdot 10^6$	$1.45 \cdot 10^{10}$	$2.4 \cdot 10^{13}$	cm^{-3}
$\tau_b (N_B = 10^{17} \text{ cm}^{-3})$	10^{-8}	$2.5 \cdot 10^{-3}$	10^{-3}	s
$\mu_e (N = 4 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3})$	3000	500	1200	$\text{cm}^2/\text{V.s}$
$\mu_r (N = 4 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3})$	200	270	500	$\text{cm}^2/\text{V.s}$
V_s	$2 \cdot 10^7$	10^7	$0.6 \cdot 10^7$	cm/s
$E_{max} (N = 3 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3})$	$4 \cdot 10^5$	310^5	10^5	V/cm
K	0.46	1.5	0.6	V/cm.°c
$\epsilon_r = \epsilon/\epsilon_0$	13.1	11.8	16	-

Tableau 1.1 : Paramètres de transport des matériaux GaAs, Si et Ge [17] [23].

Malgré une conductivité thermique trois fois plus faible que celle du silicium, le transistor GaAs devrait permettre des puissances de sortie plus élevées comparativement aux transistors à base de Si, du fait des valeurs plus élevées de l'énergie de bande interdite et du champ de claquage maximum. On pourra enfin utiliser le GaAs à basse température grâce aux faibles énergies d'ionisation de ses impuretés [4].

La figure 1.12 montre les variations des mobilités des deux types de porteurs en fonction du dopage. Il apparaît qu'en dépit d'une mobilité d'électrons plus élevée que celle du Si, les composants qui utilisent le GaAs peuvent être limités par une mobilité de trous faible. Cette faible mobilité, ainsi que la faible longueur de diffusion des trous, impose le choix de transistors de type NPN.

1.3.1.2 Les TBH GaAlAs/GaAs

Le composé ternaire $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$ est obtenu à partir des composés binaires GaAs et AlAs en substituant un certain nombre d'atomes d'arsenic (As) par des atomes d'aluminium (Al). Les paramètres de matériau ainsi que la structure de bande dépendent étroitement de la concentration x d'aluminium. Le $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$ présente une structure de bande directe pour une concentration en Al inférieure à 0.45. Pour ces concentrations, l'énergie de bande interdite est donnée par : $E_g(x)=1.424+1.247 x$. Pour des pourcentages d'Aluminium supérieurs à la valeur critique 0.45, la structure de bande devient indirecte et $E_g(x)=1.424+1.247 x + 1.147 (x-0.45)^2$ [18].

La mobilité des électrons dans le $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$ est élevée pour $x < 0.45$ grâce à la faible masse effective associée ($m^*=0.065$). Dans le matériau pur, elle atteint $8000 \text{ cm}^2/\text{V.s}$ à une température de 300K, ce qui tend à réduire la charge stockée à la jonction émetteur-base. Elle varie aussi avec le pourcentage x d'aluminium (figure 1.15).

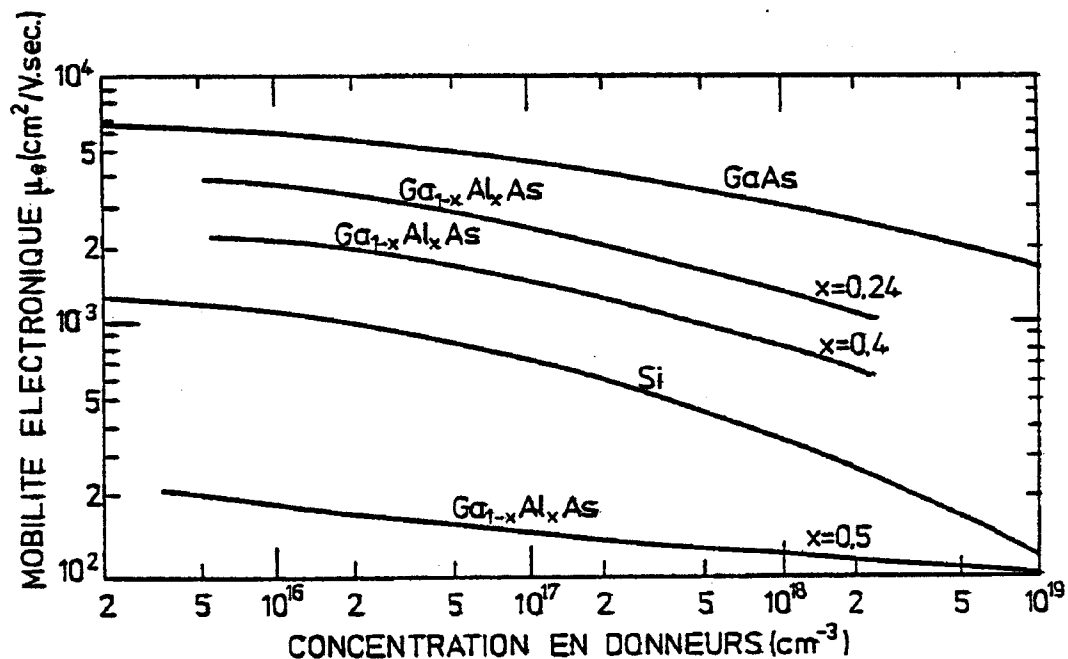


Figure 1.15 Variations de la mobilité des électrons dans le $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$ en fonction du dopage et de la concentration x d'aluminium, à une température de 300K [4].

Le système GaAlAs/GaAs a été utilisé dans la réalisation de nombreux composants électroniques tels que les diodes électroluminescentes LED, lasers, modulateurs, détecteurs . . . Ce système présente un excellent accord de maille : la différence entre les constantes de réseau des deux matériaux AlAs et GaAs est de l'ordre de 0.14% à la température ambiante [18] .

La répartition 60%-40% entre les discontinuités de bande de conduction et de valence semble rencontrer depuis quelques années un large consensus [35][36]. Les hétérojonctions abruptes présentent alors une importante barrière d'énergie de bande de conduction.

Pour la réalisation des TBH GaAlAs/GaAs, les plus récentes techniques d'épitanaxie ont été utilisées telles que la MBE et la MOCVD. En effet, ces techniques permettent de contrôler avec précision la croissance de couches très fines dans la structure.

Dans les TBH $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$, les concentrations d'aluminium supérieures à 0.25 font apparaître des donneurs profonds connus sous le nom de centres DX qui augmentent le taux de recombinaison dans l'émetteur. Or, les courants de recombinaison contribuent fortement au courant de base, que ce soit par la recombinaison dans la zone de charge d'espace, ou bien par la recombinaison en surface, à cause de la vitesse de recombinaison en surface, élevée dans le GaAs (10^6cm/s). Ceci se traduit par une diminution du gain en courant lorsque la densité de courant collecteur diminue. Ce gain est alors inférieur à l'unité en régime de faible injection.

1.3.1.3 Les TBH GaInP/GaAs

A partir de composés binaires classiques tels que le GaAs, l'InP ou l'InAs, il est possible de fabriquer des alliages ternaires ou quaternaires : $\text{Ga}_{1-x}\text{In}_x\text{As}_y\text{P}_{1-y}$, où x et y représentent les compositions en indium et arsenic respectivement.

Ces composés quaternaires sont utilisés dans des applications très intéressantes, notamment dans la réalisation de lasers à double hétérostructure $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_y\text{P}_{1-y}/\text{InP}$, émettant dans des longueurs d'onde allant de 1.3 μm à 1.7 μm . Ces composants sont très prometteurs pour la réalisation de source de lumière pour les systèmes de communication par fibre optique, grâce au développement récent des fibres optiques à faible dispersion, dans cette zone de spectre. Les systèmes $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_y\text{P}_{1-y}/\text{InP}$ sont aussi nécessaires pour la réalisation de composants optoélectroniques tels que les

photodétecteurs, etc . . . Ces nombreuses réalisations nécessitent la connaissance des différents paramètres de matériau tels que les mobilités, les énergies de bande interdite, les masses effectives, les constantes diélectriques, etc . . . Ceci a fait l'objet de nombreux travaux [37] [38] [39]. Ces paramètres de matériau dépendent étroitement des compositions d'alliage x et y , comme l'indique la figure 1.16 illustrant les variations de la mobilité en fonction de la température [40]. Ils sont déterminés à l'aide de schémas d'interpolation [37] où les propriétés électroniques des matériaux ternaires ou quaternaires sont dérivées de celles des composés binaires par des relations qui lient les paramètres physiques de ces composés et les compositions d'alliage x et y . Les résultats théoriques issus de ces schémas d'interpolation concordent bien avec les données expérimentales.

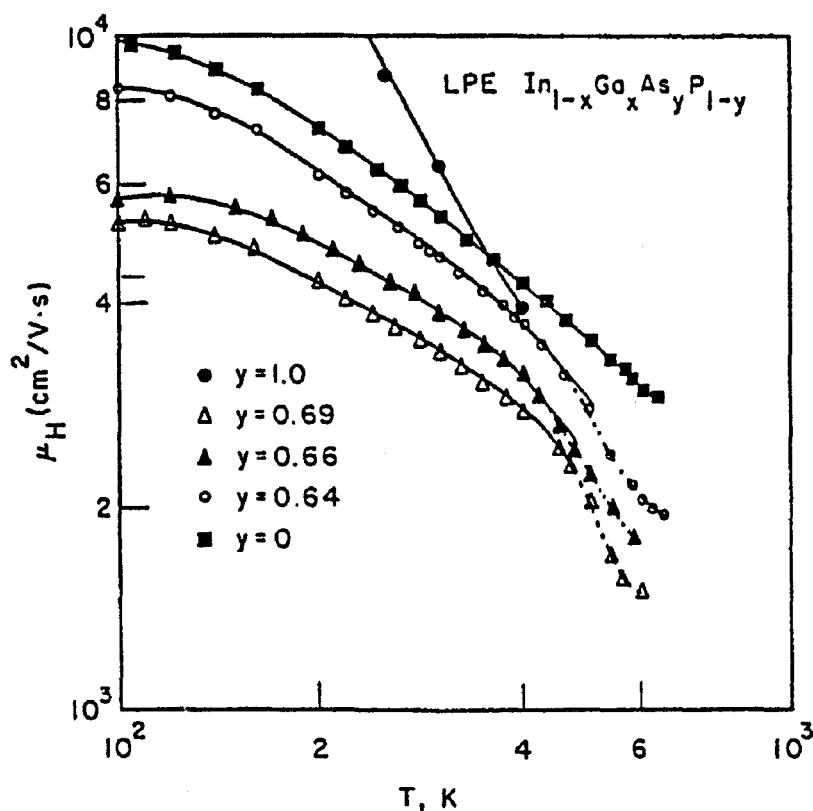


Figure 1.16 Variations de la mobilité Hall d'électrons dans le matériau $In_{1-x}Ga_xAs_yP_{1-y}$ en fonction de la température (avec $y=2.16x$) [40].

Par ailleurs, les relations entre les compositions x et y dépendent du substrat semi-insolant sur lequel se réalise l'épithaxie de l'alliage. Il s'agira de substrats GaAs, InP ou ZnSe.

$$\text{Sur un substrat GaAs} \quad x \approx \frac{1.00 + y}{2.08} \quad [37]$$

$$\text{Sur un substrat InP} \quad x \approx \frac{0.1894y}{0.4184 - 0.013y}$$

$$\text{Sur un substrat ZnSe} \quad x \approx \frac{1.06 + y}{2.06} \quad (0 \leq y \leq 1.0)$$

Les composés ternaires $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{P}$ sont obtenus à partir des composés binaires classiques avec une composition nulle en arsenic.

Les expressions en fonction de la composition x en indium, de l'énergie de bande interdite, de la masse effective des électrons dans la vallée Γ , ainsi que de la constante diélectrique, des ternaires $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{P}$, que nous avons utilisées sont issues de résultats de simulation Monte-Carlo, effectuées au laboratoire par l'équipe du Professeur Fauquembergue. Ces expressions sont les suivantes :

$$E_g(x) = 2.75 - 1.4x - 0.758x(1-x) \quad (1.31)$$

$$m_n^*(x) = 0.08x + (1-x) \cdot 0.07 \quad (1.32)$$

$$\epsilon_r(x) = \frac{2\alpha + 1}{1 - \alpha} \quad \text{avec} \quad \alpha(x) = x \cdot \frac{11.3}{14.3} + (1-x) \cdot \frac{9.75}{12.75} \quad 0 \leq x \leq 1 \quad (1.33)$$

Ce qui donne pour le composé $\text{Ga}_{0.52}\text{In}_{0.48}\text{P}$, les valeurs suivantes :

$$\begin{aligned} E_g &= 1.88 \text{ eV} \\ m_n^* &= 6.8 \cdot 10^{-32} \text{ Kg} \\ \epsilon &= 10^{-10} \text{ F/m} \end{aligned}$$

Les évolutions de l'énergie de bande interdite, de la masse effective, des électrons et de la constante diélectrique, en fonction de la composition en indium sont représentées figure 1.17.

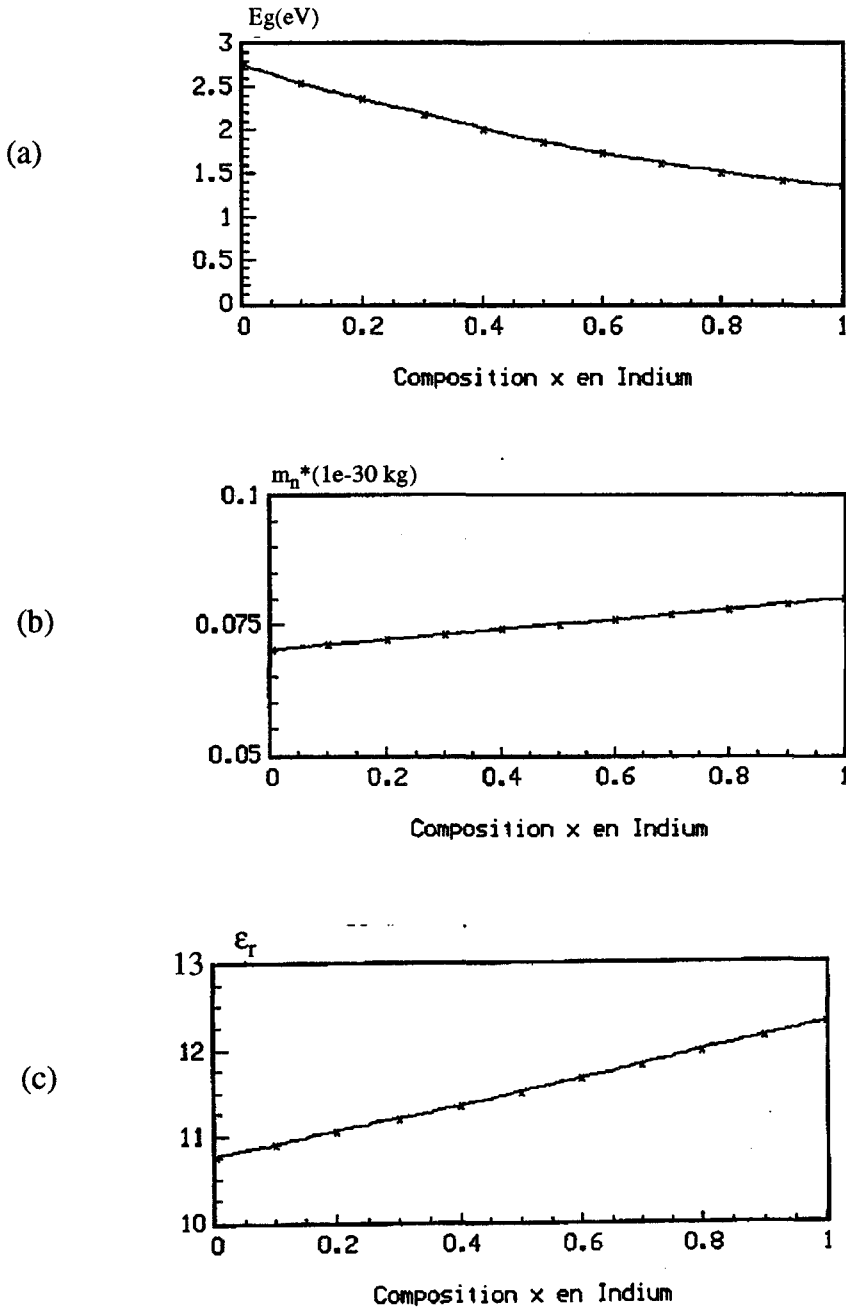


Figure 1.17 Evolutions dans le GaInP en fonction de la composition en indium de l'énergie de bande interdite (a), de la masse effective des électrons (b), et de la constante diélectrique relative (c).

Depuis l'introduction du TBH GaInP/GaAs par Kroemer [41], plusieurs composants ont été réalisés par MBE (Molecular beam Epitaxy) [42], MOCVD (metalorganic chemical vapor deposition) [43] [44], CBE (chemical beam epitaxy) [45] et GSMBE (gas-source molecular beam epitaxy) [46].

L'hétérojonction GaInP/GaAs peut être utilisée dans la fabrication de composants tels que les HEMT, HEMT pseudomorphiques, diodes lasers ou TBH. Au niveau de l'interface, la discontinuité de bande d'énergie se produit essentiellement dans la bande de valence, ce qui est bien approprié pour l'obtention d'une forte efficacité d'injection d'électrons. En fait, dans le GaInP, l'énergie de bande interdite, de même que les valeurs des discontinuités de bande de conduction et de valence, à l'interface GaInP/GaAs, dépendent de l'importance de l'effet d'ordre d'alliage [47] : ΔE_g et ΔE_v varient respectivement de 1.8 eV à 1.95 eV et de 30 meV à 250 meV.

Des travaux publiés dans la littérature, donnent pour ΔE_v une estimation évoluant entre 0.24 et 0.3 eV [48] ou entre 0.4 et 0.43 eV [43] et pour ΔE_c des valeurs oscillant entre 0.19 et 0.22 eV [48] ou entre 0.03 et 0.06 eV [43].

Comparé à l'hétérojonction GaAlAs/GaAs, le système de matériaux GaInP/GaAs possède une plus grande discontinuité de bande de valence et une plus faible discontinuité de bande de conduction. De ce fait, la gradualité de l'hétérojonction émetteur-base souhaitable dans le cas du système GaAlAs/GaAs pour réduire la barrière d'énergie due au fort ΔE_c , n'est plus nécessaire dans le cas du système GaInP/GaAs. De plus, l'obtention de jonctions abruptes est possible par l'utilisation du carbone comme dopant de base. En effet, l'utilisation de «dopage carbone» évite les problèmes de diffusion rencontrés avec des dopants tels que le beryllium ou le zinc. Ceci permet d'avoir des couches de base avec des concentrations d'accepteurs pouvant atteindre 10^{20} at/cm³, sans diffusion de carbone dans l'émetteur et le collecteur.

De récentes études ont été réalisées sur des TBH Ga_{0.5}In_{0.5}P. Elles ont montré que pour ces structures, le gain en courant est sensiblement constant en fonction du courant collecteur et qu'il reste supérieur à l'unité même pour de très faibles densités de courant telles que 10^{-6} A/cm² [49].

Cependant, il n'existe que peu de résultats publiés à propos des performances haute fréquence [50] [51]. Pour les structures auto-alignées, les résultats sont extrêmement prometteurs comparés à ceux obtenus avec des TBH GaAlAs/GaAs ayant la même géométrie et une structure de couches épitaxiées identiques. Une étude comparative entre des structures identiques de TBH GaAlAs/GaAs et GaInP/GaAs a montré que ce dernier affichait des valeurs plus importantes de f_t et f_{max} , et qu'à une fréquence de 10 GHz, le MAG pouvait atteindre 17.2 dB pour les structures GaInP/GaAs alors que les TBH réalisés dans le système GaAlAs/GaAs sont limités à 14.2 dB. Cette différence de gain de 3 dB est attribuée à des aspects technologiques tels que la surgravure de la couche de base du TBH GaAlAs/GaAs. De ce fait, la résistance de base est plus importante, ce qui réduit le gain en puissance du composant [52]. Par ailleurs, l'utilisation du GaInP au lieu du GaAlAs comme matériau d'émetteur offre l'avantage de présenter une plus faible réaction chimique à l'oxygène et une meilleure sélectivité de gravure entre le GaInP et le GaAs. De même, dans le GaInP, il y a moins de pièges et de centres DX que dans le GaAlAs, ce qui laisse espérer un meilleur comportement en bruit en $1/f$ [53]. Cependant, l'avantage potentiel du GaInP comme matériau d'émetteur ne sera profitable que si la structure de TBH fabriquée ne comporte pas de surfaces de base extrinsèques exposées. En effet, une surface libre de GaAs est le siège de recombinaisons en surface importantes à cause de la vitesse de recombinaison en surface élevée dans le GaAs. Ceci pourrait dégrader fortement les performances en bruit en $1/f$ dans les structures de TBH non-passivées. Cette passivation devrait par ailleurs diminuer les recombinaisons en surface qui se produisent dans les transistors de petites dimensions [54].

1.3.2 Les TBH GaInAs

Le composé ternaire $\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As}$ fait partie des composés III-V réalisés sur substrat InP. Ce matériau d'énergie de bande interdite 0.75 eV est utilisé pour la base des TBH GaInAs ; l'émetteur pouvant être réalisé soit en $\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$ ($E_g=1.5$ eV) ou en InP ($E_g = 1.34$ eV).

Les TBH InAlAs/InGaAs et InP/InGaAs ont fait l'objet d'études récentes [55] [56] [57], qui ont montré que ces composants, par leurs performances microondes sont comparables, sinon meilleurs que les TBH AlGaAs/GaAs. Ceci est dû d'une part, à l'utilisation pour la réalisation des couches épitaxiées, de technologies de croissance

très performantes, telles que la MBE dans le cas du TBH InAlAs/InGaAs, ou la MOMBE et la MOCVD pour le TBH InP/InGaAs [18]. D'autre part, les propriétés électroniques du GaInAs font apparaître un certain nombre d'avantage de ce matériau par rapport au GaAs. Une comparaison des paramètres de transport dans les deux matériaux est effectuée dans le tableau 1.2.

	GaAs	In _{0.53} Ga _{0.47} As
$E_g(\text{ev})$	1.42	0.75
m_e^*	0.067	0.045
$\mu_e(\text{cm}^2/\text{V.s})$	8000	13000
$\Delta E(\Gamma\text{-L})(\text{ev})$	0.3	0.55
$V_{peak}(\text{cm/s})$	2.10^7	$2.7.10^7$

Tableau 1.2 Quelques paramètres de transport dans le GaAs et le GaInAs [18]

- La masse effective des électrons est plus faible dans le GaInAs, ce qui permet une plus forte mobilité électronique : 1.6 fois plus importante que dans le GaAs et 9 fois plus que dans le silicium, d'où une résistance de base plus faible.
- La séparation de vallée Γ -L est plus importante dans le GaInAs, ce qui favorise l'extension de la zone de survitesse dans le collecteur. De ce fait, le temps de transit dans le collecteur est réduit et la réponse en fréquence améliorée.
- La vitesse de recombinaison en surface est plus faible dans le GaInAs que dans le GaAs (10^3 cm/s au lieu de 10^6 cm/s), ce qui permet d'augmenter le gain en courant.
- Le GaInAs présente une conductivité thermique de substrat plus grande que le GaAs (0.7 W.cm/K au lieu de 0.46 W.cm/K).
- Cependant, dans le GaInAs, la vitesse de saturation est plus faible que dans le GaAs ($0.8 \cdot 10^7$ cm/s au lieu de 10^7 cm/s). Ce qui peut limiter les performances en rapidité des composants de puissance.
- Par ailleurs, la faible valeur d'énergie de bande interdite dans le GaInAs conduit à de faibles tensions de claquage.

Pour pallier ce problème, il est possible d'utiliser pour la région de collecteur des matériaux de large bande interdite tels que l'InP. En effet, ce matériau présente une plus large bande interdite (1.35 eV), de plus faibles coefficients d'ionisation et une plus importante vitesse de saturation ($1.3 \cdot 10^7$ cm/s) à température ambiante [55].

Néanmoins, la formation d'une barrière d'énergie au niveau de la bande de conduction de l'hétérojonction base-collecteur risque de réduire l'efficacité de collection des électrons. D'où la nécessité d'optimiser la structure par l'utilisation d'une hétérojonction base-collecteur graduelle, afin de satisfaire le compromis : rapidité et tension de claquage élevées.

1.3.3 Les TBH SiGe

Les performances en rapidité des transistors bipolaires silicium semblent avoir atteint leurs limites physiques imposées par le compromis entre une base de faible épaisseur et de faible résistance. Les TBH SiGe offrent la possibilité de repousser ces limitations sur la même base technologique en permettant la réalisation de base fortement dopée et de faible épaisseur, tout en conservant une forte efficacité d'injection. En effet, l'addition de germanium au silicium, réduit l'énergie de bande interdite du silicium et donne un alliage $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ pouvant être utilisé comme matériau pour la base des TBH, l'émetteur étant en silicium. L'énergie de bande interdite du composé $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ varie avec le pourcentage x de germanium. Elle est donnée par la relation [58] :

$$E_g(x) = 1.12 - 0.74x \text{ (eV)} \quad (1.34)$$

Pour l'interface Si/SiGe, la discontinuité des bandes d'énergie apparaît principalement au niveau de la bande de valence, ce qui est bien approprié pour la conception de TBH NPN.

Par ailleurs, les TBH SiGe semblent intéressants puisqu'ils permettent de combiner la technologie du bipolaire silicium avec les avantages présentés par les hétérojonctions.

Cependant, le fort désaccord de maille entre le Si et le SiGe limite l'épaisseur de base, ce qui risque d'augmenter la résistance carrée de cette dernière.

D'autre part, afin d'assurer la compatibilité de la technologie des TBH SiGe avec celle des transistors bipolaires classiques au silicium, l'émetteur doit être réalisé en silicium polycristallin [17]. Les structures de TBH SiGe font actuellement l'objet de très nombreux travaux de recherche [59] [60]. La plupart de ces travaux utilise l'épitaxie par jet moléculaire comme technique de croissance d'épitaxie pour la formation de l'alliage SiGe.

Une fréquence de transition de 75 GHz a été obtenue avec un TBH Si/SiGe réalisé avec un faible pourcentage de germanium (7%) [61]. Cependant, la fréquence d'oscillation maximale était plus faible à cause d'une résistance de base élevée.

D'autres TBH SiGe réalisés en MBE et comportant des pourcentages de germanium plus élevés (20%) ont permis l'obtention de f_t et f_{max} élevées : 29 et 35 GHz [62], et 42 et 40 GHz [63]. Rosenfeld [64] a étudié les TBH $Si_{1-x}Ge_x/Si_{1-y}Ge_y/Si_{1-x}Ge_x$. Il a établi l'évolution des fréquences de coupure f_t et f_{max} en fonction de la densité de courant collecteur ainsi que des compositions x et y . Une fréquence de transition supérieure à 60 GHz et une fréquence maximale d'oscillation de 100 GHz, ont été obtenues pour les valeurs particulières de composition d'alliage $x = 0.8$ et $y = 1$.

Enfin, le matériau GaAsSb a récemment été utilisé pour la réalisation de TBH PNP AlGaAs/GaAsSb [65].

En conclusion, nous pouvons dire que pour un fonctionnement du TBH en régime de forte puissance, le système de matériaux GaInP/GaAs apparaît comme un bon compromis pour l'obtention de fortes densités de courant et de tensions de claquage collecteur-base élevées. En effet, la faible discontinuité de bande de conduction et la forte discontinuité de bande de valence, de l'hétérojonction N/P^+ GaInP/GaAs, permettent d'avoir une efficacité d'injection d'émetteur élevée.

De plus, la tension de claquage de la jonction base-collecteur peut être augmentée par l'utilisation d'un collecteur en GaInP, vu la valeur élevée de l'énergie de bande interdite du matériau GaInP.

1.4 Le TBH GaAs et les autres composants : quelques éléments de comparaison

1.4.1 Avantages du TBH GaAs par rapport au bipolaire silicium

Les avantages du TBH GaAs par rapport au bipolaire silicium se situent au niveau des performances fréquentielles. Ces avantages sont essentiellement liés à l'utilisation du matériau GaAs et à la présence de l'hétérojonction émetteur-base.

En effet, la forte mobilité des électrons dans le GaAs permet de diminuer les résistances série d'émetteur et de collecteur, et de réduire le temps de transit dans la base. Cependant, les transistors bipolaires à homojonction GaAs n'ont montré que des performances médiocres, limitées par des problèmes de technologie et de recombinaison à la jonction émetteur-base [4]. L'introduction de l'hétérojonction émetteur-base permet de s'affranchir des conditions limitatives de dopage des transistors à homojonction GaAs, et d'exploiter ainsi les performances potentielles propres au GaAs.

La réduction des résistances série d'émetteur et de collecteur, du temps de transit dans la base, ainsi que de la résistance de base et de la capacité de transition émetteur-base, permettent d'avoir pour le TBH GaAs des fréquences de transition et des fréquences maximales d'oscillation très largement supérieures à celles du bipolaire silicium. De plus, la réduction de la résistance de base offre l'avantage supplémentaire d'améliorer le facteur de bruit.

Enfin, le fort dopage de base, conjointement au faible niveau de dopage de collecteur, engendrent une faible modulation de la largeur de base.

1.4.2 Quelques éléments de comparaison entre le TBH GaAs et les transistors à effet de champ

Bien que le TBH et les transistors à effet de champ soient bien adaptés à la réalisation de fonctions microondes, il est difficile de faire une comparaison rigoureuse entre ces composants. En effet, d'une part la récente apparition du TBH fait qu'il ne

possède pas la maturité technologique des transistors à effet de champ ; d'autre part, leurs principes de fonctionnement sont différents.

En ce qui concerne les performances fréquentielles, elles sont directement reliées au temps de transit des porteurs dans la structure.

Pour le TBH qui est un composant à transport vertical, le temps de transit dans la structure est principalement contrôlé par l'épaisseur des couches actives. Les techniques d'épitaxie récentes permettent de contrôler des épaisseurs de couches très faibles (quelques milliers d'angströms) ; ce qui permet d'avoir pour le TBH des fréquences de coupure très élevées (f_i et f_{max} de l'ordre de 100 à 200 GHz), tout en conservant des dimensions microniques (1 μm - 3 μm) pour les doigts d'émetteur. Pour les TEC, le temps de transit est latéral et dépend principalement de la longueur de grille. Des fréquences de coupure identiques à celles citées ci-dessus ont été obtenues avec des HEMT de longueur de grille inférieure à 0.2 μm [17], ce qui nécessite une lithographie électronique plus complexe.

De plus fortes densités de courant peuvent être obtenues avec le TBH. En effet, de par sa structure verticale, la surface d'émetteur toute entière conduit le courant alors que dans un TEC, la zone active se réduit au canal de faible épaisseur. Le TBH délivre alors des puissances par unité de surface active, plus importantes que les TEC.

Le TBH présente une transconductance plus élevée que celle des MESFET (10 à 100 fois) du fait de la variation exponentielle de la caractéristique courant-tension, qui est en revanche linéaire ou quadratique pour les MESFET ; ce qui est intéressant pour la réalisation de circuits intégrés numériques.

Par ailleurs, le TBH est moins sensible aux radiations que le TEC ; sa surface active étant moins exposée et le sous-collecteur plus fortement dopé [17]. De plus, la contribution du bruit en $1/f$ peut être plus faible dans le TBH que dans le TEC car dans le TBH, les recombinaisons en surface sont limitées, alors que dans les FET, elles sont prépondérantes car les porteurs se déplacent entre la surface et l'interface substrat-canal.

Pour la réalisation d'amplificateurs de puissance en bande X, l'utilisation des FET est principalement limitée par deux facteurs qui sont :

- les faibles valeurs des tensions de claquage ($<20V$) ;
- la valeur élevée du courant de fuite drain-source au voisinage du pincement et la densité de courant limitée à cause du transport horizontal dans la structure.

Les nouveaux composants FET à effet de champ et à hétérojonction tels que le HFET multicanal et le DMT (Doped channel Mislike Transistor) de Texas Instrument [66-70], ainsi que les nouveaux HFET pseudomorphiques, ont amélioré les capacités des transistors à effet de champ, à véhiculer de plus fortes densités de courant. Cependant, le problème de la tension de claquage reste toujours posé ; alors que pour le TBH, en contrôlant l'épaisseur et le dopage du collecteur lors de la croissance épitaxiale, on peut obtenir des tensions d'avalanche adaptées à la réalisation d'amplificateurs de puissance en classe B et C.

Si le TBH ne peut rivaliser avec le HEMT pour les applications faible bruit, il apparaît par contre comme un sérieux rival pour les applications de puissance. S.I. Long [71] a effectué une comparaison entre le MESFET GaAs et le TBH GaAlAs/GaAs, concernant l'amplification de puissance microonde. Il a montré que le gain en puissance était plus important pour le TBH que pour le FET, mais que par contre, les impédances d'entrée étaient plus faibles et la résistance thermique plus élevée pour le TBH.

Le tableau suivant montre quelques performances d'amplificateurs de puissance utilisant des TBH et des FET.

Ref	Composant	Classe	f(GHz)	CW Puissance	G Gain	P-A eff	P densité
[72]	TBH	A	9	2.5 W	6.1 dB	39%	2 W/mm
[34]	TBH	A	7-10	5.3 W	4.6 dB	22%	2.2 W/mm
[73]	TBH	B	3	1.1 W	12.3 dB	61%	2 W/mm
[74]	FET	B	10	0.45 W	7.0 dB	61%	0.4 W/mm
[75]	FET	A	9-11	2.5 W	11 dB	33%	0.4 W/mm

Tableau 1.3 *Quelques performances d'amplificateurs de puissance avec des composants de type TBH et FET.*

Ce tableau montre que les puissances les plus élevées ont été obtenues avec des TBH. La densité de puissance des TBH peut être cinq fois plus importante que celle des FET. Cependant, ces premiers résultats semblent indiquer que les FET offrent un meilleur gain en puissance. Mais pour un même niveau de puissance de sortie, le rendement en puissance ajoutée des TBH est plus important que celui des FET. Signalons tout de même que cette comparaison n'est pas totalement significative car elle fait appel à des structures d'amplificateurs différentes. Une comparaison en densité de puissance (W/mm^2) semble plus rigoureuse. Notons aussi que la densité de puissance élevée du TBH permettra l'intégration de composants sur de plus faibles surfaces de GaAs si les problèmes thermiques sont maîtrisés.

Il apparaît donc que l'étude des performances potentielles des TBH doit être continuée et améliorée.

1.4.3 Quelques performances du TBH utilisé en amplificateur de puissance en bande X

Les fortes densités de courant et les tensions de claquage élevées rendent le TBH extrêmement attractif pour les applications en forte puissance et en amplificateur classe B. Sheng et al de Rockwell [76] ont publié en 1987 une puissance de sortie de 0.4W à 10 GHz avec un TBH GaAlAs/GaAs de longueur de doigt d'émetteur 100 μm . Le rendement de puissance ajoutée était de 48% avec 7 dB de gain en puissance. La tension de claquage était supérieure à 23V avec 0.7 μm d'épaisseur de collecteur dopé entre $3 \cdot 10^{22}$ et $6 \cdot 10^{22} \text{ m}^{-3}$. Le f_t était de 60 GHz et le f_{max} de 120 GHz.

Au même moment, Texas Instrument [77] obtenait une puissance de sortie de 0.14W à 10 GHz avec un rendement de puissance ajoutée de 40% et un gain en puissance de 6 dB. La densité de puissance était de 2.3 W/mm (longueur de doigt d'émetteur : 60 μm).

Plus récemment, Wang [78] a obtenu un rendement de puissance ajoutée de 48.5% avec un gain associé de 6.2 dB et 0.17W de puissance de sortie à 10 GHz en montage émetteur commun. Le TBH monté en base commune a obtenu des performances plus importantes à 18 GHz avec 0.36W de puissance de sortie associée à 11.4 dB de gain en puissance et 43% de rendement en puissance ajoutée.

La première intégration de TBH a été réalisée par Texas Instrument en 1989 [72] par la réalisation de deux amplificateurs classe A. Le premier amplificateur a produit une puissance de sortie de 1W CW à 9 GHz, avec 5.8 dB de gain et 40% de rendement de puissance ajoutée. Les dimensions de cette puce monolithique sont : 1.9 mm × 0.7 mm. Le second amplificateur a produit 2.5W CW de puissance de sortie à 8 GHz, avec un gain de 6.1 dB et 39% de rendement de puissance ajoutée. Les deux amplificateurs ont une largeur de bande de 10%. Une puissance de sortie de 5.3W CW a été obtenue en réalisant une connexion parallèle des deux puces monolithiques, avec 4.3 dB de gain et 33% de rendement de puissance ajoutée.

D'autres performances ont été obtenues avec des TBH multidoigts à 10 GHz, comme le montre le tableau suivant [79] :

Nbre de doigt d'émetteur	Puissance de sortie (mW)	Densité de puissance W/mm	Gain dB	Rendement de puissance ajoutée %
5	300	3.0	6.1	38
10	750	3.8	5.2	31
20	1435	3.6	6.0	31
40	2432	3.1	5.8	30

Tableau 1.4 Quelques performances en amplification de puissance obtenues avec des TBH.

Cette rapide comparaison a fait apparaître que le TBH présente une densité de puissance supérieure à celle des FET ; mais que son avantage réel, quant au gain en puissance et rendement en puissance ajoutée, reste encore à être confirmé.

Bibliographie Chapitre 1

- [1] D.G. HILL, T.S. KIM and H.Q. TSEING
"X-band power AlGaAs/InGaAs PNP HBT's"
IEEE Electron Device Letters, Vol. 14, No. 4, pp. 185-187, 1993.
- [2] J.A. HUTCHBY
"High-performance PNP AlGaAs/GaAs heterojunction bipolar transistors : a theoretical analysis"
IEEE Electron Device Letters, Vol. EDL-7, pp. 108-111, 1986.
- [3] B. BAYRAKTAROGLU, N. CAMILLERI and S.A. LAMBERT
"Microwave performances of NPN and PNP AlGaAs/GaAs heterojunction bipolar transistors"
IEEE Trans. Microwave Theory tech., Vol. 36, pp. 1869-1873, 1988.
- [4] D. ANKRI
"Etude et réalisation de transistors bipolaires à hétérojonction GaAlAs/GaAs"
Thèse de Docteur Ingénieur Paris VI, 1980.
- [5] A.G. MILNES, D.L. FEUCHT
"Heterojunctions and metal-semiconductor junctions"
New-York : Academic Press, 1972.
- [6] B. BAYRAKTAROGLU, J. BARRETTE, L. KEHIAS, C.I. HUANG, R FITCH, R. NEIDHARD and R. SCHERER
"Very high-power-density CW operation of GaAs/AlGaAs microwave heterojunction bipolar transistors"
IEEE Electron Device Letters, Vol. 14, No. 10 pp. 493-495, 1993.
- [7] H.R. CHEN, C.Y. CHANG, K.L. TSAI, J.S. TSANG and C.P. LEE
"Novel AlGaAs/GaAs heterojunction bipolar transistors fabricated by two stage molecular beam epitaxy"
Solid-State Electronics, Vol. 36, No. 4, pp. 485-487, 1993.

- [8] P.M. ENQUIST, D.B. SLATER, J.A. HUTCHBY, A.S. MORRIS and R.J. TREW
"Self aligned AlGaAs/GaAs HBT with selectively regrown OMVPE emitter"
IEEE Electron Devices Letters, Vol. 14, No. 6, pp. 295-297, 1993.
- [9] W.C. LIU, D.F. GUO and W.S. LOUR
"AlGaAs/GaAs double-heterostructure-Emitter bipolar transistor (DHEBT)"
IEEE Trans. Electron Devices, Vol. 39, No. 12, pp. 2740-2743, 1992.
- [10] G.B. GAO, H. MORKOÇ and M.C.F. CHANG
"Heterojunction bipolar transistor design for power applications"
IEEE Trans. Electron Devices, Vol. 39, No. 9, pp. 1987-1993, 1992
- [11] W. LIU, D. COSTA and J.S. HARRIS
"Current gain of graded AlGaAs/GaAs heterojunction bipolar transistors with and without a base quasi-electric field"
IEEE Trans. Electron Devices, Vol. 39, No. 11, pp. 2422-2429, 1992.
- [12] E.M. AZOFF
"Energy transport numerical simulation of graded AlGaAs/GaAs heterojunction bipolar transistors"
IEEE Trans. Electron Devices, Vol. 36, No. 4, pp. 609-616, 1989.
- [13] J.J. CHEN, G.B. GAO, J.I. CHYI and H. MORKOÇ
"Breakdown behavior of GaAs/AlGaAs HBT's"
IEEE Trans. Electron Devices, Vol. 36, No. 10, pp. 2165-2171, 1989.
- [14] J.C. DEJAEGER
"Structures à hétérojonctions pour la conception de diodes à avalanche et temps de transit à très haut rendement"
Thèse de Doctorat d'Etat, Lille, 1985.
- [15] R.L. ANDERSON
"Germanium/Gallium-Arsenide heterojunction"
IBM R. Res et develop. Vol. 4, pp. 283-287, 1960.

- [16] H.C. CASEY, M.B. PANISH
"Heterostructure lasers, part A"
Quantum Electronics- Academic Press, 1978.
- [17] R. MEZUI-MINTSA
"Conception, Réalisation et caractérisation des amplificateurs de puissance en technologie bipolaire à hétérojonction GaAlAs/GaAs"
Thèse de Doctorat de l'Université, Limoges, 1992.
- [18] S.M. SZE
"High speed semiconductor devices"
1990.
- [19] J.L. LIEVIN
"Epitaxie par jets moléculaires d'hétérostructures GaAlAs/GaAs pour transistors et circuits intégrés bipolaires"
Thèse de Doctorat de l'Université de Paris XI, 1986.
- [20] A. MARTY
"Propriétés statiques et dynamiques d'un transistor bipolaire à collecteur réalisé par implantation haute énergie développé en technologie VLSI CMOS"
Thèse de Doctorat de l'Université, Toulouse, 1992.
- [21] Y. DRUELLE
"Contribution à la compréhension de fonctionnements particuliers du transistor bipolaire en hyperfréquences"
Thèse de Doctorat d'Etat, Lille, 1985.
- [22] G. REY, J.P. BAILBE
"Some aspects of current gain variations in bipolar transistors"
Solid-State Electronics, 17, 1045, 1974.
- [23] S.M. SZE
"Physics of semiconductor Devices"
Wiley International Edition, 1969.
- [24] J. CHEN, G.B. GAO, H. MORKOÇ
"Thermal dependence of HBT high-frequency performance"
Electronics Letters, No.No. 21, Vol. 26, pp. 1770-1772, 1990.

- [25] G.B. GAO, M.Z. WANG, X. GUI, H. MORKOÇ
"Thermal design studies of high power heterojunction bipolar transistors"
IEEE Trans. Electron Devices, Vol. 36, No. 5, pp. 854-863, 1989.
- [26] R.H. WINKLER
"Thermal properties of high power transistors"
IEEE Trans. Electron Devices, Vol. ED-14, pp. 260-264, 1967.
- [27] M.G. ADLERSTEIN, M.P. ZAITLIN
"Thermal resistance measurements for AlGaAs/GaAs heterojunction bipolar transistors"
IEEE Trans. Electron Devices, Vol. 38, pp. 1553-1554, 1991.
- [28] J.R. WALDROP, K.C. WANG and P.M. ASBECK
"Determination of junction temperature in AlGaAs/GaAs heterojunction bipolar transistors by electrical measurements"
IEEE Trans. Electron Devices, Vol. 39, pp. 1248-1250, 1992.
- [29] M.E. CHENEY, R.C. FITCH, G.D. ROBINSON, C.I. HUANG and R.A. NEIDHARD
"Electrical and thermal characteristics of heterojunction bipolar transistors fabricated on peeled film epitaxial layers"
In Proc. Conf. on advanced concepts in high speed semiconductor devices and circuits, pp. 334-337, 1991.
- [30] D.E. DAWSON, A.K. GUBTA and M.L. SALIB
"CW Measurement of HBT thermal resistance"
IEEE Trans. Electron Devices, Vol. 39, pp. 2235-2239, 1992.
- [31] L.L. LIOU, J.L. EBEL and C.I. HUANG
"Thermal effects on the characteristics of AlGaAs/GaAs heterojunction bipolar transistors using two-dimensional numerical simulation"
IEEE Trans. Electron Devices, Vol. 40, No. 1, pp. 35-43, 1993.
- [32] THOMSON LCR
"Amplificateur MMIC de puissance à haut rendement électrique en technologie bipolaire AsGa pour application en bande X"
Rapport trimestriel de contrat, Mai 1993.

- [33] D. NAVON, E. MILLER
"Thermal instability in power transistor structures"
Solid-State Electronics, Vol. 13, pp. 981-991, 1970.
- [34] B. BAYRAKTAROGLU and al.
IEEE MTT-S Digest, 43, 1990.
- [35] G. DUGGAN
"A Critical review of heterojunction band offsets"
J. VAC. SCI, Technol., B 3(4), pp. 1224-1230, 1985.
- [36] M.H. MEYNADIER, C. DELANDE, G. BOSTARD, M. VOOS, F. ALEXANDRE, J.L. LIEVIN
"Size quantization and band offset deter in GaAlAs separate confinement heterostructures"
Phys. Rev. B 31, p. 5589, 1985.
- [37] S. ADACHI
"Material parameters of $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_y\text{P}_{1-y}$ and related binaries"
J. Appl. Phys. 53 (12), pp. 8775-8792, 1982.
- [38] M.A. LITTLEJOHN, J.R. HAUSER and T.H. GLISSON
"Velocity-field characteristics of $\text{Ga}_{1-x}\text{In}_x\text{P}_{1-y}\text{As}_y$ quaternary alloys"
Appl. Phys. Letters, Vol. 30, No. 5, pp. 242-244, 1977.
- [39] R. CHIN, N. HOLONYAK, S.W. KIRCHHOEFER, R.M. KOLBAS and E.A. REZEK
"Determination of the valence band discontinuity of $\text{InP-In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{P}_{1-x}\text{As}_y$ ($x \sim 0.13$, $y \sim 0.29$) by quantum well luminexcence"
Appl. Phys. Letters 34(12), pp. 862-863, 1979.
- [40] P.K. BHATTACHARYA, J.W. KU
"Effect of alloy clustering on the high temperature electron mobility in $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_y\text{P}_{1-y}$ "
J. Appl. Phys. 58(3), pp. 1410-1411, 1985.
- [41] H. KROEMER
"Heterostructure bipolar transistors : what should we build ?"
J. Vac. Sci. Technol. B., Vol. 1, pp. 126-130, 1983.

- [42] M.J. MONDRY and H. KROEMER
"Heterojunction bipolar transistor using a GaInP emitter on a GaAs base, grown by molecular beam epitaxy"
IEEE Trans. Electron Devices, Vol. EDL-6, pp. 175-177, 1985.
- [43] T. KOBAYASKI, T. TAIRA, F. NAKAMURA and H. KAMAI
"Band lineup for a GaInP/GaAs heterojunction measured by a high gain NPN heterojunction bipolar transistor grown by metalorganic chemical vapor deposition"
J. Appl. Phys. Vol. 65, pp. 4898-4902, 1989.
- [44] M. RAZEGHI and al.
"High performance GaAs/GaInP heterostructure bipolar transistor grown by low-pressure metal-organic chemical vapour deposition"
Semicond. Sci. Technol. Vol. 5, pp. 278-280, 1990.
- [45] F. ALEXANDRE, J.L. BENCHIMOL, J. DANGLO, C. DUBON CHEVALLIER, V. AMARGER
"Heavily doped base GaInP/GaAs heterojunction bipolar transistor grown by chemical beam epitaxy"
Electron. Lett. Vol. 26, pp. 1753-1755, 1990.
- [46] S.S. LU, C.C. HUANG
"High current gain Ga_{0.51}In_{0.49}P/GaAs heterojunction bipolar transistor grown by Gas-source molecular beam epitaxy"
IEEE Trans. Electron Devices, Vol. 13, pp. 214-216, 1993.
- [47] THOMSON LCR
"MMIC de puissance à haut rendement électrique, en technologie bipolaire AsGa pour application en bande X"
IEPG-TA1 CTP 1-8-2, Rapport de contrat, 1992.
- [48] M.A. RAO, E.J. CAINE, H. KROEMER, S.I. LONG and D.I. BABIC
"Determination of valence and conduction-band discontinuities at the GaInP/GaAs heterojunction by C.V profiling"
J. Appl. Phys, Vol. 63, pp. 643-649, 1987.

- [49] W. LIU and S.K. FAN
"Near -ideal I-V Characteristics of GaInP/GaAs heterojunction bipolar transistors"
IEEE Trans. Electron Devices, Vol. 13, pp. 510-512, 1992.
- [50] S. DELAGE and al.
"First microwave characterization of LP-MOCVD grown GaInP/GaAs self-aligned HBT"
Electron Lett., Vol. 27, pp. 253-254, 1991.
- [51] P. ZWICKNAGL and al.
"High speed non-selfaligned GaInP/GaAs TEBT"
Electron Letter, Vol. 28, pp. 327-328, 1992.
- [52] W. LIU, S.K. FAN, T. HENDERSON, D. DAVITO
"Microwave performance of a self-aligned GaInP/GaAs heterojunction bipolar transistor"
IEEE Trans. Electron Devices, Vol. 14, 1993.
- [53] D. COSTA, J. HARRIS
"Low-frequency noise properties of NPN AlGaAs/GaAs heterojunction bipolar transistors"
IEEE Trans. Electron Devices, Vol. 39, pp. 2383-2394, 1992.
- [54] W. LIU, E. BEAM, T. HENDERSON, S.K. FAN
"Extrinsic base surface passivation in GaInP/GaAs heterojunction bipolar transistors"
IEEE Trans. Electron Devices, Vol. 14, pp. 301-303, 1993.
- [55] H.F. CHAU, D. PAVLIDIS, J. HU, K. TOMIZAWA
"Breakdown speed consideration in InP/InGaAs single and double heterostructure bipolar transistors"
IEEE Trans. Electron Devices, Vol. 40, pp. 2-8, 1993.
- [56] T. MAKIMOTO, K. KURISHIMA, T. KOBAYASHI, T. ISCHIBASHI
"InP/InGaAs double heterojunction bipolar transistors grown on Si"
Japanese Journal of applied physics, Vol. 30, pp. 3815-3817, 1991.

- [57] J. HU, D. PAVLIDIS, K. TOMIZAWA
"Monte-Carlo studies of the effect of emitter junction grading on the electron transport in InAlAs/InGaAs heterojunction bipolar transistors"
IEEE Trans. Electron Devices, Vol. 39, pp. 1273-1281, 1992.
- [58] B. PEJCINOVIC, L.E. KAY, T.W. TANG, D.H. NAVON
"Numerical simulation and comparison of Si BJT's and $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ HBT's"
IEEE Trans. Electron Devices, Vol. 36, pp. 2139-2137, 1989.
- [59] G.L. PATTON, S.S. IYER, S.L. DELAGE, S. TIWARI, J.M.C. STORK
"Silicon germanium base heterojunction bipolar transistors by molecular beam epitaxy"
IEEE Electron Dev. Lett., 9,165,1988.
- [60] H. TEMKIN, J.C. BEAM, A. ANTREASYAN, R. LEIBENGUTH
" $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}$ strained-layer heterostructure bipolar transistors"
Appl. Phys. Lett., 52, 1089, 1988.
- [61] G.L. PATTON and al.
"75 GHz f_t SiGe-base HBT's"
IEEE Electron devices Letters, Vol. 11, p. 171, 1990.
- [62] J.C. STURM, E.J. PRINZ, C.W. MAGEE
"Graded-base Si/SiGe/Si heterojunction bipolar transistors grown by rapid thermal CVD with near-ideal electrical characteristics"
IEEE Electron devices Letters, Vol. 12, p. 303, 1991.
- [63] A. GRUHLE, H. KIBBEL, U. KONIG, U. ERBEN, E. KASPER
"MBE-Grown Si/SiGe HBT's with high β , f_t and f_{\max} "
IEEE Electron devices Letters, Vol. 13, pp. 206,208, 1992.
- [64] D. ROSENFELD, S.A. ALTEROVITZ
"High frequency performance of $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x/\text{Si}_{1-y}\text{Ge}_y/\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ "
Electronics Letters, Vol. 29, No.No.3, pp. 260-261, 1993.
- [65] K.I. ANASTASIOU
"GaAsSb for heterjunction bipolar transistors"
IEEE Trans. Electron Devices, Vol. 40, No. 5, pp. 878-884, 1993.
- [66] P. SAUNIER and al.
IEEE Electron Devices, EDL-7, 503, 1986.

- [67] B. KIM and al.
EEE Electron Devices, EDL-7, 638, 1987.
- [68] B. BONTE
"Transistor à effet de champ à hétérojonction iAlGaAs/nGaAs, à grille isolée et canal dopé (DMT).
Analyse du fonctionnement et optimisation technologique.
Application à l'amplification de puissance microonde"
Thèse de Doctorat de l'Université, Lille, 1990.
- [69] F. TEMCAMANI, B. BONTE, Y. CROSNIER, G. SALMER
"Modelling and comparison of optimal AlGaAs DMT's and multichannel Hemt's for power amplification"
Annales de télécoms, 45, No. 3-4, 1990.
- [70] B. BONTE, A. AMAIRI, Y. CROSNIER, G. SALMER
"AlGaAs/GaAs power MISFET with 0.5 W/mm at 30 GHz."
Microwave and optical technology letters, Vol. 4, pp. 289-291, 1991.
- [71] S.I. LONG
"A comparison of the GaAs MESFET and the AlGaAs/GaAs heterojunction bipolar transistor for power microwave amplification"
IEEE Electron devices Letters, Vol. 36, No. 7, pp. 1274-1278, 1989.
- [72] B. BAYRAKTAROGLU and al.
IEEE GaAs Ic symp., 271, 1989.
- [73] M.A. KHATIBZADEH and al.
IEEE MTT-S digest, 993, 1990.
- [74] M.A. KHATIBZADEH and al.
IEEE MTT-S digest, 989, 1990.
- [75] V.D. HWAND and al.
IEEE MTT-S digest, 39, 1990.
- [76] N.H. SHENG and al.
IEEE IEDM 619, 1987.
- [77] B. BAYRAKTAROGLU and al.
IEEE conf. (1987), Conell, USA.

- [78] N.L. WANG and al.
IEEE MTT-S digest, 997, 1990.
- [79] THOMSON, DAIMLER BENZ
"Proposal for microwave power transistors"
Programme Européen IEPG TA1/RFP8

Chapitre 2

Modélisation analytique et physique du TBH

Chapitre 2

Modélisation analytique et physique du TBH

2.1 Introduction

Actuellement, vu le degré d'évolution des moyens de calcul, la simulation numérique constitue un outil précieux pour l'étude des phénomènes physiques complexes régissant le fonctionnement des composants semiconducteurs. L'optimisation des performances potentielles des composants, pour une application particulière, nécessite l'utilisation de modèles physiques de plus en plus rigoureux. En effet, d'une part, la réduction des longueurs des zones actives conduit à considérer que le déplacement de porteurs s'effectue dans des conditions de transport non-stationnaire ; d'autre part, compte tenu des progrès technologiques réalisés à ce jour, une simulation précise de composants doit prendre en considération les effets de géométrie, d'où la nécessité d'une modélisation bidimensionnelle.

De plus, ces modèles physiques doivent nécessiter des temps de simulation raisonnables, pour permettre une exploitation systématique, ceci dans le but de prévoir la structure optimale du composant, sans pour cela nécessiter de multiples réalisations technologiques très onéreuses.

Dans la première partie de ce chapitre, nous présentons une adaptation d'un modèle analytique déjà existant au laboratoire [1]. Nous l'avons utilisé principalement pour quantifier l'importance de l'effet de défocalisation dans les nouvelles structures de TBH GaInP/GaAs à très fort dopage de base, en régime de fonctionnement classe C, à une fréquence de 10 GHz.

La deuxième partie de ce chapitre est consacrée à la description des modèles physiques semiconducteurs utilisés dans notre étude. Nous expliquons le choix du modèle semiconducteur, qui sera utilisé soit pour des simulations bidimensionnelles soit dans une version plus simple pour des exploitations systématiques limitées à la direction principale des structures à transport vertical.

2.2 Modèle analytique utilisé pour l'étude de l'effet de défocalisation en régime dynamique à forte injection

2.2.1 Introduction

Le transistor bipolaire à hétérojonction (TBH) est un composant bien adapté au fonctionnement à forte puissance, en raison de sa forte densité potentielle de courant. Cependant, l'utilisation de ce composant se heurte à un phénomène limitatif fondamental qui est la défocalisation du courant d'émetteur. En effet, le courant base qui circule transversalement dans un transistor bipolaire plan illustré figure 2.1, crée une chute de tension tout au long de la zone de base en raison de la résistivité et de la faible épaisseur de celle-ci. De ce fait, comme nous l'avons déjà mentionné, la polarisation effective de la jonction émetteur-base n'est plus uniforme et la densité de courant varie fortement du bord au centre de l'émetteur.

Le phénomène de défocalisation a fait l'objet de nombreux travaux en régime statique. Citons particulièrement ceux de Rey [2] qui a développé les premières études théoriques de ce phénomène.

En régime dynamique, des études préliminaires ont été réalisées au laboratoire par Y. Druelle [1] sur des structures de transistor bipolaire silicium, étendues ensuite au cas particulier des TBH GaAlAs/GaAs, en classe C. Le problème posé est le suivant : vu les forts niveaux de dopage de base rencontrés dans les TBH, la résistance de base ainsi que la capacité de transition émetteur-base diminuent dans des proportions considérables (cf chapitre 1). Il est donc judicieux de se demander si cet effet de défocalisation reste un effet limitatif important pour ce composant en régime de forte injection. Nous étudierons plus particulièrement l'influence de cet effet sur les structures récentes de TBH GaInP/GaAs à faible discontinuité de bande de conduction et à forte discontinuité de bande de valence.

2.2.2 Description du schéma électrique équivalent

La figure 2.1 représente une coupe schématique d'un transistor bipolaire, de géométrie rectangulaire. On distingue une zone active de largeur W siège de l'effet transistor, située sous la métallisation d'émetteur et une zone passive située de part et d'autre, permettant l'accès aux électrodes de base. On définit un axe (oy) dans le sens longitudinal, et un axe (ox) dirigé transversalement.

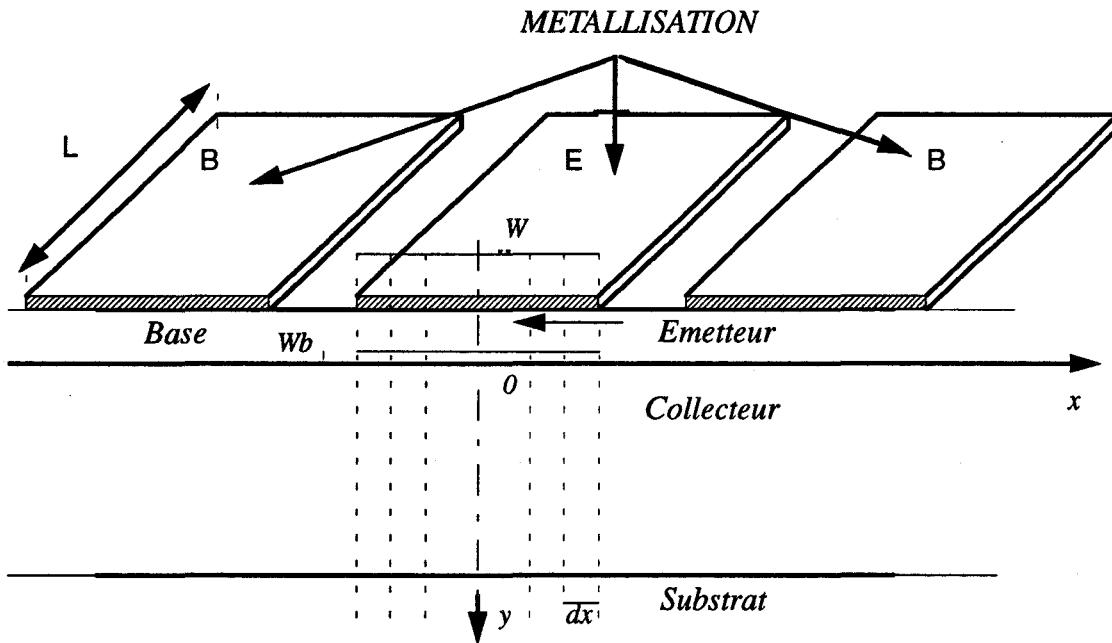


Figure 2.1 Coupe d'un transistor bipolaire élémentaire.

La modélisation utilisée est dérivée de celle proposée par Rey [2] [3], qui suppose que le courant particulaire total qui circule dans le sens longitudinal du transistor est réparti en n tranches de courant indépendantes parallèles à l'axe (oy) et de largeur dx (figure 2.1).

Chaque tranche est assimilée à un transistor élémentaire, dans lequel les phénomènes de transport sont supposés unidimensionnels. On schématise la zone active par une distribution de transistors élémentaires, séparés les uns des autres par une résistance $r \cdot dx$ (figure 2.2), où r représente la résistance latérale totale de la base dans la zone active, par unité de largeur.

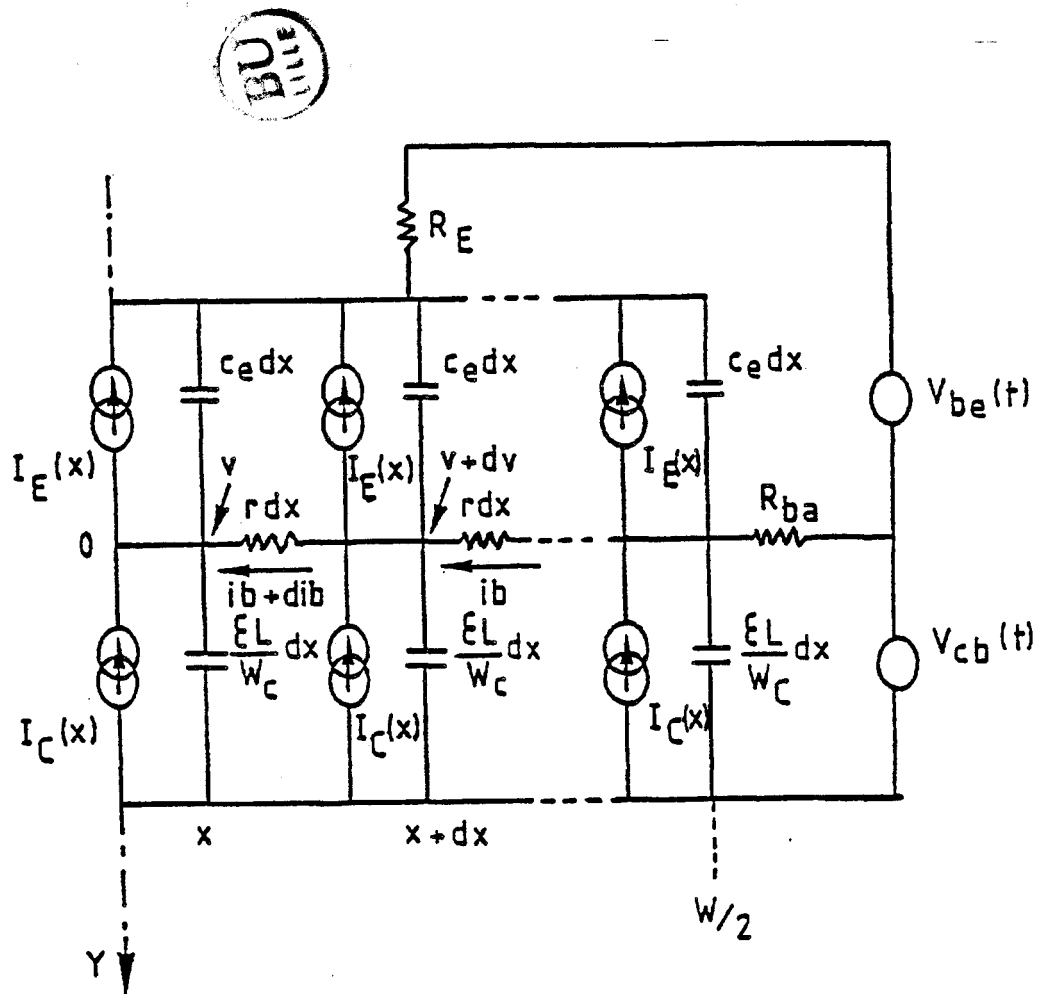


Figure 2.2 Schéma électrique équivalent du transistor bipolaire en régime dynamique sous un demi doigt d'émetteur.

Chaque transistor élémentaire est décrit par le modèle d'Ebers et Moll. En régime dynamique, il convient de prendre en compte les courants de déplacement en introduisant dans le schéma équivalent de la structure les capacités de transition des deux jonctions émetteur-base et base-collecteur (figure 2.2). Par raison de symétrie, il est possible de limiter l'analyse des phénomènes bidimensionnels de la base, à la demi-zone comprise entre l'axe (oy) et la droite d'abscisse $W/2$. Par ailleurs, compte tenu de la très grande dimension latérale de la zone active par rapport à l'épaisseur de la base, il est également possible de négliger la chute de tension dans le sens longitudinal du transistor dans cette zone, par rapport à la chute de tension transversale et donc de se limiter à une résolution des équations suivant une seule dimension.

Il convient néanmoins de préciser les différentes hypothèses prises en compte pour définir les éléments du schéma équivalent :

a - Générateur de courant émetteur :

Le générateur de courant émetteur d'une tranche élémentaire de largeur dx est défini par la relation :

$$I_e(x,t) = J_e(x,t) \cdot L \cdot dx \quad (2.1)$$

où L est la longueur du doigt d'émetteur, dx est la largeur de la tranche de courant et $J_e(x,t)$ la densité de courant particulière dépendant du temps et de la localisation x dans la base. Elle est définie par [4] :

$$J_e(x,t) = J_o \left[\exp\left(\frac{qV(x,t)}{kT}\right) - 1 \right] \quad (2.2)$$

où J_o représente la densité de courant de saturation de la jonction émetteur-base.

b - Générateur de courant collecteur :

En régime de fonctionnement classe C, le courant collecteur est non-linéaire comme indiqué figure 2.3. Il est donc indispensable de prendre en compte le temps de transit des porteurs dans la zone désertée de la jonction base-collecteur. La densité de courant collecteur induit dans le circuit extérieur par le transit des porteurs est alors obtenue par application du théorème de Ramo-Schockley [5], et s'exprime par :

$$J_c(x,t) = \int_0^{w_c} J_e \left[x, \left(t - \frac{y}{V_s} \right) \right] dy \quad (2.3)$$

où w_c est l'épaisseur de la zone désertée de collecteur et V_s la vitesse de saturation des porteurs (en effet, nous supposons que les électrons se déplacent à une vitesse proche de la vitesse de saturation, dans la zone désertée de collecteur).

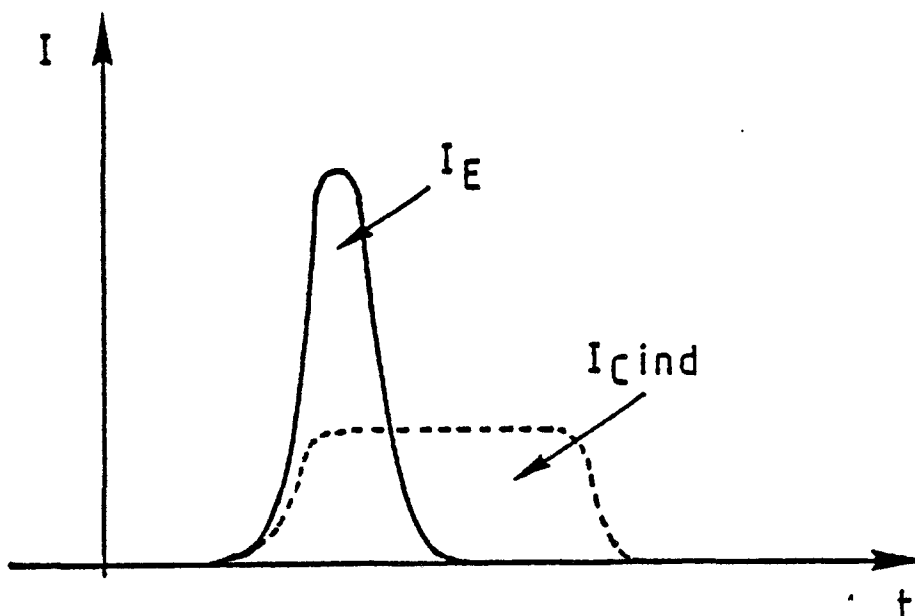


Figure 2.3 Allure du courant émetteur injecté et du courant collecteur extérieur correspondant.

c - Courant de déplacement collecteur :

Aux courants particuliers émetteur et collecteur établis précédemment, il convient d'ajouter les courants de déplacement relatifs aux jonctions émetteur-base et base-collecteur.

En supposant que le champ électrique dans le collecteur n'a qu'une composante suivant la direction (oy) et que la longueur de la zone désertée de collecteur est constante en fonction du temps, l'expression du courant de déplacement collecteur, pour un transistor élémentaire s'établit classiquement suivant l'expression :

$$I_{dc}(t) = \frac{\epsilon L}{W_c} \cdot \frac{dV_{cb}(t)}{dt} \quad (2.4)$$

où L est la longueur de l'émetteur.

W_c est l'épaisseur de la zone désertée de collecteur.

$V_{cb}(t)$ est la tension extérieure collecteur-base.

d - Courant de déplacement émetteur-base :

Nous rappelons pour un TBH l'expression de la capacité de transition de la jonction émetteur-base : (cf chapitre 1)

$$C_{TE} = S \left[\frac{q \cdot \epsilon \cdot N_E}{2(\Phi - V_{BE})} \right]^{1/2} \quad (2.5)$$

Pour un transistor élémentaire, la capacité correspondante est donc :

$$C_e = \frac{C_{TE}}{W} \quad (2.6)$$

où W est la largeur du doigt d'émetteur.

L'expression du courant de déplacement émetteur-base pour un transistor élémentaire est alors donnée par :

$$I_{de}(t) = C_e \cdot \frac{dV(x,t)}{dt} \quad (2.7)$$

e - Résistance de base :

La résistance de base, correspondant au transport transversal des porteurs, s'exprime par la relation :

$$R_b = R_{b\Box} \cdot \frac{W}{L} \quad (2.8)$$

où $R_{b\Box}$ est la résistance par carré définie par :

$$R_{b\Box} = \frac{1}{q \cdot \mu_t \cdot N_b \cdot W_b} \quad (2.9)$$

avec : W_b : épaisseur de base.

N_b : dopage de la zone de base.

μ_t : mobilité des trous dans le matériau constituant la base.

La résistance de base séparant chaque transistor élémentaire du schéma équivalent s'exprime par la relation :

$$r \cdot dx = \frac{R_b}{W} \cdot dx \quad (2.10)$$

2.2.3 Equations mathématiques du modèle

En appliquant les lois de Kirchoff en chaque noeud du réseau, les relations liant la tension locale $V(x,t)$ et les courants s'écrivent :

- $\frac{dV}{dx} = r \cdot i_b$
- $\frac{di_b}{dx} = L(J_e(x,t) - J_c(x,t)) + C_e \cdot \frac{dV(x,t)}{dt} - \frac{\epsilon \cdot L}{W_c} \cdot \frac{dV_{cb}(t)}{dt}$

En éliminant i_b entre ces deux relations, il vient une équation différentielle du second ordre qui exprime les variations spatio-temporelles de la tension locale base-émetteur :

$$\frac{d^2V}{dx^2} = r \left\{ L [J_e(x,t) - J_c(x,t)] + C_e \cdot \frac{dV(x,t)}{dt} - \frac{\epsilon \cdot L}{W_c} \cdot \frac{dV_{cb}(t)}{dt} \right\} \quad (2.11)$$

Les conditions aux limites associées à cette équation sont les suivantes :

- au bord du doigt d'émetteur, la tension locale est égale à la tension extérieure appliquée soit à :

$$x = \frac{W}{2} \quad V\left(\frac{W}{2}, t\right) = V_{be}(t) \quad (2.12)$$

- au centre du doigt d'émetteur, la symétrie de la zone active de base impose la continuité de la tension locale soit en :

$$x = 0, \quad \frac{dV(x,t)}{dx} = 0 \quad (2.13)$$

La résolution de cette équation, après passage aux différences finies s'effectue par la méthode du double balayage [6].

La résolution numérique de cette équation qui régit les variations spatio-temporelles de la tension locale dans la base, établie à partir du schéma équivalent de la zone active, permet une description approchée mais réaliste du comportement bidimensionnel des grandeurs électriques dans la base du TBH (ou d'un transistor bipolaire de manière générale) en régime dynamique, pour une classe de fonctionnement déterminée.

Ce modèle analytique sera exploité chapitre quatre pour la prédiction de l'influence de l'effet de défocalisation en régime de forte puissance et permettra une première estimation des performances potentielles des TBH GaInP/GaAs pour une topologie sensiblement optimale du doigt d'émetteur.

2.3 Modèles physiques développés pour l'étude du TBH en régime statique non-stationnaire

La prédiction et l'optimisation des performances utiles des composants semi-conducteurs nécessitent une description précise et rigoureuse des phénomènes physiques qui caractérisent le comportement du composant. D'où l'intérêt de disposer d'un modèle aussi complet que possible pour décrire finement la dynamique des porteurs.

Nous décrivons dans cette partie l'approche suivie pour la mise en oeuvre de modèles physiques du TBH en vue d'une résolution numérique. Ces modèles ont été développés sur la base de l'acquis de l'équipe millimétrique du DHS, avec le souci d'une description précise des phénomènes de transport électronique tout en préservant des temps de calculs raisonnables, permettant une exploitation systématique.

2.3.1 Choix du modèle semiconducteur

2.3.1.1 Le modèle général

La dynamique électronique à l'intérieur d'un composant semiconducteur peut être décrite par la solution de l'équation générale de transport de Boltzmann :

$$\frac{\partial f}{\partial t} + q \cdot \frac{\vec{E}}{\hbar} \cdot \overrightarrow{\text{grad}}_k \cdot f + \nabla \cdot \overrightarrow{\text{grad}}_r \cdot f = \left(\frac{\partial f}{\partial t} \right)_c \quad (2.14)$$

Cette équation décrit l'évolution de la fonction de distribution f ou probabilité de présence d'une particule au point (\vec{r}, \vec{k}) , de l'espace des phases à l'instant t .

Il existe principalement deux types de méthodes pour résoudre cette équation :

- les méthodes de résolution microscopique, basées sur une description du déplacement stochastique des porteurs dans l'espace réciproque [7] ou dans l'espace réel [8-11] ;
- les méthodes de résolution macroscopique basées sur l'intégration de l'équation de Boltzmann dans l'espace réciproque avec l'approximation des temps de relaxation [12-15] ;

Notre modèle est issu du second type de méthodes. En effet, si les premières méthodes permettent une description plus rigoureuse des phénomènes physiques fondamentaux intervenant dans le volume du semiconducteur, elles nécessitent cependant des temps de simulation importants. Ce problème est de plus accentué par le fait que nous avons à considérer pour le TBH une dynamique électronique bipolaire, et de très forts gradients de concentration typiquement de (10^6 à 10^{20} cm^{-3}). La méthode de résolution macroscopique choisie nous conduit à un système d'équations macroscopiques, qui traduisent pour chaque type de porteurs de charge, la conservation :

- du nombre de porteurs libres ;
- de la quantité de mouvement ;
- de l'énergie totale moyenne.

Ce système est ensuite couplé à l'équation de Poisson.

Nous prenons de plus en compte la génération des porteurs par ionisation par choc et surtout leur recombinaison de type Schockley-Read-Hall (SRH), Auger et radiative.

En effet, les phénomènes de recombinaison jouent un rôle prédominant dans la détermination des performances d'un transistor bipolaire, notamment en ce qui concerne le calcul du gain en courant. De plus, cet effet de recombinaison est beaucoup plus sensible dans les TBH GaAs que dans les transistors bipolaires classiques au silicium, tant au niveau de la recombinaison dans les zones de charge d'espace que de la recombinaison dans les zones quasi-neutres ou les zones exposées en surface. En effet, dans le GaAs, les durées de vie des porteurs sont plus faibles et les vitesses de recombinaison en surface plus importantes que dans le silicium.

Par ailleurs, dans le cas de faibles et moyens niveaux de dopage, la recombinaison dans les zones quasi-neutres et de charge d'espace, est essentiellement due aux centres recombinants profonds : recombinaison de type SRH. Par contre, dans le cas de forts niveaux de dopage, les recombinaisons de type Auger ou radiative prennent une importance croissante. Leur contribution au processus de recombinaison devient significative pour des concentrations en impuretés supérieures à 10^{23} at/m^3 . Ce niveau de dopage est typiquement celui rencontré dans les zones d'émetteur et de base des TBH. D'où la nécessité de prendre en compte les trois formes de recombinaison en volume.

Le système général d'équations macroscopiques obtenu comprend, pour les deux types de porteurs, les équations de conservation du nombre de particules, les équations de conservation de l'énergie totale moyenne, les équations de conservation de la quantité de mouvement et l'équation de Poisson. Il est donné ci-dessous :

- **Equations de continuité.**

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \text{div}(-n \cdot \vec{V}_n) + g - u \quad (2.15)$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} = \text{div}(-p \cdot \vec{V}_p) + g - u \quad (2.16)$$

- **Equations de conservation de l'énergie totale moyenne.**

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t}(n\varepsilon_n) &= -q \cdot n\vec{E} \cdot \vec{v}_n - (\varepsilon_n + kT_n) \cdot \text{div}(n\vec{v}_n) - n\vec{v}_n \cdot \overrightarrow{\text{grad}}(\varepsilon_n + kT_n) \\ &\quad - n \frac{(\varepsilon_n - \varepsilon_0)}{\tau_{\varepsilon_n}(\varepsilon_n)} \end{aligned} \quad (2.17)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t}(p\varepsilon_p) &= +q \cdot p\vec{E} \cdot \vec{v}_p - (\varepsilon_p + kT_p) \cdot \text{div}(p\vec{v}_p) - p\vec{v}_p \cdot \overrightarrow{\text{grad}}(\varepsilon_p + kT_p) \\ &\quad - p \frac{(\varepsilon_p - \varepsilon_0)}{\tau_{\varepsilon_p}(\varepsilon_p)} \end{aligned} \quad (2.18)$$

- **Equations de conservation de la quantité de mouvement.**

$$\frac{\partial}{\partial t}(n \cdot m^* \vec{v}_n) = qn\vec{E} - \overrightarrow{\text{grad}}(nkT_n) - \overrightarrow{\text{grad}}(n \cdot m^* \vec{v}_n^2) - \frac{n \cdot m^* \vec{v}_n}{\tau_{m_n}(\varepsilon_n)} \quad (2.19)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(p \cdot m^* \vec{v}_p) = qp\vec{E} - \overrightarrow{\text{grad}}(pkT_p) - \overrightarrow{\text{grad}}(p \cdot m^* \vec{v}_p^2) - \frac{p \cdot m^* \vec{v}_p}{\tau_{m_p}(\varepsilon_p)} \quad (2.20)$$

– Equation de Poisson

$$\nabla^2 V = \frac{q}{\epsilon} (n - Nd^+ - p + Na^-) \quad (2.21)$$

– Champ électrique

$$\vec{E} = -\vec{grad} V \quad (2.22)$$

– Génération - Recombinaison

$$g - u \quad (2.23)$$

avec :	n, p :	Densités totales d'électrons et de trous.
	$\vartheta n, \vartheta p$:	Vitesses des porteurs.
	ϵ_n, ϵ_p :	Les énergies totales moyennes.
	$\tau_m(\epsilon_n), \tau_m(\epsilon_p)$:	Les temps de relaxation du moment.
	$\tau_{\epsilon_n}(\epsilon_n), \tau_{\epsilon_p}(\epsilon_p)$:	Les temps de relaxation de l'énergie.
	kT_n, kT_p :	Les températures des électrons et des trous.
	m_n^*, m_p^* :	Les masses effectives des porteurs de charges.
	V, \vec{E} :	Potentiel et champ électrique.
	q :	Charge des porteurs.
	Nd, Na :	Concentrations en impuretés.
	Nd^+, Na^- :	Densités d'impuretés ionisées dans la structure avec

$$Nd^+ = Nd \left[1 - \frac{1}{1 + \frac{1}{g} \exp\left(\frac{E_D - E_F}{kT}\right)} \right] \quad (2.24)$$

$$Na^- = Na \cdot \frac{1}{1 + g \exp\left(\frac{E_A - E_F}{kT}\right)} \quad (2.25)$$

g étant le facteur de dégénérescence, E_F le niveau de Fermi et E_A, E_D les énergies d'accepteurs et de donneurs respectivement [16].

La résolution de ce système complet d'équations conduit au modèle «Energie et moment». Cependant, le coût d'exploitation de ce modèle est assez élevé compte tenu du grand nombre d'équations à résoudre.

En négligeant les effets de relaxation du moment (pour le GaAs, $\tau_m \# 0.1$ ps et $\tau_e \# 1$ ps) [17], les équations de conservation de la quantité de mouvement se simplifient, et on obtient alors le modèle «Energie» qui permet une description simplifiée mais réaliste de la dynamique non-stationnaire des deux types de porteurs. De plus, pour les fonctionnements quasi-statiques et à faibles gradients des différentes grandeurs électriques, les effets de relaxation de l'énergie peuvent également être négligés et l'on aboutit à un modèle stationnaire de type «dérive-diffusion». Ces trois modèles ont pour point commun de traiter l'ensemble de la partie semi-conductrice du composant, y compris les zones fortement dopées, nécessaires à la réalisation de bons contacts ohmiques. Ils se distinguent qualitativement les uns des autres, par le degré de précision de la description de la dynamique des porteurs.

Les critères de choix entre ces différents modèles sont liés d'une part au composant et aux fonctionnements étudiés, et d'autre part, à des considérations de temps calcul. Ce dernier point n'est pas négligeable dans le cas d'une étude d'optimisation de composant qui nécessite un nombre élevé d'exploitations.

Dans le champ d'étude de ce travail principalement orienté vers les applications de puissance en bande X, nous négligeons les effets de relaxation de la quantité de mouvement des porteurs de charge ; cette approximation est justifiée par les résultats de travaux antérieurs [14].

Par contre, l'existence de zones submicroniques dans le TBH, notamment la base, et la présence de forts gradients spatiaux, en particulier au niveau des concentrations de porteurs, nous imposent de conserver une description de la dynamique électronique non-stationnaire. C'est pourquoi nous avons opté pour un modèle "Energie".

2.3.1.2 Le modèle Energie

2.3.1.2.1 Le système d'équations

Ce modèle non-stationnaire se compose des équations du courant, des équations de continuité, des équations de conservation de l'énergie et de l'équation de Poisson.

Signalons dès à présent, que dans les équations de conservation de l'énergie, nous négligeons l'influence des termes $div (n \nabla_n (kT_n))$ et $div (p \nabla_p \cdot kT_p)$, qui traduisent pour chaque type de porteurs la puissance perdue sous l'effet des forces de pression électronique [12]. Des travaux antérieurs ont en effet montré que la contribution de ces termes à la dynamique électronique était très faible mais que par contre ils pouvaient être à l'origine d'instabilités numériques [12] [14].

Par ailleurs, dans le but de faciliter le traitement numérique, une normalisation systématique des grandeurs caractéristiques a été effectuée [18]. Le système d'équations à résoudre se présente alors sous la forme suivante :

– Equations des courants :

$$\begin{cases} \dot{J}_n = -n \nabla_n = \mu_n (n \vec{E} + \overrightarrow{grad} n) \\ \dot{J}_p = p \nabla_p = \mu_p (p \vec{E} - \overrightarrow{grad} p) \end{cases} \quad (2.26)$$

– Equations de conservation de l'énergie :

$$\begin{cases} \frac{\partial}{\partial t} (n \varepsilon_n) = -n \cdot \vec{E} \cdot \nabla_n - div (n \varepsilon_n \cdot \nabla_n) - n \frac{(\varepsilon_n - \varepsilon_0)}{\tau_{\varepsilon_n}} \\ \frac{\partial}{\partial t} (p \varepsilon_p) = +p \cdot \vec{E} \cdot \nabla_p - div (p \varepsilon_p \cdot \nabla_p) - p \frac{(\varepsilon_p - \varepsilon_0)}{\tau_{\varepsilon_p}} \end{cases} \quad (2.27)$$

– Equations de continuité :

$$\begin{cases} \frac{\partial n}{\partial t} = \text{div} \vec{J}_n + g - u \\ \frac{\partial p}{\partial t} = -\text{div} \vec{J}_p + g - u \end{cases} \quad (2.28)$$

– Equation de Poisson :

$$\nabla^2 V = n - Nd^+ - p + Na^- \quad (2.29)$$

– Champ électrique :

$$\vec{E} = -\text{grad } V \quad (2.30)$$

– Taux de génération :

$$g = \alpha_n |\vec{J}_n| + \alpha_p |\vec{J}_p| \quad (2.31)$$

– Taux de recombinaison :

$$u = u_{SRH} + u_{Auger} + u_{rad} \quad (2.32)$$

$$u_{SRH} = \frac{n \cdot p - ni^2}{\tau_n (p + ni) + \tau_p (n + ni)} \quad (2.33)$$

$$u_{Auger} = (C_n \cdot n + C_p \cdot p) (np - ni^2) \quad (2.34)$$

$$u_{rad} = B (np - ni^2) \quad (2.35)$$

La résolution complète de ce système d'équations nécessite la connaissance des différentes grandeurs caractéristiques du transport des deux types de porteurs dans le matériau semiconducteur considéré.

Ces grandeurs sont principalement :

- les mobilités μ_n et μ_p ,
- les vitesses de dérive v_n et v_p ,
- les durées de vie SRH τ_n et τ_p ,
- les coefficients d'Auger C_n et C_p ,
- le coefficient de recombinaison radiative B ,
- les taux d'ionisation α_n et α_p ,
- les temps de relaxation de l'énergie τ_{ε_n} et τ_{ε_p} .

Elles dépendent à la fois de la structure semiconductrice et des conditions de fonctionnement :

- température ;
- niveaux de concentration en impuretés ;
- champ électrique ;
- énergie totale moyenne.

En effet, dans ce modèle, les temps de relaxation de l'énergie, les mobilités, les vitesses de dérives et les taux d'ionisation des deux types de porteurs sont considérés comme des fonctions instantanées de leur énergie totale moyenne respective. Ces différentes fonctions sont déterminées à partir de résultats obtenus à l'aide de simulations Monte-Carlo effectuées au laboratoire en régime statique stationnaire pour les deux matériaux GaAs et GaInP.

Nous posons alors, respectivement pour les deux matériaux :

$$\tau_{\epsilon_n}(\epsilon_n) = \frac{\epsilon_n - \epsilon_0}{q \cdot E_{ssn} \cdot V_{ssn}(\epsilon_n)} \quad ; \quad \tau_{\epsilon_p}(\epsilon_p) = \frac{\epsilon_p - \epsilon_0}{q \cdot E_{ssp} \cdot V_{ssp}(\epsilon_p)}$$

$$\mu_{ssn}(\epsilon_n) = \mu_n(E_{ssn}(\epsilon_n)) \quad ; \quad \mu_{ssp}(\epsilon_p) = \mu_p(E_{ssp}(\epsilon_p))$$

$$V_{ssn}(\epsilon_n) = \mu_{ssn}(\epsilon_n) \cdot E \quad ; \quad V_{ssp}(\epsilon_p) = \mu_{ssp}(\epsilon_p) \cdot E$$

$$\alpha_n(\epsilon_n) = \alpha_n(E_{ssn}(\epsilon_n)) \quad ; \quad \alpha_p(\epsilon_p) = \alpha_p(E_{ssp}(\epsilon_p))$$

Le calcul de ces différentes fonctions nécessite la connaissance des évolutions des grandeurs $E_{ssn}(\epsilon_n)$ et $E_{ssp}(\epsilon_p)$ qui sont les valeurs statiques stationnaires des champs électriques en fonction de l'énergie totale moyenne, respectivement pour les électrons et les trous.

En ce qui concerne plus particulièrement le GaInP, il convient de noter que la dynamique non-stationnaire des électrons, à champ élevé ($E > 100$ kV/cm) a été obtenue par extrapolation des données à faible champ.

De plus, en l'absence d'informations sur la dynamique non-stationnaire des trous dans le GaInP, nous avons considéré qu'elle était identique à celle des trous dans le GaAs.

2.3.2 Modélisation de l'hétérojonction émetteur-base polarisée en direct

Il s'agit d'une hétérojonction anisotype N^+/P^+ GaInP/GaAs. Pour en tenir compte dans notre modélisation, nous avons repris la méthode élaborée au laboratoire par M.R. Friscourt [14] pour la modélisation d'hétérojonctions isotopes N^+/N GaAlAs/GaAs. Cette méthode s'applique dans le cas d'hétérojonctions graduelles (cf chapitre 1), et de gradualité linéaire : la pente de la fonction différence des affinités électroniques des deux matériaux $\chi(x)$ est constante $\left(\frac{d\chi}{dx}\right) = cte$. Cette méthode consiste à superposer au champ électrique déduit de l'équation de Poisson $E_p(x) = -\frac{dV(x)}{dx}$ (nous nous plaçons dans l'hypothèse du modèle unidimensionnel), un créneau de champ électrique $E_c(x)$. Ce dernier a une largeur égale à la largeur de gradualité de l'hétérojonction et une amplitude égale à la pente de la fonction différence des affinités électroniques des deux matériaux, soit $\frac{d\chi(x)}{dx}$. Nous avons appliqué cette méthode pour modéliser l'hétérojonction émetteur-base GaInP/GaAs en régime de polarisation directe. Pour cela, nous rappelons figures 2.5a et 2.5b, d'un point de vue qualitatif, les structures de bandes d'énergie respectives du GaInP et du GaAs avant le contact des deux matériaux (a) et après formation de l'hétérojonction (b).

Sur cette représentation, il apparaît que la présence de l'hétérojonction favorise le passage des électrons de l'émetteur vers la base et freine celui des trous de la base vers l'émetteur. Par conséquent, la présence de l'hétérojonction se traduit par l'addition d'un créneau de champ négatif pour les électrons $E_{c_n}(x)$ et positif pour les trous

$E_{c_p}(x)$, (figure 2.5c), de manière à réduire le potentiel de diffusion pour les électrons, et à l'augmenter pour les trous. L'hétérojonction étant supposée graduelle de largeur L , les créneaux de champ E_{c_n} et E_{c_p} , ont pour largeur L et amplitudes respectives $\frac{\Delta E_c}{q \cdot L}$ et $\frac{\Delta E_v}{q \cdot L}$.

Le nouveau champ électrique ($E_p(x) + E_{c_n}(x)$ pour les électrons et $E_p(x) + E_{c_p}(x)$ pour les trous), est substitué au champ électrique $E(x)$ dans les équations de semi-conducteurs, en modélisation unidimensionnelle. En modélisation bidimensionnelle (figure 2.4), les créneaux de champ E_{c_n} et E_{c_p} seront définis suivant l'axe (oy). La composante $E_x(x,y)$ du champ électrique restera inchangée ; par contre, à la composante $E_y(x,y)$ viendra se substituer le terme $E_y(x,y) + E_{c_n}(x,y)$ pour les électrons, et $E_y(x,y) + E_{c_p}(x,y)$ pour les trous.

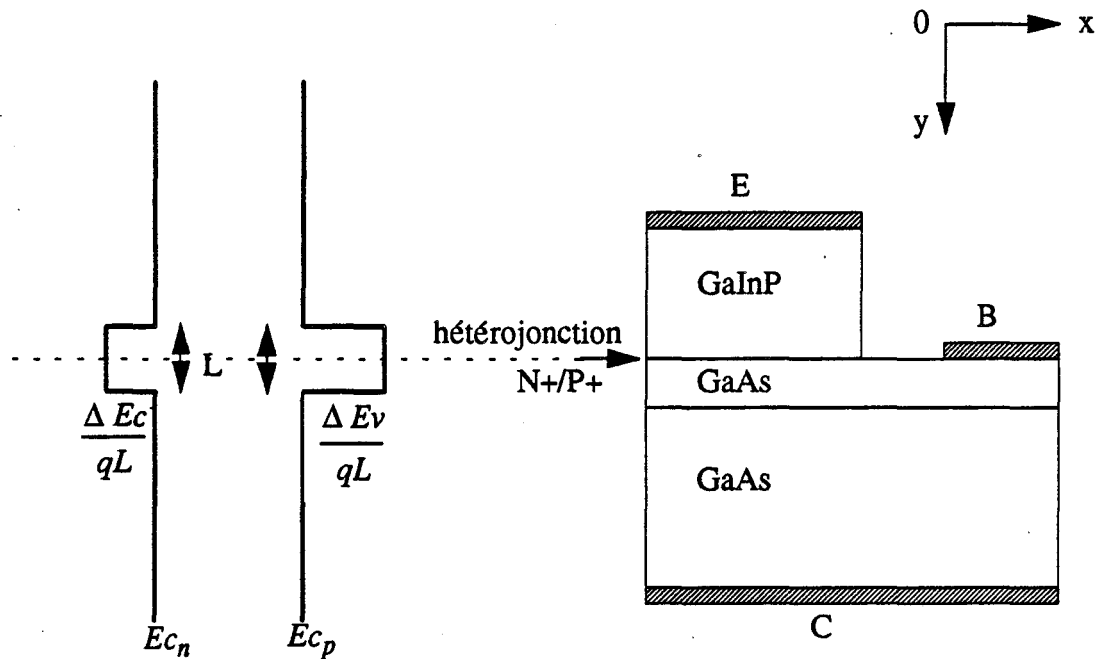


Figure 2.4 Modélisation bidimensionnelle de l'hétérojonction émetteur-base.

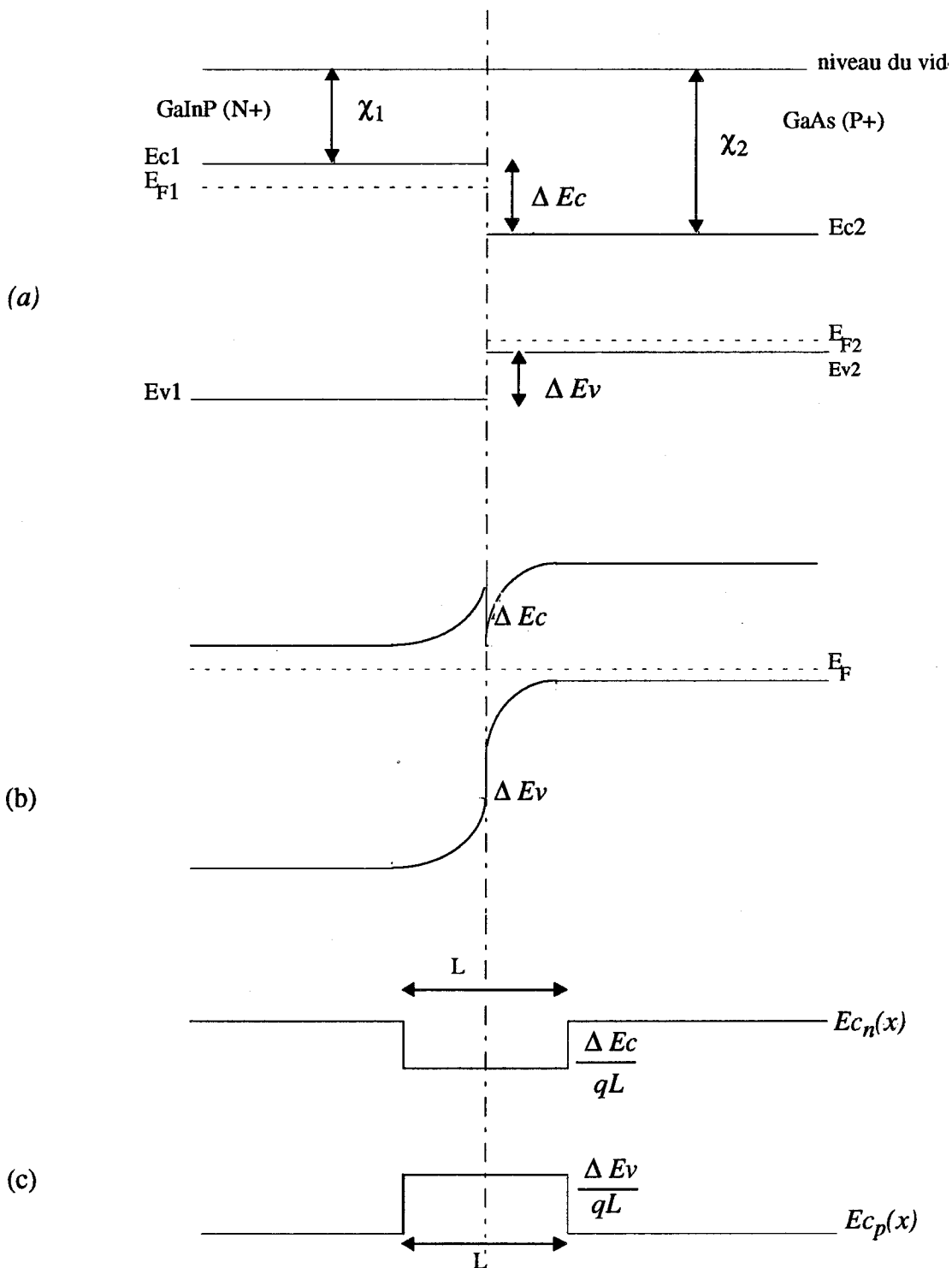


Figure 2.5

a - Diagramme des bandes d'énergie avant formation de l'hétérojonction.

b - Diagramme des bandes d'énergie après formation de l'hétérojonction.

c - Modélisation unidimensionnelle de l'hétérojonction par des créneaux de champ.

2.3.3 L'algorithme de résolution

L'algorithme général de résolution du système d'équations fondamentales des semiconducteurs est un processus itératif séquentiel, qui peut être résumé de façon qualitative par la figure 2.6.

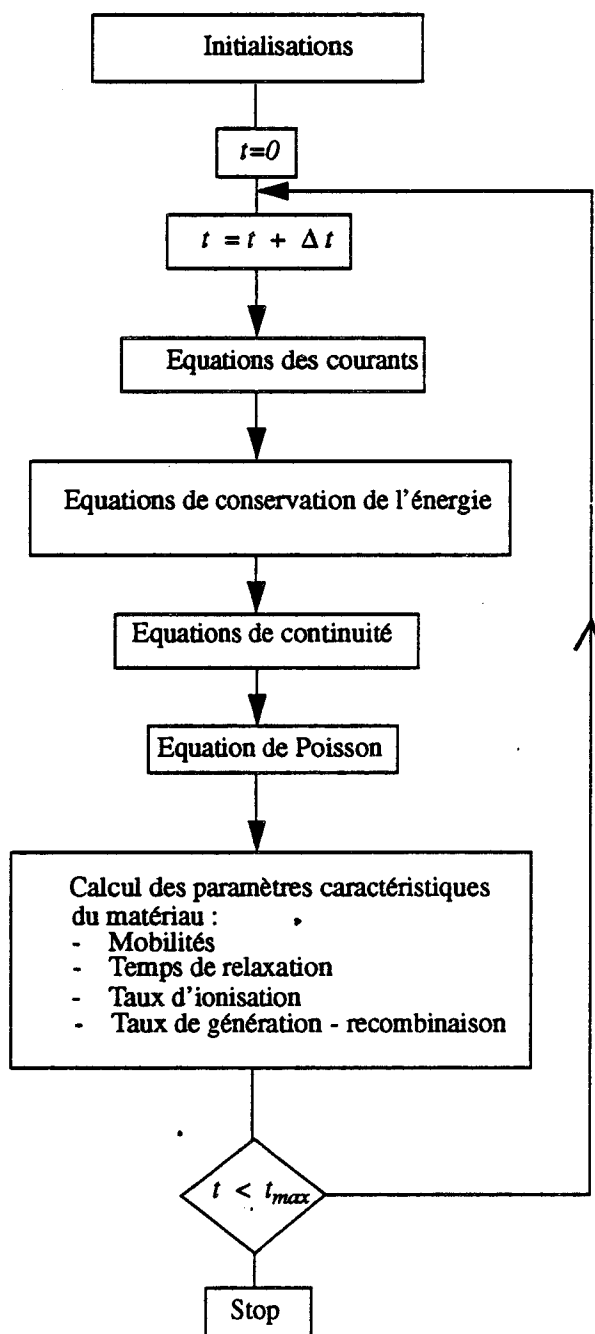


Figure 2.6 Schéma général de l'algorithme de résolution en régime statique.

Pour des valeurs données de potentiels sur les électrodes, nous imposons une répartition initiale : $n(t_0)$, $p(t_0)$, $\epsilon_n(t_0)$, $\epsilon_p(t_0)$. Cette configuration spatiale peut être absolument quelconque.

A l'instant $t_0 + \Delta t$, on résoud successivement pour les deux types de porteurs :

- les équations des courants, dont on tire les densités de courant et les vitesses des porteurs ;
- les équations de conservation de l'énergie, dont on déduit la répartition spatiale des énergies dans le composant ;
- les équations de continuité, qui permettent d'avoir la répartition des porteurs dans la structure ;
- l'équation de Poisson, qui conduit à la distribution de potentiel, puis au champ électrique dans la structure ;
- on recalcule enfin les paramètres de transport fondamentaux du matériau, en fonction des nouvelles valeurs des énergies, à savoir :
 - ◆ les mobilités ;
 - ◆ les temps de relaxation de l'énergie ;
 - ◆ les taux d'ionisation ;
 - ◆ les taux de génération - recombinaison.

En d'autres termes, on ramène les grandeurs physiques macroscopiques de leur répartition initiale à une autre répartition qui devrait être plus proche de la répartition d'équilibre. Le processus est répété jusqu'à ce que l'état final soit atteint. La convergence vers cet état final est conditionnée par des critères de convergence numérique sur lesquels nous reviendrons ultérieurement.

Nous allons maintenant présenter les deux types de modèles numériques développés sur cette base pour l'étude du TBH.

2.3.4 Le modèle bidimensionnel

2.3.4.1 Introduction

Le TBH, bien que de structure verticale, est un composant à trois électrodes (figure 2.7), de géométrie plane, dans lequel la région de base est le siège d'effets bidimensionnels importants. Par conséquent, l'utilisation d'un modèle bidimensionnel apparaît plus rigoureuse pour l'étude et la compréhension des phénomènes physiques qui régissent le fonctionnement de ce composant.

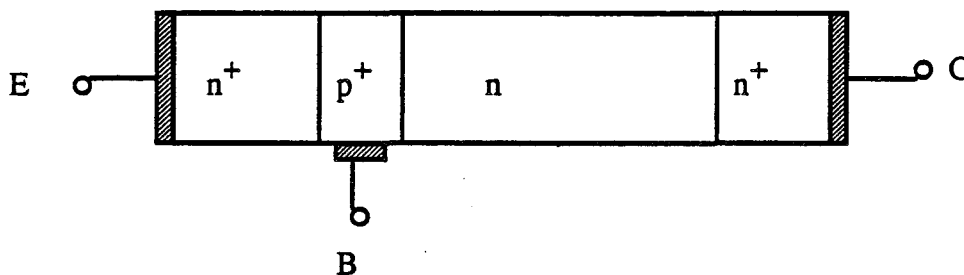


Figure 2.7 Structure schématique du TBH NPN

De plus, la résolution bidimensionnelle des équations de semiconducteurs permettra la prise en compte, d'une part, du caractère Mesa avec recess de la structure particulière de TBH que nous étudions (figure 2.8) avec les effets de bord qui en découlent, et d'autre part des éléments extrinsèques qui interviennent directement dans la détermination des performances fréquentielles du composant. En effet, la résistance de base et la capacité base-collecteur extrinsèque tendent à réduire la fréquence maximale d'oscillation du composant.

$$f_{max} = \sqrt{\frac{f_t}{8\pi \cdot R_b \cdot C_{bc}}}$$

(cf chapitre 1).

Le modèle bidimensionnel permet aussi la mise en évidence de l'effet de défocalisation et de son importance en fonction de la largeur du doigt d'émetteur.

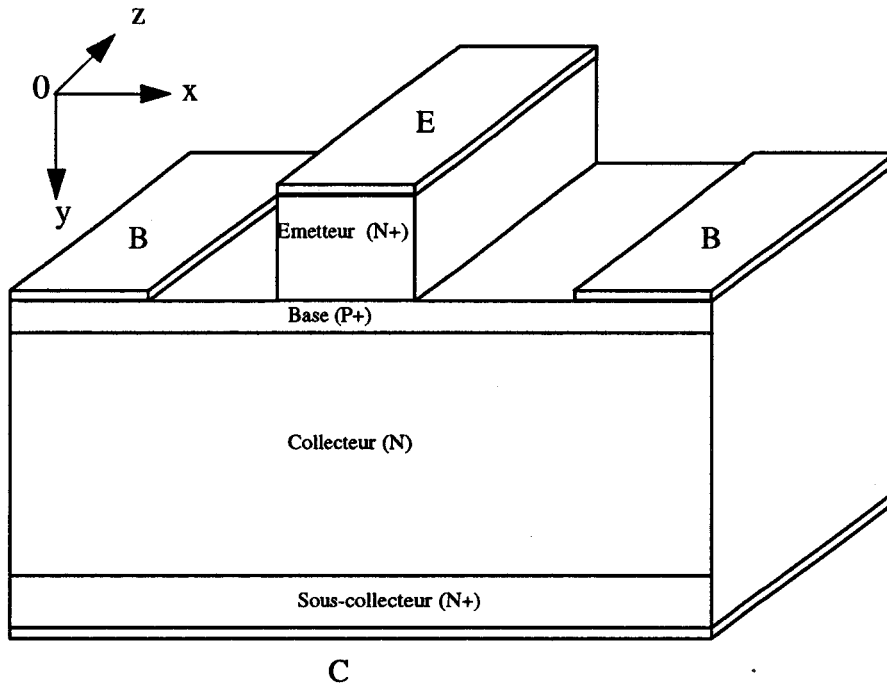


Figure 2.8 Représentation tridimensionnelle de la structure de TBH étudiée.

2.3.4.2 Le modèle Energie bidimensionnel

2.3.4.2.1 Le système d'équations

Par rapport au système d'équations décrit dans le modèle «Energie» général, nous supposons que les variations spatiales des différentes grandeurs physiques qui régissent le fonctionnement du composant, se produisent uniquement suivant deux dimensions : (ox) et (oy) conformément à la figure 2.8, les phénomènes étant supposés uniformes selon la troisième dimension. Ceci signifie que nous négligeons les éventuels effets de propagation le long du doigt d'émetteur.

Dans cette approche, le système d'équations devient :

• Equations des courants :

$$\begin{aligned} Jn_x &= -n \cdot v n_x = \mu_n \left(n \cdot E_x + \frac{\partial n}{\partial x} \right) \\ Jn_y &= -n \cdot v n_y = \mu_n \left(n \cdot E_y + \frac{\partial n}{\partial y} \right) \end{aligned} \quad (2.36)$$

$$\begin{cases} Jp_x = -p \cdot v p_x = \mu_p \left(p \cdot E_x - \frac{\partial p}{\partial x} \right) \\ Jp_y = -p \cdot v p_y = \mu_p \left(p \cdot E_y - \frac{\partial p}{\partial y} \right) \end{cases} \quad (2.37)$$

• Equations de conservation de l'énergie :

$$\begin{aligned} \frac{\partial (n \epsilon_n)}{\partial t} &= -n \cdot E_x \cdot v n_x - n \cdot E_y \cdot v n_y - \frac{\partial (n \cdot \epsilon_n \cdot v n_x)}{\partial x} - \frac{\partial (n \cdot \epsilon_n \cdot v n_y)}{\partial y} \\ &\quad - \frac{n \cdot (\epsilon_n - \epsilon_0)}{\tau_{\epsilon_n}} \end{aligned} \quad (2.38)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial (p \epsilon_p)}{\partial t} &= +p \cdot E_x \cdot v p_x + p \cdot E_y \cdot v p_y - \frac{\partial (p \cdot \epsilon_p \cdot v p_x)}{\partial x} - \frac{\partial (p \cdot \epsilon_p \cdot v p_y)}{\partial y} \\ &\quad - \frac{p \cdot (\epsilon_p - \epsilon_0)}{\tau_{\epsilon_p}} \end{aligned} \quad (2.39)$$

- Equations de continuité :

$$\frac{\partial n}{\partial t} = -\frac{\partial (n \cdot v n_x)}{\partial x} - \frac{\partial (n \cdot v n_y)}{\partial y} + g - u \quad (2.40)$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} = -\frac{\partial (p \cdot v p_x)}{\partial x} - \frac{\partial (p \cdot v p_y)}{\partial y} + g - u \quad (2.41)$$

- Equation de Poisson :

$$\frac{\partial^2 V}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial y^2} = n - Nd^+ - p + Na^- \quad (2.42)$$

- Champ électrique :

$$E_x = -\frac{\partial V}{\partial x} \quad (2.43)$$

$$E_y = -\frac{\partial V}{\partial y} \quad (2.44)$$

2.3.4.2.2 Le modèle numérique

Schéma numérique et maillage

Le modèle se présente d'un point de vue mathématique, sous la forme d'un système non-linéaire d'équations aux dérivées partielles couplées. Il est approximé numériquement par la technique des différences finies décrite par Reiser [19].

Cette technique nécessite une double discrétisation sur le temps et sur l'espace des différentes variables selon le schéma de la figure 2.9. Le plan de section droite du composant suivant la direction de transport vertical est représenté par un rectangle de longueur L_x et de largeur L_y .

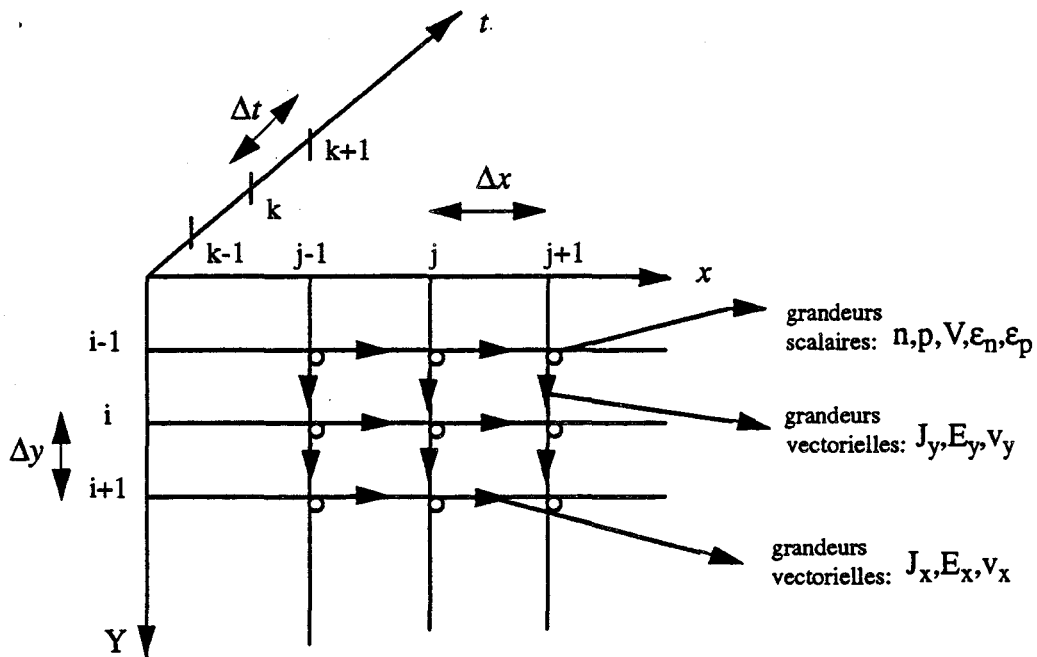


Figure 2.9 Discrétisation spatio-temporelle bidimensionnelle.

On définit alors un maillage tel que :

$$\Delta x = \frac{L_x}{n_x} ; \quad \Delta y = \frac{L_y}{n_y} \quad (2.45)$$

n_x et n_y étant les nombres de points suivant les axes (ox) et (oy) respectivement. Le maillage utilisé est rectangulaire uniforme. Il est en fait constitué de deux maillages alternés :

- aux noeuds du premier, sont définies les grandeurs scalaires : densités de porteurs, énergies, potentiels ;
- aux points complémentaires du second sont définies les grandeurs vectorielles : champs électriques, vitesses des porteurs et densités de courant.

Il est à noter que les dimensions de maille Δx et Δy sont directement reliées au coût en temps de calcul. En effet, le choix optimal de ces dimensions résulte du meilleur compromis entre, d'une part, les dimensions du composant à simuler et d'autre part les considérations de coût en temps de calcul (assez contraignantes dans les modèles bidimensionnels), tout en conservant une bonne précision de description des phénomènes physiques dans la structure. Enfin, il convient de respecter les critères de stabilité numérique. Par ailleurs, dans le cas du TBH, la dynamique de transport s'effectue principalement dans le sens vertical. De ce fait, la description des phénomènes physiques dans la structure doit être plus fine suivant l'axe (oy) que suivant l'axe (ox). Nous pouvons donc choisir Δx supérieur à Δy . Signalons par ailleurs que nous n'utilisons pas de pas variable dans nos simulations. En effet, notre modèle est basé sur un système de normalisation de toutes les grandeurs physiques intervenant dans le traitement numérique. Cette normalisation systématique est effectuée par rapport aux pas de discrétisation Δx , Δy et Δt et permet d'une part un gain important sur le coût en temps de calcul, et d'autre part, assure au modèle une grande stabilité numérique, lui permettant de traiter des zones semiconductrices présentant des niveaux de dopage aussi élevés que 10^{26} at/m³.

L'introduction dans notre modèle d'un pas variable engendrerait l'utilisation de plusieurs normes (autant de normes que de valeurs de pas de discrétisation). Ceci d'une part, alourdirait l'écriture du programme numérique et d'autre part augmenterait le coût en temps de calcul à cause de la succession d'opérations de normalisation-dénormalisation que l'on devrait effectuer lors du passage d'un pas de discrétisation à un autre. Il n'en demeure pas moins que dans d'autres simulations, un schéma numérique à pas variable améliore la description des phénomènes physiques dans les zones très fines sans augmentation considérable des temps de calcul [20].

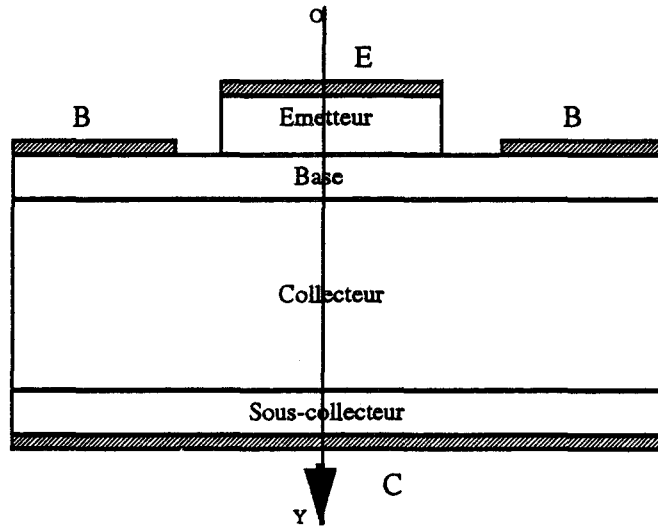


Figure 2.10 Structure réelle de TBH.

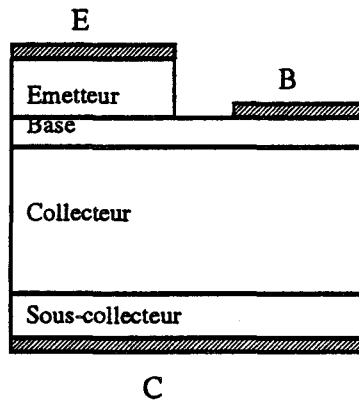


Figure 2.11

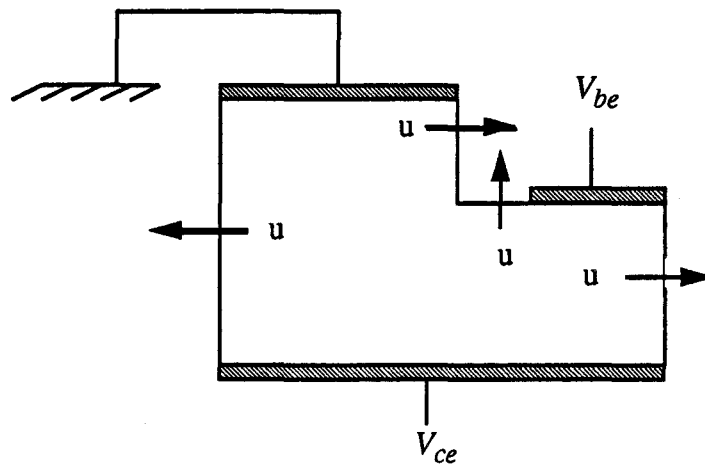


Figure 2.12 Conditions aux limites.

Critères de stabilité

Pour assurer la stabilité du schéma numérique, il est nécessaire de respecter les conditions bien connues suivantes [12] [14] :

$$\Delta t < \tau = \frac{\epsilon}{q(\mu_n \cdot Nd + \mu_p \cdot Na)} = \text{temps de relaxation diélectrique.} \quad (2.46)$$

$$\frac{\Delta x}{\Delta t} > \text{Max}(v_n, v_p) \quad ; \quad \frac{\Delta y}{\Delta t} > \text{Max}(v_n, v_p) \quad (2.47)$$

où $\text{Max}(v_n, v_p)$ est la valeur maximale de la vitesse de dérive des porteurs dans le composant.

Conditions aux limites

La structure réelle du TBH est représentée figure 2.10.

La symétrie du composant par rapport à l'axe (oy) permet de limiter l'étude à la moitié de la structure comme indiqué figure 2.11.

Cette approche permet de réduire considérablement le coût en temps de calcul tout en gardant une description correcte des phénomènes physiques dans le composant.

- **Conditions aux limites sur les surfaces libres :**

Pour les surfaces libres, on utilise généralement les conditions de Neumann :

$$\frac{\partial n}{\partial u} = 0 \quad ; \quad \frac{\partial V}{\partial u} = 0 \quad ; \quad \frac{\partial \epsilon_n}{\partial u} = 0 \quad ; \quad \frac{\partial p}{\partial u} = 0 \quad ; \quad \frac{\partial \epsilon_p}{\partial u} = 0 \quad (2.48)$$

où \vec{u} est le vecteur sortant normal à la surface considérée.

Ces conditions expriment que les flux électriques, d'énergies et de porteurs qui s'échappent de la surface semiconductrice sont nuls (figure 2.12).

- Conditions sur les électrodes :

Les électrodes d'émetteur, de base et de collecteur sont considérées comme des contacts ohmiques idéaux. L'électrode d'émetteur est reliée au potentiel de référence. Ainsi, sur cette électrode, nous imposons arbitrairement $V = 0$. La tension imposée sur l'électrode de base, fixe la tension base-émetteur. De même, sur l'électrode de collecteur, nous fixons la tension collecteur-émetteur. En ce qui concerne les grandeurs physiques : densités de porteurs libres et énergies, nous imposons les conditions de Dirichlet couplées (cf paragraphe 2.3.4), au cas où les épaisseurs des substrats ne seraient pas suffisantes pour atteindre l'équilibre thermodynamique.

Méthodes numériques de résolution

Parmi les différentes méthodes numériques de résolution envisageables, nous avons opté pour la méthode des différences finies bien connue au laboratoire. Il semblerait que pour les composants présentant des caractéristiques géométriques complexes (structures Recess), la méthode des éléments finis permette une meilleure description des phénomènes physiques. Cependant, cette méthode risque d'être confrontée à des problèmes de stabilité et de temps de calcul [21].

a- Résolution des équations de continuité et des équations de conservation de l'énergie.

En premier lieu, nous appliquons la méthode des différences finies aux équations de continuité et de conservation de l'énergie. Par exemple, dans l'équation de continuité, les termes

$$\left. \frac{\partial Jnx}{\partial x} \right)_{ij} \quad \text{et} \quad \left. \frac{\partial Jny}{\partial y} \right)_{ij} \quad (\text{figure 2.13})$$

sont approximés par :

$$\left. \frac{\partial Jnx}{\partial x} \right)_{ij} = \frac{Jnx_{i,j+1/2} - Jnx_{i,j-1/2}}{\Delta x} \quad (2.49)$$

$$\left. \frac{\partial Jny}{\partial y} \right)_{ij} = \frac{Jny_{i+1/2,j} - Jny_{i-1/2,j}}{\Delta y} \quad (2.50)$$

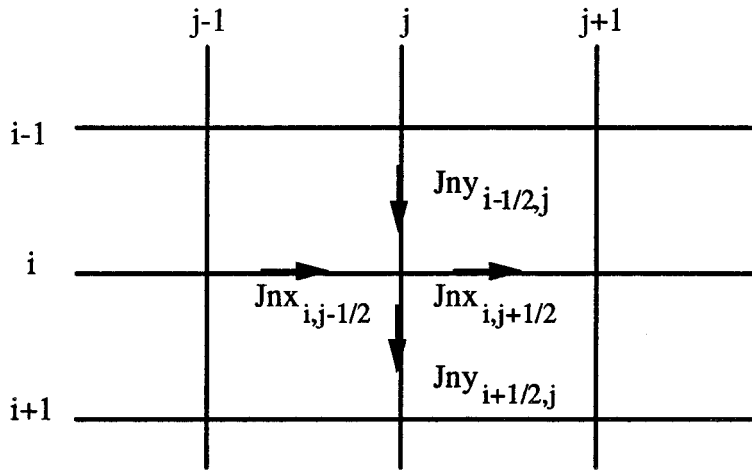


Figure 2.13

Par ailleurs, le terme $\left. \frac{\partial n}{\partial t} \right)_{i,j}$ est approximé par $\frac{n_{i,j}^{k+1} - n_{i,j}^k}{\Delta t}$.

L'équation de continuité s'écrit alors : (grandeurs normalisées)

$$n_{i,j}^{k+1} - n_{i,j}^k = Jnx_{i,j+1/2} - Jnx_{i,j-1/2} + Jny_{i+1/2,j} - Jny_{i-1/2,j} + g_{i,j} - u_{i,j} \quad (2.51)$$

En d'autres termes, l'équation de continuité se présente sous la forme $A \cdot u = b$, c'est à dire sous la forme d'un système linéaire tridiagonal, que l'on résoud par la méthode de l'Alternating Direction Implicit (A.D.I.).

Cette méthode possède de remarquables propriétés de convergence. En fait, elle consiste à mettre la matrice coefficient A sous la forme d'une somme de deux matrices : $A = H + V$ où H représente l'influence, dans l'équation $A \cdot u = b$, des termes horizontaux : $u_{i,j-1}$, $u_{i,j}$, $u_{i,j+1}$; et la matrice V , celle des termes verticaux $u_{i-1,j}$, $u_{i,j}$, $u_{i+1,j}$.

A partir de là, la résolution du système $A \cdot u = b$ se fait en deux temps :

dans un premier temps, on effectue la résolution suivant l'axe horizontal ; autrement dit on résoud le système linéaire :

$$H \cdot u^{k+1/2} = b - V \cdot u^k \quad (2.52)$$

dans un second temps, la résolution est faite suivant l'axe vertical, en résolvant cette fois-ci le système linéaire :

$$V \cdot u^{k+1} = b - H \cdot u^{k+1/2} \quad (2.53)$$

Les systèmes linéaires (2.52) et (2.53) sont résolus par la méthode du double balayage. Par application de l'ADI à l'équation (2.51), on obtient le système suivant :

$$\begin{cases} n_{ij}^{k+1/2} - n_{ij}^k = Jnx_{ij+1/2}^{k+1/2} - Jnx_{ij-1/2}^{k+1/2} + Jny_{i+1/2,j}^k - Jny_{i-1/2,j}^k + g_{ij}^k - u_{ij}^k \\ n_{ij}^{k+1} - n_{ij}^{k+1/2} = Jnx_{ij+1/2}^{k+1/2} - Jnx_{ij-1/2}^{k+1/2} + Jny_{i+1/2,j}^{k+1} - Jny_{i-1/2,j}^{k+1} + g_{ij}^k - u_{ij}^k \end{cases} \quad (2.54)$$

Après linéarisation des coefficients, les équations (2.54) se présentent sous la forme suivante :

$$\begin{cases} \alpha_{ij}^k \cdot n_{ij-1}^{k+1/2} + \beta_{ij}^k \cdot n_{ij}^{k+1/2} + \gamma_{ij}^k \cdot n_{ij+1}^{k+1/2} = \delta_{ij}^k \\ \alpha_{ij}^{k+1/2} \cdot n_{i-1,j}^{k+1} + \beta_{ij}^{k+1/2} \cdot n_{ij}^{k+1} + \gamma_{ij}^{k+1/2} \cdot n_{i+1,j}^{k+1} = \delta_{ij}^{k+1/2} \end{cases} \quad (2.55)$$

système que l'on résoud également par la méthode du double balayage.

De la même manière, par application de la méthode des différences finies aux équations de conservation de l'énergie, ces dernières sont écrites en formulation semi-implicite et sont résolues séparément par la méthode de l'ADI.

Il est à noter que la méthode de l'ADI présente l'avantage, d'une part de posséder de bonnes propriétés de convergence et donc d'arriver assez rapidement à l'état final ; d'autre part, c'est une méthode directe qui ne nécessite, à chaque pas de discrétisation en temps, qu'une seule itération. D'où une réduction importante du coût en temps de calcul.

Cependant, cette méthode n'est pas bien appropriée à l'étude de régimes transitoires.

b - Résolution de l'équation de Poisson.

La résolution de l'équation de Poisson est réalisée par la méthode du double balayage matriciel, méthode directe, qui est en fait la généralisation de la méthode de Cholewsky, appliquée à la résolution des équations différentielles du second ordre. Elle a été implantée dans notre laboratoire par M.Ibrahim [22], dans le cas de composants de type MESFET (figure 2.14).

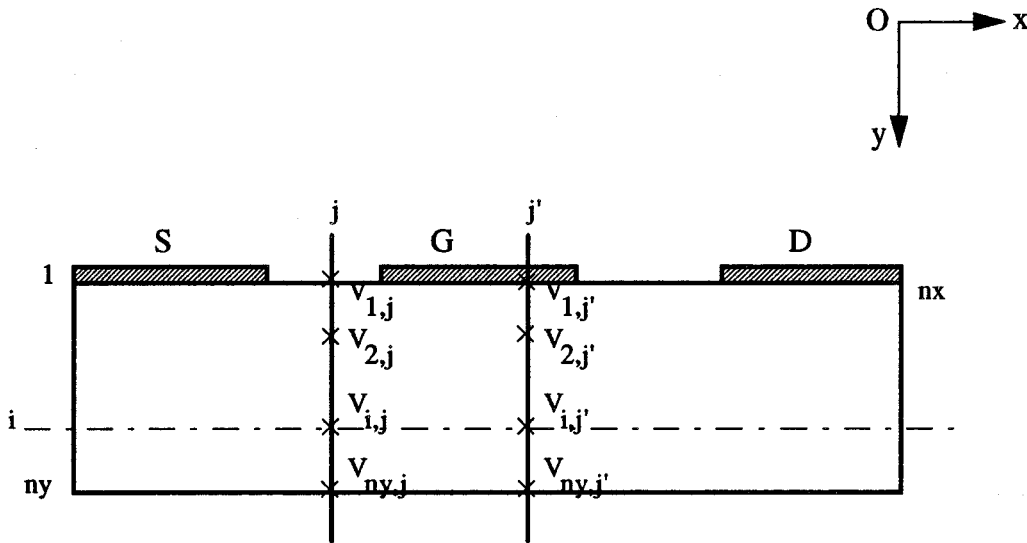


Figure 2.14 Représentation des matrices colonnes dans le cas de composants de type FET.

Cette méthode consiste dans un premier temps à considérer des matrices colonnes $V_j (1 \leq j \leq n_x)$, formée des potentiels au point d'indice j (figure 2.14) où n_x est le nombre de mailles suivant la direction (ox).

Dans un second temps, l'application de la méthode des différences finies à l'équation de Poisson, permet d'obtenir un système linéaire d'équations matricielles sous la forme :

$$T_j \cdot V_{j-1} + S_j \cdot V_j + R_j \cdot V_{j+1} = P_j \tag{2.56}$$

Les matrices T_j , S_j et R_j sont des matrices carrées de dimensions $(n_y \times n_y)$ et P_j une matrice colonne de dimension n_y .

Les matrices T_j , S_j et R_j dépendent de la géométrie de la structure et contiennent les conditions aux limites.

La matrice P_j dépend de la densité de porteurs libres et d'impuretés dans la $j^{\text{ème}}$ colonne.

A partir de la relation (2.56), on peut montrer que V_j s'exprime à partir de V_{j+1} par :

$$V_j = C_j + D_j \cdot R_j \cdot V_{j+1} \quad (2.57)$$

où D_j est une matrice carrée ($n_y \times n_y$) obtenue par la relation :

$$D_j = -(S_j + T_j D_{j-1} \cdot R_{j-1})^{-1} \quad (2.58)$$

en partant de $D_1 = -(S_1)^{-1}$ et C_j une matrice colonne définie par

$$C_j = -D_j (P_j - T_j C_{j-1}) .$$

Les matrices D_j ($1 \leq j \leq n_x$) sont déterminées au préalable. La résolution de l'équation de Poisson consiste alors à calculer à chaque instant $k \cdot \Delta t$, les matrices colonnes C_j par valeurs croissantes de l'indice j ; puis à déterminer par valeurs décroissantes de j , les matrices colonnes V_j . Nous avons adapté cette méthode à la structure de TBH à caractère «Recess» étudiée, comme illustrée figure 2.15.

Pour cela, nous avons divisé la structure en deux rectangles, comme le montre la figure 2.16.

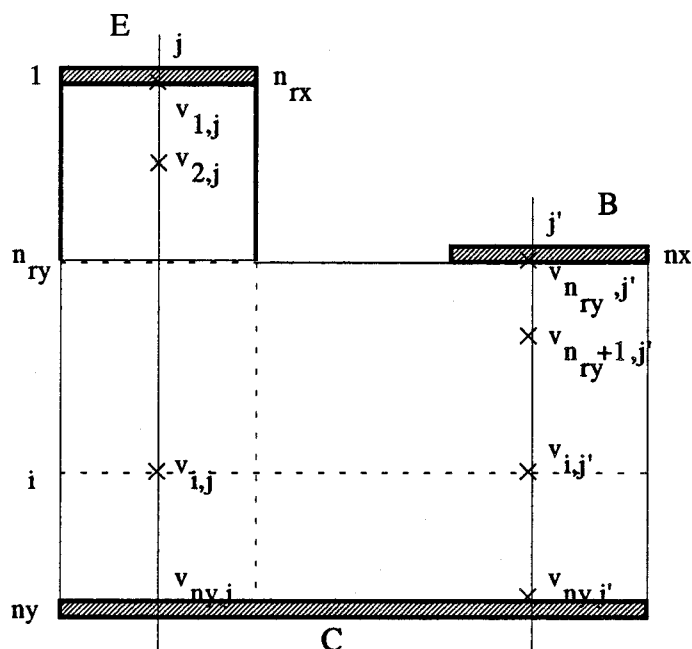


Figure 2.15 Représentation des matrices colonnes pour la résolution de l'équation de Poisson dans le cas de structures de TBH, à caractère "Recess".

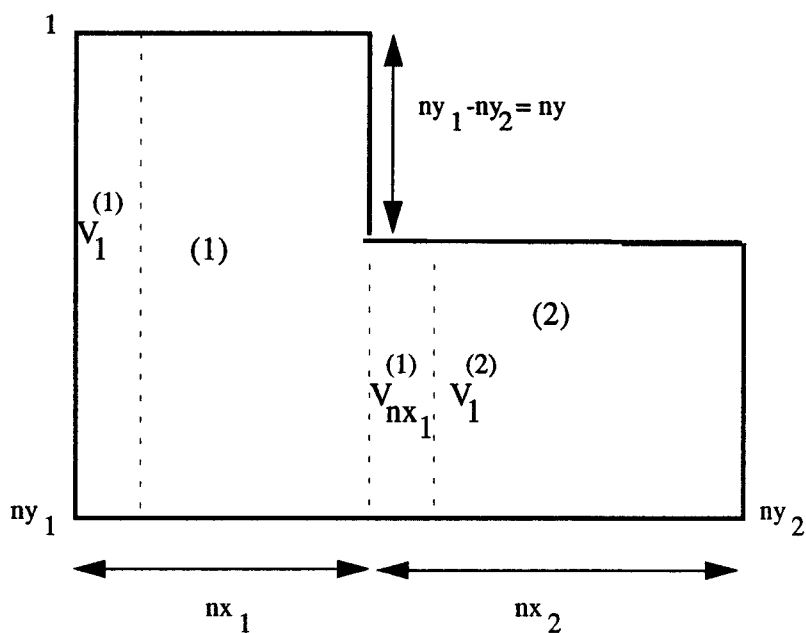


Figure 2.16

En utilisant l'indice (1) pour le premier rectangle et l'indice (2) pour le second, les équations du potentiel deviennent :

$$\begin{cases} R_j^{(1)} \cdot V_{j+1}^{(1)} + S_j^{(1)} V_j^{(1)} + T_j^{(1)} V_{j-1}^{(1)} = P_j^{(1)} \\ R_1^{(1)} \cdot V_2^{(1)} + S_1^{(1)} V_1^{(1)} = P_1^{(1)} \end{cases} \quad \text{pour } 2 \leq j \leq nx_1 - 1 \quad (2.59)$$

$$R_{nx_1}^{(1)} \begin{vmatrix} V_{ny+1,1}^{(2)} \\ \bullet \\ \bullet \\ \bullet \\ V_{ny,1}^{(2)} \end{vmatrix} + S_{nx_1}^{(1)} \cdot V_{nx_1}^{(1)} + T_{nx_1}^{(1)} \cdot V_{nx_1-1}^{(1)} = P_{nx_1}^{(1)} \quad (2.60)$$

$$R_1^{(2)} V_2^{(2)} + S_1^{(2)} V_1^{(2)} + T_1^{(2)} \begin{bmatrix} 0_{ny} \\ \hline V_{1,nx_1} \\ \bullet \\ \bullet \\ \bullet \\ V_{ny_1,nx_1} \end{bmatrix} = P_1^{(2)} \quad (2.61)$$

$$\begin{cases} R_j^{(2)} \cdot V_{j+1}^{(2)} + S_j^{(2)} V_j^{(2)} + T_j^{(2)} V_{j-1}^{(2)} = P_j^{(2)} \\ S_{nx_2}^{(2)} \cdot V_{nx_2}^{(2)} + T_{nx_2}^{(2)} V_{nx_2-1}^{(2)} = P_{nx_2}^{(2)} \end{cases} \quad \text{pour } 2 \leq j \leq nx_2 - 1 \quad (2.62)$$

En utilisant le même raisonnement pour la suite, nous aboutissons aux relations de récurrence :

$$\begin{cases}
 D_1^{(1)} = -S_1^{(1)-1} \\
 D_j^{(1)} = -\left(S_j^{(1)} + T_j^{(1)} \cdot D_{j-1}^{(1)} \cdot R_{j-1}^{(1)}\right)^{-1} \quad \text{pour } 2 \leq j \leq nx_1 \\
 D_1^{(2)} = -\left(S_1^{(2)} + T_1^{(2)} \begin{bmatrix} 0_{ny} & 0 \\ \hline 0 & D_{nx_1}^{(1)} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 0_{ny} & 0 \\ \hline 0 & R_{nx_1}^{(1)} \end{bmatrix}\right)^{-1} \\
 D_j^{(2)} = -\left(S_j^{(2)} + T_j^{(2)} \cdot D_{j-1}^{(2)} \cdot R_{j-1}^{(2)}\right)^{-1} \quad \text{pour } 2 \leq j \leq nx_2
 \end{cases} \quad (2.63)$$

Par valeurs croissantes de j , nous calculons les matrices colonnes C_j :

$$\begin{cases}
 C_1^{(1)} = -D_1^{(1)} \cdot P_1^{(1)} \\
 C_j^{(1)} = -\left(D_j^{(1)} \left(T_j^{(1)} \cdot T^{(1)} \cdot C_{j-1}^{(1)}\right)\right) \quad \text{pour } 2 \leq j \leq nx_1 \\
 C_1^{(2)} = -D_1^{(2)} \left(P_1^{(2)} - T_1^{(2)} \begin{bmatrix} 0_{ny} \\ \hline C_{nx_1}^{(1)} \end{bmatrix}\right)^{-1} \\
 C_j^{(2)} = -D_j^{(2)} \left(P_j^{(2)} - T_j^{(2)} \cdot C_{j-1}^{(2)}\right) \quad \text{pour } 2 \leq j \leq nx_2
 \end{cases} \quad (2.64)$$

Par valeurs décroissantes de j , les matrices colonnes V_j sont ensuite déterminées :

$$\left[\begin{array}{l} V_{nx_2}^{(2)} = C_{nx_2}^{(2)} \\ V_j^{(2)} = D_j^{(2)} R_j^{(2)} \cdot V_{j+1}^{(2)} + C_j^{(2)} \quad \text{pour } j: nx_2 \rightarrow 1 \\ \\ V_{nx_1}^{(1)} = D_{nx_1}^{(1)} R_{nx_1}^{(1)} \left[\begin{array}{c} V_{ny_2+1,1}^{(2)} \\ \bullet \\ \bullet \\ \bullet \\ V_{ny_2,1}^{(2)} \end{array} \right] + C_{nx_1}^{(1)} \\ \\ V_j^{(1)} = D_j^{(1)} R_j^{(1)} V_{j+1}^{(1)} + C_j^{(1)} \quad \text{pour } j: nx_1 - 1 \rightarrow 1 \end{array} \right. \quad (2.65)$$

Critères de convergence numérique

En régime statique, le critère de convergence numérique porte sur la conservation du courant de conduction sortant ou entrant des différentes électrodes du composant. A la convergence, la valeur du courant transitant par chaque électrode, devra être constante, et la somme des courants entrants dans toutes les électrodes devra être nulle.

2.3.4.3 Première validation du modèle bidimensionnel

Nous avons simulé dans un premier temps la structure de TBH GaInP/GaAs représentée figure 2.17, dans les conditions de simulation suivantes :

- une discrétisation spatio-temporelle : $\Delta x = 1.5 \cdot 10^{-8}$ m
 $\Delta y = 5 \cdot 10^{-9}$ m
 $\Delta t = 10^{-15}$ s
- Le profil de dopage utilisé est supposé abrupt.
- L'hétérojonction émetteur-base GaInP/GaAs a une discontinuité de bande de conduction $\Delta E_c = 0.15$ eV, une discontinuité de bande de valence $\Delta E_v = 0.23$ eV, et elle est supposée graduelle sur une largeur de 100 Å.

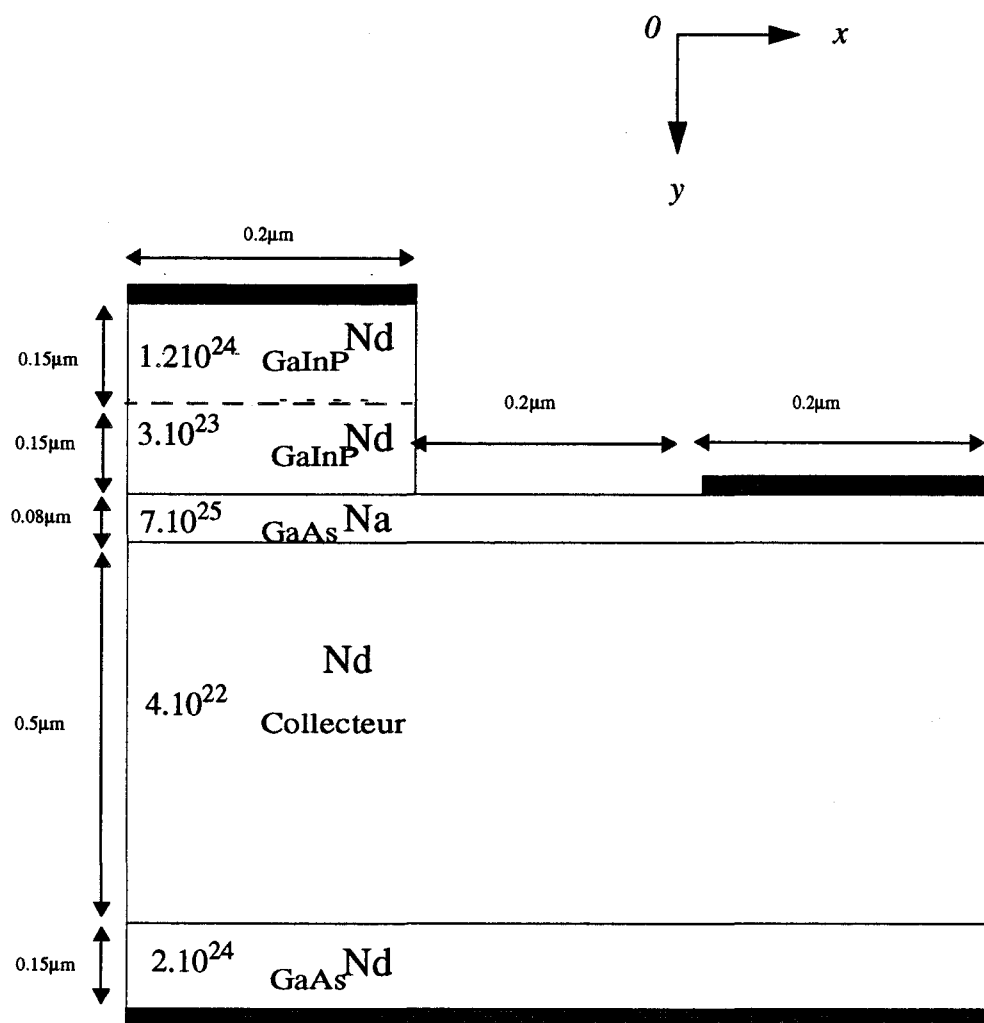


Figure 2.17 Structure de TBH GaInP/GaAs étudiée.

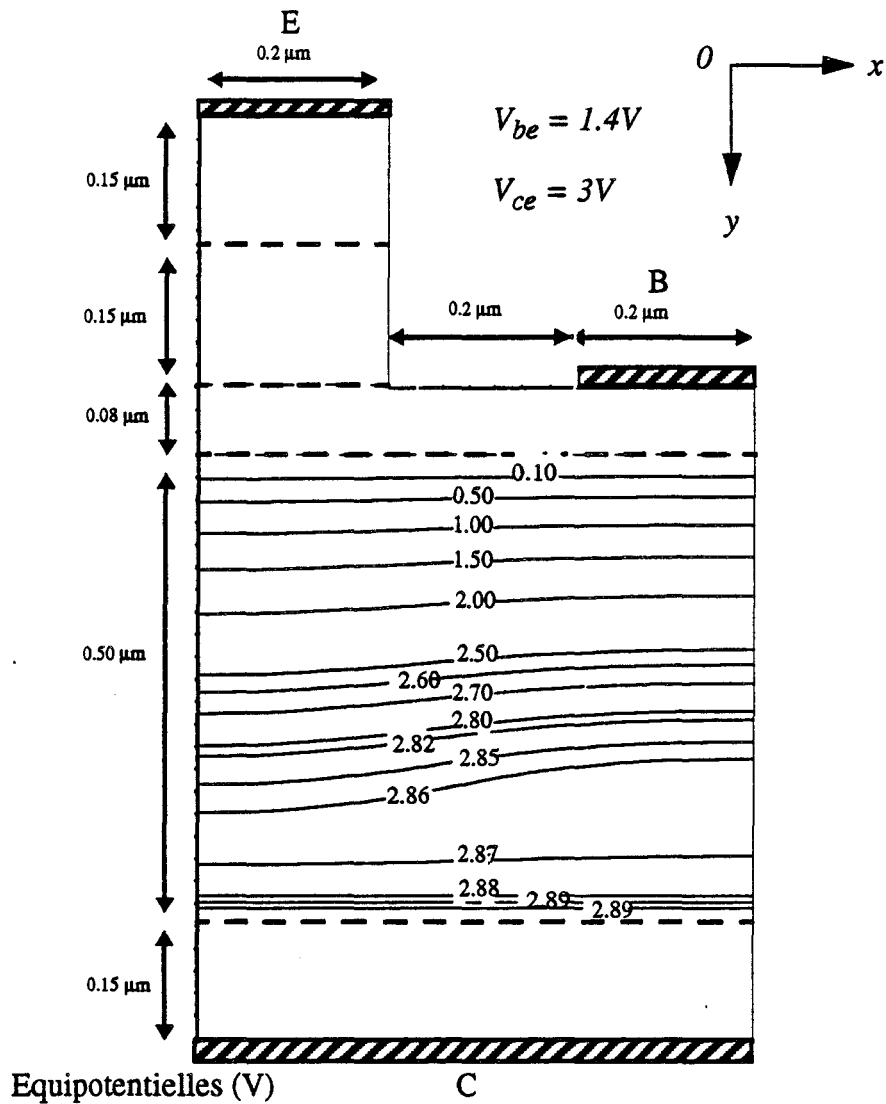


Figure 2.18 Répartition du potentiel dans la structure de TBH. .

La distribution du potentiel dans la structure est donnée figure 2.18. Les lignes équipotentiels apparaissent pratiquement perpendiculaires à l'axe émetteur-collecteur. Ceci signifie que le champ électrique est sensiblement vertical et dirigé suivant l'axe émetteur-collecteur.

La distribution du courant dans la structure étudiée est représentée figure 2.19. Cette distribution nous donne d'une part, la direction de la circulation du courant et d'autre part, nous montre que près de 90% du courant dans la structure circule entre les électrodes d'émetteur et de collecteur sous la zone d'émetteur.

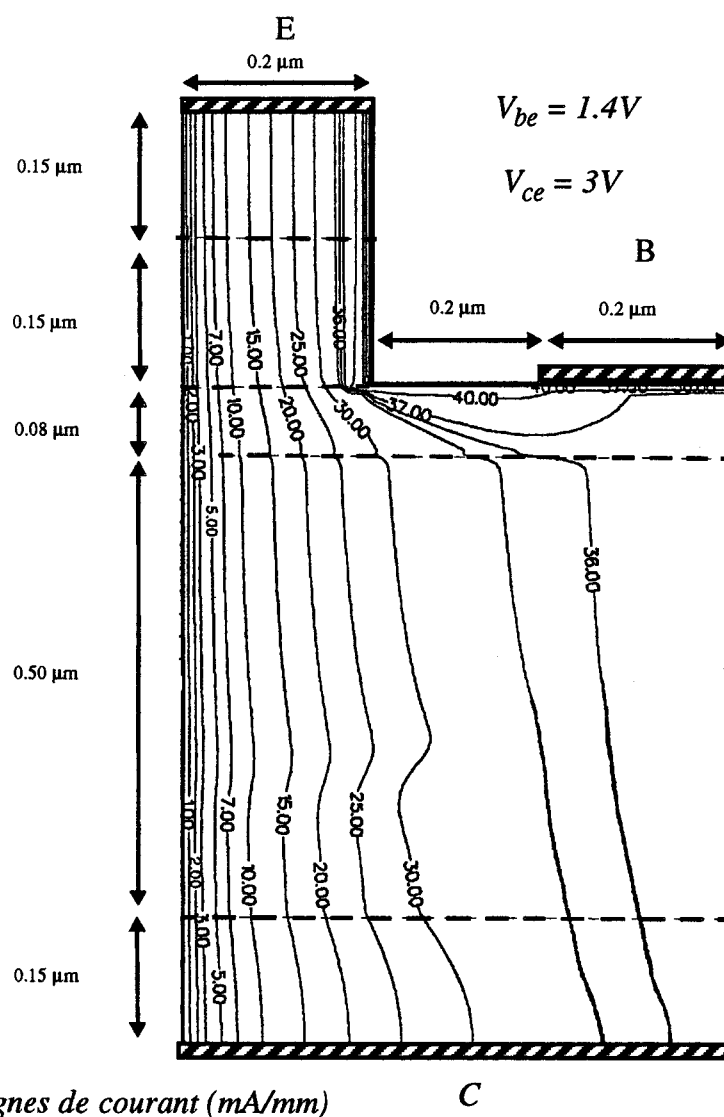


Figure 2.19 Distribution du courant dans la structure de TBH.

Cette première approche bidimensionnelle a montré :

- d'une part, que le modèle bidimensionnel est opérationnel, puisque ces résultats, bien que partiels, sont assez conformes aux résultats publiés dans la littérature ;
- d'autre part, que le transport dans le composant s'effectue principalement suivant l'axe émetteur-collecteur. Ceci laisse à penser que l'étude du TBH par un modèle unidimensionnel plus simple présenterait un grand intérêt dans la mesure où l'utilisation du modèle bidimensionnel nécessite un coût élevé en temps de calcul, ce qui le rend peu compatible avec une étude systématique d'optimisation de structure.

2.3.5 Le modèle unidimensionnel

2.3.5.1 Introduction

Un modèle «Energie» unidimensionnel bipolaire a déjà été mis au point au laboratoire par C. Dalle [12] et M.R. Friscourt [14]. Ce modèle est plus particulièrement adapté à l'étude de composants à deux électrodes, dits de type «Mésa» où l'on admet que les principaux phénomènes physiques qui interviennent dans le volume du semi-conducteur, se produisent dans l'axe de symétrie du «Mésa» et sont donc uniformes dans chaque plan de section droite. Cette hypothèse permet d'assimiler le composant à un dispositif unidimensionnel (figure 2.20).

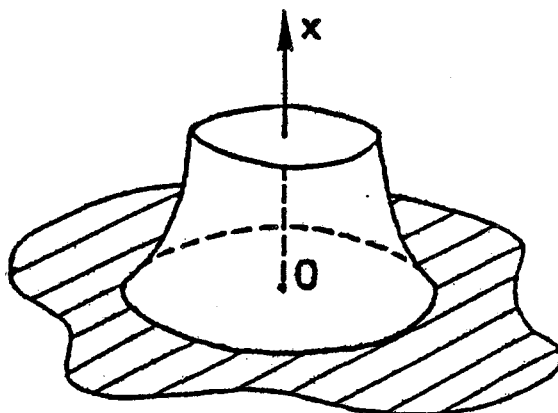


Figure 2.20 Composant en structure Mésa

Or, le TBH bien que de structure verticale, est un composant à trois électrodes, dans lequel les phénomènes de transport des porteurs ne sont plus unidimensionnels dans la région de base.

Pour étendre le champ d'application du modèle unidimensionnel à l'étude du TBH, il convient de l'adapter, en imposant des conditions adéquates au niveau de la base, afin de tenir compte partiellement des effets bidimensionnels qui se produisent dans cette zone.

Dans un premier temps, nous allons rappeler brièvement, d'un point de vue numérique, le modèle unidimensionnel bipolaire développé au laboratoire. Dans un second temps, nous adapterons ce modèle à l'étude du TBH, par une simulation de l'électrode de base.

2.3.5.2 Le modèle Energie

2.3.5.2.1 Le système d'équations

En modélisation unidimensionnelle, le système d'équations se simplifie et prend la forme :

- Equations des courants :

$$\begin{cases} J_n = -nv_n = \mu_n \left(nE + \frac{\partial n}{\partial x} \right) \\ J_p = pv_p = \mu_p \left(pE - \frac{\partial p}{\partial x} \right) \end{cases} \quad (2.66)$$

- Equations de conservation de l'énergie :

$$\begin{cases} \frac{\partial}{\partial t} (n\epsilon_n) = -nEv_n - \frac{\partial (n \cdot \epsilon_n \cdot v_n)}{\partial x} - \frac{n(\epsilon_n - \epsilon_0)}{\tau_{\epsilon_n}} \\ \frac{\partial (p\epsilon_p)}{\partial t} = pEv_p - \frac{\partial (p \cdot \epsilon_p \cdot v_p)}{\partial x} - \frac{p(\epsilon_p - \epsilon_0)}{\tau_{\epsilon_p}} \end{cases} \quad (2.67)$$

- Equations de continuité :

$$\begin{cases} \frac{\partial n}{\partial t} = -\frac{\partial (nv_n)}{\partial x} + g - u \\ \frac{\partial p}{\partial t} = -\frac{\partial (pv_p)}{\partial x} + g - u \end{cases} \quad (2.68)$$

- Equation de poisson :

$$\frac{\partial^2 V}{\partial x^2} = n - Nd^+ - p + Na^- \quad (2.69)$$

- Champ électrique :

$$E = -\frac{\partial V}{\partial x} \quad (2.70)$$

en tenant compte des taux de génération-recombinaison dont les expressions ont été données auparavant (cf 2.3.1.1).

2.3.5.2.2 Le modèle numérique

L'algorithme numérique de résolution du modèle unidimensionnel est le même que celui du modèle bidimensionnel, mais simplifié à une seule variable d'espace.

Schéma numérique-maillage

La résolution du système d'équations précédent s'effectue grâce à une discrétisation spatio-temporelle (figure 2.21), utilisant la méthode des différences finies.

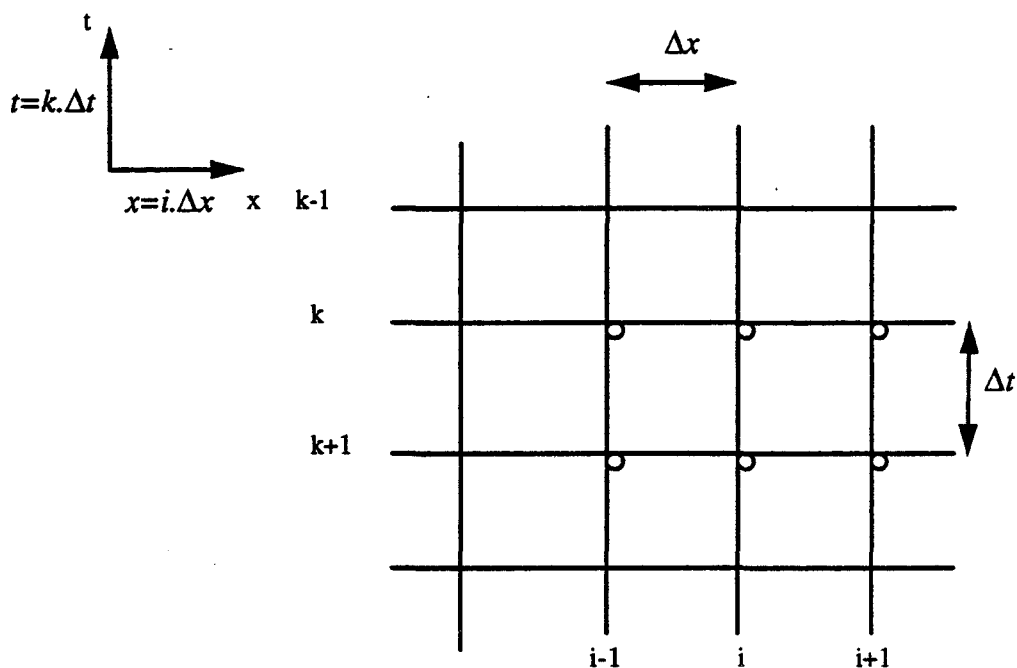
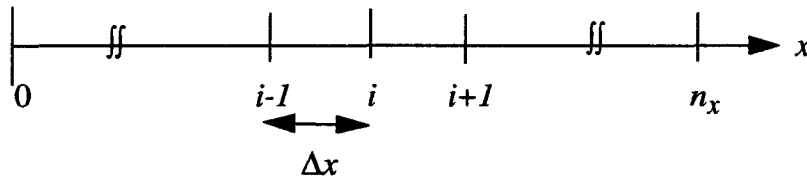


Figure 2.21 Schéma de discrétisation spatio-temporelle des équations.

- Le composant est décrit par l'intervalle $[0, n_x]$, divisé en un maillage régulier de pas Δx .

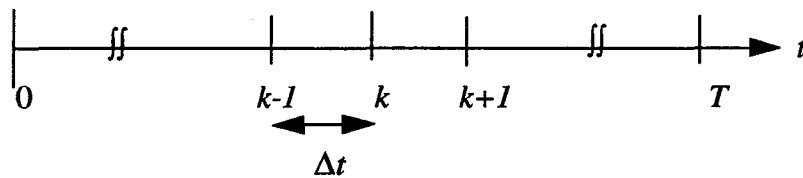


Les variables scalaires $n(x,t)$, $p(x,t)$, $\epsilon_n(x,t)$, $\epsilon_p(x,t)$ et $V(x,t)$ sont définies aux noeuds du maillage. Les variables vectorielles E , J_n , J_p , v_n , v_p sont approchées par leurs valeurs aux points complémentaires des noeuds du maillage : $x = \left(i + \frac{1}{2}\right) \cdot \Delta x$.

L'approximation spatiale du terme $\left. \frac{\partial J_n}{\partial x} \right)_i$, après passage aux différences finies, est alors faite par :

$$\left. \frac{\partial J_n}{\partial x} \right)_i = \frac{J_{n_{i+1/2}} - J_{n_{i-1/2}}}{\Delta x} \tag{2.71}$$

- L'intervalle de temps $[0, T]$ est divisé en un maillage régulier de pas Δt .



L'approximation en temps est réalisée de manière semi-implicite par un schéma d'ordre un.

A l'instant $t = (k+1) \cdot \Delta t$, le terme $\frac{dy_i(x,t)}{dt}$ est approximé par :

$$\frac{dy_i(x,t)}{dt} = \frac{y_i^{(k+1) \cdot \Delta t} - y_i^{k \cdot \Delta t}}{\Delta t} \tag{2.72}$$

Après passage aux différences finies, puis linéarisation des coefficients, les équations de conservation de l'énergie, les équations de continuité et l'équation de Poisson, se présentent sous la forme générale suivante :

$$\alpha_i^k \cdot x_{i-1}^{k+1} + \beta_i^k \cdot x_i^{k+1} + \gamma_i^k \cdot x_{i+1}^{k+1} = \delta_i^k \quad (2.73)$$

c'est à dire sous la forme d'un système linéaire tridiagonal $AX=B$, résolu par la méthode de Cholewski dite "méthode du double balayage" [6].

Critères de stabilité

Afin d'assurer une bonne stabilité numérique de la méthode de résolution choisie, les pas Δx et Δt des discrétisations spatiale et temporelle, doivent respecter les deux conditions suivantes [12] [14] :

$$\Delta t < \frac{\varepsilon}{q \cdot \text{Max}(Na, Nd) \cdot \text{Max}(\mu_n, \mu_p)} \quad (2.74)$$

$$\frac{\Delta x}{\Delta t} > \text{Max}(V_{n_{\text{Max}}}, V_{p_{\text{Max}}}) \quad (2.75)$$

Conditions aux limites

a - Equation de Poisson

Les composants simulés étant à deux électrodes, l'origine des potentiels est prise à l'extrémité d'un contact, tandis que la tension appliquée V est imposée à l'autre borne de la structure (figure 2.22).

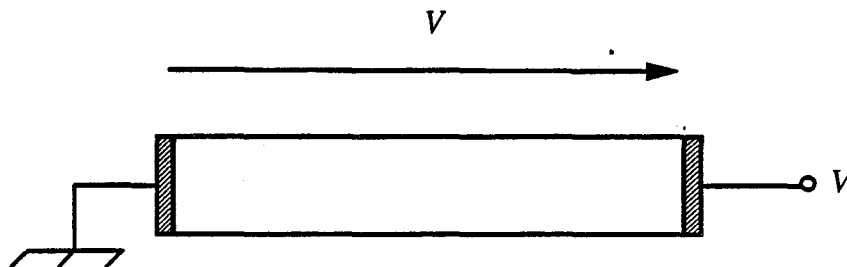


Figure 2.22 Conditions aux limites pour l'équation de Poisson.

b - Equations de conservation de l'énergie et de continuité

Les conditions aux limites sont celles de Dirichlet. Si les épaisseurs de substrat sont suffisantes, nous pouvons appliquer à leurs extrémités les conditions de l'équilibre thermodynamique suivantes :

$$\begin{array}{ll}
 p(0) = Na(0) & p(n_x) = Na(n_x) \\
 n(0) = Nd(0) & n(n_x) = Nd(n_x) \\
 \varepsilon_n(0) = \varepsilon_p(0) = \varepsilon_{th} & \varepsilon_n(n_x) = \varepsilon_p(n_x) = \varepsilon_{th} \\
 V(0) = 0 & V(n_x) = Va
 \end{array}$$

Dans la plupart des cas, dans un souci de réduction du temps de calcul, nous ne simulons pas des épaisseurs de substrat suffisantes pour atteindre l'équilibre thermodynamique. Nous appliquons alors une condition de continuité à l'extrémité des substrats (Conditions de Dirichlet couplées) qui est la suivante :

$$\begin{array}{ll}
 p(0) = p(1) & p(n_x) = p(n_x-1) \\
 n(0) = n(1) & n(n_x) = n(n_x-1) \\
 \varepsilon_n(0) = \varepsilon_n(1) & \varepsilon_n(n_x) = \varepsilon_n(n_x-1) \\
 \varepsilon_p(0) = \varepsilon_p(1) & \varepsilon_p(n_x) = \varepsilon_p(n_x-1) \\
 V(0) = 0 & V(n_x) = Va
 \end{array}$$

Critères de convergence numérique

L'algorithme général de résolution est un processus itératif séquentiel qui consiste à résoudre à chaque pas en temps Δt , le système d'équations.

En régime statique, le critère de convergence numérique porte sur la conservation du courant de conduction. A la convergence, ce courant devra garder une valeur constante sur toute l'épaisseur du composant.

2.3.5.3 Adaptation du modèle Energie unidimensionnel à l'étude du TBH

Comme nous l'avons souligné au début du paragraphe 2.3.4, le modèle unidimensionnel développé au laboratoire était plus particulièrement adapté à l'étude de composants à deux électrodes. Pour étendre son champ d'application à l'étude du TBH, il convient de l'adapter en imposant notamment des conditions adéquates au niveau de l'électrode de base. Les électrodes d'émetteur et de collecteur étant situées aux extrémités du composant, il est nécessaire d'introduire l'électrode de base qui commande l'injection des porteurs sans découpler les diodes émetteur-base et base-collecteur.

La simulation de l'électrode de base retenue, consiste à considérer cette dernière sur un seul point de discrétisation au milieu de la base (figure 2.23). La zone de base étant surdopée (dopage supérieur à 10^{25} m^{-3}), tous les points de discrétisation de cette zone sont sensiblement au même potentiel.

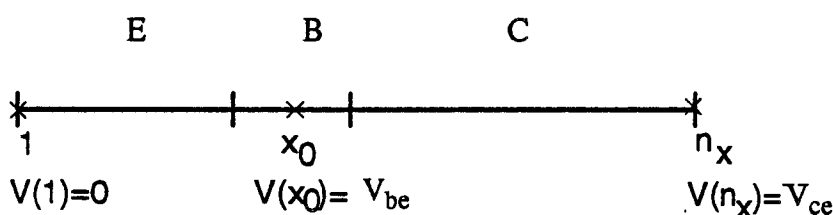


Figure 2.23 Simulation de l'électrode de base.

On impose alors la condition :

$$V(x_0) = V_{be}$$

De ce fait, la résolution de l'équation de Poisson, par la méthode du double balayage se fera, d'abord de l'électrode d'émetteur à celle de base, ensuite de cette dernière à celle de collecteur, de façon à respecter le phénomène de transport des porteurs majoritaires dans le transistor.

Cette simulation de l'électrode de base, permet avec les électrodes d'émetteur et de collecteur situées aux extrémités du composant, de polariser les jonctions émetteur-base et base-collecteur du transistor.

Dans ces conditions, la résolution de l'équation de Poisson permet la détermination de la configuration du champ électrique dans la structure. A partir de là, les équations de conservation de l'énergie, ainsi que l'équation de continuité sont résolues normalement par la méthode du double balayage, c'est à dire sans aucune condition aux limites imposée au point de discrétisation qui représente le contact de base, de façon à ne pas découpler les diodes émetteur-base et base-collecteur.

En fait, en imposant le potentiel en un point non situé aux extrémités de la structure, nous perturbons le traitement numérique, ce qui peut engendrer une discontinuité locale à ce niveau. Cependant, dans le cas du TBH, il n'apparaît pas d'instabilité numérique au niveau de la base, car le champ électrique est très faible dans cette région et très sensiblement uniforme. Il n'en reste pas moins que cette simulation risquerait d'être moins performante dans le cas d'un faible dopage de base (transistor bipolaire classique), puisqu'elle engendrerait une discontinuité de champ électrique non négligeable, pouvant se répercuter sur les autres grandeurs physiques.

En ce qui concerne les densités de courants émetteur, base et collecteur, elles seront définies par :

$$\begin{aligned} J_e &= J(1) \\ J_c &= J(n_x) \\ J_b &= J(x_0) - J(x_0+1) \end{aligned}$$

de façon à assurer localement la conservation du courant. La convergence statique sera établie lorsque :

$$J(i) = J(1) \quad \text{pour } i \in [1, x_0] \quad (\text{div } J = 0) \quad (2.76)$$

$$J(i) = J(n_x) \quad \text{pour } i \in]x_0, n_x] \quad (2.77)$$

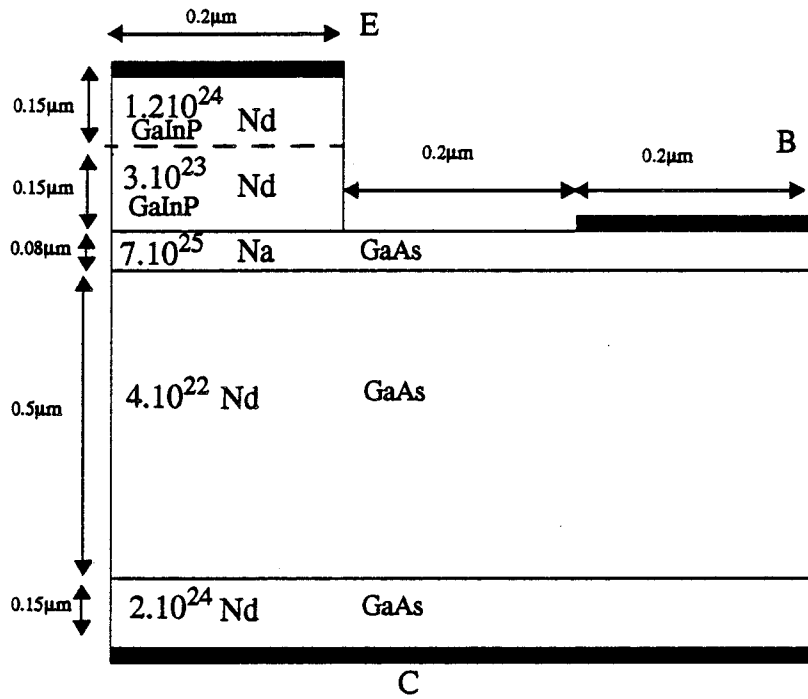


Figure 2.24 Représentation bidimensionnelle de la structure de TBH étudiée.

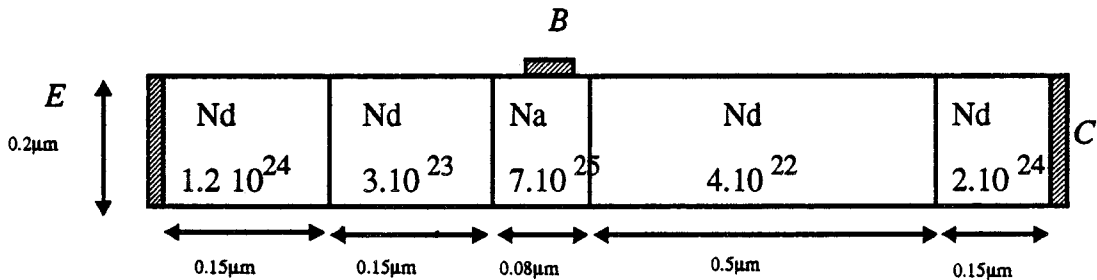


Figure 2.25 Représentation unidimensionnelle de la structure de TBH étudiée.

2.3.5.4 Validation du modèle unidimensionnel

Pour cela, nous considérons les deux représentations bidimensionnelle et unidimensionnelle de la structure de TBH ci-contre (figures 2.24 et 2.25).

Nous avons établi une comparaison entre les deux caractéristiques statiques courant-tension $I_c(V_{be})$ à $V_{ce} = 2V$ (figure 2.26). Nous constatons une assez bonne concordance entre les deux évolutions. Ceci nous permettra d'étudier le comportement intrinsèque du TBH, à l'aide du modèle unidimensionnel, et de gagner ainsi du temps de calcul. Il n'en demeure pas moins que la prise en compte des éléments extrinsèques nécessitera l'utilisation du modèle bidimensionnel.

Dans nos simulations, nous utiliserons l'un ou l'autre des deux modèles, suivant l'application souhaitée.

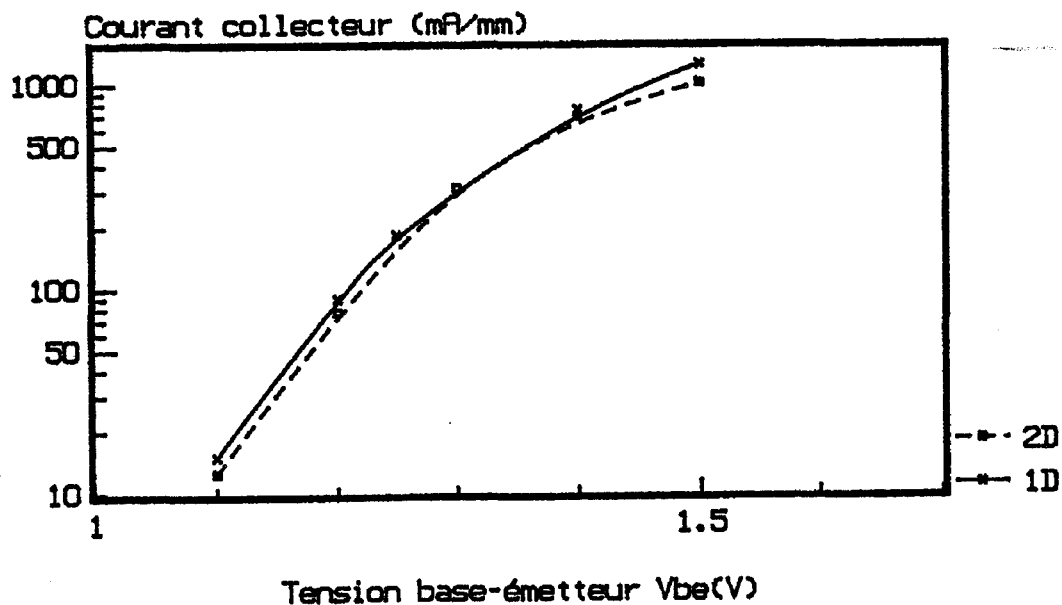


Figure 2.26 Comparaison des deux caractéristiques $I_c(V_{be})$ à $V_{ce} = 2V$, données par les deux modélisations unidimensionnelle et bidimensionnelle.

2.4 Conclusion

Dans ce second chapitre, nous avons décrit le modèle analytique ainsi que les deux modèles numériques macroscopiques (unidimensionnel et bidimensionnel) utilisés pour l'étude du TBH GaInP/GaAs.

Le modèle analytique servira à quantifier l'importance du phénomène de défocalisation dans le TBH, en régime de fonctionnement classe C, à une fréquence de 10 GHz.

Les deux modèles "Energie" macroscopiques seront utilisés pour l'étude du TBH, en régime statique non-stationnaire.

Le modèle bidimensionnel, plus complet, permet d'une part, la compréhension des phénomènes physiques régissant le fonctionnement du composant, et d'autre part, la prise en compte des éléments extrinsèques de la structure. Il nécessite cependant d'importants temps de simulation.

Le modèle unidimensionnel, plus simple d'utilisation, a été adapté à l'étude du TBH, par la prise en compte supplémentaire de l'électrode de base. Nous avons validé ce modèle quasi-2D par une comparaison avec le modèle bidimensionnel, sur une caractéristique $I_c(V_{be})$ à $V_{ce} = \text{cte}$. Si ce modèle quasi-2D nécessite moins de temps de calcul, il se limite cependant à la prise en compte de la zone intrinsèque du composant.

Bibliographie Chapitre 2

- [1] Y. DRUELLE
"Contribution à la compréhension de fonctionnements particuliers du transistor bipolaire en hyperfréquences"
Thèse de Doctorat d'Etat, Lille, 1985.
- [2] G. REY
"Effets de la défocalisation (c.c et c.a) sur le comportement des transistors à jonctions"
Solid-State Electronics, pp. 645-659, Vol. 12, 1969.
- [3] G. REY et P. LETURCQ
"Théorie approfondie du transistor bipolaire"
Masson, 1972.
- [4] P. LETURCQ et G. REY
"Physique des composants actifs à semiconducteurs"
Dunod, 1978.
- [5] J.E. CARROL
"Hot electron microwave generators"
E. Arnold Ltd London, p. 281, 1970.
- [6] CHOLEWSKI
"Mathematical methods for digital computers"
1967.
- [7] J. ZIMMERMAN
"Etude des phénomènes de transfert électronique dans le silicium de type N en régime stationnaire et non-stationnaire par la méthode de Monte-Carlo. Application à la simulation de composants submicroniques"
Thèse de Doctorat d'Etat, Lille, 1980.

- [8] D. LIPPENS
"Etude des phénomènes de transport et de création des porteurs par ionisation par choc en régime non-stationnaire. Application à la simulation des composants à avalanche et temps de transit millimétriques"
Thèse de Doctorat d'Etat, Lille, 1984.
- [9] K. TONIZAWA, Y. AMANO, N. HASHIZUME, M. KAWSHIMA
"Monte-Carlo simulation of submicron GaAs n-i-(n)⁺ diode"
IEE Proc, 129(4), Pt.1, pp. 131-136, 1982.
- [10] W. FAWCETT, BOORDMAN, S. SWAIN
"Monte-Carlo determination of electron transport properties in gallium arsenide"
J. Phys. and Chem. Solids, Vol. 31, pp. 1963-1990, 1970.
- [11] R.W. HOCKNEY, R.A. WARRINER, M. REISER
"Two dimensional particle models in semiconductor device analysis"
Electronics Letters, Vol. 10, pp. 485-486, 1974.
- [12] C. DALLE
"Contribution à l'étude des dispositifs à jonction P-N en gamme millimétrique. Application aux diodes avalanche en régime de génération directe et harmonique"
Thèse de Doctorat d'Université, Lille, 1986.
- [13] BLOTECKJAER
"Transport equation for electron in two valley semiconductors"
IEEE Trans. Electron devices, Vol. ED-17, No. 1, pp. 38-47, 1970.
- [14] M.R. FRISCOURT
"Etude des dispositifs à transfert électronique pour la génération de puissance en gamme millimétrique"
Thèse de Doctorat d'Etat, Lille, 1985.
- [15] A. CAPPY
"Sur un nouveau modèle de transistor à effet de champ à grille submicronique"
Thèse de Doctorat de 3ème cycle, Lille, 1981.

- [16] S.M. SZE
"Physics of semiconductor devices"
Wiley International Edition, 1969.
- [17] M. BERBINEAU-BARRE
"Modélisation des dispositifs à jonction PN. Application aux oscillateurs ATT de forte puissance en bande KU et à l'étude des régimes transitoires des limiteurs à diode PIN"
Thèse de Doctorat de l'Université, Lille, 1989.
- [18] A. DEMARI
"An accurate numerical one dimensional solution of the P-N junction under arbitrary transient conditions"
Solid State electronics, 11, 1021-1051 (1968).
- [19] M. REISER
"Large-scale numerical simulation in semiconductor device modelling"
Computer methods in applied mechanics and engineering, pp. 17-38, 1972.
- [20] T.A. SHAWKI
"Conception d'un modèle hydrodynamique bidimensionnel de transistors à effet de champ à hétérostructure : Application à l'analyse physique et à l'optimisation des composants submicroniques"
Thèse de Doctorat de l'Université, Lille, 1990.
- [21] F. HELIODORE
"Simulation bidimensionnelle du transistor à effet de champ AsGa à grille submicronique : Application à l'optimisation des composants faible bruit"
Thèse de Doctorat de l'Université, Lille, 1987.
- [22] M. IBRAHIM
"Two-dimensional simulation of microwave gallium arsenide submicronic gate field effect transistor"
MSC Thesis, Cairo, 1983.

Chapitre 3

Principaux résultats de l'étude théorique des TBH GaInP/GaAs

Chapitre 3 Principaux résultats de l'étude théorique des TBH GaInP/GaAs

3.1 Structure de TBH étudiée

La première structure bidimensionnelle de TBH étudiée est représentée figure 3.1. Elle correspond aux premiers TBH réalisés par Thomson-LCR.

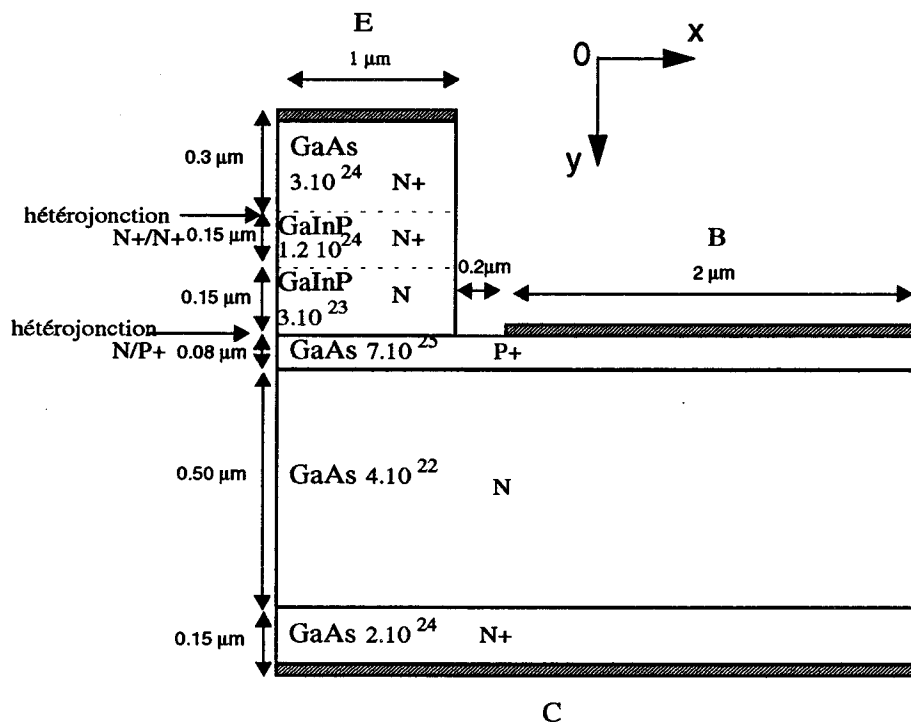


Figure 3.1 Représentation bidimensionnelle de la structure réelle de TBH GaInP/GaAs.

La représentation unidimensionnelle (suivant l'axe (oy)) de cette structure est donnée figure 3.2.

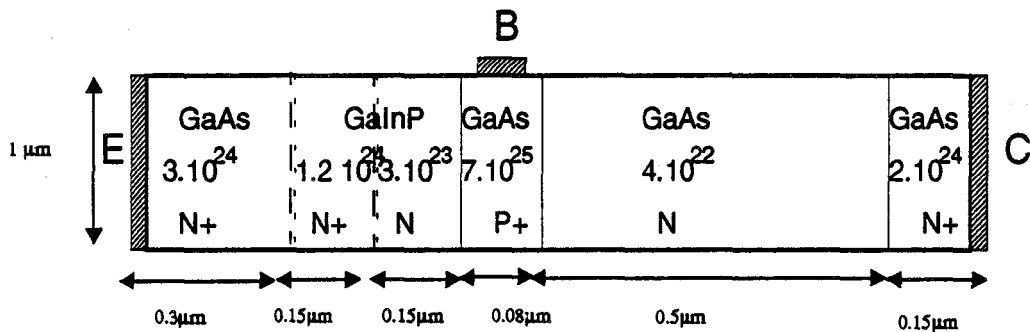


Figure 3.2 Représentation unidimensionnelle de la structure de TBH GaInP/GaAs, suivant l'axe (oy) .

Le choix des dimensions de la surface de la structure simulée est étroitement lié aux dimensions des mailles Δx , Δy et Δt , à cause de considérations de temps de calcul surtout en modélisation bidimensionnelle. Les pas de discrétisation spatio-temporelle doivent être suffisamment petits pour décrire convenablement la dynamique de transport dans le composant. Il convient donc de limiter, autant que possible, les dimensions de la structure à simuler à la zone dans laquelle les effets bidimensionnels sont réellement importants (cf. chapitre 2). C'est pourquoi nous allons limiter l'étude de la structure représentée figure 3.1, à la zone hachurée délimitée par les pointillés représentée figure 3.3.

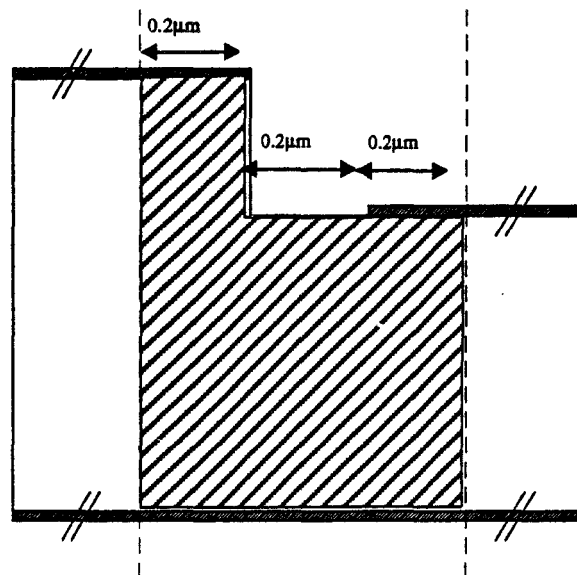


Figure 3.3 Délimitation de la structure effectivement simulée par rapport à la structure réelle.

Cette restriction nous permet de réaliser un gain considérable en temps de calcul, tout en décrivant de manière correcte les effets bidimensionnels dans la structure.

En ce qui concerne le développement de la structure suivant l'axe (oy), il est à noter que le contact d'émetteur est constitué d'une couche GaAs. Ceci est dû à des considérations d'ordre technologique liées à la difficulté de réaliser un bon contact ohmique sur du matériau GaInP. De ce fait, l'émetteur extrinsèque comprend une hétérojonction isotype (N^+/N^+) GaAs/GaInP.

Les zones fortement dopées, constituant l'émetteur extrinsèque, sont nécessaires à la réalisation de bons contacts ohmiques. Cependant, elles n'influent que faiblement sur les performances du composant. Il est donc avantageux de limiter l'étude de l'émetteur extrinsèque à la zone définie en pointillés sur la figure 3.4, correspondant au plan de l'hétérojonction isotype GaAs/GaInP.

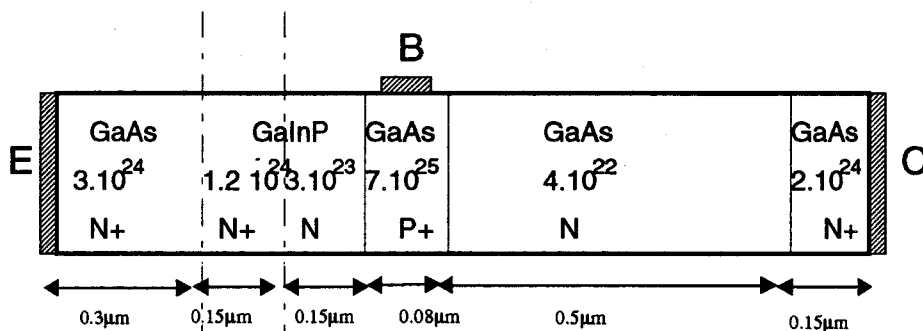


Figure 3.4 Délimitation de l'émetteur extrinsèque dans la structure simulée.

Il convient cependant d'étudier l'influence de la présence de cette hétérojonction isotype GaAs/GaInP. Pour cela, nous avons effectué une comparaison entre les caractéristiques statiques $I_c(V_{be})$ à V_{ce} constant des deux structures unidimensionnelles représentées figure 3.5. Nous constatons figure 3.6 que les évolutions du courant collecteur sont pratiquement identiques, excepté un décalage sensiblement constant de la tension base-émetteur $\Delta V_{be} \approx 0.27V$, introduit par la barrière de potentiel due à la présence de l'hétérojonction isotype N^+/N^+ dans l'émetteur.

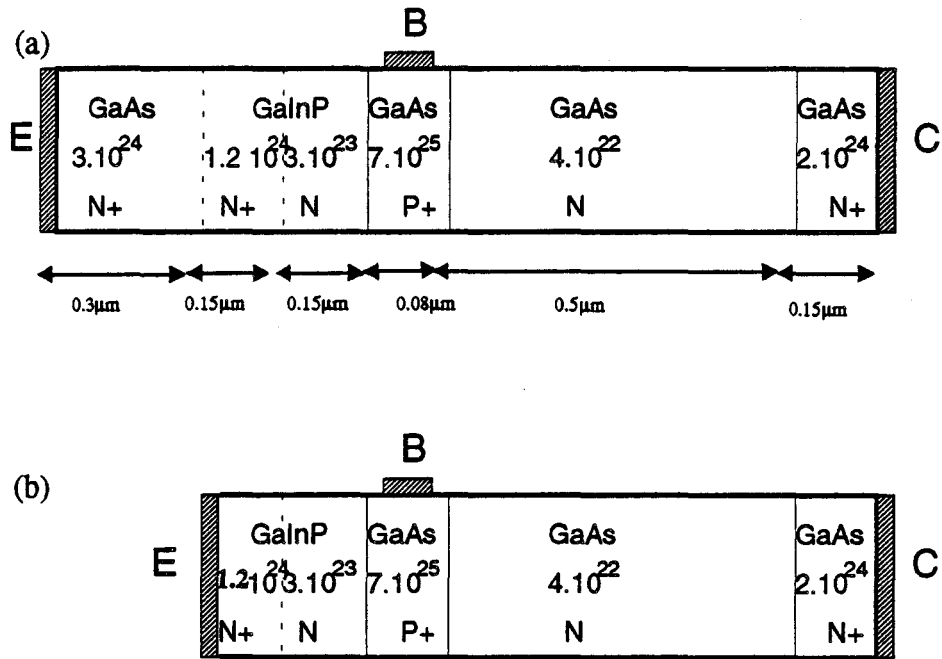


Figure 3.5 a) Structure réelle.
b) Structure simulée.

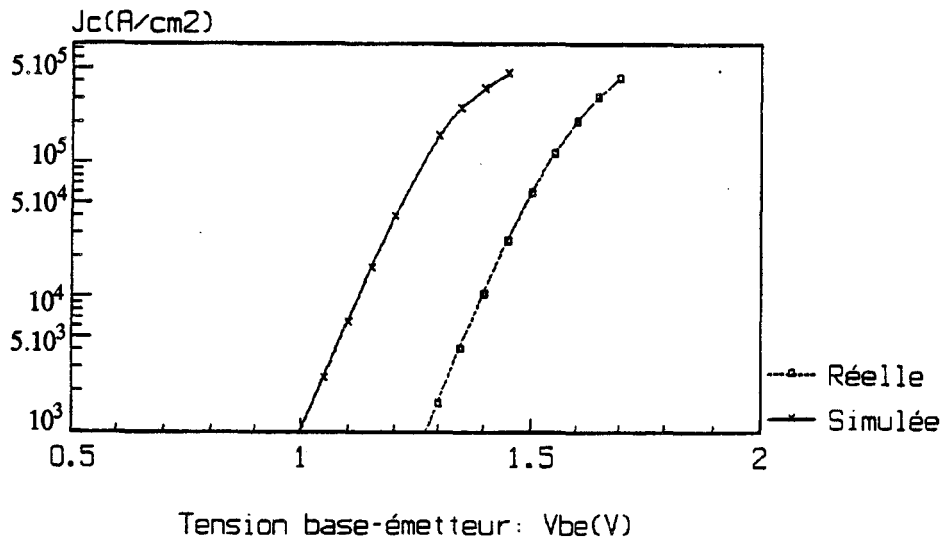


Figure 3.6 Comparaison des densités de courant collecteur en fonction de la tension base-émetteur pour les deux structures : réelle et simulée.

Ceci justifie le choix du contour de la structure réellement simulée, représentée figure 3.7. Notons que ces simplifications ne sont pas liées à des problèmes de simulation mais uniquement au souci de limiter les temps de calcul.

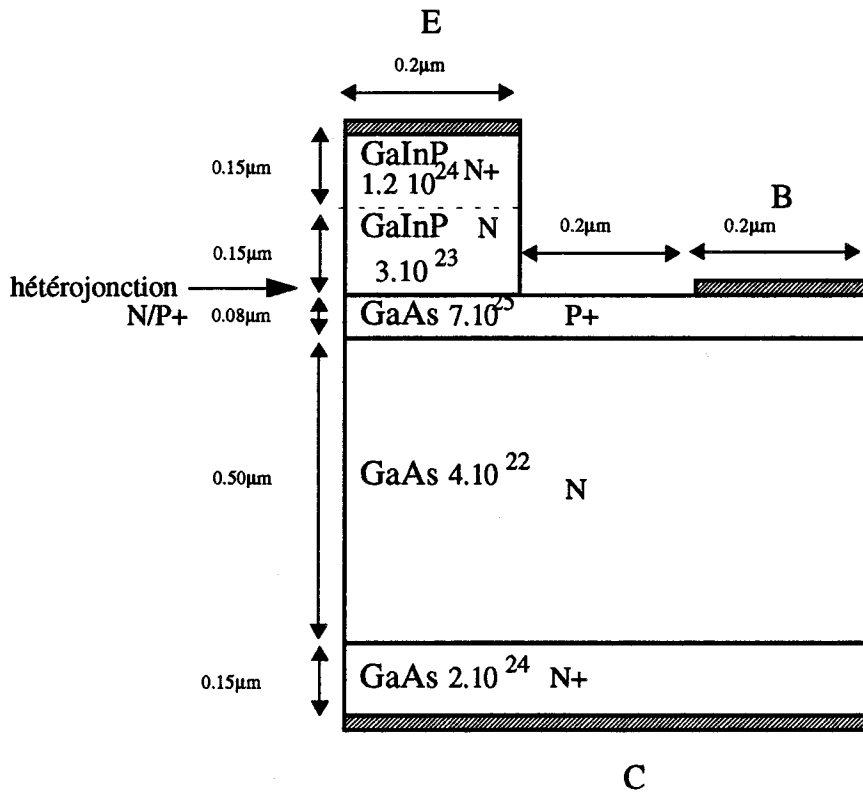


Figure 3.7 Structure simulée.

– Choix des dimensions de mailles.

Le choix de l'incrément temporel Δt nous est imposé par les paramètres intrinsèques du matériau utilisé ainsi que par les niveaux des dopages dans la structure (cf. chapitre 2). Vu les composants étudiés, le pas de discrétisation temporelle est limité à une valeur maximale de $1.1 \cdot 10^{-15} \text{ s}$. Nous avons choisi un incrément temporel $\Delta t = 10^{-15} \text{ s}$. Le pas de discrétisation Δy dans la dimension verticale doit être suffisamment faible pour permettre une description précise des phénomènes physiques suivant l'axe de transport principal du TBH. Une valeur $\Delta y \# 50 \text{ \AA}$ nous a semblé parfaitement raisonnable. De plus, elle vérifie le critère de stabilité $\frac{\Delta y}{\Delta t} > V_{n,p \text{ max}}$.

La dynamique de transport dans le TBH étant essentiellement verticale, la description des phénomènes physiques suivant l'axe (ox) de transport horizontal, ne nécessite pas autant de précision que celle suivant l'axe (oy). Nous pouvons donc choisir un pas Δx plus grand que le pas Δy , sans nuire à la précision de description du fonctionnement du TBH, ceci dans des proportions raisonnables.

Afin de vérifier la validité de ce choix, nous avons étudié l'influence de la dimension de maille Δx sur les résultats obtenus. Pour cela, nous avons considéré la structure de TBH représentée figure 3.7. Nous avons fixé le pas Δy à 50 Å et avons fait varier Δx , pour le point de fonctionnement $V_{be} = 1.3V$ et $V_{ce} = 3V$. Les résultats obtenus sont résumés dans le tableau ci-dessous.

Δx (m)	I_e (mA/mm)	I_b (mA/mm)	I_c (mA/mm)	β
$\Delta x=2.\Delta y=10^{-8}$	6.5	0.485	6.033	12.43
$\Delta x=3.\Delta y=1.5.10^{-8}$	6.55	0.551	6.01	11
$\Delta x=4.\Delta y=2.10^{-8}$	6.73	0.703	6.005	8.6
$\Delta x=5.\Delta y=2.5.10^{-8}$	6.8	0.802	5.986	7.46
$\Delta x=10.\Delta y=5.10^{-8}$	6.92	1.38	5.46	4

Nous constatons que pour des pas Δx supérieurs à $3.\Delta y$, le gain en courant diminue considérablement à cause de l'augmentation des courants base et émetteur avec le pas Δx . Cette augmentation est directement liée à la manière dont sont calculés les différents courants. Nous choisirons alors pour nos simulations la valeur $\Delta x=3\Delta y=1.5.10^{-8}$ m, qui constitue dans notre cas un bon compromis entre les contraintes en temps de calcul et la précision obtenue.

Par ailleurs, l'hétérojonction émetteur-base est considérée graduelle, et ayant une largeur de gradualité de 100 Å ; les discontinuités des bandes de conduction et de valence étant respectivement de 0.15 eV et 0.23 eV.

3.2 Etude des principaux phénomènes physiques dans la structure

3.2.1 Grandeurs physiques macroscopiques fondamentales dans le TBH

L'étude des performances d'un composant semiconducteur nécessite la connaissance précise et rigoureuse des grandeurs physiques macroscopiques qui régissent son fonctionnement.

Ces grandeurs physiques dépendent à la fois du matériau utilisé et des conditions de fonctionnement (conditions de polarisation, température ...). Nous allons présenter dans ce qui suit, quelques évolutions typiques des principales grandeurs physiques intervenant dans le fonctionnement du TBH : densités d'électrons et de trous, énergie et vitesse des électrons, champ électrique et potentiel ainsi que les densités de courant circulant dans le transistor, et ce, à une température de 300K. Sur ces évolutions, les indices E, B, C et SC représentent respectivement les zones d'émetteur, base, collecteur et sous-collecteur.

3.2.1.1 Evolutions des principales grandeurs physiques dans la structure

Les évolutions que nous présentons ici sont issues de simulations effectuées au point de polarisation : $V_{be} = 1.4V$ et $V_{ce} = 3V$, soit en régime de fonctionnement normal, de façon à ne pas être limité par les zones de saturation ni d'avalanche. La structure étudiée est celle représentée figure 3.7.

3.2.1.1.1 Densité électronique

Nous avons représenté figure 3.8, la distribution interne de la densité d'électrons ($\times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$) dans la structure. Un phénomène de désertion et d'accumulation des électrons se produit au niveau de l'hétérojonction émetteur-base. Cet effet sera plus clairement identifié à partir de la répartition d'électrons dans la structure suivant l'axe (oy) (figure 3.10). La figure 3.8 montre essentiellement la répartition des électrons dans les zones de base et de collecteur du transistor. Les électrons injectés de l'émetteur dans la base traversent cette dernière par diffusion : leur densité décroît de la jonction émetteur-base à la jonction base-collecteur, y formant un gradient de concentration.

Ceci a déjà été démontré dans des travaux effectués sur les TBH GaAlAs/GaAs. Pour des structures à dopage de base homogène, le courant circulant dans la base du transistor est essentiellement un courant de diffusion [1].

La jonction base-collecteur étant largement en régime de polarisation inverse, tous les électrons qui, après diffusion dans la base, parviennent à la jonction base-collecteur, sont injectés dans la zone désertée de collecteur, où la densité d'électrons est plus faible que celle des impuretés ionisées, comme indiqué figure 3.8.

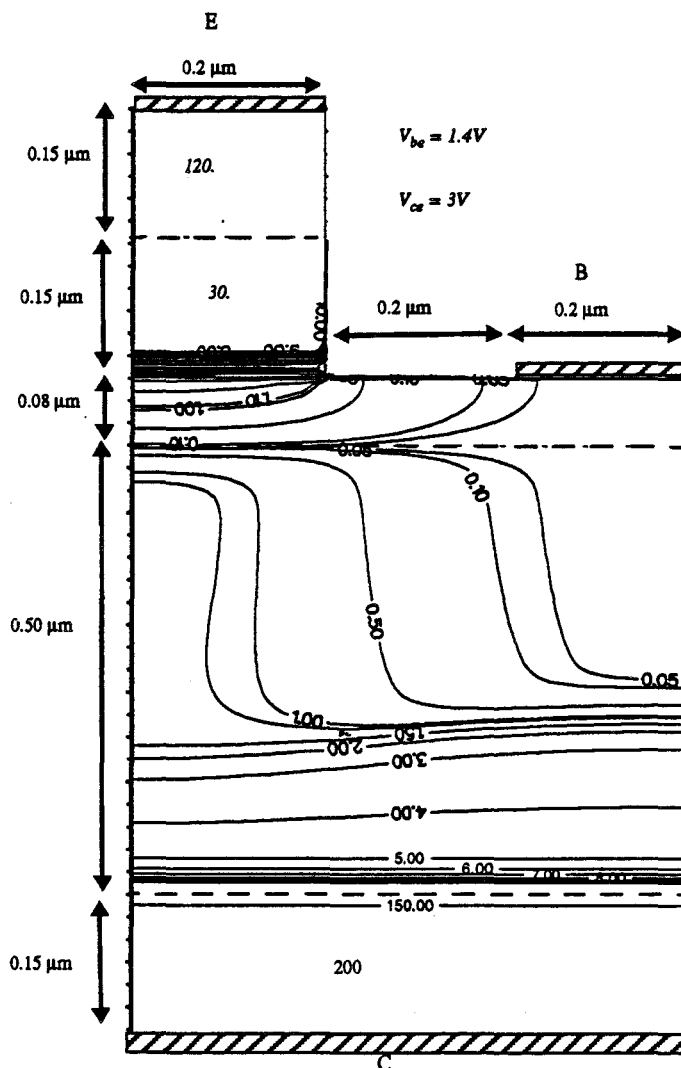


Figure 3.8 Distribution de la densité d'électrons (10^{16} cm^{-3}) dans la structure.

La figure 3.8 met aussi en évidence la répartition des électrons dans les zones extrinsèques du composant. On constate que les densités d'électrons dans la zone active du transistor (sous l'émetteur intrinsèque notamment) sont bien sûr plus importantes que dans les zones extrinsèques de la structure, comme le confirme la figure 3.9 où sont représentées les évolutions de la densité d'électrons dans la direction perpendiculaire au transport essentiellement vertical des porteurs, dans les zones de base et de collecteur respectivement.

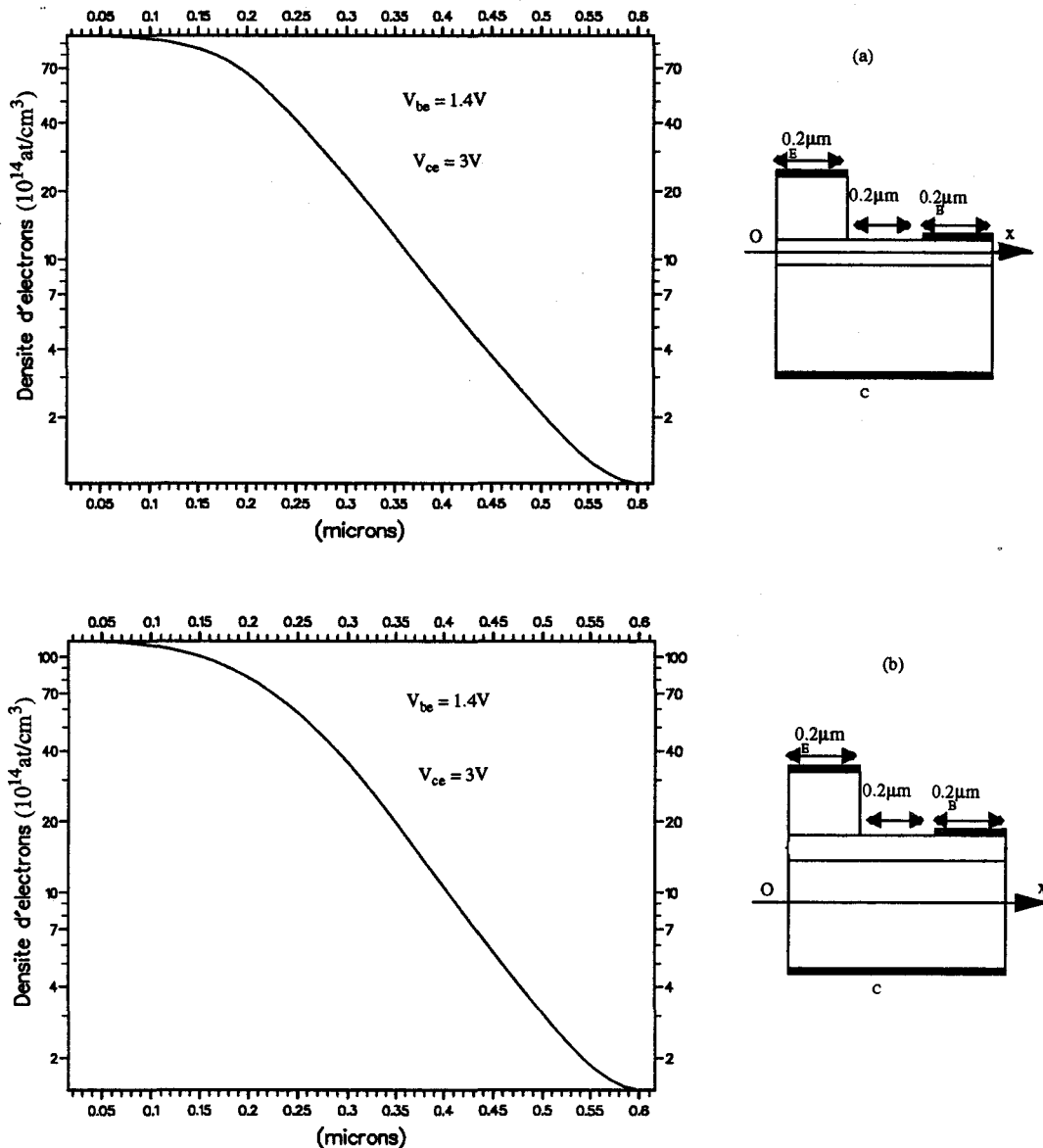


Figure 3.9 Evolutions de la densité d'électrons dans la structure
 a) le long de l'axe (ox) dans la base.
 b) le long de l'axe (ox) dans le collecteur.

Nous avons par ailleurs représenté, figure 3.10, l'évolution de la densité d'électrons dans la structure suivant la direction de transport vertical, de l'émetteur vers le collecteur. La présence de l'hétérojonction anisotype émetteur-base se traduit par une désertion d'électrons côté émetteur de l'hétérojonction et une accumulation de ceux-ci côté base. En effet, l'hétérojonction GaInP/GaAs émetteur-base favorise le passage des électrons de l'émetteur vers la base et tend à bloquer le passage des trous de la base vers l'émetteur.

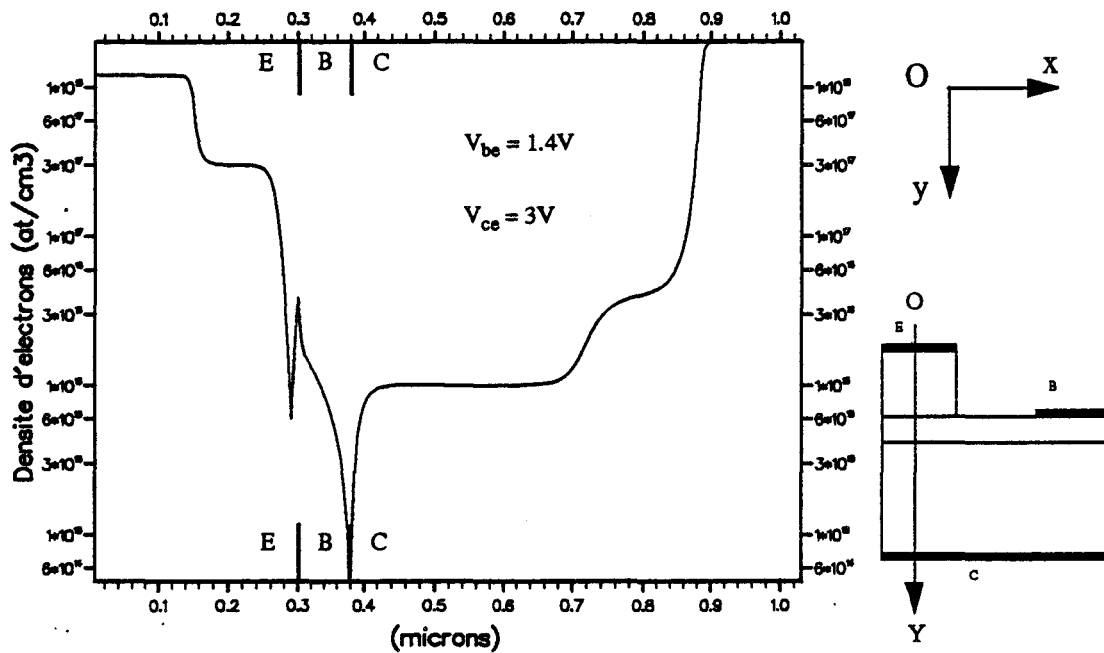


Figure 3.10 Evolution de la densité d'électrons dans la structure le long de l'axe (oy).

Notons qu'au niveau de la jonction base-collecteur, la brusque décroissance de la densité d'électrons est associée au régime de survitesse que subissent les électrons en sortie de base. Nous reviendrons ultérieurement sur cet effet.

3.2.1.1.2 Densité de trous

Nous avons représenté figure 3.11, l'évolution de la densité de trous dans la structure, le long de l'axe de transport vertical (oy). Nous constatons que la densité de trous dans l'émetteur est beaucoup plus faible que celle des électrons dans la base, bien que la densité de trous dans la base soit beaucoup plus importante que celle des électrons dans l'émetteur. Ceci est dû au fait, qu'au niveau de l'hétérojonction émetteur-base, les deux types de porteurs ne sont pas soumis à la même barrière de potentiel.

Nous notons de plus que malgré le régime de polarisation inverse de la jonction base-collecteur, les trous diffusent légèrement dans le collecteur, à cause du fort gradient de dopage entre la base et le collecteur.

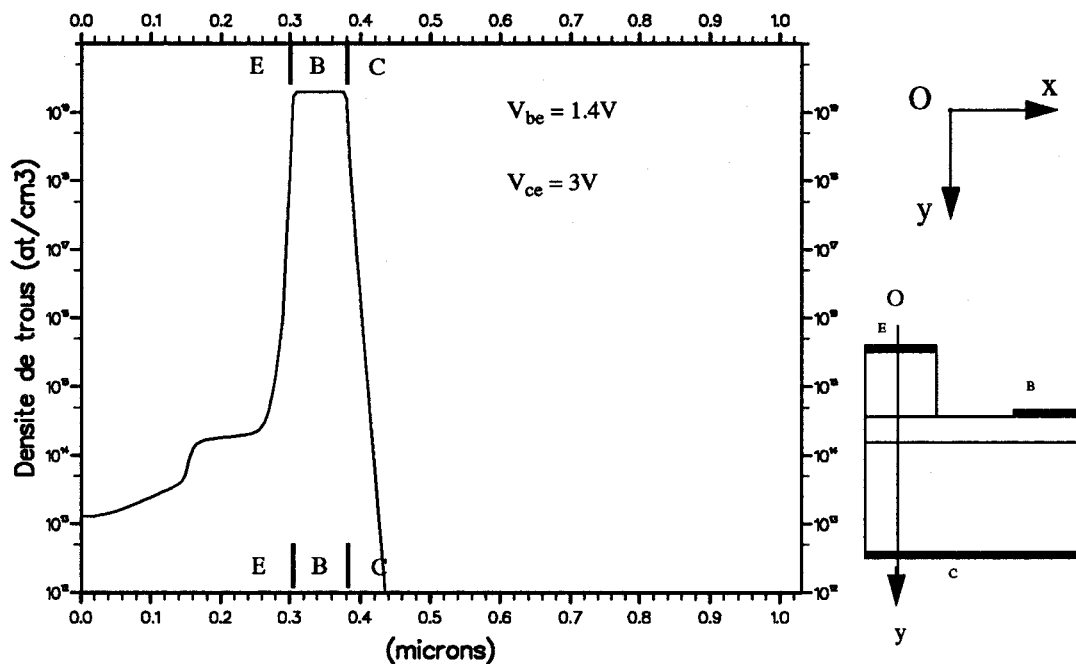


Figure 3.11 Evolution de la densité de trous dans la structure le long de l'axe (oy).

3.2.1.1.3 Champ électrique et potentiel

Une distribution typique des équipotentiels dans la zone de collecteur de la structure est représentée figure 3.12, pour le même point de polarisation ($V_{be} = 1.4V$ et $V_{ce} = 3V$).

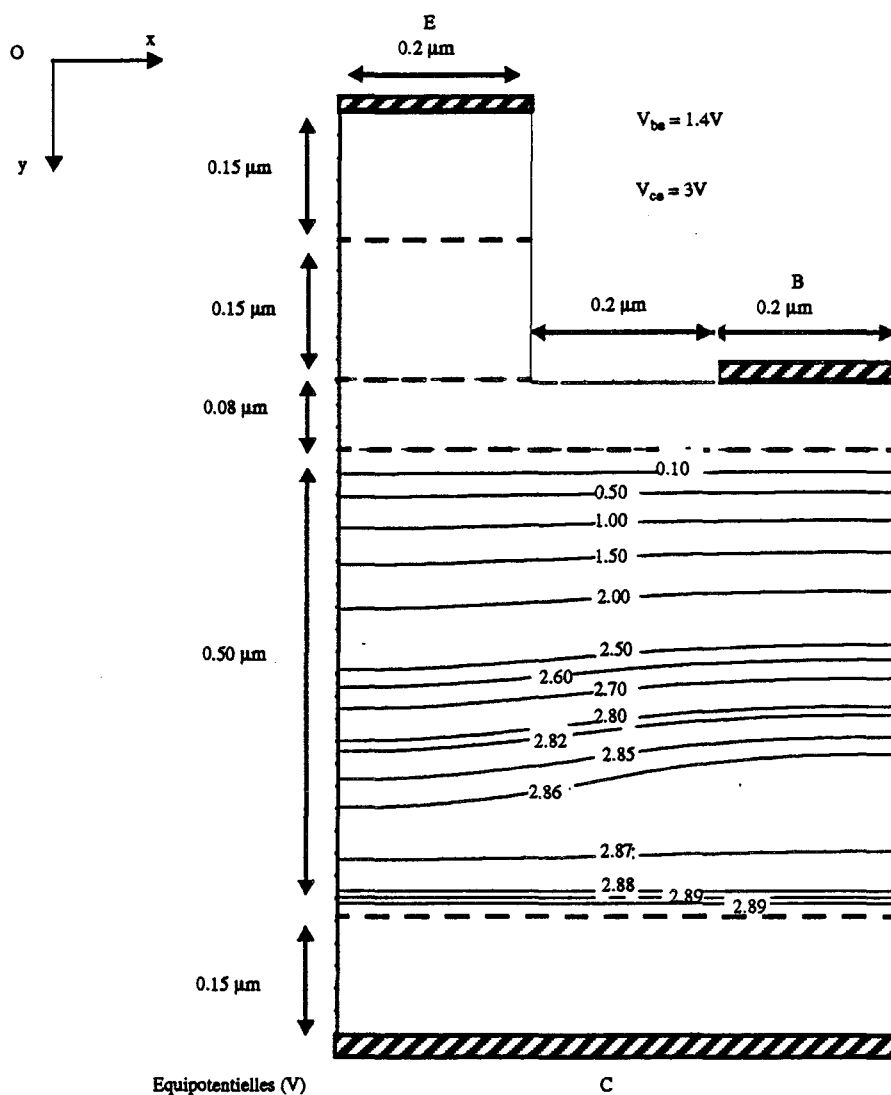


Figure 3.12 Distribution des équipotentiels (V) dans la structure.

Compte tenu du fort dopage de base, le potentiel est quasiment uniforme en tout point de cette zone. Dans le reste de la structure, les équipotentiels sensiblement horizontales témoignent du caractère essentiellement vertical du transport dans le composant. Ceci est confirmé par la figure 3.13, où sont représentées les évolutions

respectives des composantes longitudinale E_y et transversale E_x du champ électrique, et ce, le long de la zone active du transistor, de l'émetteur vers le collecteur. Il apparaît clairement que les amplitudes du champ transversal (suivant (ox)) sont négligeables devant celles du champ longitudinal (suivant (oy)).

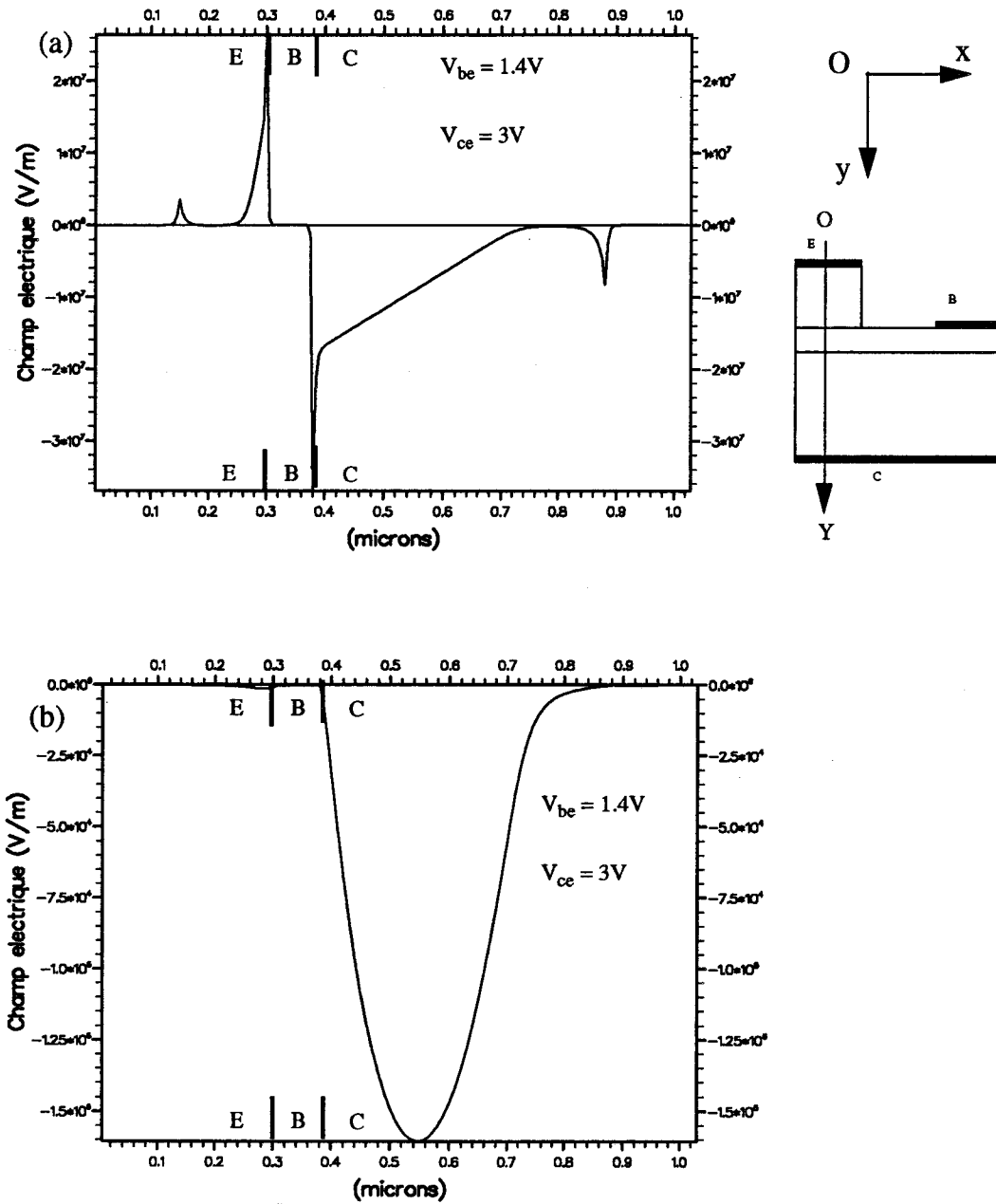


Figure 3.13 Evolutions des composantes du champ électrique
 a) longitudinale (E_y)
 b) transversale (E_x)

Nous retrouvons, figure 3.13a, le profil typique de champ électrique d'une jonction base-émetteur polarisée en direct et d'une jonction collecteur-base polarisée en inverse. Nous observons des pointes de diffusion assez importantes au niveau des jonctions base-émetteur et base-collecteur. Ceci est dû au caractère abrupt du profil de dopage de la structure.

Compte tenu du fort rapport des dopages entre la base très fortement dopée et le collecteur dopé à quelques 10^{16} cm^{-3} , la zone désertée de la jonction base-collecteur s'étend essentiellement dans le collecteur. En l'absence d'effet Kirk, (cas de la faible et moyenne injection), le nombre de porteurs libres n est inférieur à la quantité d'impuretés ionisées Nd dans le collecteur. De ce fait, la pente du champ électrique dans la zone désertée de collecteur est négative (cf. équation de Poisson) et le champ électrique présente une valeur maximale au niveau de la jonction base-collecteur, son amplitude étant fortement dépendante du point de fonctionnement, ainsi que des paramètres technologiques de l'espace base-collecteur (dopages et épaisseurs des couches).

3.2.1.1.4 Energie des électrons

Nous avons représenté figure 3.14, la distribution interne de l'énergie totale moyenne des électrons (eV) dans la structure.

L'analyse de cette distribution révèle l'existence d'un domaine de haute énergie, dont la valeur maximale s'établit à environ 0.85 eV pour le point de polarisation choisi, en sortie de base, dans la région de collecteur où le champ électrique est le plus élevé. Ce maximum d'énergie est situé à 80 nm de la jonction base-collecteur, dans la zone de collecteur. En effet, les évolutions temporelles et spatiales de l'énergie moyenne des électrons sont en retard par rapport à celles du champ électrique, à cause des phénomènes de relaxation des porteurs de charges. Ce domaine de haute énergie entraîne le transfert électronique des électrons en vallées L et X après acquisition d'une énergie cinétique suffisante dans le champ électrique de forte valeur à la jonction base-collecteur.

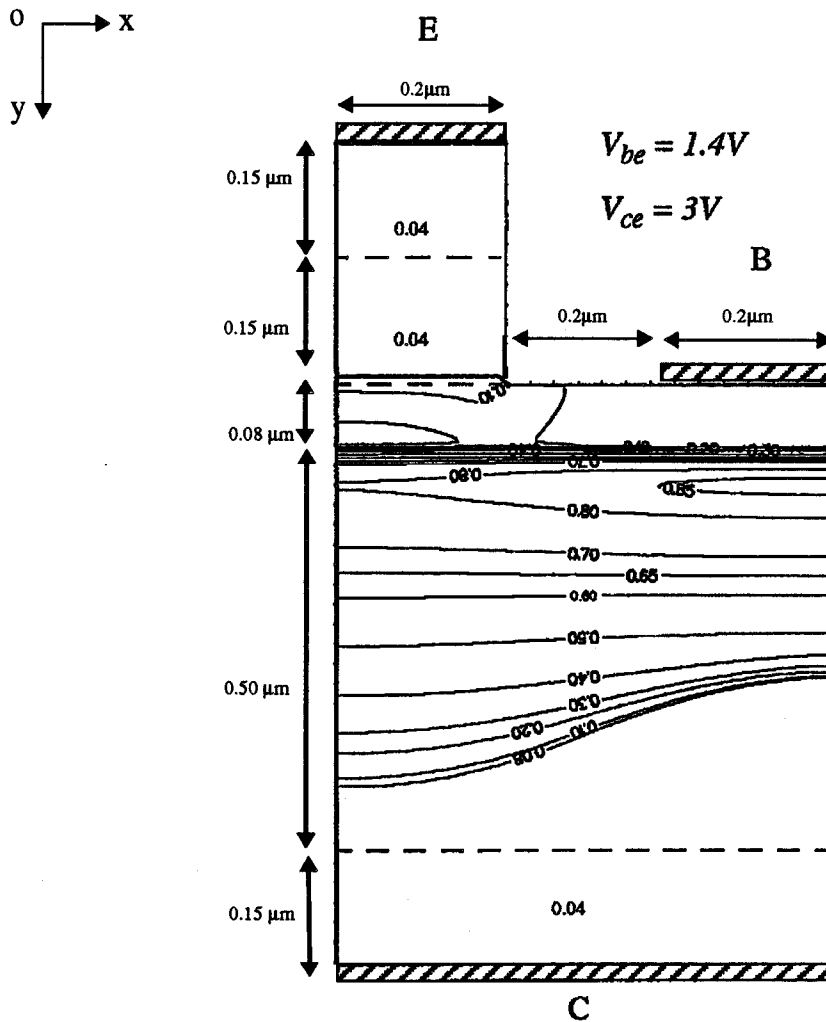


Figure 3.14 Distribution de l'énergie des électrons (eV) dans la structure.

L'évolution plus détaillée de l'énergie des électrons de l'émetteur vers le collecteur est représentée figure 3.15. L'énergie des électrons présente une valeur proche de l'énergie thermique dans l'émetteur, et à peine plus élevée dans la base. Le premier pic peu marqué au niveau de l'hétérojonction émetteur-base correspond au gain d'énergie à la traversée de l'hétérojonction GaInP/GaAs. Son amplitude est fortement liée au niveau d'injection ainsi qu'aux caractéristiques de l'hétérojonction, à savoir sa largeur de gradualité et la valeur de sa discontinuité de bande de conduction.

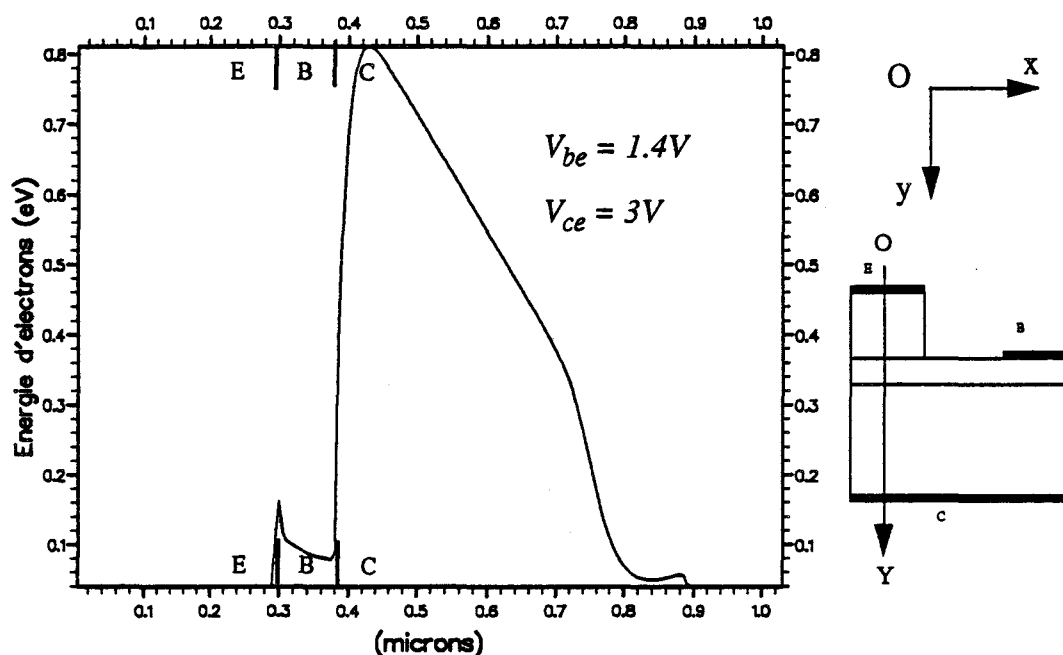


Figure 3.15 Evolution de l'énergie d'électrons dans la structure suivant l'axe (oy).

Notons que l'énergie des trous présente une valeur très proche de celle de l'énergie thermique dans toute la structure du transistor. En effet, les trous sont minoritaires dans toute la structure, sauf dans la zone de base où le champ électrique présente des valeurs trop faibles pour entraîner un échauffement sensible de ces derniers. C'est pourquoi par la suite, nous ne nous intéresserons pas aux évolutions de l'énergie et de la vitesse des trous, mais uniquement à leur concentration.

3.2.1.1.5 Vitesse des électrons

Nous avons représenté figure 3.16, l'évolution de la vitesse d'électrons le long de la zone active du TBH, de l'émetteur vers le collecteur.

L'échauffement des électrons à la jonction base-collecteur, ne suit pas instantanément les variations du champ électrique qui lui donne naissance. Un phénomène de survitesse se produit alors en sortie de base, sur une distance d'une centaine d'angströms. Une fois que les électrons ont acquis une énergie cinétique suffisante

pour transférer en vallées satellites, leur vitesse chute jusqu'à une valeur proche de la vitesse de saturation dans le matériau, vitesse à laquelle ils transitent le long de la zone désertée de collecteur.

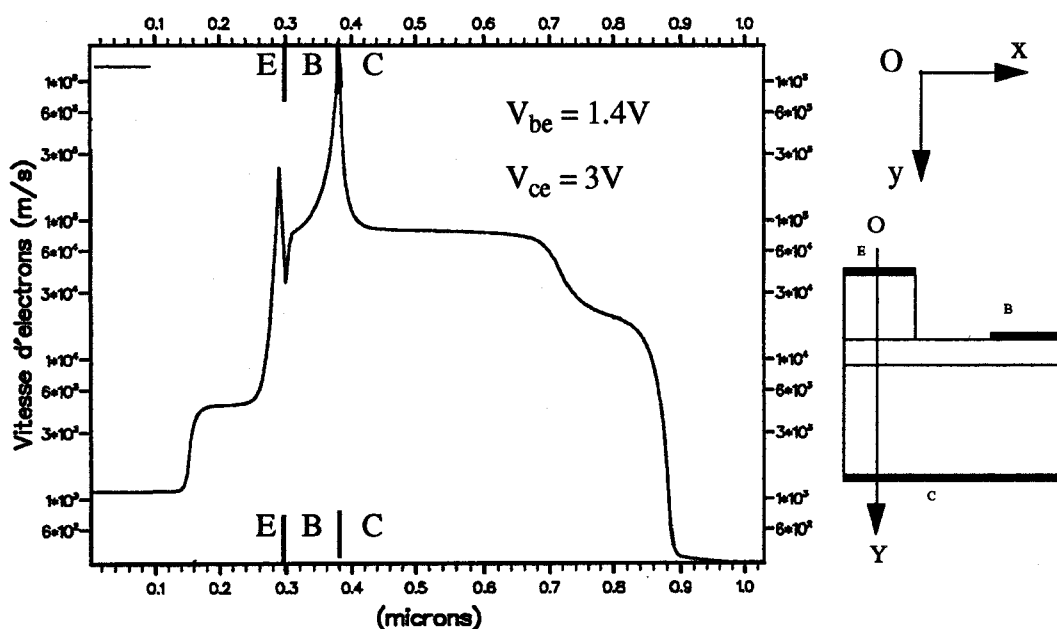


Figure 3.16 Evolution de la vitesse d'électrons dans la structure, suivant l'axe (oy).

La valeur maximale, ainsi que l'épaisseur, de la zone de survitesse dans le collecteur sont fortement dépendantes du matériau semiconducteur constituant les zones de base et de collecteur du TBH [2], des niveaux de dopage respectifs de la base et du collecteur, et des conditions de polarisation car ces paramètres influent directement sur les variations du champ électrique à la jonction base-collecteur [3] [4].

Un effet de survitesse se produit aussi à l'entrée de la base (figure 3.16), en raison de la présence de l'hétérojonction émetteur-base (les électrons injectés de l'émetteur

"chauffent" sur une courte distance au niveau de l'hétérojonction). Il sera d'autant plus prononcé que l'hétérojonction sera abrupte.

3.2.1.1.6 Lignes de courant

Une distribution typique des lignes de courant dans la structure de TBH est représentée figure 3.17, pour le point de fonctionnement $V_{be} = 1.4V$ et $V_{ce} = 3V$ (régime de moyenne injection).

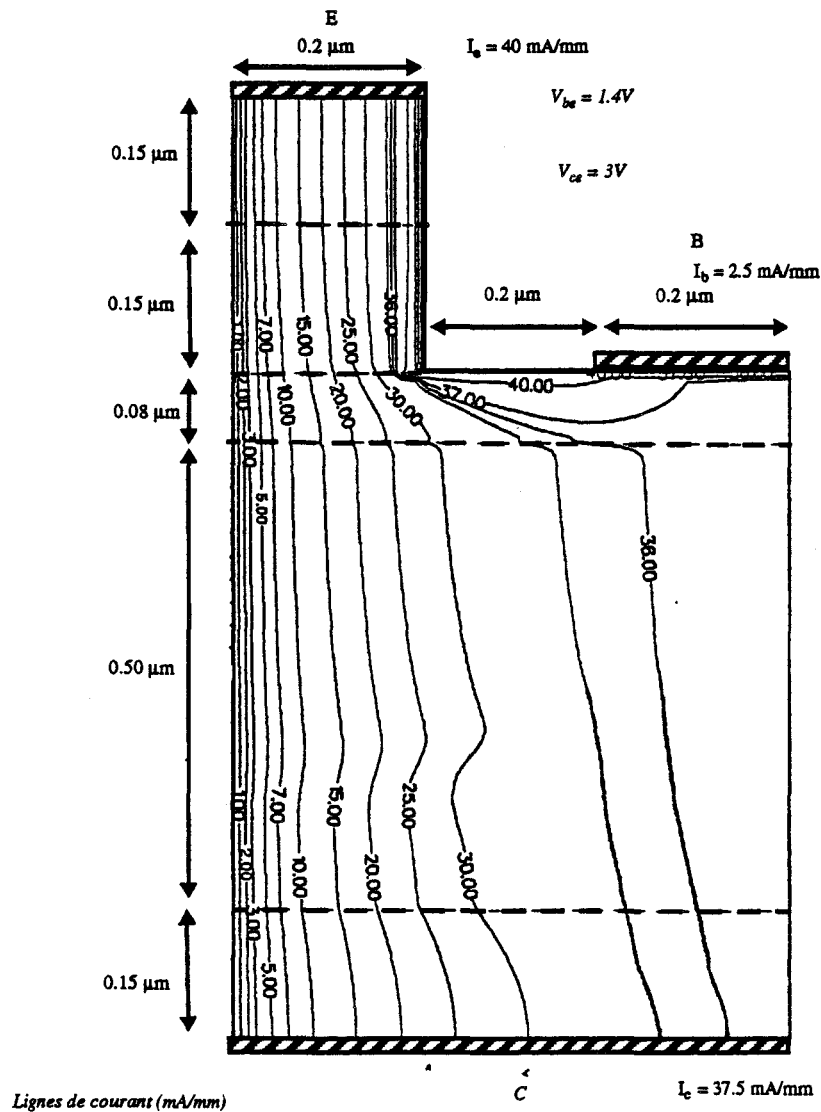


Figure 3.17 Distribution des lignes de courant (mA/mm) dans la structure de TBH.

Notons tout d'abord que l'allure de cette distribution est en parfaite concordance avec des résultats de simulation bidimensionnelle de TBH publiés dans la littérature

[5]. Cette distribution témoigne d'une part du caractère essentiellement vertical de la dynamique de transport dans le TBH, et d'autre part, montre que pour ce régime de fonctionnement, plus de 80% du courant collecteur circule sous l'émetteur intrinsèque.

Cependant, pour des niveaux d'injection plus importants, il apparaît une extension du flux de courant dans les zones extrinsèques de la structure à cause du phénomène de diffusion plus marqué des électrons vers ces régions. Ceci est illustré figure 3.18, où nous avons représenté la répartition des lignes de courant dans la structure pour le point de fonctionnement $V_{be} = 1.50V$ et $V_{ce} = 3V$ correspondant à un régime de forte injection.

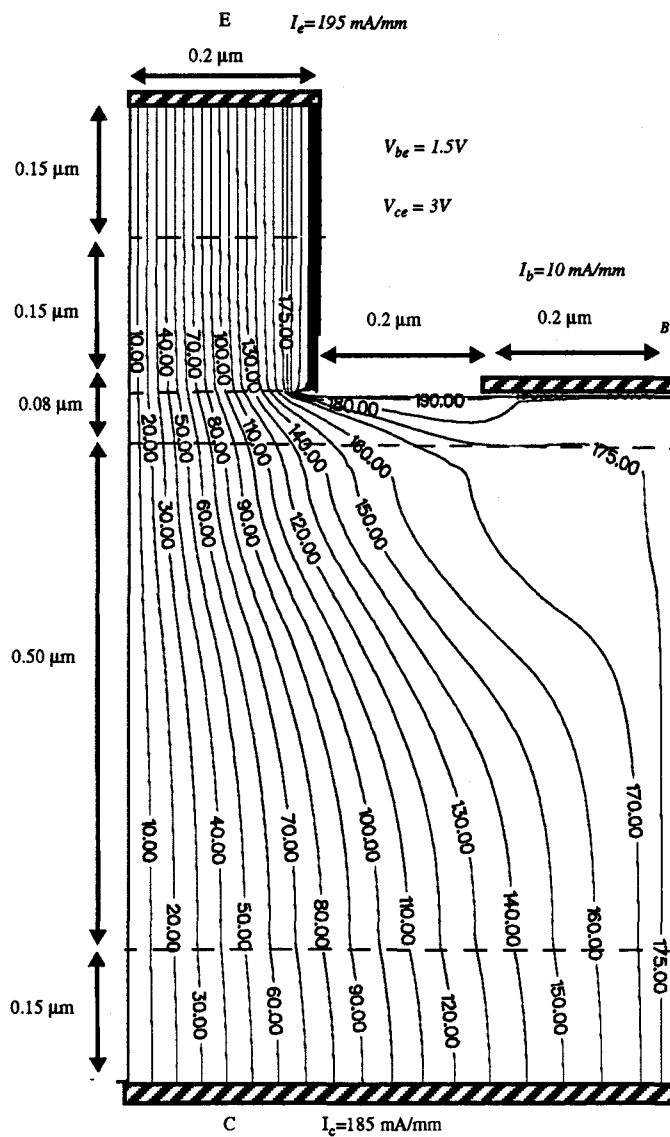


Figure 3.18 Distribution des lignes de courant (mA/mm) dans la structure de TBH

Nous constatons que dans ces conditions, 50% du courant collecteur seulement circule sous l'émetteur intrinsèque. Ceci indique que dans ces conditions de forte injection, les phénomènes de défocalisation du courant seront à prendre en considération.

3.2.1.2 Influence de la tension base-émetteur

Pour étudier l'influence du niveau d'injection sur les grandeurs physiques macroscopiques intervenant dans le fonctionnement du TBH, nous avons fixé la tension collecteur-émetteur à une valeur V_{ce} égale à 3V, alors que la tension base-émetteur V_{be} varie de 1.35V à 1.50V. Ceci correspond à un fonctionnement de la moyenne jusqu'à la forte injection.

Pour ces différentes polarisations, nous avons représenté figure 3.19, l'évolution de la densité d'électrons dans la structure de l'émetteur vers le collecteur : ce qui appelle les remarques suivantes :

- la densité d'électrons dans la base augmente exponentiellement avec le niveau d'injection (cf. chapitre 1) ;
- la densité d'électrons dans la zone désertée de collecteur augmente également avec le niveau d'injection. La zone désertée de collecteur existe encore pour des niveaux de tension, V_{be} de l'ordre de 1.45V. Au delà d'une tension base-émetteur de l'ordre de 1.5V, la zone désertée de collecteur disparaît et, pour de très forts niveaux d'injection, non seulement il n'existe plus de zone désertée mais la densité d'électrons libres devient même supérieure au niveau d'impuretés ionisées dans la zone de collecteur, ce qui conduit à l'apparition de nouveaux effets sur lesquels nous reviendrons ultérieurement (cf paragraphe 3.2.2).

La figure 3.20 représente les évolutions de la densité de trous dans la structure, de l'émetteur vers le collecteur, pour différents niveaux de tension base-émetteur. Malgré la forte discontinuité de la bande de valence au niveau de l'hétérojonction émetteur-base, le nombre de trous injectés de la base vers l'émetteur, augmente exponentiellement avec la tension base-émetteur. Notons cependant que pour des niveaux d'injection correspondant à des tensions base-émetteur inférieures à 1.5V, la diffusion de trous de la base vers le collecteur varie très peu avec le niveau d'injection et reste pratiquement négligeable.

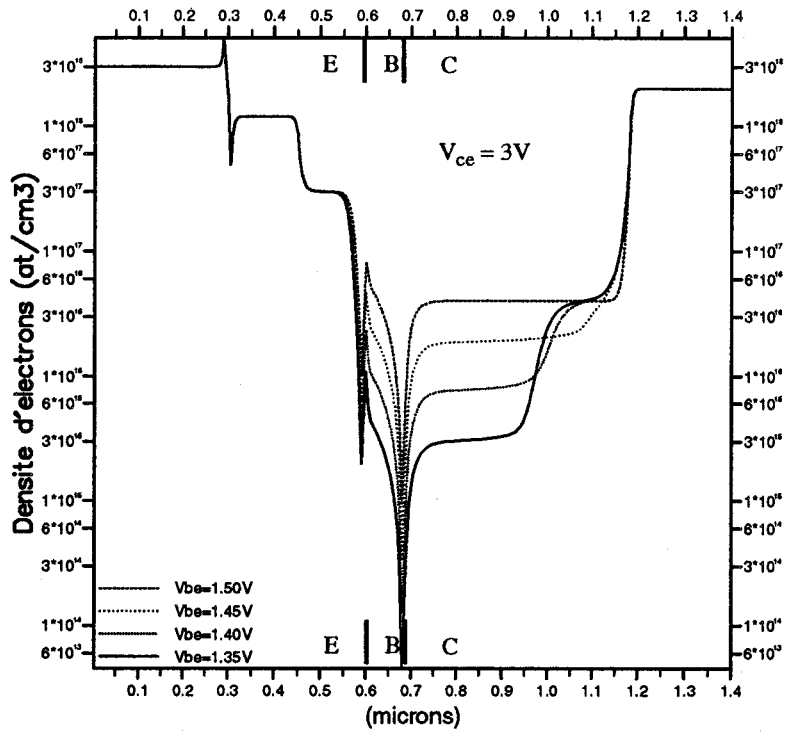


Figure 3.19 Evolutions de la densité d'électrons dans la structure pour différents niveaux d'injection.

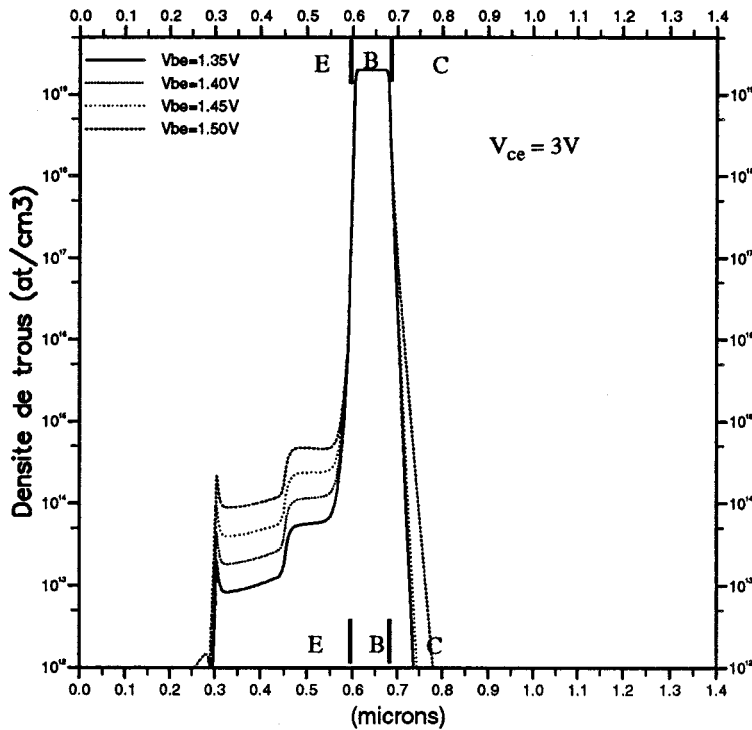


Figure 3.20 Evolutions de la densité de trous dans la structure pour différents niveaux d'injection.

Le champ électrique dans la structure est fortement influencé par le niveau d'injection, surtout dans la zone de collecteur comme illustré figure 3.21. En effet, comme vu précédemment, l'évolution spatiale du champ électrique est fortement dépendante de la réaction de charge d'espace dans cette région. L'augmentation de la tension base-émetteur entraîne une croissance du nombre de porteurs libres dans la zone désertée de collecteur, et par suite la diminution de la pente du champ électrique à cet endroit. Il s'en suit une réduction du maximum de champ électrique à la jonction base-collecteur qui peut même conduire à une inversion locale de la pente de ce dernier (cf. paragraphe 3.2.2). Le profil de champ électrique est donc fortement sensible à l'amplitude du courant collecteur, essentiellement en régime de moyenne et forte injection.

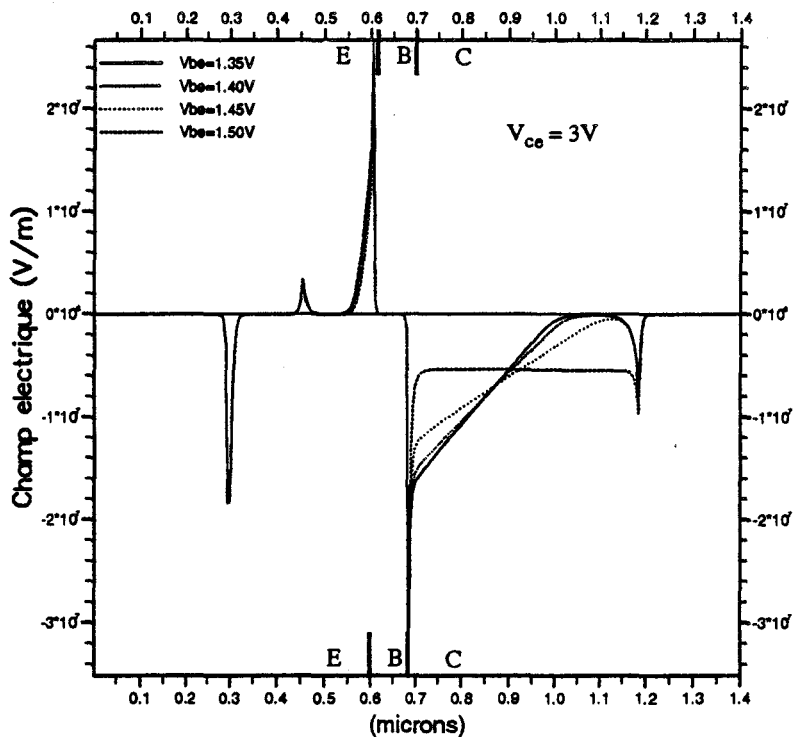


Figure 3.21 Evolutions du champ électrique dans la structure, pour différents niveaux d'injection.

Concernant la vitesse des électrons, nous avons représenté ses évolutions dans la structure, figure 3.22, pour différents niveaux d'injection, suivant l'axe émetteur-collecteur. Le maximum de survitesse à la jonction base-collecteur diminue lorsque la

tension base-émetteur augmente. En effet, l'augmentation du niveau d'injection réduit la valeur maximale du champ électrique au niveau de la jonction base-collecteur, comme vu précédemment. Ceci conduit à une diminution des effets de survitesse, de même qu'à une réduction des valeurs maximales de l'énergie des électrons. Notons cependant que la description des phénomènes de survitesse n'est pas tout à fait rigoureuse dans la mesure où nous avons négligé la relaxation du moment qui tendrait à réduire l'amplitude du phénomène [6]. Notons par ailleurs que la vitesse des électrons dans la zone désertée de collecteur augmente avec le niveau d'injection. Ces effets sont en bonne concordance avec des résultats de simulation Monte-Carlo publiés dans la littérature sur des structures de TBH GaAlAs/GaAs [7] [8].

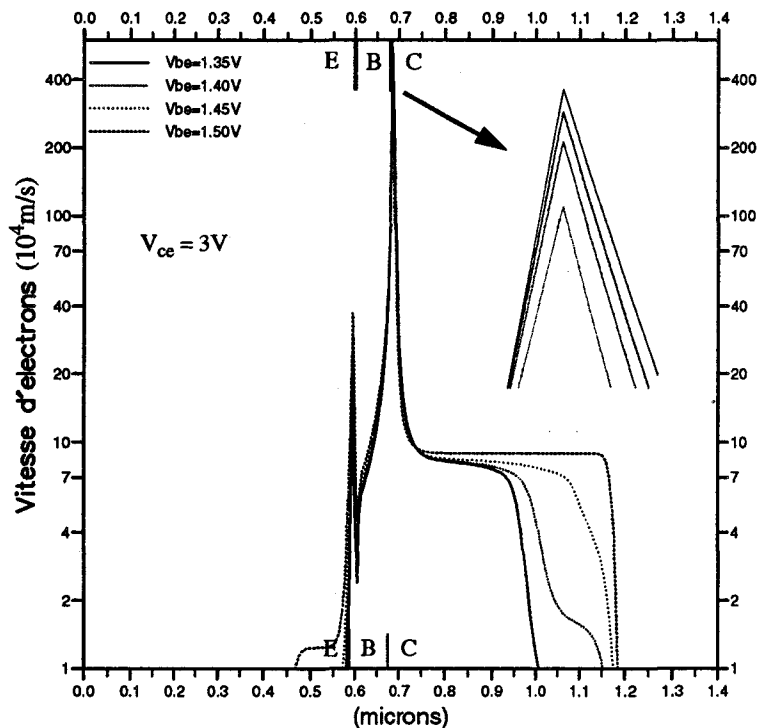


Figure 3.22 Evolutions de la vitesse d'électrons dans la structure, pour différents niveaux d'injection.

Notons de plus que pour ces niveaux d'injection, la fréquence de transition du composant augmente avec l'amplitude du courant collecteur (avant l'apparition de l'effet Kirk (cf paragraphe 3.2.5)). En effet, bien que le pic de survitesse diminue lorsque le niveau d'injection augmente (figure 3.22), le phénomène de survitesse étant très local, son amplitude n'est pas déterminante pour le temps de transit des porteurs dans la structure. Ce dernier est avant tout déterminé par la longueur de la zone désertée et la vitesse avec laquelle il traverse cette zone.

3.2.1.3 Influence de la tension collecteur-émetteur

Pour effectuer cette étude, nous avons fixé la tension base-émetteur V_{be} égale à 1.45V (fonctionnement en moyenne injection), alors que la tension collecteur-émetteur varie de 1V à 7V.

Pour ces différents points de fonctionnement, nous avons représenté figure 3.23, l'évolution de la densité d'électrons dans la structure, de l'émetteur vers le collecteur. Pour les faibles valeurs de tension collecteur-émetteur, la zone désertée de collecteur ne s'étend pas sur la totalité de la région de collecteur, laissant apparaître une zone ohmique. Cette zone ohmique risque de présenter une résistivité élevée, à cause du faible niveau de concentration en impuretés du collecteur.

La longueur de la zone désertée de collecteur augmente bien-entendu avec la tension collecteur-émetteur, alors que la charge d'espace dans cette zone désertée reste sensiblement constante (hors régime d'avalanche), cette dernière est imposée par le niveau d'injection qui est constant. Pour la structure considérée ici, la zone de collecteur est entièrement désertée pour une tension $V_{ce} = 7V$. Pour des tensions collecteur-émetteur plus importantes, les porteurs transitant dans la zone de collecteur peuvent être soumis à des collisions ionisantes (cf paragraphe 3.2.3).

Le profil de champ électrique dans la structure dépend également de la tension collecteur-émetteur appliquée, comme indiqué figure 3.24. La valeur maximale du champ électrique à la jonction base-collecteur augmente avec la tension collecteur-émetteur ; cependant sa pente reste constante car elle est principalement déterminée par le niveau d'injection, à dopage de collecteur donné.

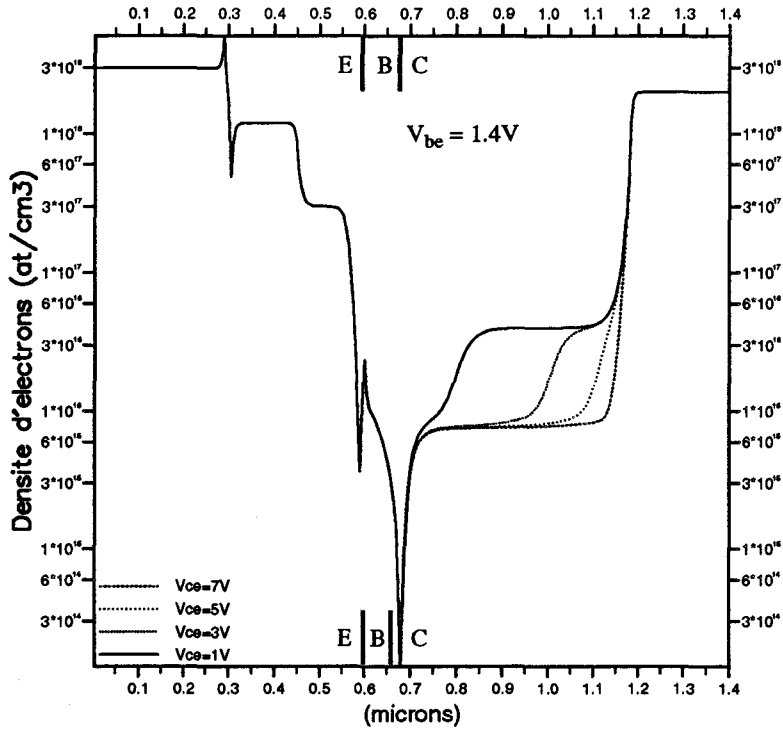


Figure 3.23 Evolutions de la densité d'électrons dans la structure.

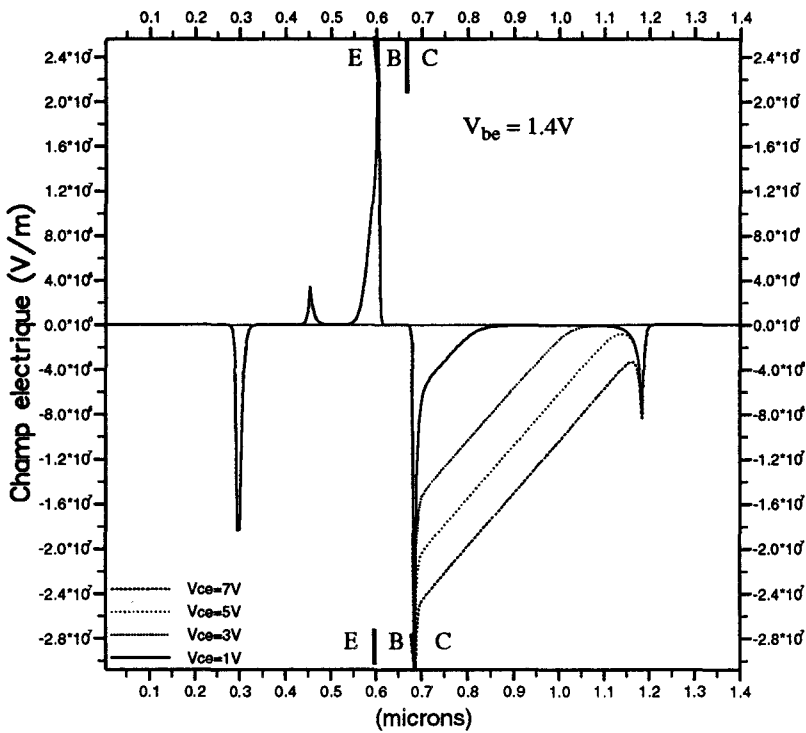


Figure 3.24 Evolutions du champ électrique dans la structure, pour différentes tensions collecteur-émetteur.

Les évolutions de l'énergie des électrons correspondantes à celles du champ électrique sont représentées figure 3.25. Lorsque V_{ce} augmente, les électrons acquièrent de plus en plus d'énergie lors de leur sortie de la base et atteignent donc leur vitesse limite dans le matériau, sur une distance d'autant plus courte.

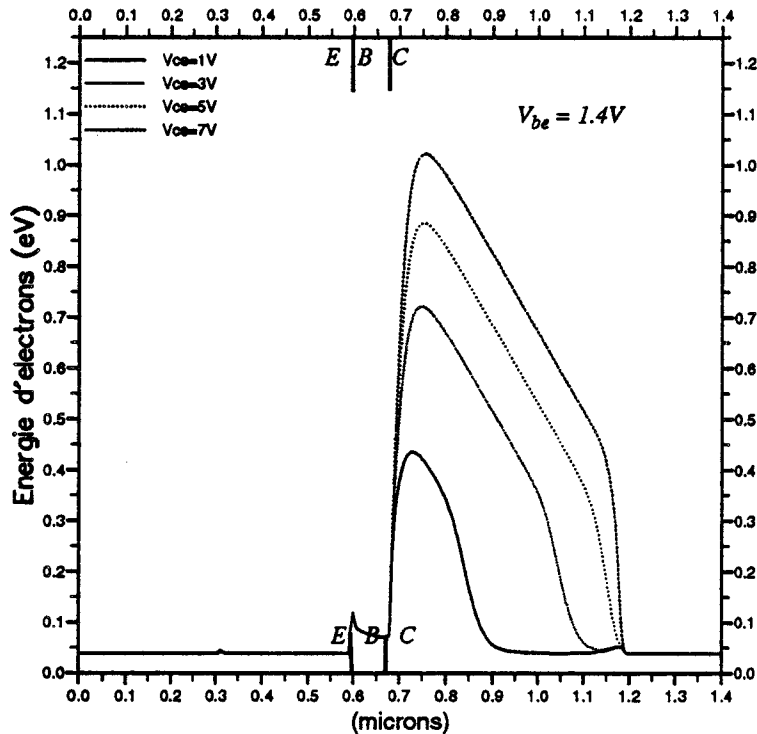


Figure 3.25 Evolutions de l'énergie des électrons dans la structure pour différentes tensions collecteur-émetteur.

Par ailleurs, nous montrons figure 3.26, l'évolution de la densité de trous dans la structure, pour une tension base-émetteur $V_{be} = 1.50V$ (début du régime de forte injection), et deux valeurs de tension collecteur-émetteur $V_{ce} = 1V$ et $3V$. Nous constatons que la diffusion de trous de la base dans le collecteur est d'autant plus importante que V_{ce} est faible. Cet excès de trous dans le collecteur, aux faibles valeurs de V_{ce} , augmente considérablement le temps de transit total dans la structure et donc réduit les performances fréquentielles du composant. Ceci interdit le fonctionnement du TBH à fortes valeurs de V_{be} et faibles valeurs de V_{ce} , de façon à éviter les effets néfastes de forte injection dans le collecteur (cf paragraphe 3.2.2). Ce dernier point peut constituer une limitation pour certaines applications. Cette limitation pourra être levée avec l'utilisation de transistors bipolaires à double hétérojonction, comme nous le verrons dans le chapitre 4.

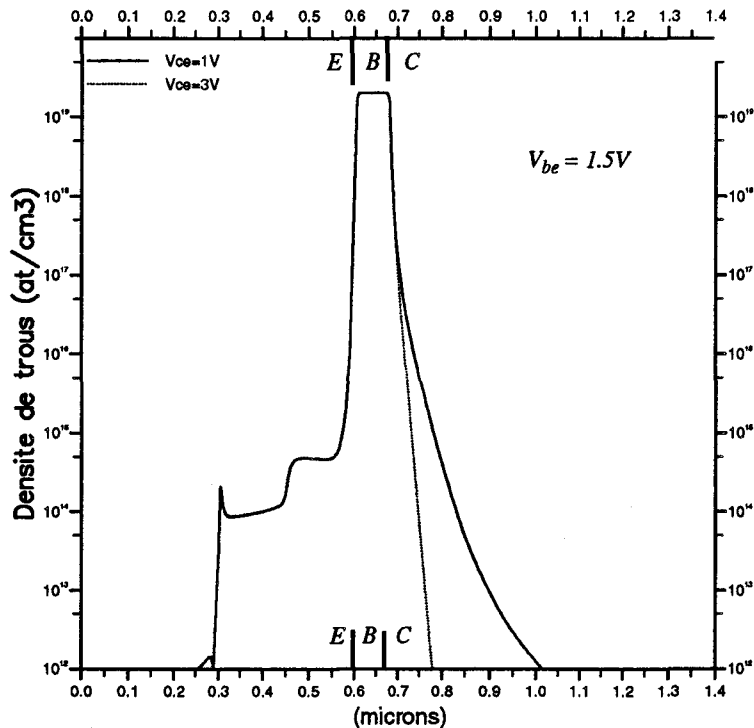


Figure 3.26 Evolutions de la densité de trous dans la structure, pour différentes tensions collecteur-émetteur, en régime de forte injection.

3.2.2 Effets de forte injection dans le TBH

Dans les transistors bipolaires, les effets de forte injection sont largement responsables des chutes des performances de ces composants en gain et fréquences de coupure. L'effet Kirk constitue le principal phénomène physique limitatif connu dans les transistors bipolaires classiques pour le fonctionnement à fortes densités de courant.

De plus, dans les TBH GaAs, cet effet peut engendrer des instabilités de type Gunn dans la zone de collecteur.

3.2.2.1 L'effet Kirk

L'effet Kirk est causé par l'excès de porteurs mobiles dans la zone de collecteur du transistor en régime de forte injection. Pour mettre en évidence son apparition dans la structure de TBH étudiée (cf paragraphe 3.1), nous avons fait varier la tension base-émetteur de 1.50 à 1.65V, cette dernière valeur étant supérieure à la hauteur de barrière de potentiel de l'hétérojonction émetteur-base ($V_{bi} \# 1.6V$).

Pour ces niveaux d'injection, nous avons représenté les évolutions dans la structure des principales grandeurs physiques macroscopiques, qui illustrent bien l'effet Kirk : densités d'électrons, champ électrique et densités de trous dans la zone de collecteur. Ces évolutions sont présentées figures 3.27, 3.28 et 3.30 respectivement, pour une tension collecteur-émetteur maintenue constante et égale à 3V. La figure 3.27 montre d'une part, que pour des tensions base-émetteur supérieures à 1.50V, la densité d'électrons dans le collecteur devient supérieure au niveau de dopage de ce dernier et d'autre part, qu'à partir de tensions base-émetteur de l'ordre de 1.60V, les électrons s'accumulent à la jonction base-collecteur.

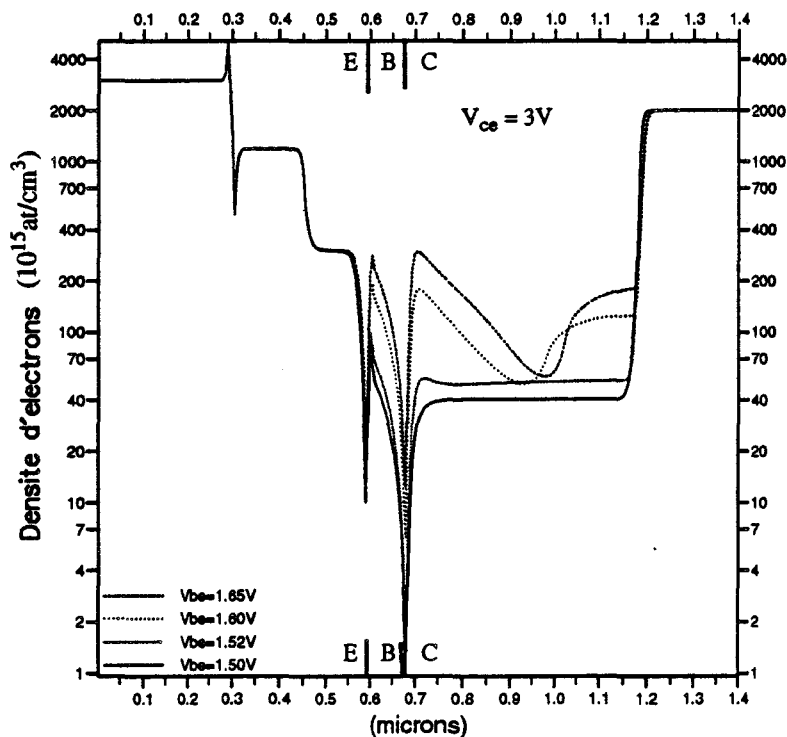


Figure 3.27 Evolutions de la densité d'électrons dans la structure, en régime de forte injection.

En effet, les électrons injectés de l'émetteur arrivent à la jonction base-collecteur avec une énergie moyenne voisine de l'énergie thermique. Afin d'être transférés en vallées hautes, ces porteurs doivent acquérir dans le champ électrique une énergie cinétique au moins égale à la valeur du gap énergétique intervallées. L'acquisition de cette énergie nécessite un certain temps pendant lequel les électrons parcourent en régime de survitesse une certaine distance. Une fois transférés en vallées satellites hautes, les porteurs voient leur vitesse de dérive décroître alors brusquement pour atteindre

des valeurs proches de celle de la vitesse de saturation dans le matériau. Les électrons sont alors localement soumis à un ralentissement important et brutal accentué par l'effet de survitesse. En régime de forte injection, ceci se traduit par la formation d'une couche d'accumulation de porteurs dans le collecteur. Cette accumulation d'électrons dans le collecteur va engendrer une nette augmentation du temps de transit des électrons dans cette zone.

Par ailleurs, à partir d'une tension base-émetteur voisine de 1.52V, la pente du champ électrique dans le collecteur s'inverse (figure 3.28). Dans ces conditions, le champ devient maximal du côté du sous-collecteur ; et pour des tensions V_{be} supérieures à 1.60V, le champ électrique s'annule à la jonction base-collecteur. Cette dernière devient passante et la région de collecteur où le champ électrique est très faible, se comporte comme une zone quasi-neutre semblable à la zone de base. Cette zone constitue un prolongement de la base dans le collecteur et est appelée zone de base induite. La longueur de cette zone de base induite est liée bien-entendu à la densité de courant collecteur, ainsi qu'à la tension collecteur-base appliquée.

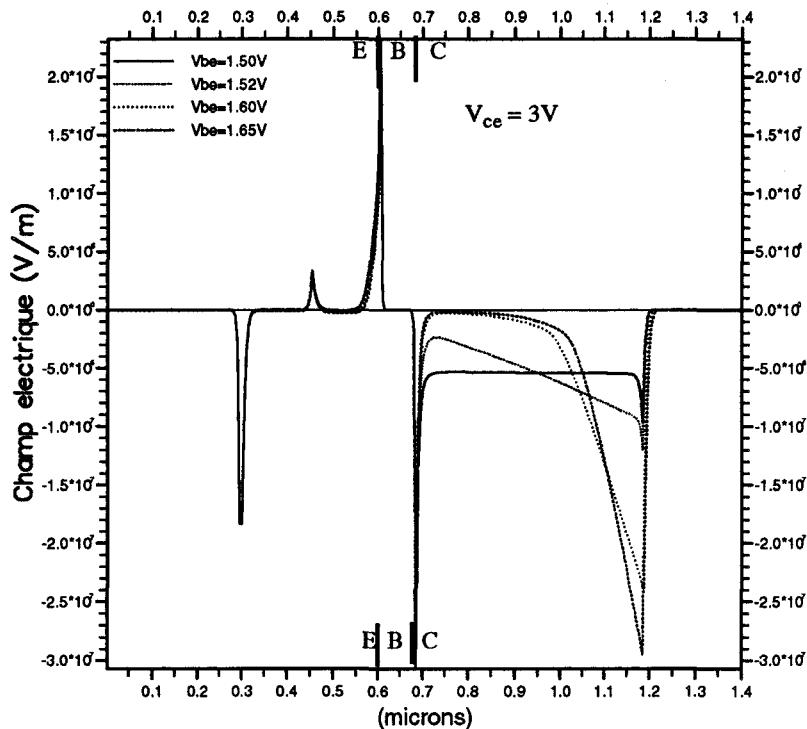


Figure 3.28 Evolutions du champ électrique dans la structure en régime de forte injection.

Un ordre de grandeur du courant collecteur pour lequel le phénomène d'élargissement de base peut apparaître, est donné en première approximation par l'expression [9] (figure 3.29) :

$$J_{co} = \frac{2 \cdot V_{cb}}{W_c^2} \epsilon \cdot V_s + q \cdot Nd \cdot V_s \quad (2.78)$$

- où ϵ est la permittivité diélectrique du matériau constituant le collecteur ;
 V_{cb} la tension collecteur-base appliquée ;
 W_c l'épaisseur de collecteur ;
 V_s la vitesse de saturation des porteurs ;
 Nd le niveau de dopage du collecteur.

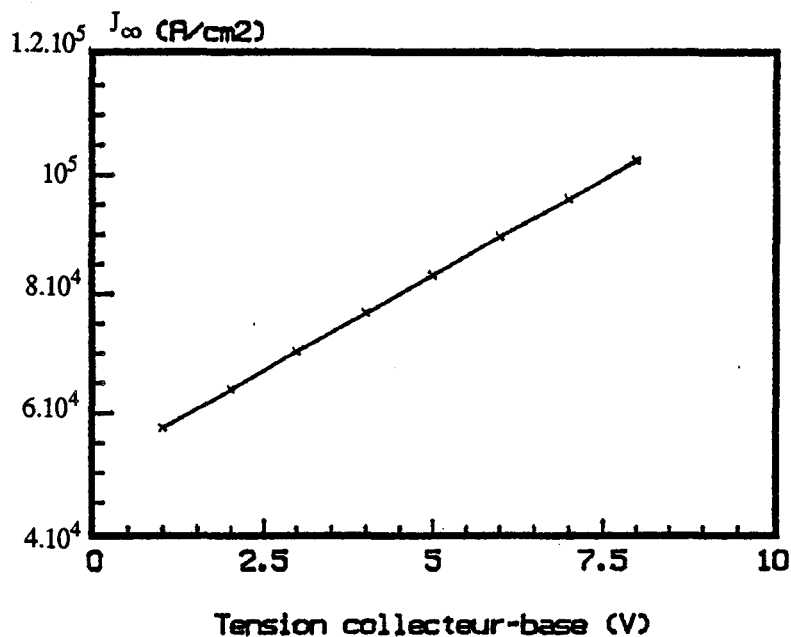


Figure 3.29 Evolution de la densité de courant collecteur pour laquelle l'effet Kirk peut être établi en fonction de la tension collecteur-base.

Notons que J_{co} est d'autant plus faible que la tension V_{cb} est petite. De ce fait, l'effet Kirk interdit le fonctionnement du transistor à forte densité de courant collecteur et faible tension collecteur-base.

L'effet d'élargissement de base est aussi bien illustré sur l'évolution de la densité de trous dans la structure représentée figure 3.30. En effet, pour des tensions base-émetteur supérieures à 1.52V (à $V_{ce} = 3V$), la densité de trous dans le collecteur devient plus importante que dans l'émetteur, du fait que la jonction base-collecteur devient passante.

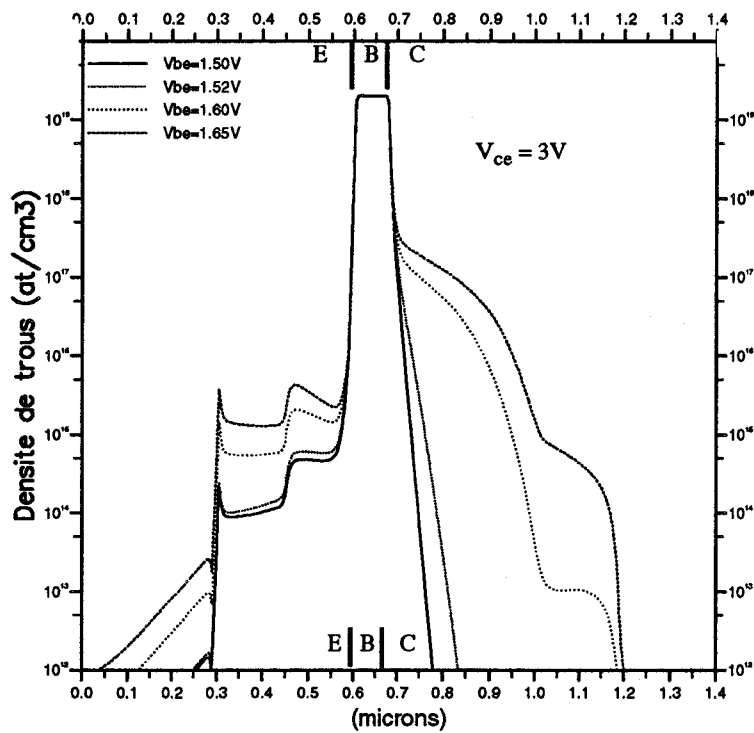


Figure 3.30 Evolutions de la densité de trous dans la structure, en régime de forte injection.

En conséquence, le temps de transit des porteurs dans la base du transistor est fortement augmenté, puisqu'il est, en première approximation, proportionnel au carré de l'épaisseur de base (cf chapitre 1). Ceci va augmenter considérablement le temps de transit total des porteurs dans la structure. Il en résulte une réduction de la fréquence de transition, et les performances dynamiques du transistor en haute fréquence deviennent alors très faibles.

De plus, cet excès de porteurs dans la base du transistor conduit à une forte augmentation de la recombinaison dans cette zone, d'où une chute brutale du gain en courant.

3.2.2.2 Instabilités de type Gunn

L'effet Kirk peut être à l'origine du déclenchement d'instabilités de type Gunn dans la zone de collecteur du TBH.

En effet, comme vu précédemment, en régime de forte injection, pour une tension collecteur-émetteur donnée, lorsque la tension base-émetteur augmente, une importante couche d'accumulation apparaît en sortie de base. Cette couche d'accumulation d'électrons tend à diminuer localement la valeur du champ électrique. Ce dernier peut atteindre alors des valeurs suffisamment faibles pour provoquer un phénomène de transfert électronique conduisant à la propagation de la couche d'accumulation, comme dans une diode Gunn millimétrique.

En effet, rappelons tout d'abord, que l'évolution temporelle d'une inhomogénéité de charge d'espace dans un matériau homogène, peut être déterminée par [6] :

$$Q(t) = Q(0) \cdot \exp(-t/\tau) \quad (2.79)$$

où

$$\tau = \frac{\epsilon}{\sigma} = \frac{\epsilon}{|q| \cdot Nd \cdot \mu}$$

avec : ϵ permittivité du matériau utilisé ;
 $|q|$ charge de l'électron ;
 Nd niveau de dopage de la zone active ;
 $\mu = \frac{dv}{dE}$ mobilité différentielle.

Dans un milieu à mobilité différentielle positive, la constante de temps τ est également positive ; elle est appelée constante de temps de décroissance de la charge d'espace. Dans un milieu à mobilité différentielle négative, τ devient une constante de temps de croissance de la charge d'espace ($\tau < 0$).

Donc, si d'une part sous l'effet de la couche d'accumulation la valeur du champ électrique à la jonction base-collecteur décroît jusqu'à atteindre la zone à mobilité différentielle négative, et si la constante de temps de croissance de la charge d'espace est inférieure au temps de transit des porteurs dans le collecteur, alors la croissance de la charge d'espace va avoir lieu, et donc la couche d'accumulation va croître et se propager tout au long de la zone de collecteur. Cet effet est mis en évidence figures 3.31 et 3.32, où nous avons représenté l'évolution de la densité d'électrons dans la structure, et celle correspondante du champ électrique, et ce pour différents instants du temps de simulation.

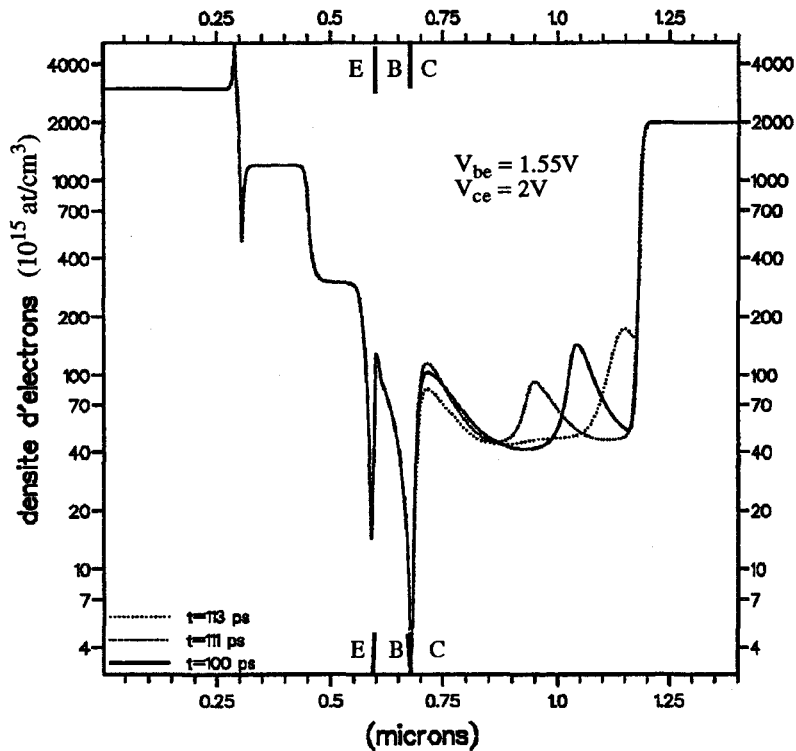


Figure 3.31 Evolutions de la densité d'électrons dans la structure pour différents instants du temps de simulation (instabilités de type Gunn).

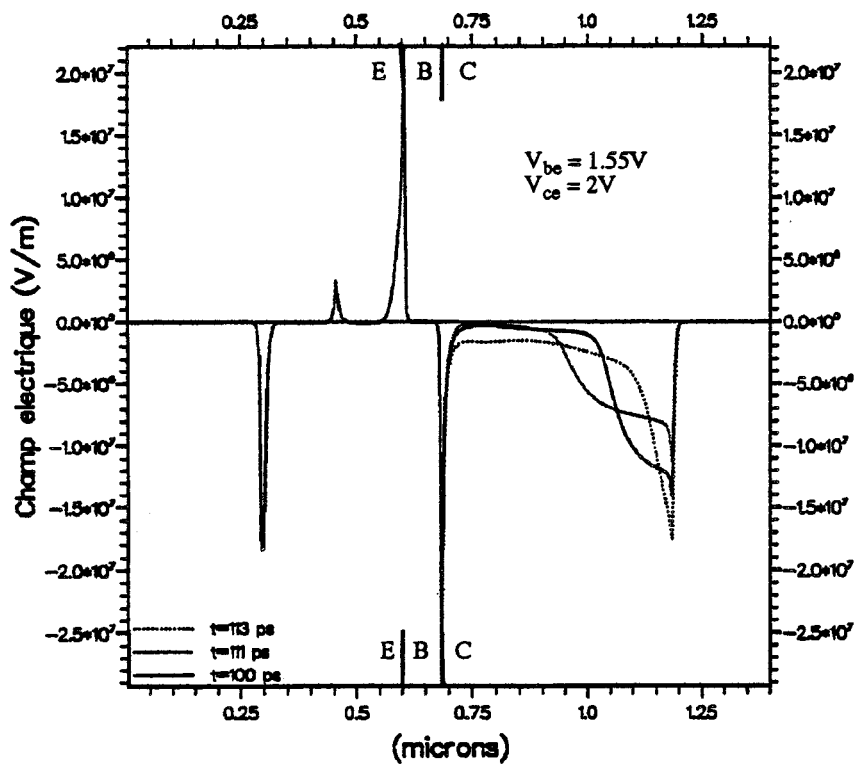


Figure 3.32 Evolutions du champ électrique dans la structure, pour différents instants du temps de simulation (instabilités de type Gunn).

Cette propagation de couches d'accumulation dans le collecteur du transistor se traduit par des oscillations de forte amplitude du courant collecteur, dont la période correspond au temps de transit de la couche d'accumulation dans le collecteur, comme illustré figure 3.33.

Notons cependant que ces instabilités ne se traduiront pas systématiquement par des oscillations de type génération de puissance dans le circuit extérieur, car leur fréquence peut être supérieure à la fréquence de coupure de la mobilité différentielle négative en volume dans le GaAs. Néanmoins, la propagation de ces couches d'accumulation perturbe le fonctionnement du dispositif, en créant des instabilités de courant et de tension.

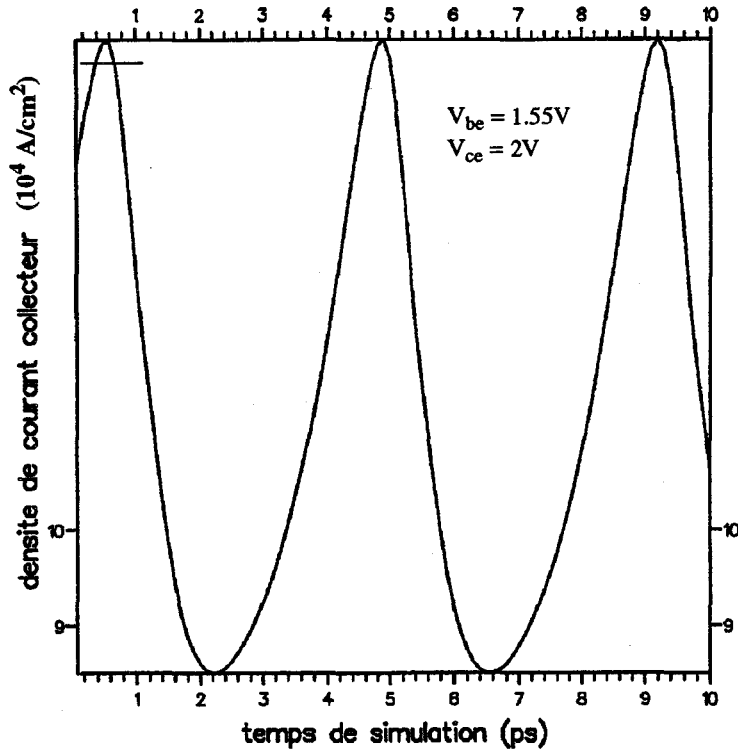


Figure 3.33 Evolution de la densité de courant collecteur en fonction du temps de simulation (instabilités de type Gunn).

La croissance de la charge d'espace dans la zone de collecteur peut être contrôlée par la tension collecteur-émetteur appliquée, car la valeur de champ électrique à la jonction base-collecteur est étroitement liée à cette dernière. De ce fait, pour chaque valeur de tension collecteur-émetteur, il existe une valeur maximale de la densité de courant collecteur au-delà de laquelle le fonctionnement du transistor devient instable. Ceci est illustré figure 3.34. Cette densité de courant collecteur critique est bien sûr d'autant plus élevée que la tension collecteur-émetteur appliquée est importante et que l'épaisseur de collecteur est faible. En effet, la croissance de la charge d'espace dans le collecteur dépend fortement du produit NdL de cette zone (dopage et épaisseur).

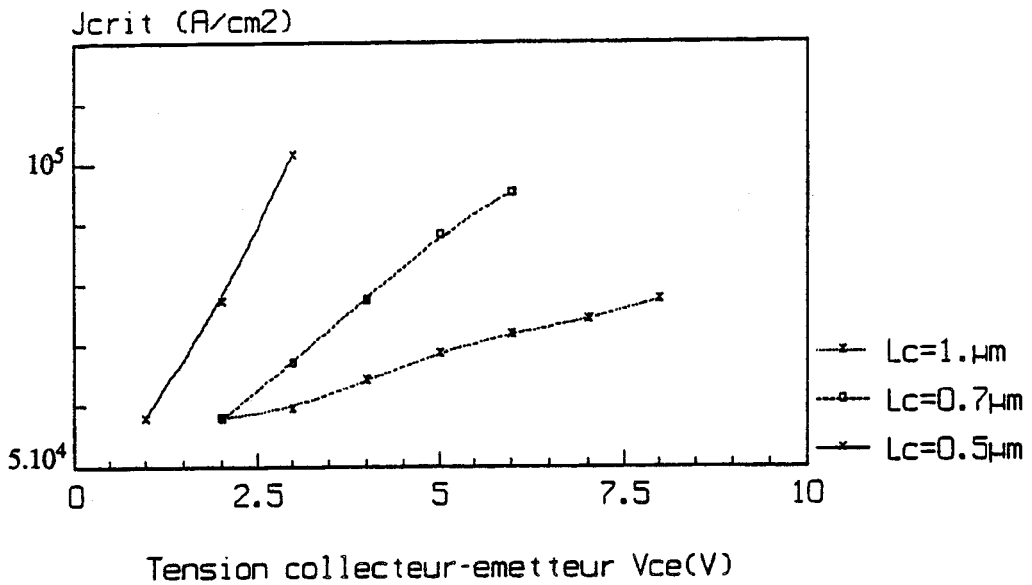


Figure 3.34 Evolutions de la densité de courant collecteur pour laquelle les instabilités de type Gunn peuvent être établies dans la structure, en fonction de la tension collecteur-émetteur, pour différentes épaisseurs de collecteur.

En effet, pour éviter toute croissance de charge d'espace dans le collecteur du transistor, il est nécessaire que le temps de croissance des charges d'espace soit supérieur ou à la limite du même ordre de grandeur que le temps de transit des porteurs dans cette zone. Cette condition peut s'exprimer de la façon suivante :

$$\frac{\epsilon}{q \cdot Nd \cdot \mu} \geq \frac{L}{v} \quad (2.80)$$

où : L est l'épaisseur de collecteur ;

v est la vitesse de transit dans le collecteur ;

ou encore

$$Nd \cdot L \leq \frac{v \cdot \epsilon}{q \cdot \mu} \quad (2.81)$$

Cette dernière égalité se réduit typiquement, dans le cas du GaAs, à la condition bien connue [6] [10] : $Nd \cdot L \leq 10^{12} \text{ cm}^{-2}$; cette valeur est dite critique. La prise en compte de la dynamique non stationnaire porte cette valeur à $2 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ [6]. Si, dans la zone de collecteur, le produit $Nd \cdot L$ est inférieur à la valeur critique, le contrôle de la charge d'espace est systématique et indépendant des conditions de fonctionnement. Si, par contre, le produit $Nd \cdot L$ est supérieur à la valeur critique, la croissance des charges d'espace peut avoir lieu et son contrôle dépend des conditions de fonctionnement.

3.2.3 Effet d'avalanche dans le TBH GaInP/GaAs

Le phénomène de multiplication des porteurs est l'un des phénomènes physiques les plus limitatifs dans le fonctionnement d'un composant semiconducteur, pour des applications de forte puissance. Il est caractérisé en général par la tension d'avalanche comme par exemple, dans le cas des TBH, la tension d'avalanche de la jonction base-collecteur qui constitue un facteur limitatif fondamental pour le niveau de puissance de sortie du transistor, dans la mesure où elle limite l'excursion crête de la tension collecteur-base. Il convient donc de concevoir et de réaliser des jonctions base-collecteur présentant la tension d'avalanche la plus élevée possible tout en respectant d'autres contraintes antagonistes (fréquences de coupure, gain en courant ...).

3.2.3.1 Rappel du phénomène d'avalanche dans une jonction PN

Le phénomène d'avalanche se caractérise par l'augmentation importante du courant de saturation, lorsque la tension inverse appliquée aux bornes de la jonction PN devient suffisante. Deux phénomènes physiques sont à l'origine du phénomène d'avalanche [11] :

- a- Le phénomène de multiplication des porteurs minoritaires à leur traversée de la zone désertée où, accélérés par le champ électrique intense qui y règne, ils acquièrent malgré leurs multiples interactions avec le réseau cristallin, assez d'énergie cinétique pour en céder une partie suffisante à une liaison atomique de valence, qui est ainsi capable de se rompre en libérant une paire électron-trou. Cette paire pourra elle-même produire d'autres ruptures, qui produiront d'autres paires de porteurs, etc ... Ce phénomène est cumulatif. Il est représenté par le facteur de multiplication M défini par :

$$M = \frac{1}{1 - \left(\frac{V}{V_B}\right)^n} \quad (2.1)$$

où :

- V_B est la tension d'avalanche ;
- V la tension appliquée aux bornes de la diode ;
- l'exposant n est compris entre 3 et 6. Il dépend du type du matériau et du dopage du côté le moins dopé de la jonction (aux plus faibles dopages correspondent les plus grandes valeurs de n).

La tension d'avalanche est définie comme la tension pour laquelle le facteur de multiplication des porteurs M devient infini.

b- L'effet Zener

L'effet d'avalanche n'est pas le seul responsable de la brusque augmentation du courant inverse. L'effet Zener produit les mêmes effets. Il s'explique par la rupture des liaisons de covalence des atomes sous l'effet d'un champ électrique intense.

3.2.3.2 Phénomène d'avalanche dans le collecteur du TBH

Nous nous intéressons plus particulièrement au phénomène de multiplication des porteurs qui se produit dans l'espace base-collecteur, où l'ionisation des porteurs par choc est le mécanisme prédominant [12].

La multiplication par avalanche affecte tous les porteurs qui traversent la zone de transition base-collecteur. Elle dépend essentiellement du dopage de collecteur, de l'épaisseur de collecteur, mais aussi de la géométrie base-collecteur (structure méso ou planaire), et de ses dimensions [13]. Une première estimation ou prédiction de la tension de claquage de la jonction base-collecteur peut être obtenue en considérant le profil de champ électrique dans l'espace base-collecteur du composant.

Pour cela, nous avons représenté figure 3.35, la configuration du champ électrique dans la structure, en régime de moyenne injection ($V_{be} = 1.4V$, ce qui correspond à une densité de courant de $10^4 A/cm^2$) et ce, pour différentes tensions collecteur-émetteur : $V_{ce} = 5V, 10V$ et $15V$.

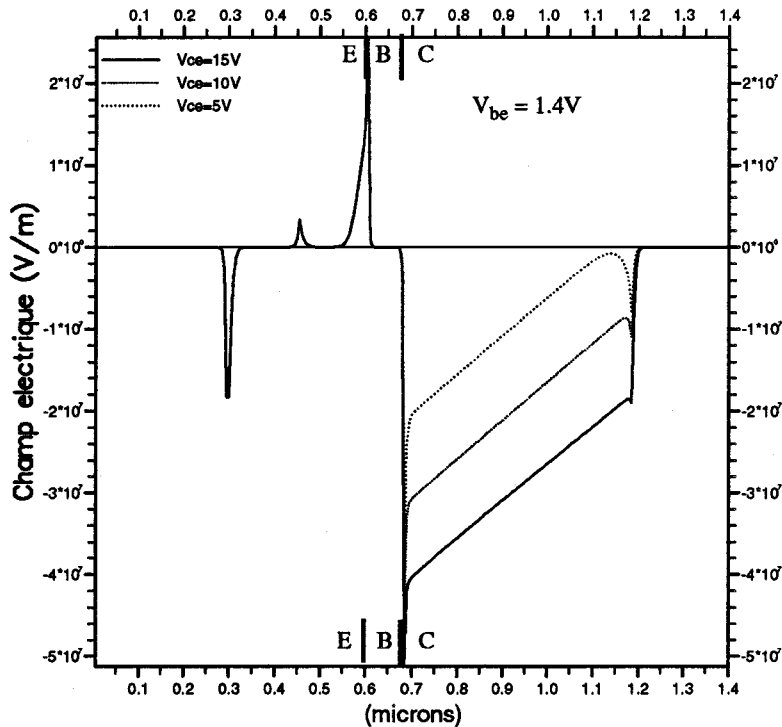


Figure 3.35 Evolutions du champ électrique dans la structure, pour différentes tensions collecteur-émetteur.

Pour ce niveau d'injection, le maximum de champ électrique dans le collecteur se situe au niveau de la jonction base-collecteur (cf paragraphe précédent). En augmentant V_{ce} , le maximum de champ électrique augmente jusqu'à atteindre la valeur pour laquelle est initialisé le phénomène d'ionisation par choc. Et plus la tension collecteur-base augmente, plus le nombre de paires électron-trou continue de croître. Les électrons générés transitent vers le sous-collecteur, tandis que les trous générés sont collectés par l'électrode de base. Ces derniers peuvent en fait ioniser avant d'atteindre la base, créant alors des trous qui vont ioniser tout au long du collecteur, et ainsi de suite ...

En pratique, le phénomène d'avalanche de la jonction base-collecteur peut être caractérisé par la tension d'avalanche collecteur-émetteur BV_{ce0} (la base étant en l'air), ou par la tension d'avalanche collecteur-base BV_{cb0} (l'émetteur en l'air), l'une pouvant être déduite de l'autre par la relation :

$$BV_{ce0} = \left(\frac{1}{1 + \beta} \right)^{1/n} \cdot BV_{cb0} \quad [13] \quad (2.2)$$

où β représente le gain en courant et n un paramètre qui vaut 3.5 pour le GaAs [14].

3.2.3.3 Détermination théorique de la tension d'avalanche

Le phénomène d'avalanche dans la zone de collecteur s'accompagne d'un changement de sens du courant base. En effet, les électrons générés dans le collecteur transitent vers le sous-collecteur où ils contribuent à augmenter le courant collecteur, tandis que les trous générés partent vers la base où ils contribuent à réduire le courant base ($J_b \text{ gen} < 0$) ; jusqu'à ce que le courant de trous générés par l'ionisation devienne supérieur au courant de trous injectés de la base dans l'émetteur ($J_b \text{ inj} > 0$).

En d'autres termes, un bon nombre de trous générés sont forcés de sortir de la base par le contact de base et le courant base devient négatif. Ceci est illustré figure 3.36, où nous représentons l'évolution du courant base en fonction de la tension collecteur-émetteur pour différentes tensions base-émetteur. Cet effet d'inversion du sens du courant base, à l'avalanche, a été confirmé théoriquement et expérimentalement [15][16][17].

Pour déterminer la tension d'avalanche à un niveau d'injection donné, nous fixons la tension base-émetteur (ce qui est équivalent à fixer le courant de trous injectés de la base vers l'émetteur) et nous augmentons la tension collecteur-émetteur, jusqu'à ce que le courant base change de signe (figure 3.36). La tension collecteur-émetteur, pour laquelle le courant base s'annule ($V_{ce}/J_b = 0$) est considérée comme tension d'avalanche collecteur-émetteur pour le niveau d'injection considéré. Nous la désignerons par $V_{ce \text{ av}}$, puisque nous ne la définissons pas de la même manière qu'en pratique.

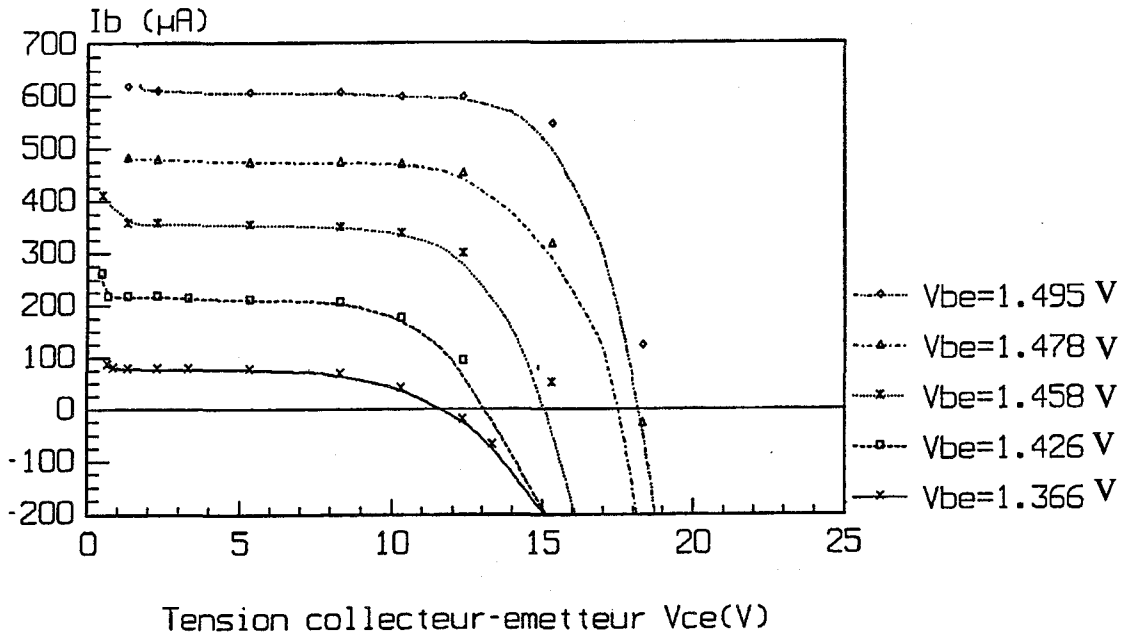


Figure 3.36 Evolutions du courant base en fonction de la tension collecteur-émetteur pour différents niveaux d'injection, pour une structure de TBH de dimensions $2 \mu\text{m} \times 20 \mu\text{m}$.

Nous avons représenté figure 3.37, l'évolution de la tension d'avalanche collecteur-base en fonction de la tension base-émetteur, pour la structure de TBH GaInP/GaAs étudiée (cf 3.1).

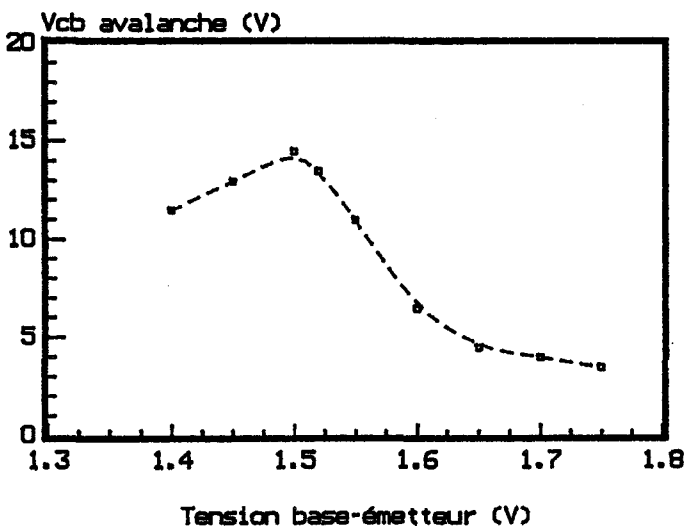


Figure 3.37 Evolution de la tension de claquage collecteur-base en fonction de la tension base-émetteur.

En faible et moyenne injection, le champ électrique est maximum à la jonction base-collecteur. Lorsque le niveau d'injection augmente, le maximum de champ diminue (cf 3.2.1) ; ce qui conduit à une augmentation de la tension d'avalanche collecteur-émetteur. Cependant, en régime de forte injection, le champ électrique devient maximum du côté du sous-collecteur (figure 3.38), rendant ainsi la jonction collecteur-sous collecteur responsable du phénomène d'avalanche.

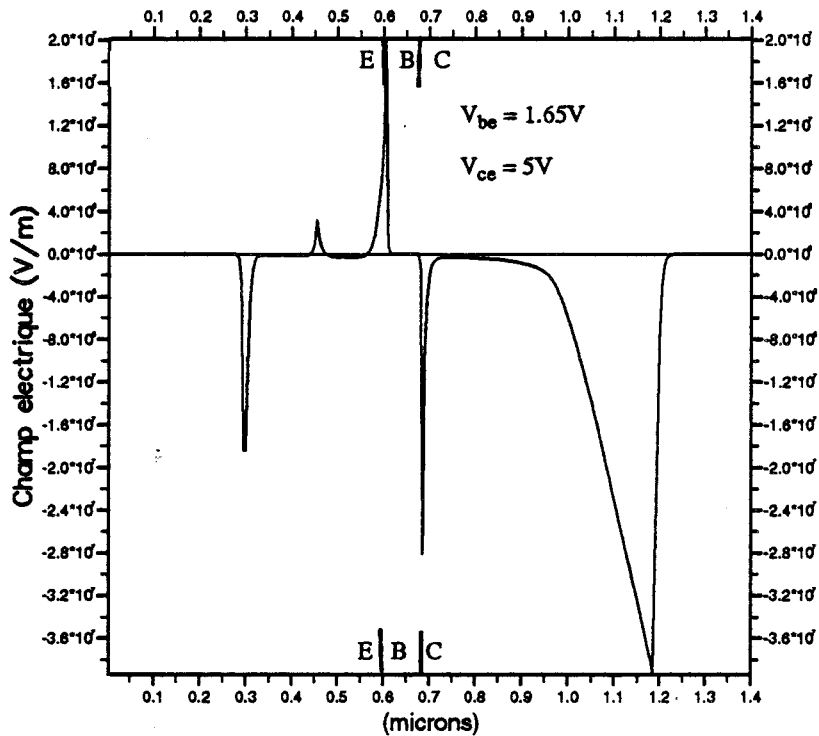


Figure 3.38 Evolution du champ électrique dans la structure, en régime de forte injection.

Pour ces régimes d'injection, toute augmentation de la densité de courant collecteur, conduit inévitablement à une augmentation de l'amplitude du champ électrique maximum au niveau du sous-collecteur. Dans ces conditions, la tension d'avalanche diminue rapidement lorsque le niveau d'injection croît.

Notons aussi que la tension d'avalanche collecteur-base des TBH varie avec la température. Cependant, le sens de variation de cette tension est étroitement lié à la nature du matériau semi-conducteur constituant la zone de collecteur du transistor. En effet, si la tension d'avalanche des TBH GaAs augmente avec la température [18], celle

des TBH GaInAs diminue [19]. Ceci est illustré figure 3.39. Le collecteur GaInAs est donc thermiquement instable. De ce fait, pour les applications forte puissance, il est nécessaire d'utiliser des matériaux de plus large bande interdite.

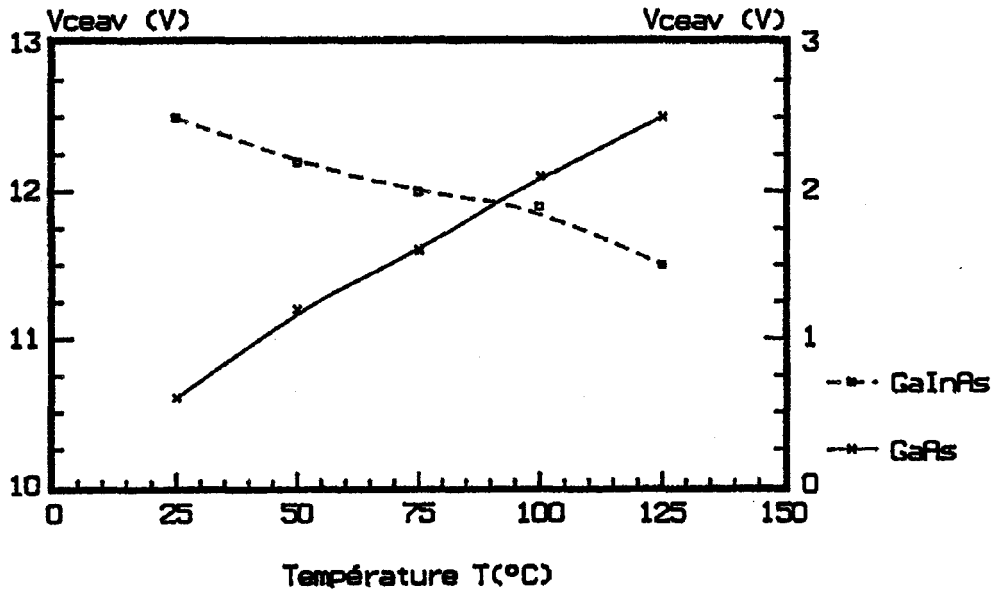


Figure 3.39 Evolutions de la tension d'avalanche collecteur-émetteur en fonction de la température pour les deux structures de TBH [19].

3.2.4 Effets de recombinaison et gain en courant

En théorie, la discontinuité de bande de valence à la jonction émetteur-base dans les TBH, devrait assurer une efficacité d'injection d'émetteur proche de 100%, permettant d'obtenir des gains en courant très importants. Cependant, en pratique, de tels gains sont loin d'être obtenus à cause des phénomènes de recombinaison dans la structure. Ces recombinaisons peuvent se produire, soit dans le volume, soit à la surface du composant.

3.2.4.1 Recombinaison en surface

Dans les TBH GaAs, les recombinaisons en surface sont largement responsables de la dégradation du gain en courant. En effet, comparativement au silicium, la vitesse de recombinaison en surface du GaAs est plus importante, notamment sur les surfaces de GaAs non passivées car elles présentent un nombre significatif d'états d'interface (10^{13} cm^{-2} et plus).

Le courant de recombinaison en surface est proportionnel au flux d'électrons vers cette dernière. Ce flux de porteurs résulte de l'injection des électrons au niveau de la jonction émetteur-base, car le flux d'électrons vers la surface se produit à l'intersection de cette dernière avec la jonction émetteur-base, là où les effets bidimensionnels sont localement importants dans les structures verticales que nous avons considérées. Ce flux d'électrons vers la surface pourrait être réduit par l'utilisation d'un matériau de large bande interdite à la surface de la base extrinsèque. Par ailleurs, la recombinaison en surface peut être minimisée par différentes techniques de passivation de surface [20][21].

Ce phénomène de recombinaison en surface dépend non seulement de la vitesse de recombinaison en surface, mais aussi de l'état de cette dernière et surtout de la géométrie du composant et de sa conception. En effet, si les zones de base épaisses tendent à augmenter le flux de porteurs vers la surface du transistor, les hétérojonctions abruptes créent par contre une grande barrière de potentiel en surface, réduisant ainsi le flux d'électrons vers cette dernière. De ce fait, dans les TBH, l'importance relative de la recombinaison en surface varie d'un composant à un autre. Signalons dès à présent, que dans notre étude, nous n'incluons pas la recombinaison des porteurs en surface du composant, nous ne tenons compte que des effets de recombinaison en volume. Cette approximation est justifiée par des résultats de mesures de gain en courant effectuées au LCR sur des composants de différentes surfaces, qui ont mis en évidence une relative insensibilité de ce gain à la taille des composants [22].

3.2.4.2 Recombinaison en volume

La recombinaison en volume dans les transistors bipolaires résulte de la recombinaison aux interfaces, dans les zones de charge d'espace, ainsi que dans les zones quasi-neutres d'émetteur et de base.

Actuellement, grâce aux progrès des techniques d'épitaxie, les recombinaisons aux interfaces sont négligeables. Cependant, les deux autres formes de recombinaison (zones quasi-neutres et de charge d'espace) constituent un effet limitatif important, surtout dans les TBH GaAs, qui comparativement aux transistors bipolaires silicium, présentent des porteurs ayant une durée de vie en volume beaucoup plus faible.

Le type de recombinaison en volume prédominant dans la structure ainsi que la durée de vie des porteurs sont fortement dépendants des niveaux de dopage des zones d'émetteur et de base :

- pour de faibles et moyens niveaux de dopage dans ces zones, la recombinaison en volume est essentiellement due aux centres recombinants profonds : recombinaison de type Shockley-Read-Hall (SRH), avec des durées de vie de porteurs qui peuvent être jusqu'à mille fois plus faibles que dans les transistors bipolaires silicium, et ce pour les mêmes niveaux de dopage ;
- pour les forts niveaux de dopage, prédomine la recombinaison bande à bande, avec recombinaison directe d'une paire électron-trou. Cette transition d'un électron de la bande de conduction à la bande de valence peut se faire par émission d'un phonon (recombinaison radiative) ou par transfert d'énergie à un autre électron ou trou libre (recombinaison Auger). Comme le GaAs est un matériau à structure de bande directe, les durées de vie radiative peuvent être très faibles.

En fait, la durée de vie des porteurs, pour la recombinaison en volume, est liée aux durées de vie des trois types de recombinaison (SHR, Auger et radiative) par la relation :

$$\frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_{SHR}} + \frac{1}{\tau_{Auger}} + \frac{1}{\tau_{rad}} \quad (2.3)$$

τ_{SRH} est donnée par [23] :

$$\tau_n = \frac{1}{\sigma_n V_{th} N_t} \quad \text{pour les électrons} \quad (2.4)$$

et

$$\tau_p = \frac{1}{\sigma_p V_{th} N_t} \quad \text{pour les trous ;} \quad (2.5)$$

où : σ_n et σ_p sont les sections de capture des porteurs ;
 V_{th} la vitesse thermique des porteurs ;
 N_t la densité d'états de pièges.

La durée de vie SRH des porteurs est reliée au niveau de dopage de la zone quasi-neutre considérée par les relations [24] :

$$\tau_n = \frac{\tau_{n\phi}}{1 + \frac{Na}{N\phi a}}$$

pour les électrons, avec $\tau_{n\phi} = 10^{-8}$ s et $N\phi a = 8.10^{24}$ at/m³ ; et

$$\tau_p = \frac{\tau_{p\phi}}{1 + \frac{Nd}{N\phi d}}$$

pour les trous, avec $\tau_{p\phi} = 10^{-7}$ s et $N\phi d = 3.5.10^{22}$ at/m³.

D'où les valeurs : $\tau_n \# 10^{-9}$ s pour les électrons dans la base et $\tau_p \# 10^{-8}$ s pour les trous dans l'émetteur.

La durée de vie Auger est donnée par :

$$\tau_{Auger} = \frac{1}{C_n \cdot (Na)^2} \quad (2.6)$$

pour la recombinaison des électrons dans la base, et par

$$\tau_{Auger} = \frac{1}{C_p \cdot (Nd)^2} \quad (2.7)$$

pour celle des trous dans l'émetteur.

Lorsque le niveau de dopage augmente, la recombinaison Auger devient dominante, conduisant à une réduction significative de la durée de vie des porteurs. Pour les niveaux de dopage considérés ($7 \cdot 10^{25}$ at/m³ dans la base et $3 \cdot 10^{23}$ at/m³ dans l'émetteur), nous avons considéré $\tau_{Auger} = 5 \cdot 10^{-11}$ s pour les électrons et 10^{-9} s pour les trous.

La durée de vie radiative est donnée par :

$$\tau_{rad} = \frac{1}{B_n \cdot N_a} \quad \text{pour les électrons} \quad (2.8)$$

et

$$\tau_{rad} = \frac{1}{B_p \cdot N_d} \quad \text{pour les trous ;} \quad (2.9)$$

où B_n et B_p sont les coefficients de la recombinaison radiative donnés par : $B_n \# 1.5 \cdot 10^{-16}$ m³/s et $B_p \# 3.5 \cdot 10^{-15}$ m³/s ($\tau_{rad} \# 10^{-10}$ s pour les électrons dans la base et 10^{-9} s pour les trous dans l'émetteur).

Il convient de souligner ici que, dans la littérature, il n'existe pas de travaux permettant de calculer les coefficients Auger C_n et C_p et les coefficients B_n et B_p , avec précision. Les valeurs de durées de vie données ci-dessus, ont été ajustées par rapport aux résultats expérimentaux.

Notons également qu'à l'heure actuelle, nous ne disposons pas d'informations très précises sur la durée de vie des porteurs dans le GaInP, nous avons par conséquent adopté les mêmes valeurs que pour le GaAs. Cette approximation est justifiée par le fait que le gain en courant est pratiquement indépendant des niveaux de dopage d'émetteur dans le cas de TBH NPN avec de forts dopages de base [1].

Pour ces valeurs des durées de vie, nous montrons figure 3.40, l'influence des trois formes de recombinaison sur le gain en courant pour la structure de TBH étudiée (cf. paragraphe 3.1).

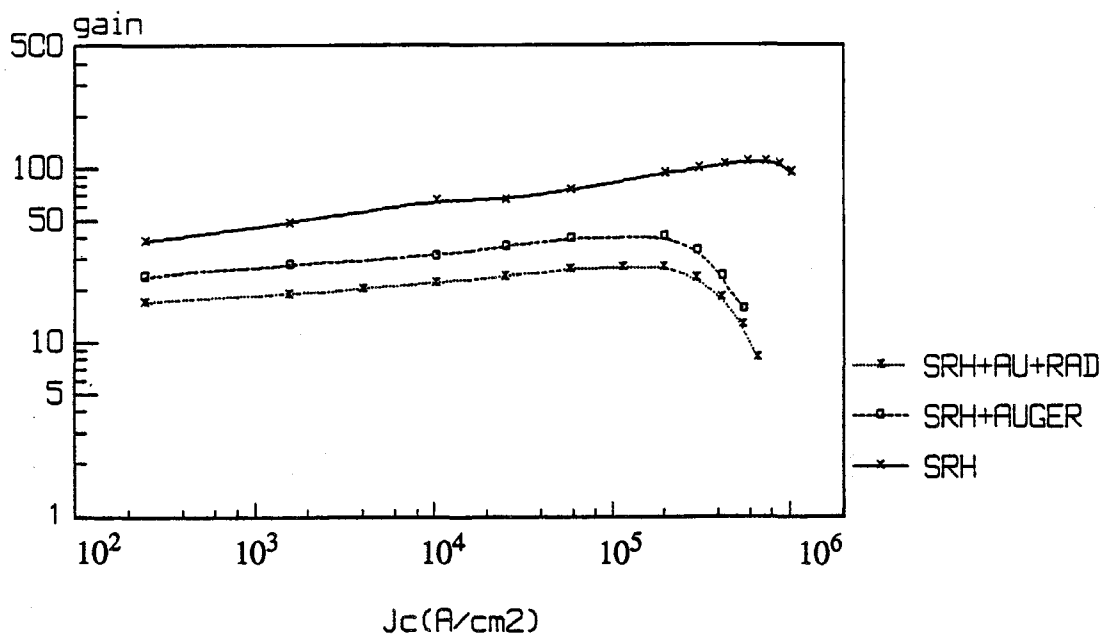


Figure 3.40 Evolutions du gain en courant en fonction de la densité de courant collecteur, pour une tension collecteur-émetteur $V_{ce} = 2V$.

La prise en compte de la recombinaison de type SRH seule, conduit d'une part à une augmentation du gain en courant avec le niveau d'injection et d'autre part, à une chute de ce gain due à l'établissement de l'effet Kirk dans la structure pour des valeurs très élevées de la densité de courant collecteur ($\approx 8 \cdot 10^5$ A/cm²). La prise en compte supplémentaire des recombinaisons de type Auger et radiative, réduit la pente du gain en courant, le rendant ainsi peu sensible à la valeur de la densité de courant collecteur sur plusieurs décades (ce gain évolue entre 18 et 25). De plus, la chute du gain en courant due à l'établissement de l'effet Kirk en régime de forte injection, se produit pour une densité de courant collecteur beaucoup plus faible que précédemment, de l'ordre de $2 \cdot 10^5$ A/cm², ce qui est plus conforme aux résultats expérimentaux [22] comme indiqué figure 3.41. Ces résultats montrent l'importance des recombinaisons Auger et radiative dans le fonctionnement des TBH GaInP/GaAs. Nous avons par ailleurs représenté figure 3.42, l'évolution du gain en courant en fonction du courant collecteur pour une structure de TBH $2 \mu\text{m} \times 100 \mu\text{m}$, pour une tension collecteur-émetteur $V_{ce} = 2V$, en régime de faible injection.

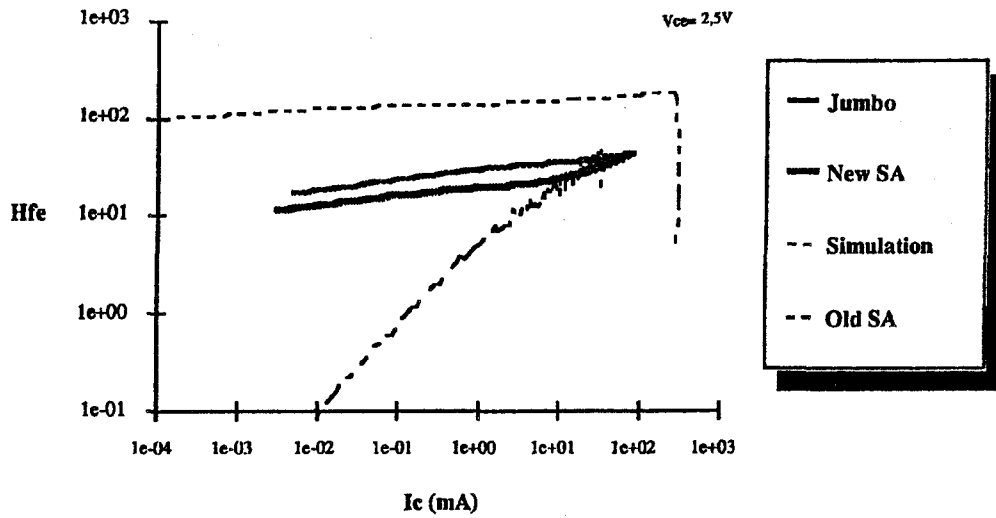


Figure 3.41 Résultats expérimentaux du gain en courant en fonction du courant collecteur [22].

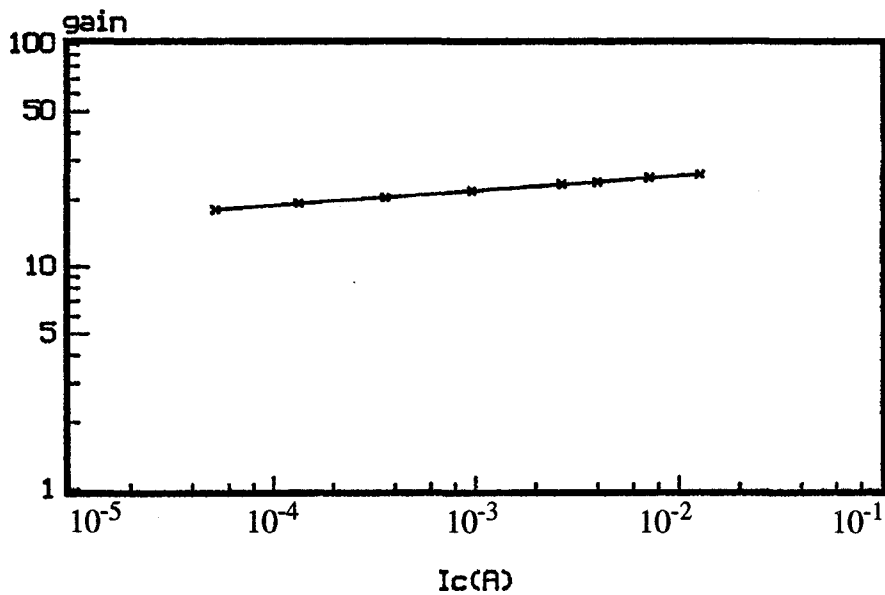


Figure 3.42 Evolution du gain en courant en fonction du courant collecteur pour une tension collecteur-émetteur $V_{ce} = 2V$, en régime de très faible injection (structure de TBH de dimensions $2\mu m \times 100\mu m$).

Pour comparaison, un résultat expérimental correspondant est représenté figure 3.43 [25].

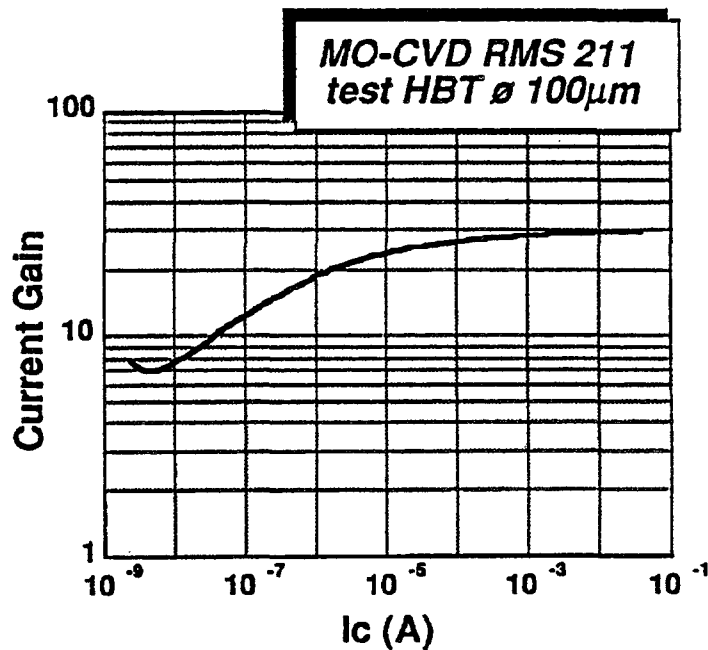


Figure 3.43 Résultats expérimentaux de l'évolution du gain en courant en fonction du courant collecteur, en régime de faible injection [25].

Nous constatons que le gain en courant en régime de faible injection reste supérieur à l'unité contrairement à ce qui se produit pour les TBH GaAlAs/GaAs. Ceci témoigne de la prédominance des recombinaisons dans la zone quasi-neutre de base, par rapport aux recombinaisons dans la zone de charge d'espace de la jonction émetteur-base. Or théoriquement, dans les TBH, la recombinaison dans les zones de charge d'espace contribue fortement à la réduction de l'efficacité d'injection. Cependant, dans le cas du TBH GaInP/GaAs, la forte discontinuité de la bande de valence limite considérablement l'injection des trous de la base vers l'émetteur. Ceci conduit à une nette diminution de l'influence des phénomènes de recombinaison dans la zone de charge d'espace de la jonction émetteur-base.

Néanmoins, le courant de recombinaison dans la zone de charge d'espace émetteur-base, peut devenir relativement important pour des valeurs de courant collecteur inférieures à 10^{-10} A dans le cas de TBH GaInP/GaAs [26]. Notons que cette faible influence de la recombinaison dans la zone de charge d'espace de la jonction

émetteur-base, constitue une différence fondamentale entre les mécanismes de recombinaison dans le TBH GaInP/GaAs et les TBH GaAlAs/GaAs. En effet, dans ces derniers, la recombinaison dans la zone de charge d'espace de la jonction émetteur-base est prédominante dans la détermination du courant base [27-30]. Ceci peut être dû au fait que, d'une part, la couche d'émetteur GaAlAs est plus susceptible d'incorporer les impuretés durant la croissance épitaxiale et donc contient plus de centres recombinants [26], et d'autre part, l'hétérojonction émetteur-base présente une faible discontinuité de bande de valence et un caractère graduel.

Enfin, les recombinaisons des porteurs dans les zones extrinsèques du composant contribuent à une faible diminution du gain en courant, surtout en régime de forte injection, comme illustré figure 3.44, où nous avons tracé les évolutions comparées des gains en courants issues des simulations unidimensionnelle et bidimensionnelle, pour la même structure de TBH GaInP/GaAs (cf paragraphe 3.1) en fonction de la densité de courant collecteur. Ceci confirme cependant la validité du modèle unidimensionnel pour des densités de courant collecteur inférieures à 10^5 A/cm².

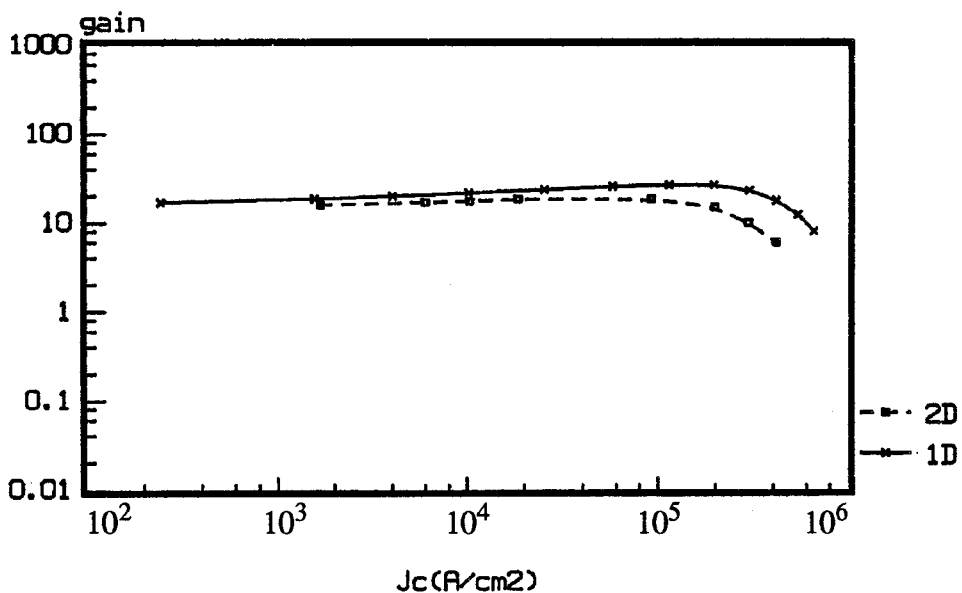


Figure 3.44 Comparaison des évolutions des gains en courant issues des simulations unidimensionnelle et bidimensionnelle.

3.2.5 Effets de temps de transit et fréquences de coupure

3.2.5.1 Temps de transit des porteurs dans la structure

En approche quasi-statique, le temps de transit total des porteurs dans la structure de l'émetteur au collecteur (τ_{ec}), peut être calculé à partir de la variation de la densité d'électrons et de trous résultant d'une variation des conditions de polarisation, par [31] :

$$\tau_{ec} = q \int_0^L \left(\frac{dn}{dJ_c} \right)_{V_{ce} = \text{cte}} dx$$

ou

$$\tau_{ec} = q \int_0^L \left(\frac{dp}{dJ_c} \right)_{V_{ce} = \text{cte}} dx \quad (2.10)$$

Dans ces deux expressions équivalentes, J_c représente la densité de courant collecteur et V_{ce} la tension collecteur-émetteur. Le contact d'émetteur est situé à $x = 0$, celui de collecteur à $x = L$ (figure 3.45). Le temps de transit total dans la structure représente en fait la somme de cinq termes :

$$\tau_{ec} = \tau_{eb} + \tau_{bc} + \tau_e + \tau_b + \tau_c \quad (2.11)$$

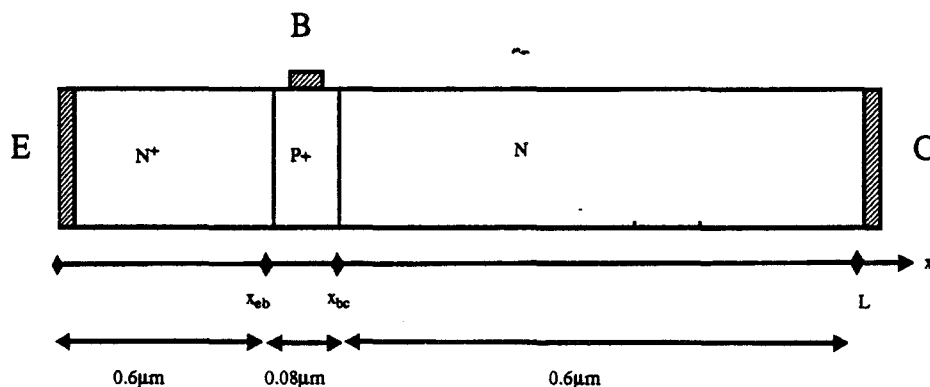


Figure 3.45 Représentation schématique de la structure de TBH étudiée.

τ_{eb} et τ_{bc} représentent les temps de charge des zones désertées des jonctions émetteur-base et base-collecteur respectivement. Ils sont donnés par :

$$\tau_{eb} = q \int_0^{x_{eb}} \left(\frac{dn}{dJ_c} - \frac{dp}{dJ_c} \right)_{V_{ce} = \text{cte}} dx \quad (2.12)$$

$$\tau_{bc} = q \int_{x_{bc}}^L \left(\frac{dn}{dJ_c} - \frac{dp}{dJ_c} \right)_{V_{ce} = \text{cte}} dx \quad (2.13)$$

x_{eb} et x_{bc} désignent les abscisses des jonctions émetteur-base et base-collecteur.

τ_e , τ_b et τ_c représentent les temps de transit des porteurs dans l'émetteur, la base et le collecteur respectivement. Ils sont donnés par :

$$\tau_e = q \int_0^{x_{eb}} \left(\frac{dp}{dJ_c} \right)_{V_{ce} = \text{cte}} dx \quad (2.14)$$

$$\tau_b = q \int_{x_{bc}}^{x_{eb}} \left(\frac{dn}{dJ_c} \right)_{V_{ce} = \text{cte}} dx \quad (2.15)$$

$$\tau_c = q \int_{x_{bc}}^L \left(\frac{dp}{dJ_c} \right)_{V_{ce} = \text{cte}} dx \quad (2.16)$$

La figure 3.46 représente la contribution de chacun de ces termes, en fonction de la densité de courant collecteur, la tension collecteur-émetteur étant maintenue constante égale à 2V.

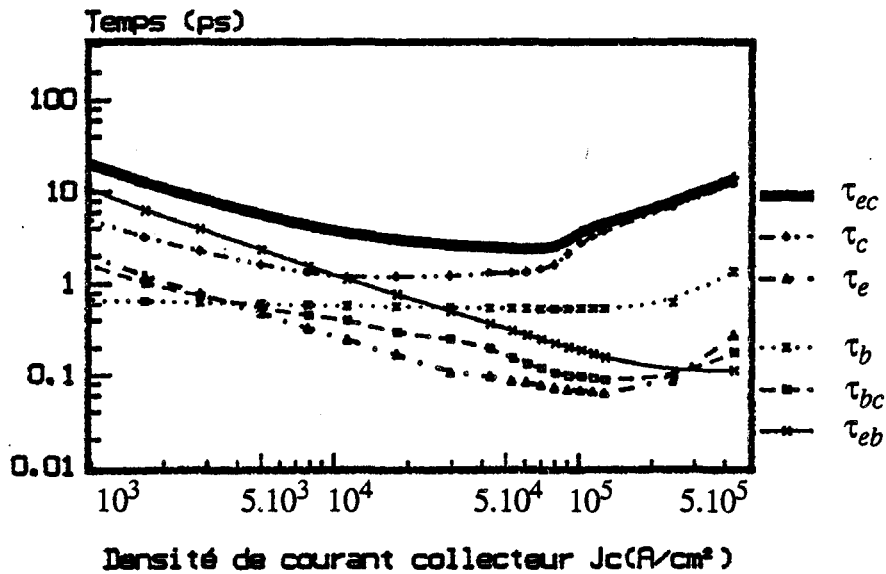


Figure 3.46 Evolutions des temps de transit et de charge en fonction de la densité de courant collecteur pour une tension collecteur-émetteur $V_{ce} = 2V$.

Le temps de transit dans la base d'un TBH NPN est, par définition, le temps qu'il faut à l'électron pour traverser la région quasi-neutre de base. Il est donc dû aux charges neutres stockées dans cette zone. Il est aussi approximé par la relation : $\tau_b = \frac{W_b^2}{2D_n}$, où W_b est l'épaisseur de base et D_n le coefficient de diffusion des électrons dans la zone de base (cf chapitre 1).

Jusqu'à des densités de courant collecteur de l'ordre de $10^5 A/cm^2$, τ_b peut être considéré comme constant. Cependant, pour des densités de courant plus importantes, l'effet Kirk devient dominant, ce qui engendre une forte augmentation du nombre de porteurs dans la base et par conséquent, une augmentation du temps de transit dans cette zone.

Le temps de transit dans l'émetteur est dû aux charges neutres stockées dans cette zone. C'est la composante qui contribue le moins au temps de transit total dans la structure. Pour un dopage d'émetteur homogène, τ_e dépend essentiellement de la recombinaison et donc de la durée de vie des trous dans cette zone, ainsi que de leur coefficient de diffusion.

De la même manière, le temps de transit dans le collecteur est dû au stockage de charges neutres dans cette zone. L'injection de trous de la base dans le collecteur augmente avec le niveau d'injection. De ce fait, pour des densités de courant collecteur supérieures à 10^4 A/cm², l'injection de trous dans le collecteur devient de plus en plus importante, ce qui rend la contribution de τ_c prépondérante par rapport à celle des autres composantes du temps de transit total ; rendant ainsi τ_c responsable, en forte injection, de la dégradation des performances dynamiques du TBH.

Le temps de charge de la zone désertée de la jonction émetteur-base τ_{eb} , est relatif au stockage dans l'émetteur des charges libres non-compensées. Il est aussi lié à la capacité de transition de la jonction émetteur-base C_{eb} par la relation : $\tau_{eb} = r \cdot C_{eb}$, où r est la résistance différentielle donnée par : $r = \frac{dV_{be}}{dJ_c}$ à V_{ce} constante.

Le temps de charge de la zone désertée de la jonction base-collecteur est en fait constitué de deux termes [31] :

$$\tau_{bc} = r \cdot C_{bc} + \frac{x_d}{2 \cdot v_{sat}} \quad (2.17)$$

Le premier terme contient la capacité de transition de la jonction base-collecteur et le second est égal au temps de transit dans la zone désertée de collecteur ; x_d étant sa longueur et v_{sat} la vitesse de saturation des électrons.

Par ailleurs, des études effectuées sur le TBH InAlAs/InGaAs [32] ont montré que les temps de transit dans les différentes régions de la structure sont fortement dépendants de la composition en aluminium à l'hétérojonction graduelle émetteur-base.

3.2.5.2 Fréquence de transition du TBH

La fréquence de transition est un paramètre important, communément utilisé pour caractériser le comportement fréquentiel d'un transistor bipolaire de manière générale. La fréquence de transition est définie par la fréquence à laquelle le gain en courant en régime dynamique $\left(\beta = \frac{\Delta I_c}{\Delta I_b} \right)$ est égal à l'unité. Physiquement, cette fréquence de transition est associée au temps de transit total des porteurs dans la structure par la relation :

$$f_t = \frac{1}{2\pi\tau_{ec}} \quad (2.18)$$

Nous avons représenté figure 3.47, l'évolution de la fréquence de transition en fonction de la densité de courant collecteur, pour la structure étudiée (cf paragraphe 3.1), à une tension collecteur-émetteur $V_{ce} = 2V$.

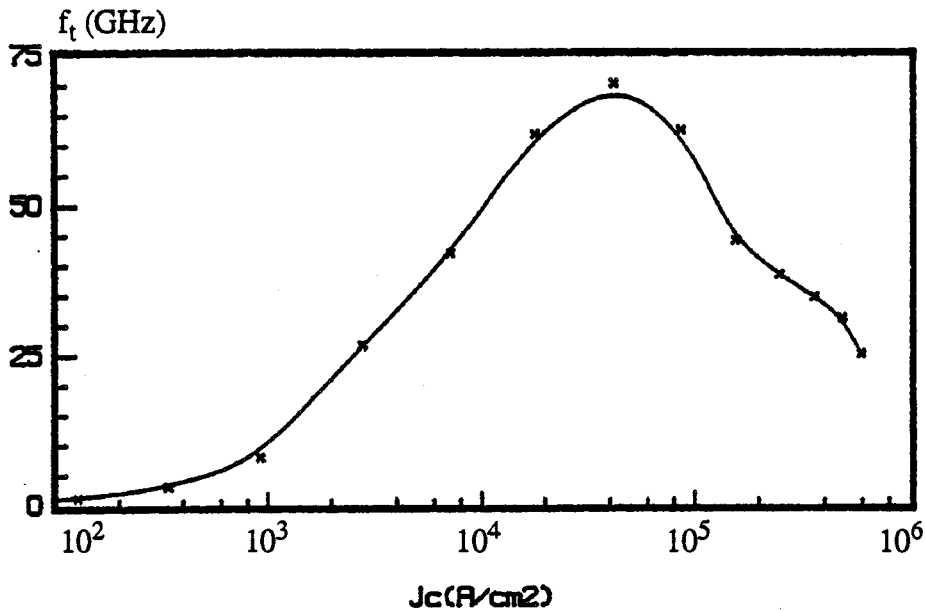


Figure 3.47 Evolution de la fréquence de transition en fonction de la densité du courant collecteur à $V_{ce} = 2V$.

Cette évolution est déduite de celle du temps de transit total dans la structure déterminée précédemment (figure 3.46). Le maximum de fréquence de transition obtenu est de l'ordre de 72 GHz, pour une densité de courant collecteur de l'ordre de $6.10^4 A/cm^2$. Au delà de cette valeur, f_t décroît rapidement, à cause de l'augmentation des temps de transit des porteurs dans les zones de base et de collecteur, résultant de l'apparition de l'effet Kirk en régime de forte injection. Il est évident que pour obtenir des fréquences de transition élevées, il convient de réduire au maximum les temps de transit des électrons dans les différentes couches de la structure, notamment dans la base et le collecteur. La vitesse de déplacement des électrons dans le matériau apparaît donc comme la principale limite physique. Bien sûr, il est possible de réduire l'épaisseur de ces couches, mais avec pour conséquence une augmentation de la résistance de base et de la capacité base-collecteur, ce qui conduit à une réduction de la fréquence d'oscillation maximale du transistor. Pour augmenter la fréquence de transition, des chercheurs japonais [33] ont imaginé une structure particulière de TBH, comportant une couche P très dopée entre le sous-collecteur et le collecteur (figure 3.48). Cette structure, appelée BCT (Ballistic Collection Transistor) a permis d'obtenir des fréquences de transition de l'ordre de 200 GHz.

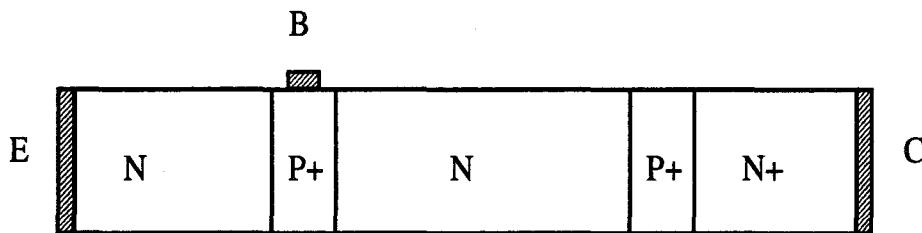


Figure 3.48 Structure de BCT.

Par ailleurs, la fréquence de transition dépend non seulement de la densité de courant collecteur, mais aussi de la tension collecteur-émetteur, comme indiqué figure 3.49. En effet, pour une densité de courant collecteur donnée, la fréquence de transition passe par un maximum pour une tension collecteur-base sensiblement nulle. La valeur de ce maximum dépend de la densité de courant collecteur, et il est d'autant plus critique que la densité de courant collecteur est élevée, ceci bien sûr avant l'établissement de l'effet Kirk.

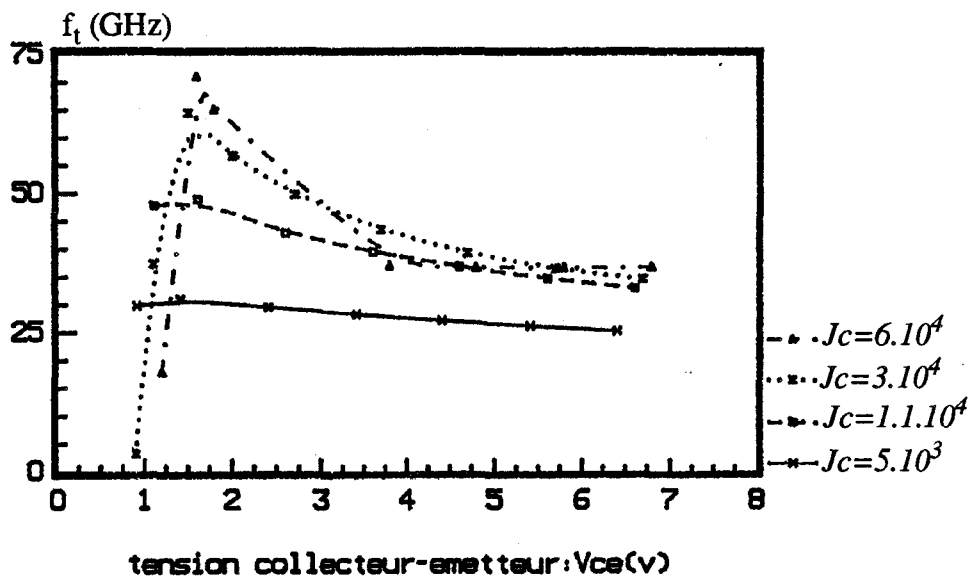


Figure 3.49 Evolutions de la fréquence de transition en fonction de la tension collecteur-émetteur pour différentes densités de courant collecteur (A/cm^2).

La décroissance de la fréquence de transition en fonction de la tension collecteur-émetteur est attribuée à l'augmentation du temps de transit des porteurs dans la zone désertée de collecteur. En effet, à un niveau d'injection donnée, la longueur de la zone désertée de collecteur, augmente avec la tension collecteur-émetteur comme vu précédemment. Ceci entraîne une croissance du temps de transit dans le collecteur, et par conséquent, une réduction du temps de charge de la capacité base-collecteur.

Ce résultat confirme que le temps de transit dans la zone désertée de collecteur est un facteur plus important que le temps de charge de la capacité de cette zone désertée, dans la détermination de la fréquence de transition du transistor. Cette dépendance de la fréquence de transition avec la tension collecteur-émetteur est apparue en bonne concordance avec les résultats expérimentaux du LCR, comme indiqué figure 3.50.

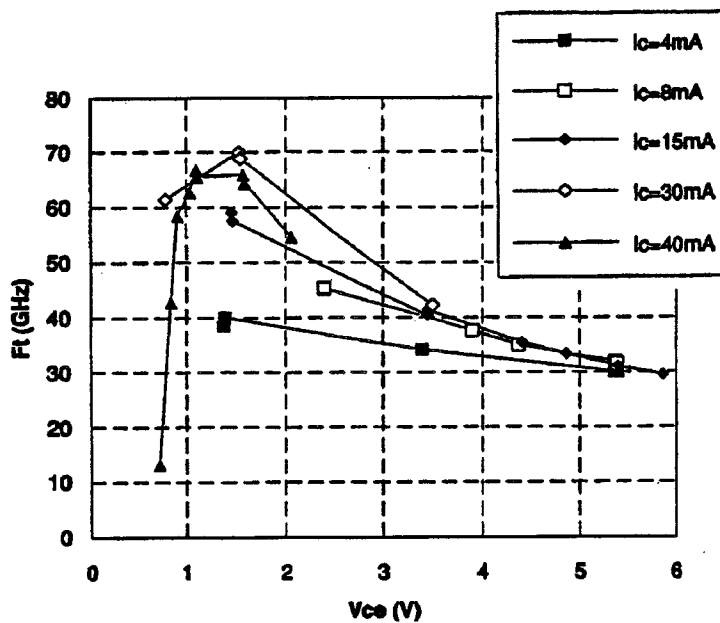


Figure 3.50 Résultats expérimentaux de l'évolution de la fréquence de transition en fonction de la tension collecteur-émetteur pour différents courants collecteur pour une structure de TBH de longueur de doigt d'émetteur $20\ \mu\text{m}$ et de largeur $2\ \mu\text{m}$.

3.2.5.3 Fréquence maximale d'oscillation du TBH

La fréquence maximale d'oscillation est définie par la fréquence pour laquelle le gain en puissance unilatéral de Mason passe par l'unité. Elle dépend aussi de la fréquence de transition, de la résistance de base, ainsi que de la capacité base-collecteur par la relation :

$$f_{max} = \sqrt{\frac{f_t}{8\pi R_b \cdot C_{bc}}} \quad (2.19)$$

Nous avons représenté figure 3.51, l'évolution de la fréquence maximale d'oscillation, en fonction du courant collecteur, à titre d'exemple pour la structure réelle de TBH (cf paragraphe 3.1), à une tension collecteur-émetteur $V_{ce} = 2V$. Cette évolution est calculée à partir :

- de l'évolution de la fréquence de transition en fonction du courant collecteur ;
- de la résistance de base définie par : $R_b = R_{b\Box} \cdot \frac{W_e}{L}$
 où $R_{b\Box}$ représente la résistance par carré de base (cf chapitre 2) considérée égale à $100 \Omega/\Box$ ($R_{b\Box} = \frac{1}{q \cdot N_b \cdot \mu_t \cdot W_b}$)
 - ◆ W_e : largeur du doigt d'émetteur ($2 \mu m$) ;
 - ◆ L : longueur du doigt d'émetteur ($20 \mu m$) ;
- de la capacité base-collecteur donnée par le modèle bidimensionnel (cf paragraphe 3.3.3)

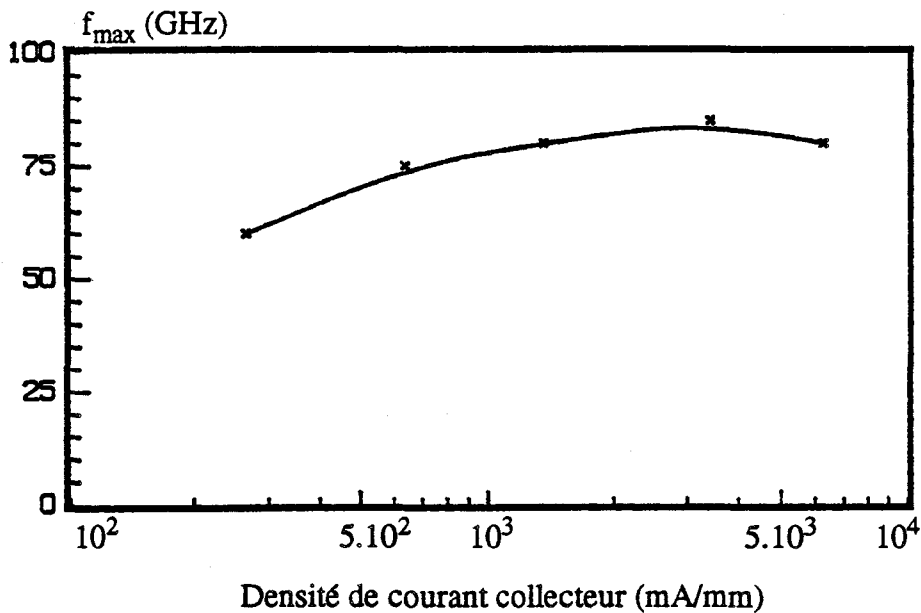


Figure 3.51 Evolution de la fréquence maximale d'oscillation en fonction de la densité de courant collecteur à $V_{ce} = 2V$.

Notons que les valeurs de courant collecteur, présentées figure 3.51, sont relatives à la structure réelle de TBH (de largeur de doigt d'émetteur $2 \mu\text{m}$). Pour les obtenir, nous avons multiplié par un facteur 10, les valeurs de courant collecteur relatives à la structure de TBH étudiée décrite figure 3.7 et de largeur de doigt d'émetteur $0.2 \mu\text{m}$.

La valeur maximale de f_{max} obtenue est de l'ordre de 85 GHz pour un courant collecteur de l'ordre de 2800 mA/mm² ($\approx 1.4 \cdot 10^5 \text{ A/cm}^2$) à une tension collecteur-émetteur $V_{ce} = 2V$.

Pour obtenir des fréquences d'oscillation maximale élevées, il convient de réduire la résistance de base et la capacité base-collecteur. La réduction de la résistance de base peut être obtenue par l'augmentation de la densité d'impuretés ionisées de la zone de base. Cependant, ceci risque d'une part d'augmenter le temps de transit des électrons dans la base et donc de réduire la fréquence de transition du composant, et d'autre part de diminuer fortement le gain en courant (cf. paragraphe 3.4). La capacité base-collecteur peut être réduite en augmentant l'épaisseur de la couche de collecteur et en appliquant une tension inverse suffisamment élevée sur la jonction pour rendre cette couche

totalelement désertée. Cette démarche présente deux inconvénients : le temps de transit des électrons dans la structure s'accroît, ce qui a tendance à réduire la fréquence de transition du composant et donc atténue l'avantage apporté par la réduction de la capacité et l'augmentation de la dissipation thermique pour des applications de faible et moyenne puissance, ce qui peut être défavorable à une intégration monolithique à haute densité.

Par ailleurs, contrairement à la fréquence de transition, la fréquence maximale d'oscillation ne décroît pas en fonction de la tension collecteur-émetteur, comme indiqué figure 3.52. En effet, la réduction de la fréquence de transition en fonction de la tension collecteur-émetteur est compensée par la diminution de la capacité base-collecteur lorsque la tension collecteur-émetteur augmente (cf paragraphe 3.3.3). Cette évolution est confirmée par les résultats expérimentaux du LCR, comme indiqué figure 3.53.

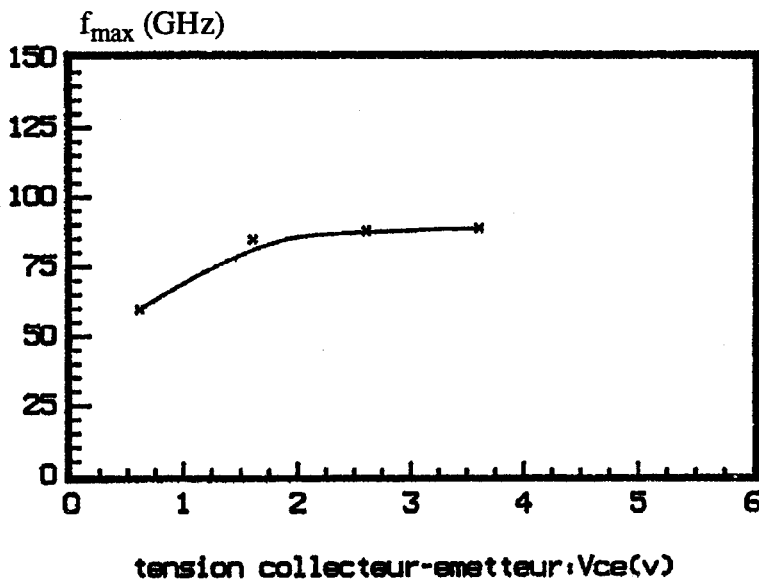


Figure 3.52 Evolution de la fréquence maximale d'oscillation en fonction de la tension collecteur-émetteur pour une densité de courant collecteur de 2800 mA/mm.

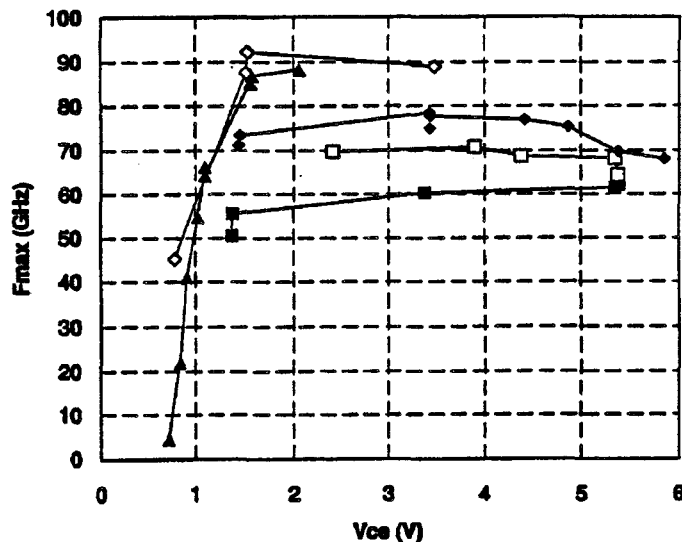


Figure 3.53 Résultats expérimentaux de l'évolution de la fréquence maximale d'oscillation en fonction de la tension collecteur-émetteur pour différents courants collecteur (même légende des courants que figure 3.50)..

On constate par ailleurs sur ces structures que la fréquence d'oscillation maximale est supérieure à la fréquence de transition ; ce qui indique l'amélioration de la technologie par rapport aux premiers TBH.

3.3 Grandeurs électriques importantes dans le TBH

3.3.1 Caractéristiques statiques courant-tension

3.3.1.1 $J_c, J_b(V_{be})$ à V_{ce} constante

Les évolutions des densités de courant collecteur et base, en fonction de la tension base-émetteur appliquée, sont représentées figure 3.54 pour une tension collecteur-émetteur $V_{ce} = 2V$. Pour des tensions base-émetteur inférieures à 1.50V (précédant la zone de saturation du courant collecteur), ces évolutions suivent une loi en

$$\exp\left(\frac{q \cdot V_{be}}{n \cdot kT}\right)$$

avec un facteur d'idéalité n proche de 1.8.

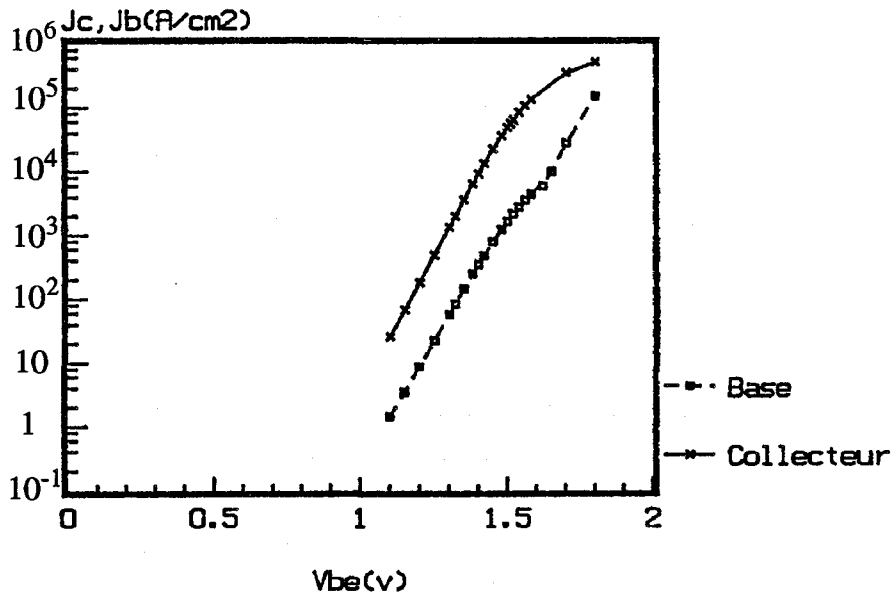


Figure 3.54 Evolutions des densités de courant base et collecteur en fonction de la tension base-émetteur à $V_{ce} = 2V$.

Or en pratique, les TBH GaInP/GaAs présentent un facteur d'idéalité proche de l'unité [26] [34]. Ceci est dû au fait que, dans ces structures, la recombinaison dans les zones quasi-neutres est dominante par rapport à la recombinaison dans la zone de charge d'espace de la jonction émetteur-base. En effet, des études antérieures ont montré que dans les TBH un facteur d'idéalité $n = 1$ correspond à la prédominance de la recombinaison dans les zones quasi-neutres ; par contre, un facteur d'idéalité $n = 2$ est lié à la prédominance de la recombinaison dans la zone de charge d'espace de la jonction émetteur-base [27] [35]. Par ailleurs, Liu [36] a effectué une comparaison entre les mécanismes de recombinaison dans les TBH GaAlAs/GaAs à hétérojonctions abruptes et graduelles, au terme de laquelle il a conclu que dans les TBH à hétérojonction abrupte, la recombinaison dans la zone quasi-neutre de base est prédominante, et le courant de base augmente avec la tension base-émetteur avec un facteur d'idéalité proche de l'unité. Par contre dans les TBH à hétérojonction graduelle, la recombinaison dans la zone de charge d'espace prédomine et le facteur d'idéalité du courant base est proche de 2.

Dans notre étude, vu le fort dopage de base, les durées de vie des porteurs deviennent très faibles pour la recombinaison en volume. De ce fait, la recombinaison dans la zone quasi-neutre de base est prédominante (cf. paragraphe 3.2.4).

Cependant, le facteur d'idéalité ($n=1.8$) du courant base est loin de la valeur trouvée en pratique ($n=1$). Nous expliquons cet écart par le fait que la recombinaison dans la zone de charge d'espace de la jonction émetteur-base n'est pas totalement négligeable, dans la mesure où nous considérons à la jonction émetteur-base une hétérojonction graduelle (cf. chapitre 2), alors qu'en pratique, cette hétérojonction est presque abrupte. Pour comparaison, nous présentons figure 3.55, le "Gummel-plot" expérimental du TBH GaInP/GaAs ($2 \mu\text{m} \times 100 \mu\text{m}$) [25].

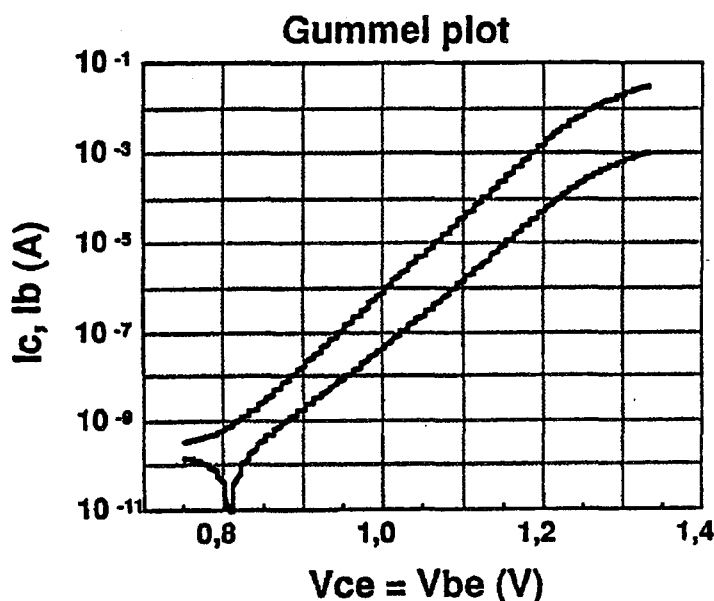


Figure 3.55 "Gummel plot" expérimental de la structure de TBH de longueur de doigt d'émetteur $100 \mu\text{m}$ et de largeur $2 \mu\text{m}$.

Par ailleurs, nous pouvons également constater figure 3.54, qu'au-delà d'une tension base-émetteur de 1.6V , la densité de courant collecteur présente une tendance à la saturation. Cette saturation du courant est causée principalement par la recombinaison en régime de forte injection des porteurs en excès lorsque l'effet Kirk est établi dans la structure. Elle est causée aussi par la saturation de la vitesse des électrons dans la zone d'émetteur [37]. En effet, la vitesse des électrons dans l'émetteur augmente avec la

tension base-émetteur, jusqu'à la vitesse de saturation, valeur obtenue pour une tension base-émetteur de l'ordre de celle du potentiel interne V_{bi} de la jonction émetteur-base, et au-delà de laquelle la vitesse des électrons conserve une valeur sensiblement constante. De ce fait, la densité de courant émetteur se trouve limitée par le produit de la densité de dopage d'émetteur et de la vitesse de saturation des électrons dans la zone d'émetteur. Cependant, pour des niveaux d'injection plus importants, la densité d'électrons dans l'émetteur augmente à cause de l'injection massive des trous dans cette zone ; ce qui augmente la densité de courant émetteur, et par conséquent, la densité du courant base puisque le courant collecteur demeure limité par les fortes recombinaisons dans la base.

3.3.1.2 Caractéristique $I_c(V_{ce})$ à V_{be} constante

Nous avons représenté, figure 3.56, les évolutions du courant collecteur en fonction de la tension collecteur-émetteur, pour différents niveaux de tension base-émetteur. Ces résultats concernent une structure de TBH GaInP/GaAs ayant une largeur de doigt d'émetteur de $2\ \mu\text{m}$ et une longueur de doigt de $20\ \mu\text{m}$.

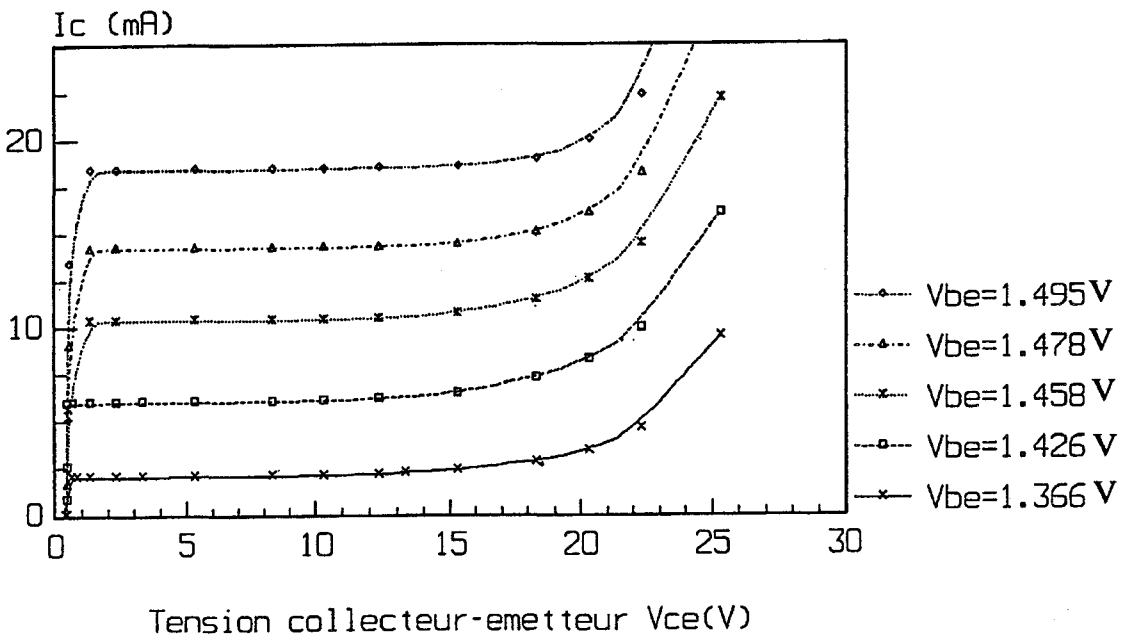


Figure 3.56 Evolutions du courant collecteur en fonction de la tension collecteur-émetteur pour différentes tensions base-émetteur.

Sur cette figure, nous pouvons constater d'une part, que les résistances série du transistor sont négligeables, ce qui conduit à une tension de déchet d'offset inférieure à 500 mV (cette valeur est relativement approximative car il est difficile, en théorie, de la déterminer avec précision), et d'autre part, que la tension de claquage collecteur-émetteur évolue autour de 20V (la zone collecteur est de 0.7 μm d'épaisseur et dopée à $4 \cdot 10^{22} \text{ at/m}^3$).

3.3.2 Transconductance

La transconductance des TBH, comme dans le cas des transistors bipolaires classiques, est calculée à partir de la variation du courant collecteur due à une variation de la tension base-émetteur :

$$g_m = \frac{\Delta I_c}{\Delta V_{be}}$$

Nous avons représenté figure 3.57, son évolution en fonction de la tension base-émetteur, pour la structure étudiée (cf. paragraphe 3.1) et pour une tension collecteur-émetteur $V_{ce} = 2\text{V}$.

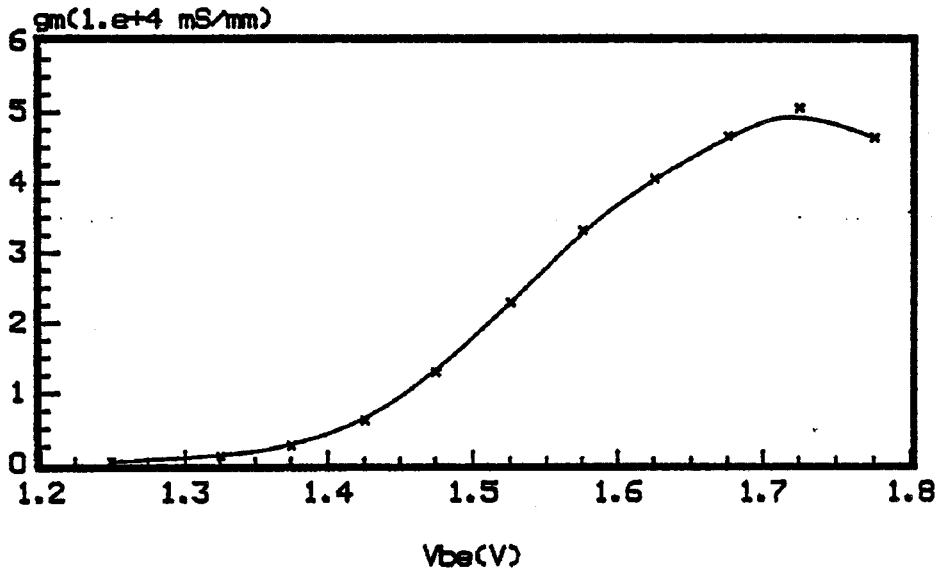


Figure 3.57 Evolutions de la transconductance en fonction de la tension base-émetteur à $V_{ce} = 2\text{V}$.

La transconductance augmente avec la tension base-émetteur jusqu'à une valeur d'environ 1.7V, puis décroît. Cette décroissance est due à la saturation du courant collecteur en régime de forte injection (figure 3.54). Notons cependant que le maximum de la transconductance correspond déjà à un régime de très forte injection. La valeur maximale de la transconductance, ainsi que celle de la tension base-émetteur correspondante, dépendent en fait de l'établissement de l'effet Kirk dans la structure comme nous le montrons figure 3.58, où nous avons représenté l'évolution de la transconductance en fonction de la tension base-émetteur pour trois épaisseurs de collecteur différentes : $L_c = 0.5 \mu\text{m}$, $0.7 \mu\text{m}$ et $1 \mu\text{m}$; la tension collecteur-émetteur étant maintenue constante égale à 2V. Comme nous le verrons ultérieurement, l'effet Kirk s'établit plus rapidement pour les importantes épaisseurs de collecteur et les faibles niveaux de dopage de ce dernier (cf. paragraphe 3.4).

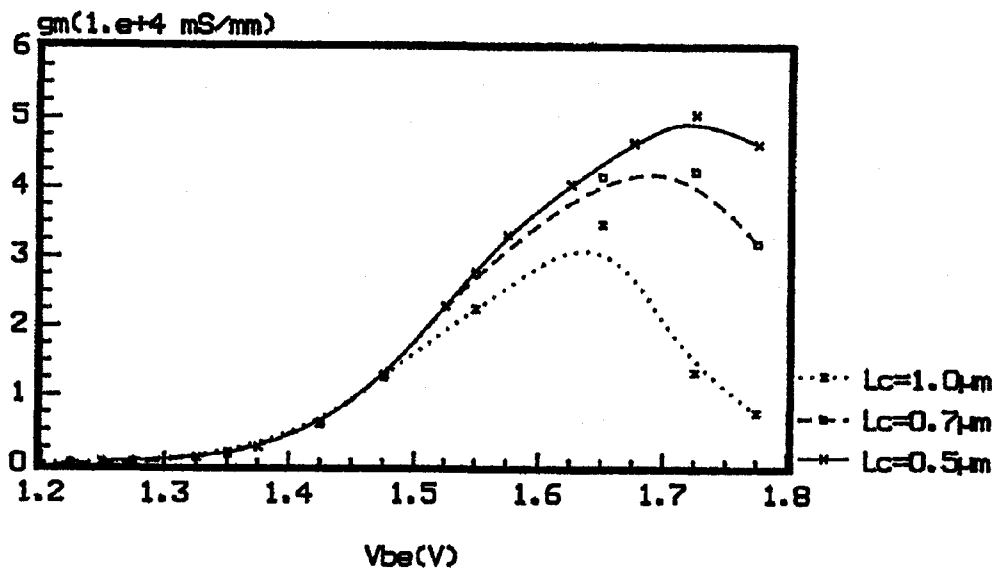


Figure 3.58 Evolutions de la transconductance en fonction de la tension base-émetteur pour différentes épaisseurs de collecteur à $V_{ce} = 2V$.

De ce fait, en régime de forte injection, la transconductance dépend fortement de l'épaisseur (et aussi du dopage) de collecteur : les plus fortes valeurs de transconductance sont obtenues avec les plus faibles épaisseurs de collecteur à niveau de dopage collecteur constant. Le maximum de transconductance est aussi sensible à la température : il diminue lorsque cette dernière augmente [38].

Le TBH NPN présente des valeurs de transconductance beaucoup plus élevées que celles des composants à effet de champ (dix à cent fois) : la valeur maximale de la transconductance présentée par un composant de type HFET est de l'ordre de 1000 ms/mm [39]. Cette plus forte transconductance des TBH est due à la variation exponentielle de la caractéristique courant-tension qui est en revanche linéaire ou quadratique pour les composants de type FET. Notons que le TBH PNP AlGaAs/GaAs, assimilé à un FET canal n , affiche une transconductance cent fois plus faible que celle du TBH NPN GaInP/GaAs [40].

3.3.3 Capacités de jonction du TBH

3.3.3.1 Capacité de la jonction émetteur-base

Comparativement aux transistors bipolaires classiques, les TBH présentent une capacité d'émetteur réduite (cf. chapitre 1). Cependant, vu les applications à fréquence élevée du TBH, l'importance relative de la capacité d'émetteur augmente. Par ailleurs, puisque le TBH est amené à fonctionner à de fortes valeurs de densité de courant, et donc à de fortes valeurs de tension base-émetteur, la capacité d'émetteur doit tenir compte, en plus de la capacité de transition de la zone désertée de la jonction émetteur-base (due aux charges fixes), de la capacité de diffusion (due aux charges mobiles qui transportent le courant, essentiellement des électrons, mais aussi des trous aux forts niveaux d'injection). Cependant, nous ne pouvons dissocier les contributions des charges mobiles et immobiles, car ces deux dernières ne peuvent être déterminées séparément.

La capacité d'émetteur est calculée à partir de la variation de charge totale dans l'émetteur, due à une variation de la tension base-émetteur :

$$C_e = \frac{\Delta Q_E}{\Delta V_{be}}$$

Nous avons représenté figure 3.59, l'évolution de cette capacité totale d'émetteur en fonction de la tension base-émetteur appliquée, pour la structure de TBH étudiée (cf. paragraphe 3.1) pour une tension collecteur-émetteur de 2V. Nous constatons que la capacité d'émetteur augmente avec la tension base-émetteur, en régime de faible et moyenne injection. Après cette croissance normale, la capacité d'émetteur décroît en régime de forte injection. En effet, pour des tensions base-émetteur supérieures à 1.45V, la zone désertée de la jonction émetteur-base se remplit d'électrons en excès.

De ce fait, les électrons ne peuvent plus s'accumuler dans la zone d'émetteur. Par ailleurs, au-delà d'une tension base-émetteur de 1.7V, la capacité d'émetteur a tendance à augmenter de nouveau ; cet effet est attribué à une injection massive de trous dans l'émetteur [37].

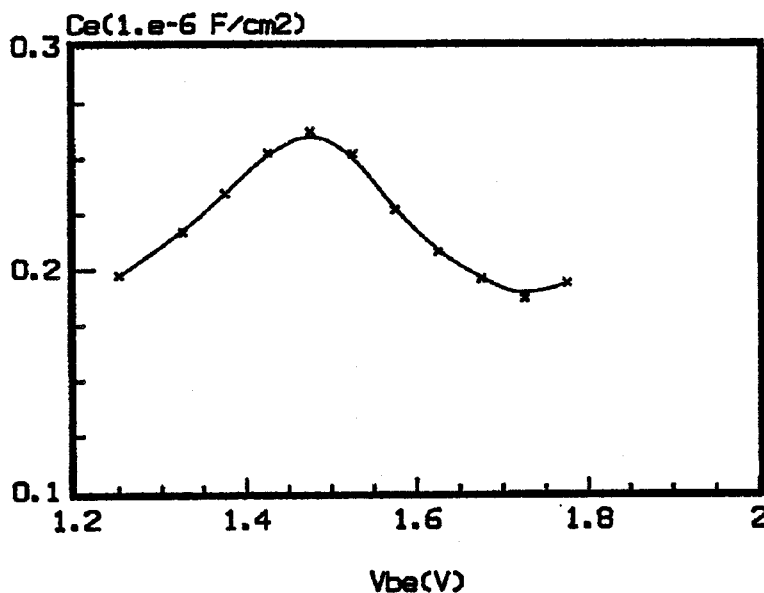


Figure 3.59 Evolution de la capacité d'émetteur en fonction de la tension base-émetteur à $V_{ce} = 2V$.

3.3.3.2 Capacité de la jonction base-collecteur

La jonction base-collecteur étant normalement polarisée en inverse, la capacité de cette jonction est essentiellement une capacité de transition. Cependant, en régime de très forte injection, la jonction base-collecteur devient passante (effet Kirk), et dans ce cas, il y a une contribution de la capacité de diffusion à la capacité totale de la jonction base-collecteur.

Nous calculons la capacité base-collecteur à partir de la variation de la charge totale dans le collecteur, due à une variation de la tension base-collecteur [41] :

$$C_{bc} = \frac{\Delta Q_c}{\Delta V_{bc}}$$

Nous avons représenté figure 3.60, l'évolution de cette capacité C_{bc} en fonction de la tension collecteur-émetteur, pour différentes valeurs du courant collecteur.

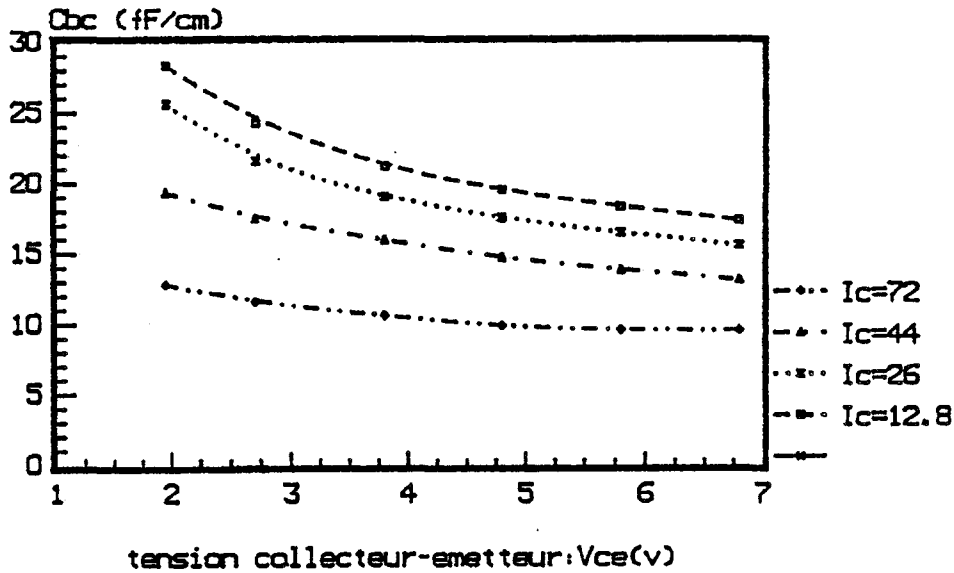


Figure 3.60 Evolutions de la capacité base-collecteur en fonction de la tension collecteur-émetteur pour différentes densités de courant collecteur (mA/mm).

Dans un premier temps, nous constatons qu'à un niveau d'injection donné, la capacité C_{bc} décroît lorsque la tension collecteur-émetteur augmente. En effet, à courant collecteur donné (avant l'établissement de l'effet Kirk), augmenter la tension collecteur-émetteur revient à augmenter l'épaisseur de zone désertée de la jonction base-collecteur et donc à réduire la capacité de cette dernière.

Dans un second temps, nous constatons qu'avant l'établissement de l'effet Kirk, pour une tension collecteur-émetteur donnée, la capacité C_{bc} décroît lorsque le courant collecteur augmente. En effet, à V_{ce} donnée, augmenter le niveau d'injection revient à diminuer la pente de champ électrique dans le collecteur et donc à augmenter l'épaisseur de zone désertée de la jonction base-collecteur.

Notons que les résultats présentés figure 3.60, sont relatifs à la structure étudiée paragraphe 3.1, présentant une largeur de doigt d'émetteur de $0.2 \mu\text{m}$ (figure 3.61). Pour avoir la capacité base-collecteur, totale, de la structure réelle (largeur du doigt d'émetteur $1 \mu\text{m}$), nous avons multiplié la capacité C_{bc} intrinsèque par un facteur 5 et la capacité C_{bc} extrinsèque sous le contact de base par un facteur 10, conformément aux largeurs du doigt d'émetteur et du contact de base (figure 3.61). La capacité obtenue ($C_{bc_{int}}$ (sous le contact d'émetteur) + $C_{bc_{ext}}$ (entre les contacts d'émetteur et de base) + $C_{bc_{ext}}$ (sous le contact de base) concerne la demi-structure de TBH étudiée par raison de symétrie (cf. paragraphe 3.1). Pour avoir la capacité base-collecteur de la structure complète de TBH (figure 3.62), il convient de multiplier la valeur obtenue pour la demi-structure par un facteur 2. C'est cette valeur de capacité base-collecteur qui a été retenue pour le calcul de la fréquence maximale d'oscillation du TBH (cf. paragraphe 3.2.5).

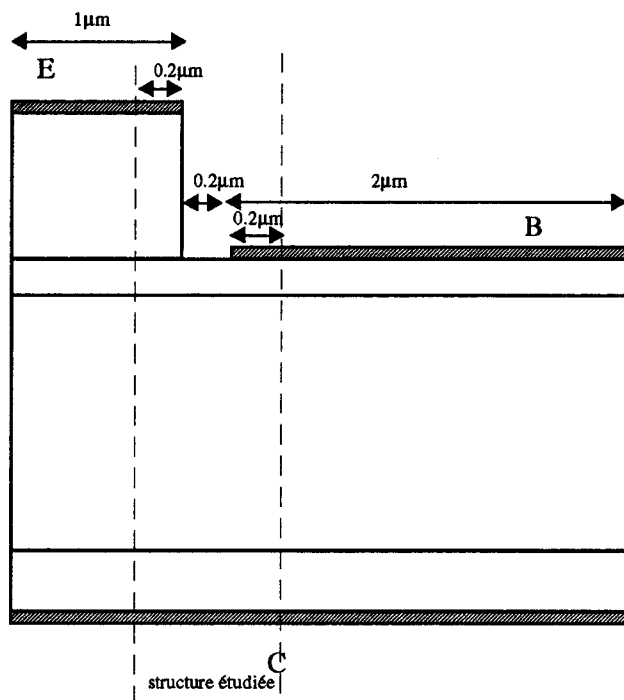


Figure 3.61 Délimitation de la structure simulée par rapport à la demi-structure réelle de TBH.

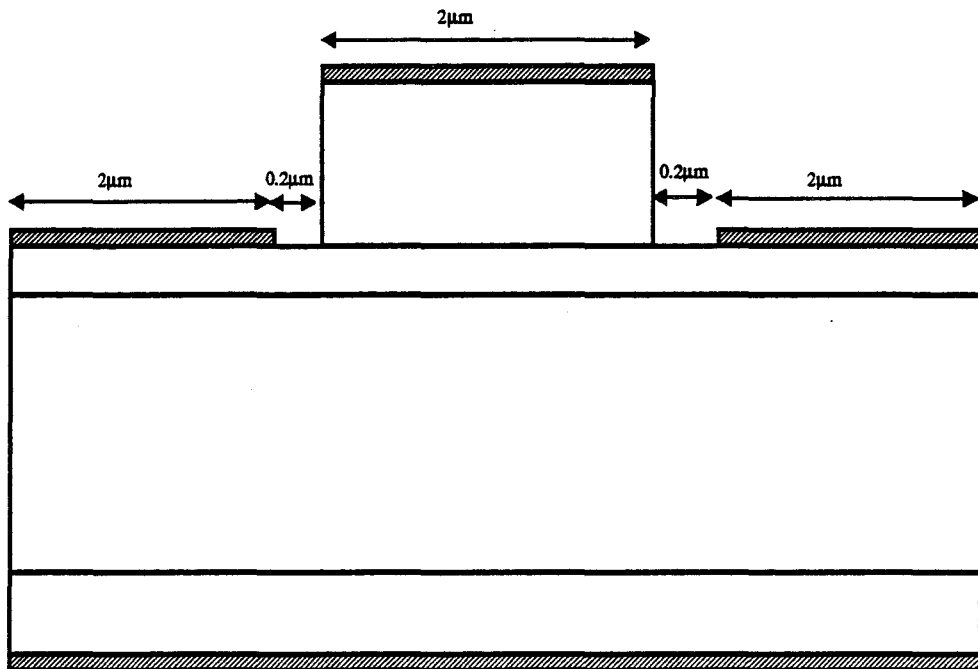


Figure 3.62 Structure complète du TBH.



3.4 Influence des paramètres technologiques de collecteur et de base sur les performances du TBH GaInP/GaAs en gain en courant, fréquence de transition et tension d'avalanche collecteur-base

Cette partie consiste en une étude de pré-optimisation de la structure du TBH GaInP/GaAs. Pour cela, nous allons essayer de mettre en évidence l'influence des paramètres technologiques de collecteur et de base du transistor, sur les performances du TBH en gain en courant, fréquence de transition et tension de claquage collecteur-base.

3.4.1 Influence des paramètres technologiques de collecteur

La pré-optimisation de la zone de collecteur du TBH est fortement dépendante du niveau de dopage de la zone active de collecteur, ainsi que de son épaisseur [42].

3.4.1.1 Influence de l'épaisseur de collecteur à dopage de collecteur constant

Considérons la structure de TBH représentée figure 3.63. Le dopage de collecteur est fixé à $4 \cdot 10^{22}$ at/m³, alors que l'épaisseur de collecteur varie de 0.5 μ m à 1 μ m.

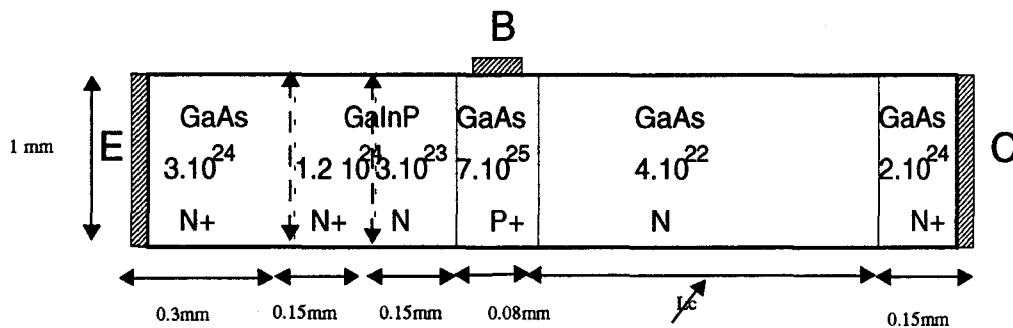


Figure 3.63 Structure de TBH étudiée ($L_c = 0.5 \mu$ m, 0.7μ m ou 1μ m).

Nous avons représenté figure 3.64, l'évolution de la fréquence de transition en fonction de la densité de courant, pour une tension collecteur-émetteur égale à 2V.

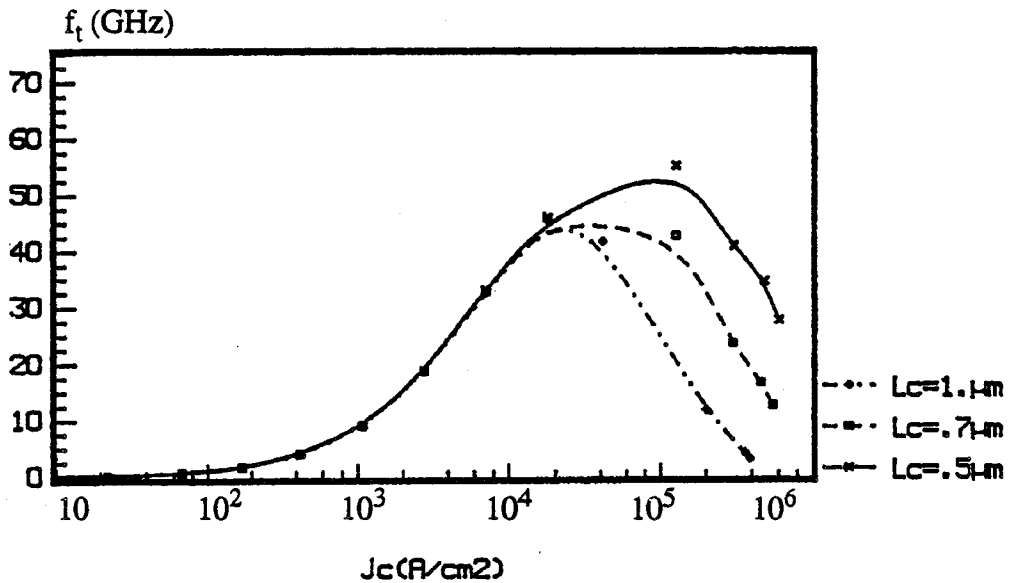


Figure 3.64 Evolutions de la fréquence de transition en fonction de la densité de courant collecteur pour différentes épaisseurs de collecteur à $V_{ce} = 2V$.

On peut constater sur cette figure que :

- pour des valeurs de densité de courant collecteur J_c inférieures à $5 \cdot 10^4 \text{ A/cm}^2$, la fréquence de transition reste sensiblement indépendante des valeurs de courant collecteur et de l'épaisseur de la zone de collecteur.
- au-delà de $J_c = 5 \cdot 10^4 \text{ A/cm}^2$, lorsque J_c croît, plus la longueur de la zone de collecteur L_c augmente et plus la valeur de f_t se dégrade et ce pour des valeurs de J_c d'autant plus faibles que L_c est grande.

Ces évolutions peuvent être interprétées simplement. En effet, pour les faibles et moyens niveaux d'injection ($J_c < 10^4 \text{ A/cm}^2$), on peut considérer que la chute de tension dans la résistance série de collecteur est négligeable. De ce fait, les zones désertées de collecteur sont pratiquement de même épaisseur, ce qui conduit à des temps de transit et donc des fréquences de transition sensiblement identiques.

Pour les forts niveaux d'injection, la chute de tension dans la résistance série de collecteur, n'est par contre plus négligeable. De ce fait, la jonction base-collecteur va passer en régime de polarisation directe pour des valeurs de densité de courant collecteur J_c plus faibles dans les structures à importante épaisseur de collecteur ($L_c = 1 \mu\text{m}$) que dans les structures à plus faible épaisseur de collecteur ($L_c = 0.5 \mu\text{m}$). Ceci contribue à l'établissement plus rapide de l'effet Kirk (chute de f_t) pour les importantes épaisseurs de collecteur.

$$J_c \# 10^5 \text{ A/cm}^2$$

$L_c (\mu\text{m})$	0.5	0.7	1
$f_t (\text{GHz})$	55	40	22

Nous retrouvons cet effet sur l'évolution du gain en courant en fonction de la densité de courant collecteur, figure 3.65 qui montre que pour des densités de courant collecteur supérieures à $5 \cdot 10^4 \text{ A/cm}^2$, la chute du gain a lieu pour des valeurs de courant collecteur d'autant plus faibles que l'épaisseur de collecteur est importante.

$$J_c \# 10^5 \text{ A/cm}^2$$

$L_c (\mu\text{m})$	0.5	0.7	1
β	27	25	10

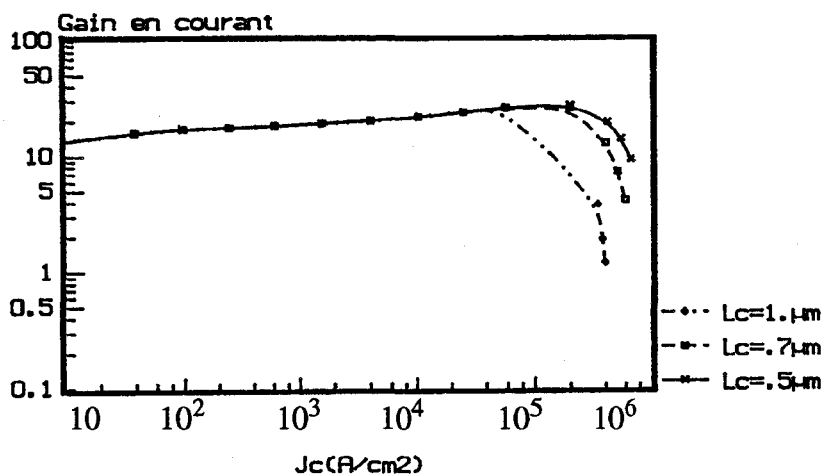


Figure 3.65 Evolutions du gain en courant en fonction de la densité de courant collecteur pour différentes épaisseurs de collecteur à $V_{ce} = 2\text{V}$.

Cependant comme vu précédemment, la longueur de la zone de collecteur n'influe pas sur la valeur du gain en courant jusqu'à des valeurs de densité de courant collecteur de $5 \cdot 10^4 \text{ A/cm}^2$.

La tension de claquage collecteur-base est, bien-entendu, très sensible au niveau d'injection, ainsi qu'à l'épaisseur de collecteur pour un niveau de dopage donné de la zone collecteur. Ceci est illustré figure 3.66. A un niveau d'injection donné, la tension de claquage augmente naturellement, avec l'épaisseur de collecteur, mais en régime de forte injection, cette différence s'amenuise.

$$V_{be} = 1.5\text{V}$$

L_c (μm)	0.5	0.7	1
V_{cbav} (V)	12	18	26

Cette étude a permis de montrer que le choix de l'épaisseur de collecteur nécessite l'établissement d'un compromis entre l'amplitude maximale du courant collecteur circulant dans le transistor, et la tension collecteur-émetteur maximale d'utilisation. Car, si l'utilisation d'une faible épaisseur de collecteur permet de repousser l'établissement néfaste de l'effet Kirk, elle réduit cependant la valeur de la tension de claquage collecteur-base.

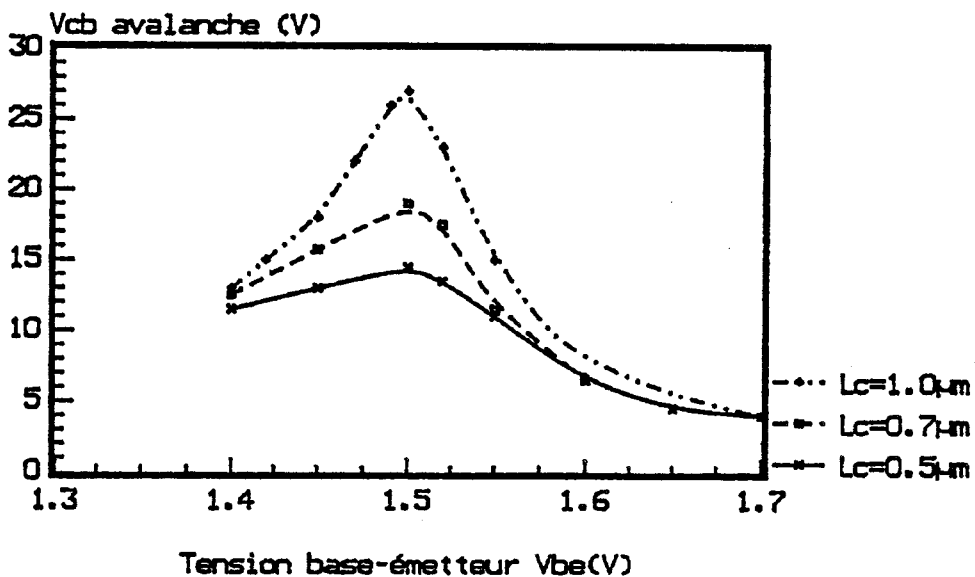


Figure 3.66 Evolutions de la tension d'avalanche collecteur-base en fonction de la tension base-émetteur pour différentes épaisseurs de collecteur.

3.4.1.2 Influence du dopage de collecteur à longueur de collecteur constante

Pour effectuer cette étude, nous considérons la structure de TBH représentée figure 3.67 dans laquelle nous fixons l'épaisseur de collecteur à 0.5 μm et faisons varier le dopage de collecteur de 10^{22} à 10^{23} at/m^3 .

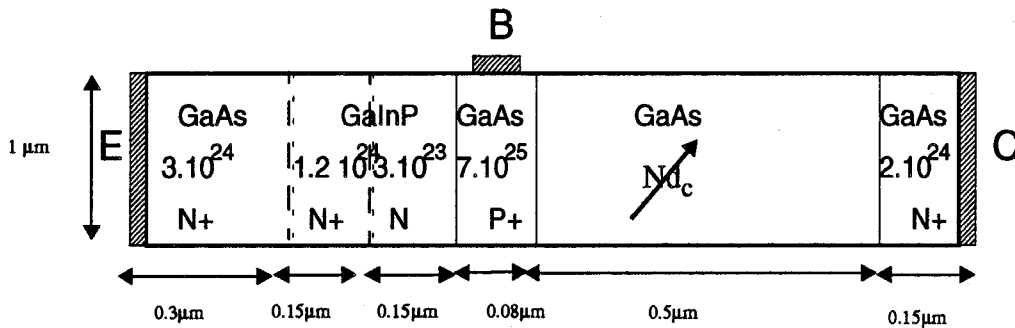


Figure 3.67 Structure de TBH étudiée ($N_{dc} = 10^{22}, 2.10^{22}, 4.10^{22}$ et 10^{23} at/m^3).

Considérons d'abord la configuration du champ électrique dans la structure (figure 3.68), pour deux valeurs de dopage de collecteur $N_{dc} = 10^{22}$ et $N_{dc} = 10^{23}$ at/m^3 , au point de fonctionnement : $V_{be} = 1.4\text{V}$ et $V_{ce} = 2\text{V}$.

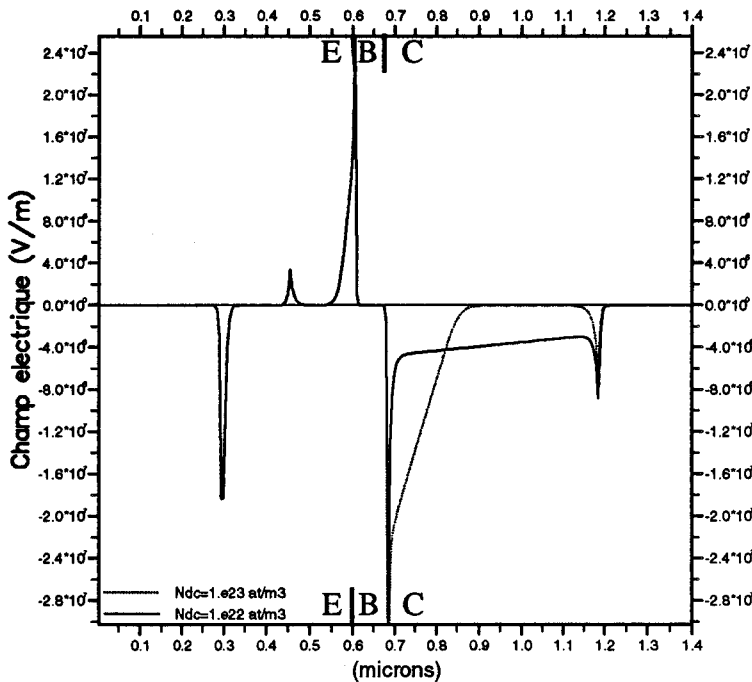


Figure 3.68 Evolutions du champ électrique dans la structure pour différents dopages de collecteur.

On constate qu'un fort niveau de dopage de collecteur s'accompagne, d'une part d'une plus faible épaisseur de zone désertée de collecteur, et d'autre part, d'un champ électrique plus important dans la zone de collecteur voisine de la jonction base-collecteur.

De ce fait, plus N_{dc} est important, plus l'épaisseur de la zone désertée de collecteur est réduite, entraînant ainsi une réduction du temps de transit dans la zone désertée de collecteur, et donc une augmentation de la fréquence de transition. Ceci est illustré figure 3.69, où est représentée l'évolution de la fréquence de transition en fonction de la densité de courant collecteur, pour une tension collecteur-émetteur $V_{ce} = 2V$.

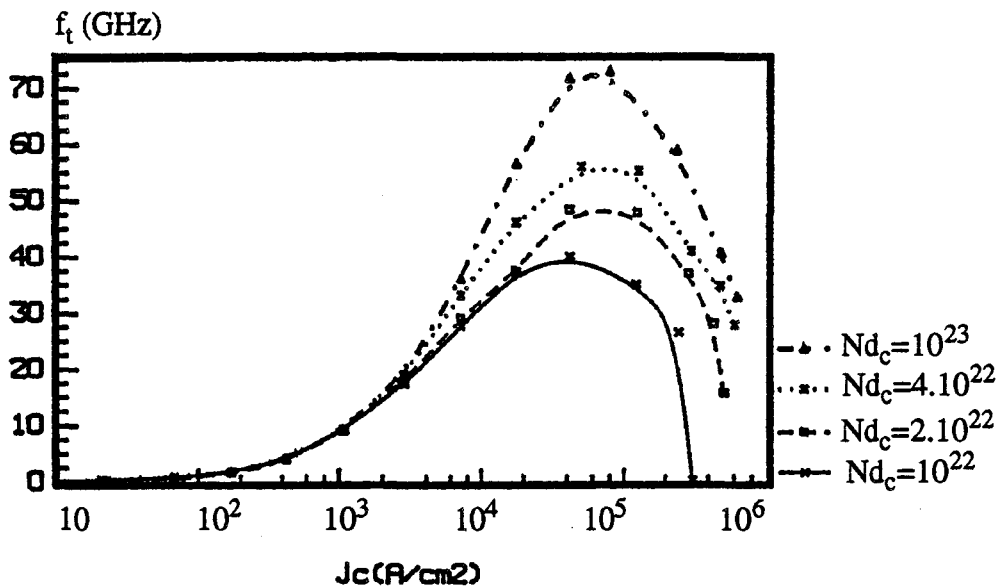


Figure 3.69 Evolutions de la fréquence de transition en fonction de la densité de courant collecteur pour différents dopages de collecteur (at/m^3) à $V_{ce} = 2V$.

On constate effectivement, que pour des valeurs de J_c supérieures à $5 \cdot 10^3$ A/cm², plus le niveau de dopage de collecteur augmente, et plus la fréquence de transition f_t croît. On peut également constater que la fréquence de transition passe par un maximum pour des valeurs de densité de courant collecteur de l'ordre de $7 \cdot 10^4$ A/cm². La figure 3.70 montre quant à elle que le niveau de dopage de la zone de collecteur n'a pas d'influence sur la valeur du gain en courant à faible et moyenne injection ($J_c < 210^4$ A/cm²). Par contre, à forte injection, plus le niveau de dopage augmente, plus l'apparition de l'effet Kirk est reculée. En effet, le champ électrique à la jonction



base-collecteur, est plus important dans le cas de forts niveaux de dopage de collecteur (figure 3.68), ce qui permet de reculer la valeur de densité de courant collecteur pour laquelle apparaît l'effet Kirk, comparativement à un faible dopage de collecteur.

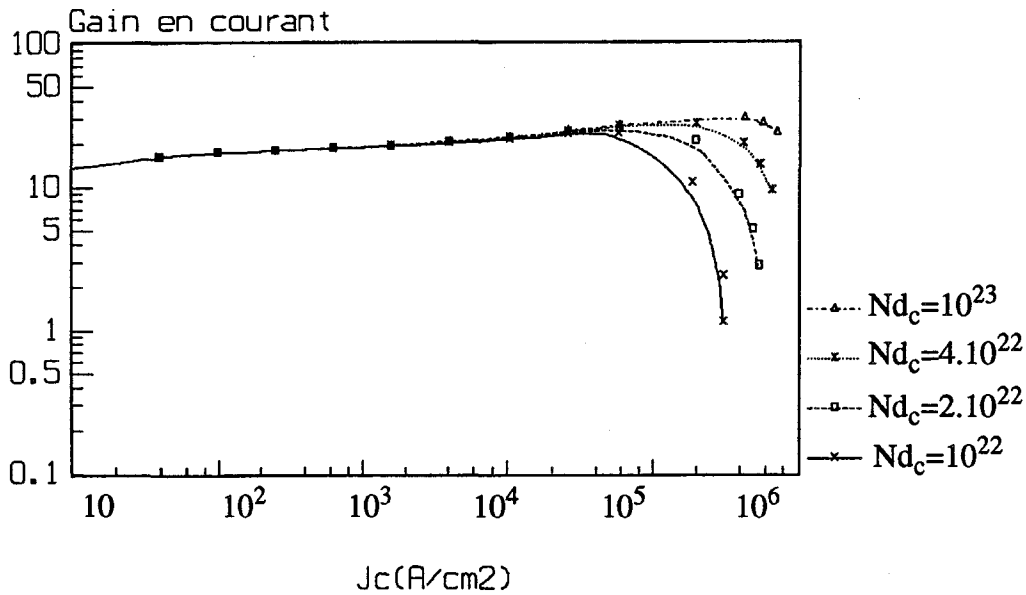


Figure 3.70 Evolutions du gain en courant en fonction de la densité de courant collecteur pour différents dopages de collecteur (at/m^3) à $V_{ce} = 2V$.

De ce fait, l'utilisation d'un fort niveau de dopage de collecteur permet d'avoir un gain en courant de valeur élevée, même en régime de forte injection :

$N_{dc} (at/m^3)$	10^{22}	$2 \cdot 10^{22}$	$4 \cdot 10^{22}$	10^{23}
β	6	20	25	27

à $J_c = 2 \cdot 10^5$ A/cm²

La tension d'avalanche collecteur-base est très sensible au niveau de dopage de la zone collecteur. En effet, comme le niveau de dopage de collecteur est beaucoup plus faible que celui de base, la zone désertée de la jonction base-collecteur s'étend essentiellement dans le collecteur, comme illustré précédemment. De ce fait, le dopage de collecteur constitue un élément important dans la détermination de la tension d'avalanche collecteur-base. Cette tension d'avalanche décroît lorsque le niveau de dopage de

collecteur augmente comme indiqué figure 3.71. Notons cependant que la tension base-émetteur pour laquelle la tension d'avalanche collecteur-base est maximale, varie avec le niveau de dopage de collecteur. Ceci est dû à la différence des pentes du champ électrique dans la zone désertée de collecteur (figure 3.68). En effet, pour la même valeur de tension base-émetteur appliquée, plus le niveau de dopage de collecteur est important, plus la pente du champ électrique dans le collecteur est forte. Dans ces conditions, la tension base-émetteur pour laquelle la pente du champ électrique va s'inverser, sera plus importante.

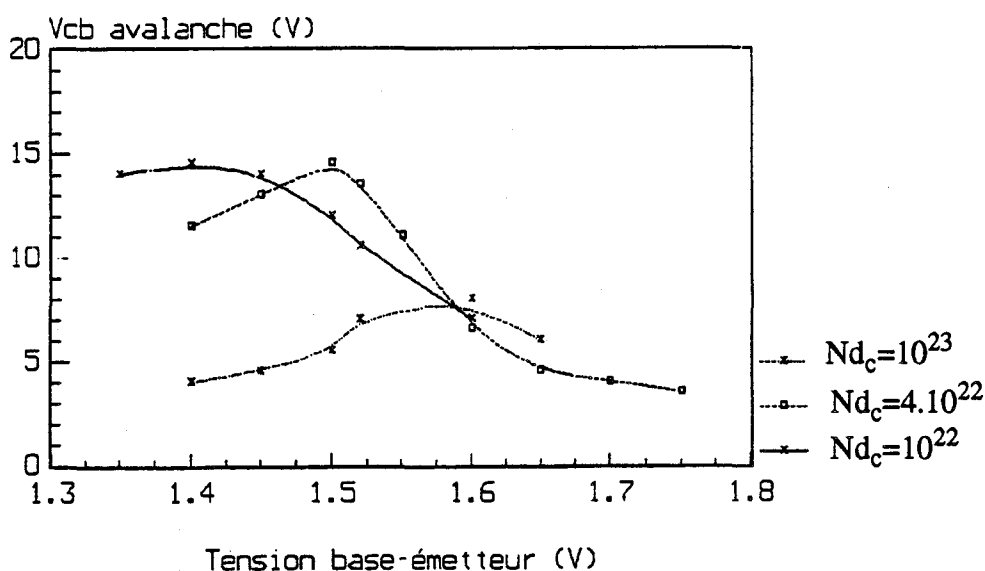


Figure 3.71 Evolution de la tension de claquage collecteur-base en fonction de la tension base-émetteur, pour différents dopages de collecteur (at/m^3).

3.4.1.3 Valeurs sensiblement optimales des paramètres technologiques de collecteur pour l'obtention de forte puissance à 10 GHz

L'optimisation de la zone de collecteur du TBH GaInP/GaAs, pour une application forte puissance, résulte d'un compromis entre :

- l'obtention d'une tension de claquage collecteur-base élevée ;
- la possibilité d'obtenir un fonctionnement à forte densité de courant collecteur, qui ne soit pas limité par les instabilités de type Gunn, tout en gardant un gain en courant correct (limitation de l'effet Kirk) et en maintenant une fréquence de transition suffisamment élevée, pour un point de polarisation correspondant à un régime de forte puissance (typiquement V_{ce} # 5 à 6 V).

Pour la fréquence de fonctionnement considérée (10 GHz), les objectifs de cette pré-optimisation sont [25] :

- un gain en courant : $\beta > 20$;
- une fréquence de transition $f_t \geq 25$ GHz à $V_{ce} \# 6$ V ;
- une tension de claquage collecteur-base $V_{cb\ av} \geq 18$ V.

Nous avons vu que l'obtention d'une tension d'avalanche collecteur-base la plus élevée possible nécessite un fonctionnement au voisinage d'une densité de courant collecteur de 7.10^4 A/cm² (correspondant à une tension base-émetteur de 1.4V à 1.6V suivant le dopage de collecteur, comme illustré figure 3.71), avec une épaisseur de collecteur la plus élevée possible et le dopage de collecteur le plus faible possible.

Par contre, à forte densité de courant collecteur, le maintien d'un gain en courant et d'une fréquence de transition les plus élevés possible nécessitent un fonctionnement avec une épaisseur de collecteur la plus faible possible et un dopage de collecteur le plus élevé possible.

La précédente étude de l'influence de collecteur sur les performances du TBH GaInP/GaAs a montré qu'à une densité de courant collecteur de l'ordre de 7.10^4 A/cm² le niveau de dopage de collecteur ne doit pas descendre en dessous de 2.10^{22} at/m³, afin de garder un gain en courant correct ≥ 20 , et une fréquence de transition maximale au moins égale à 50 GHz. En effet, cette fréquence de transition a été calculée pour une tension collecteur-émetteur $V_{ce} = 2$ V et si V_{ce} croît jusqu'à des valeurs de l'ordre de 6V, cette fréquence chute environ de moitié. Comme la tension de claquage collecteur-base décroît lorsque le niveau de dopage de collecteur augmente, il semble qu'une valeur N_{d_c} de l'ordre de 2.10^{22} at/m³ réalise un bon compromis. ($V_{cb\ av} \geq 12$ V sur une plage de 200 mV autour de $V_{be} = 1.45$ V à $L_c = 0.5$ μm). L'étude de l'influence de l'épaisseur de collecteur sur les performances du TBH GaInP/GaAs a montré que pour une densité de courant collecteur de l'ordre de 7.10^4 A/cm², l'épaisseur de collecteur ne doit pas dépasser une valeur $L_c = 0.7$ μm afin de limiter l'effet Kirk (chute du gain en courant) et de maintenir une fréquence de transition maximale de l'ordre de 50 GHz. Comme la tension de claquage collecteur-base augmente avec l'épaisseur de collecteur, il semble que l'épaisseur de collecteur optimale devrait évoluer entre 0.7 μm et 1 μm ($V_{cb\ av} \geq 15$ V sur une plage de 100 mV autour de $V_{be} = 1.5$ V à $N_d = 4.10^{22}$ at/m³). Finalement, pour une application de forte puissance

à 10 GHz, les valeurs sensiblement optimales des paramètres de collecteur devraient évoluer autour de $N_{dc} \# 2.10^{22} \text{ at/m}^3$ et $L_c \# 0.7 \mu\text{m}$ à $1 \mu\text{m}$.

De plus, ces valeurs de niveau de dopage et d'épaisseurs de collecteur vérifient la relation $N_{dc} \cdot L_c \leq 2.10^{12} \text{ cm}^{-2}$, permettant ainsi de limiter les instabilités de type Gunn dans la structure.

3.4.2 Influence des paramètres technologiques de base

3.4.2.1 Influence de l'épaisseur de base à dopage de base constant

Pour effectuer cette étude, nous considérons la structure de TBH représentée figure 3.72 où nous fixons le dopage de base à 7.10^{25} at/m^3 et faisons varier l'épaisseur de base entre $0.05 \mu\text{m}$ et $0.1 \mu\text{m}$.

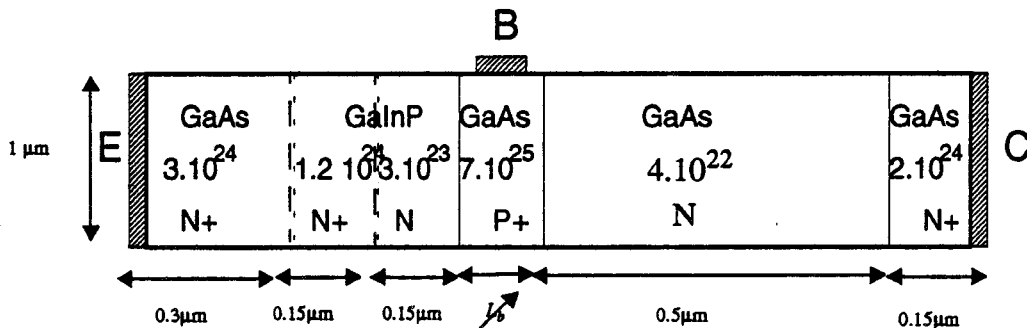


Figure 3.72 Structure de TBH étudiée ($L_b = 0.05 \mu\text{m}, 0.08 \mu\text{m}, 0.1 \mu\text{m}$).

Nous avons représenté figure 3.73, l'évolution du gain en courant en fonction de la densité de courant collecteur, pour des épaisseurs de base de $0.05 \mu\text{m}$, $0.08 \mu\text{m}$ et $0.1 \mu\text{m}$; la tension collecteur-émetteur étant maintenue constante égale à 2V .

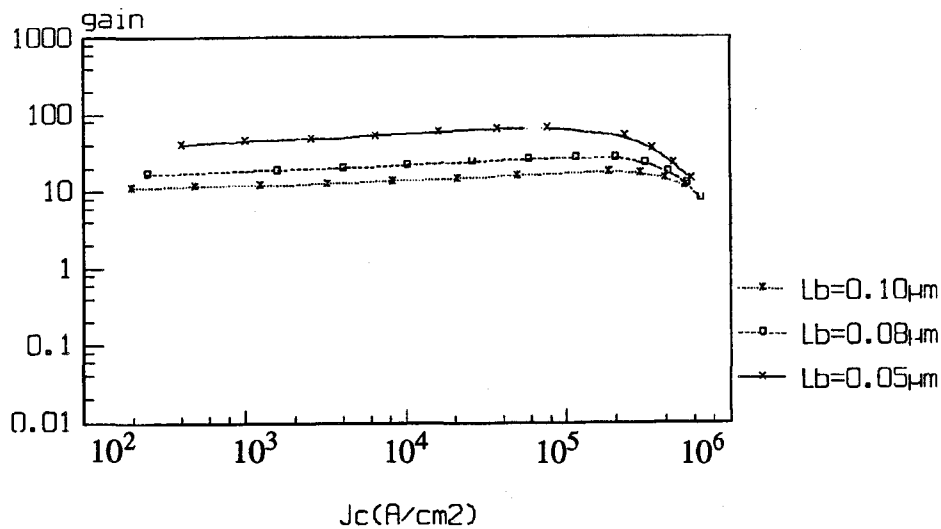


Figure 3.73 Evolutions du gain en courant en fonction de la densité de courant collecteur pour différentes épaisseurs de base à $V_{ce} = 2V$.

Nous constatons que l'augmentation de l'épaisseur de base entraîne une réduction du gain en courant.

L_b (μm)	0.05	0.08	0.10
β	58	22	14

à $J_c = 10^4 \text{ A/cm}^2$

Ceci est dû au phénomène de recombinaison dans la zone de base. En effet, plus cette dernière est épaisse, plus les porteurs minoritaires qui transitent de la jonction émetteur-base vers la jonction base-collecteur, subissent des recombinaisons avec les porteurs majoritaires de la base, ce qui bien sûr augmente le courant de recombinaison dans cette zone, et par suite, réduit le gain en courant.

Nous avons aussi représenté figure 3.74, l'évolution du gain en courant en fonction de l'épaisseur de base, et ce, au point de fonctionnement $V_{be} = 1.4V$ et $V_{ce} = 2V$, c'est à dire bien avant l'établissement de l'effet Kirk.

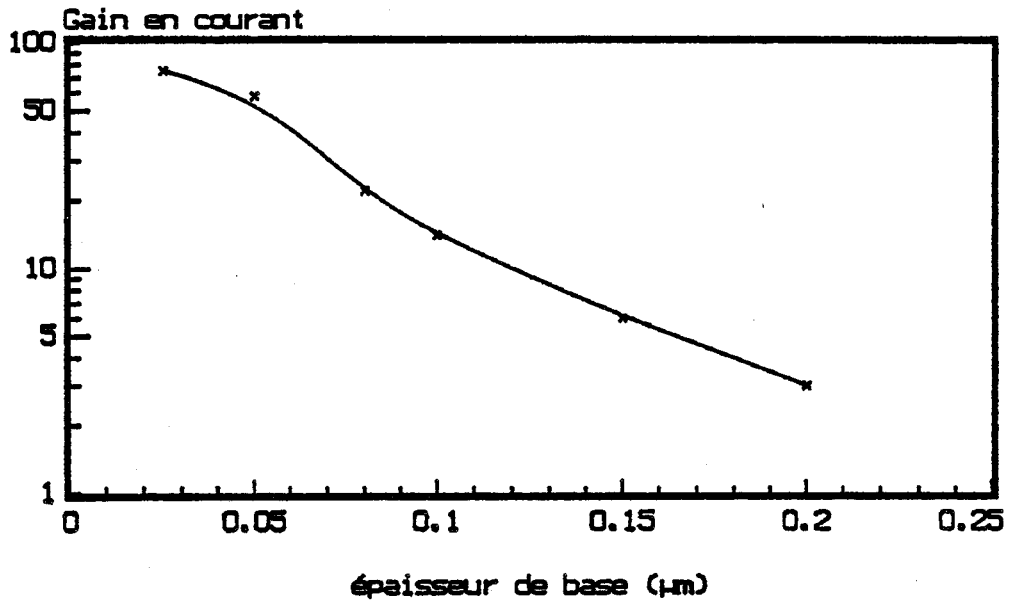


Figure 3.74 Evolution du gain en courant en fonction de l'épaisseur de base au point de fonctionnement $V_{be} = 1.5V$ et $V_{ce} = 2V$.

Rappelons que le gain en courant est sensiblement plat dans le cas des TBH GaInP/GaAs jusqu'à une densité de courant collecteur de l'ordre de $3 \cdot 10^5 \text{ A/cm}^2$. Nous retrouvons sur cette figure, la décroissance du gain en courant lorsque l'épaisseur de base augmente. En effet, le gain en courant d'un transistor bipolaire, de manière générale, peut s'écrire sous la forme :

$$\beta = \frac{\gamma \cdot \alpha_T}{1 - \gamma \cdot \alpha_T} \quad [43] \quad (2.20)$$

où γ désigne l'efficacité d'injection d'émetteur, et α_T le facteur de transport dans la base, défini par :

$$\alpha_T = \frac{1}{\cosh\left(\frac{W_b}{L_b}\right)} \quad (2.21)$$

avec W_b : épaisseur de base ;
 L_b : longueur de diffusion des porteurs minoritaires (ici électrons) dans la base.

Pour une efficacité d'injection d'émetteur proche de l'unité (cas du TBH), le gain en courant de transistor peut s'écrire :

$$\beta\# \frac{1}{\cosh\left(\frac{W_b}{L_b}\right) - 1} \quad (2.22)$$

et il apparaît clairement que le gain en courant du transistor augmente lorsque l'épaisseur de base diminue.

Cette épaisseur de base influe également, et de manière non négligeable, sur la fréquence de transition du composant, comme indiqué figure 3.75.

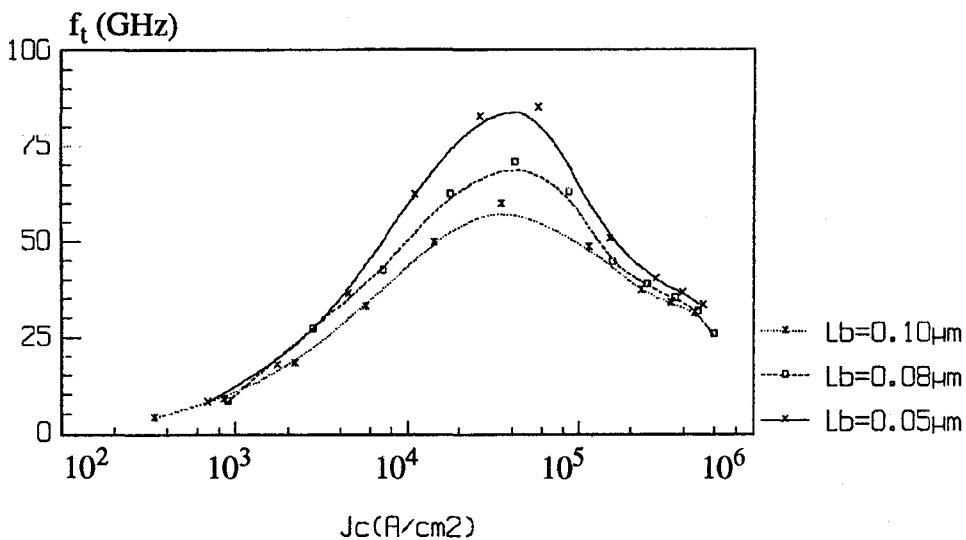


Figure 3.75 Evolution de la fréquence de transition en fonction de la densité de courant collecteur pour différentes épaisseurs de base à $V_{ce} = 2V$.

En effet, plus la base est mince, plus le temps que mettent les porteurs minoritaires pour la traverser est réduit. En effet, le temps de transit des électrons dans la base, dépend de l'épaisseur de cette dernière par la relation :

$$\tau_b = \frac{W_b^2}{\gamma \cdot D_n} \quad [44] \quad (2.23)$$

(cf chapitre 1). Les évolutions représentées figure 3.75, confirment l'importance du temps de transit dans la base, et par suite celle de l'épaisseur de base, dans la détermination de la fréquence de transition du transistor. En effet, les valeurs maximales de fréquence de transition obtenues sont de 85 GHz pour $L_b = 0.05 \mu\text{m}$, 70 GHz pour $L_b = 0.08 \mu\text{m}$ et 60 GHz pour $L_b = 0.1 \mu\text{m}$. D'où la nécessité d'utiliser, pour les applications de TBH en logique rapide, des structures avec des zones de base très minces.

Cependant, si l'utilisation d'une faible épaisseur de base permet d'obtenir un gain en courant et une fréquence de transition élevés, elle réduit néanmoins la tension d'avalanche collecteur-base du transistor. Ceci est illustré figure 3.76 où l'on constate que la tension d'avalanche collecteur-base est sensible à l'épaisseur de base, malgré le fort rapport entre les dopages de base et de collecteur (la zone désertée de la jonction base-collecteur s'étend essentiellement dans le collecteur).

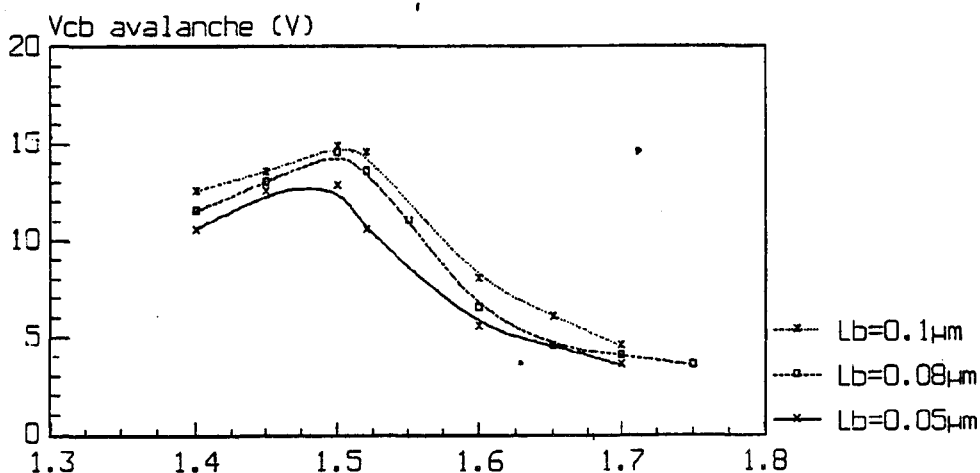


Figure 3.76 Evolution de la tension de claquage collecteur-base en fonction de la tension base-émetteur pour différentes épaisseurs de base, pour un dopage de base de $7 \cdot 10^{25} \text{ at/m}^3$.

Dans les transistors classiques, la réduction de l'épaisseur de base est limitée par l'effet Early (cf. chapitre 1). Dans les TBH, cet effet est minimisé à cause du fort dopage de base. Cependant, pour les applications forte puissance nécessitant un fonctionnement du TBH avec de fortes valeurs de tension collecteur-base, cet effet de modulation de la largeur de base doit être tout de même pris en compte, surtout dans le cas de structures à faible épaisseur de base.

3.4.2.2 Influence du dopage de base à épaisseur de base constante

Le but de cette étude est de mettre en évidence l'effet de la résistance carrée de base sur les performances du composant en gain en courant, fréquence de transition et tension d'avalanche collecteur-base.

Pour cela, nous considérons la structure de TBH représentée figure 3.77, où nous fixons l'épaisseur de base à $0.08 \mu\text{m}$ et nous faisons varier le dopage de base de $3 \cdot 10^{25}$ à 10^{26} at/m^3 , soit une variation de la résistance carrée de base de 80 à $200 \Omega/\square$ approximativement. ($R_{b\square} = \frac{1}{q \cdot \mu_t \cdot N_b (W_b)}$ cf. chapitre 1).

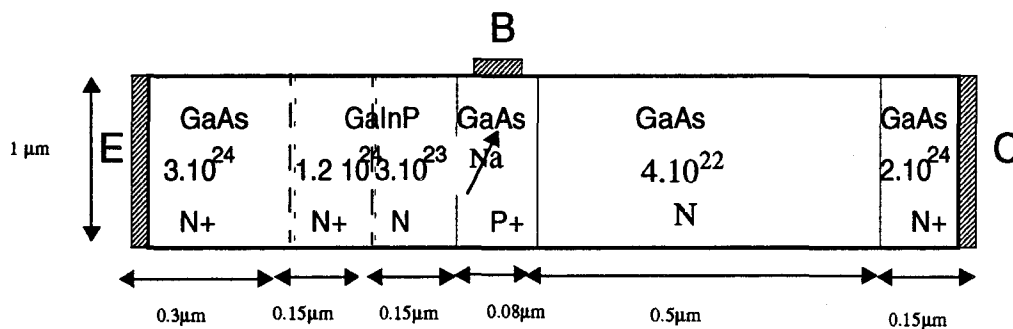


Figure 3.77 Structure de TBH étudiée ($N_a = 3 \cdot 10^{25}, 7 \cdot 10^{25}$ et 10^{26} at/m^3).

Nous avons représenté figure 3.78, l'évolution du gain en courant en fonction de la densité de courant collecteur, pour les trois niveaux de dopage de base, à une tension collecteur-émetteur $V_{ce} = 2\text{V}$.

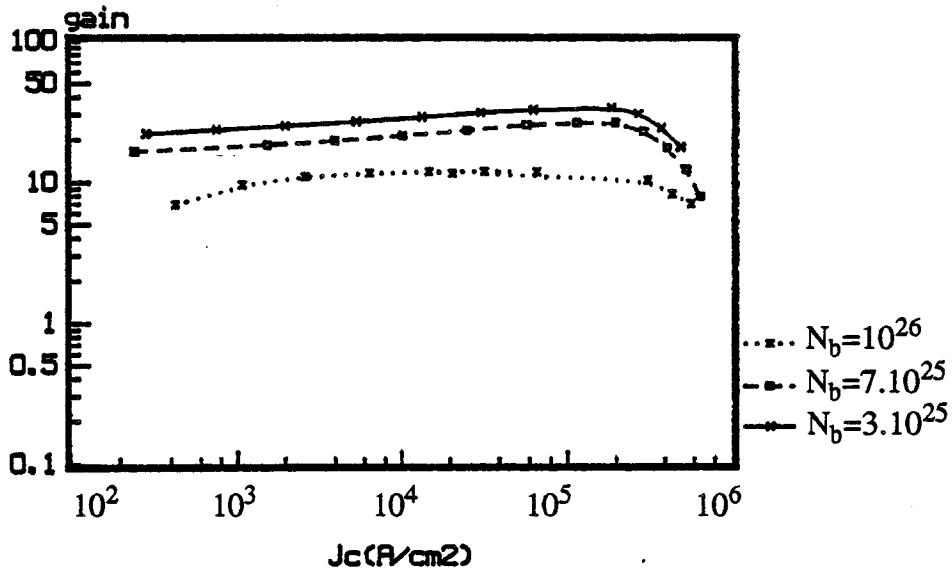


Figure 3.78 Evolution du gain en courant en fonction de la densité de courant collecteur pour différents dopages de base (at/m^3), pour une épaisseur de base de $0.08 \mu\text{m}$ à $V_{ce} = 2\text{V}$.

Nous constatons que l'augmentation du dopage de base entraîne une réduction du gain en courant. En effet, comme vu précédemment, la valeur du gain en courant est étroitement liée à celle des durées de vie des électrons dans la base, et ce pour les trois formes de recombinaison considérées (SHR, Auger et radiative) : plus la durée de vie est faible, plus les électrons vont se recombiner dans la base, entraînant ainsi une réduction du gain en courant. Or, la durée de vie des électrons dans la base est inversement proportionnelle au niveau de dopage de cette dernière. De ce fait, l'augmentation du dopage de base conduit à une diminution de la durée de vie des électrons dans la base et par suite à une réduction du gain en courant. D'autre part, plus le dopage de base est important, plus le gain en courant est limité par l'injection des trous dans l'émetteur, malgré la discontinuité de bande de valence [45].

En d'autres termes, le gain en courant augmente avec la résistance de base. Ceci est illustré figure 3.79, où nous avons établi une comparaison avec les résultats expérimentaux du LCR [25] et où nous constatons une assez bonne concordance théorie-expérience.

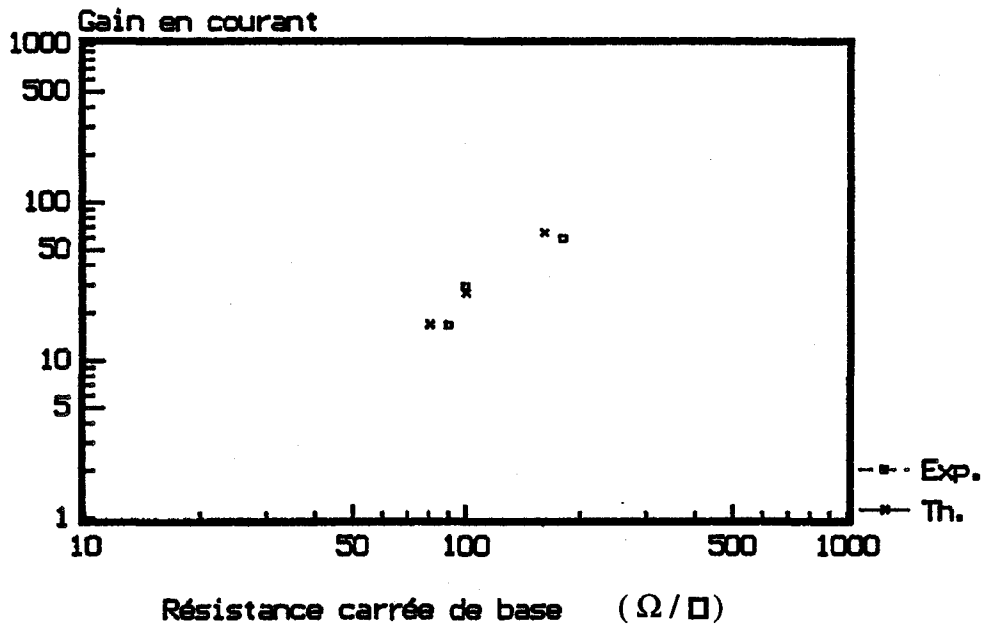


Figure 3.79 Evolution du gain en courant en fonction de la résistance carrée de base.

Nous montrons par ailleurs figure 3.80, une comparaison concernant l'évolution des gains en courant en fonction de la résistance carrée de base pour les TBH GaInP/GaAs du LCR et des résultats publiés dans la littérature concernant des TBH GaAlAs/GaAs [25]. Cette courbe confirme la prédominance des recombinaisons de type Auger à fort niveau de dopage de base.

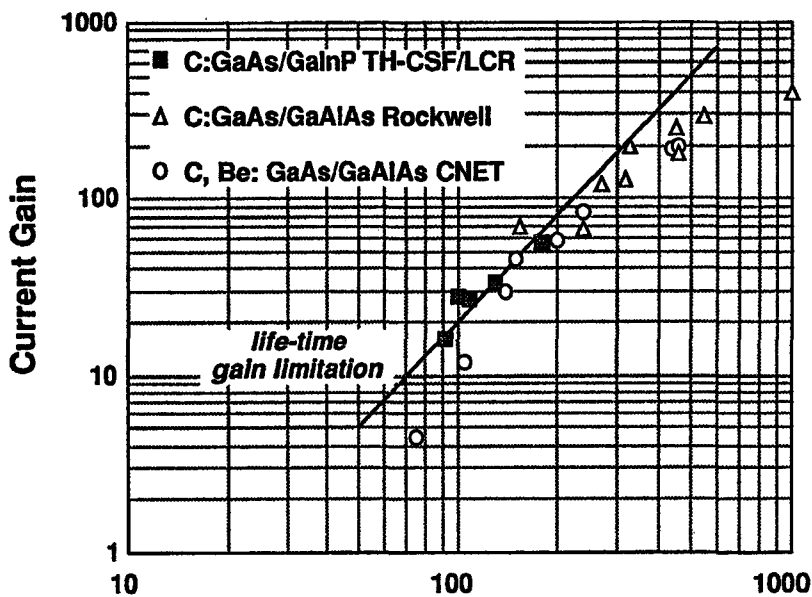


Figure 3.80 Gain en courant en fonction de la résistance carrée de base.

Le niveau de dopage de base influe également sur la fréquence de transition du TBH, comme indiqué figure 3.81, où nous avons représenté l'évolution de la fréquence de transition en fonction de la densité de courant collecteur, pour les différents niveaux de dopage de base considérés, la tension collecteur-émetteur étant maintenue constante égale à 2V.

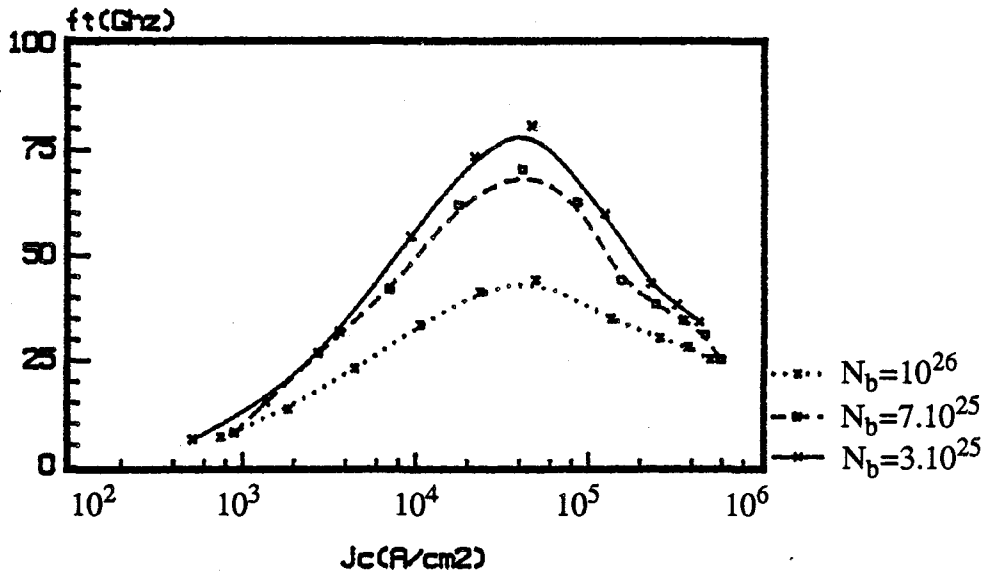


Figure 3.81 Evolution de la fréquence de transition en fonction de la densité de courant collecteur pour différents dopages de base (at/m^3), pour une épaisseur de base de $0.08 \mu\text{m}$, à $V_{ce} = 2\text{V}$.

Nous constatons que pour des densités de courant collecteur supérieures à $5 \cdot 10^3 \text{ A}/\text{cm}^2$, les fréquences de transition les plus élevées sont obtenues avec les niveaux de dopage de base les moins importants. En effet, plus le dopage de base augmente, plus le temps de transit des électrons dans la base est élevé, à cause de l'augmentation du nombre d'interactions entre les électrons et les impuretés ionisées de la base, lors du transit des électrons dans cette zone. Ce phénomène contribue à augmenter le temps de transit total des porteurs dans la structure et donc tend à réduire la fréquence de transition.

Dans les TBH, il est souhaitable de réduire au maximum la résistance de base, afin d'obtenir une fréquence d'oscillation maximale la plus élevée possible. Cependant, il y a une limitation à cette réduction de la résistance de base, car d'une part, la fréquence de transition diminue et d'autre part, le gain en courant se trouve réduit. La résistance de base ne doit pas descendre en dessous de $90 \Omega / \square$ pour garder un gain en courant supérieur à 20 et une fréquence de transition maximale $\geq 50 \text{ GHz}$ à $V_{ce} = 2\text{V}$.

La tension d'avalanche collecteur-base est peu sensible au niveau de dopage de base, comme illustré figure 3.82, où nous avons représenté l'évolution de la tension d'avalanche collecteur-base, en fonction de la tension base-émetteur, pour les trois niveaux de dopage de base considérés.

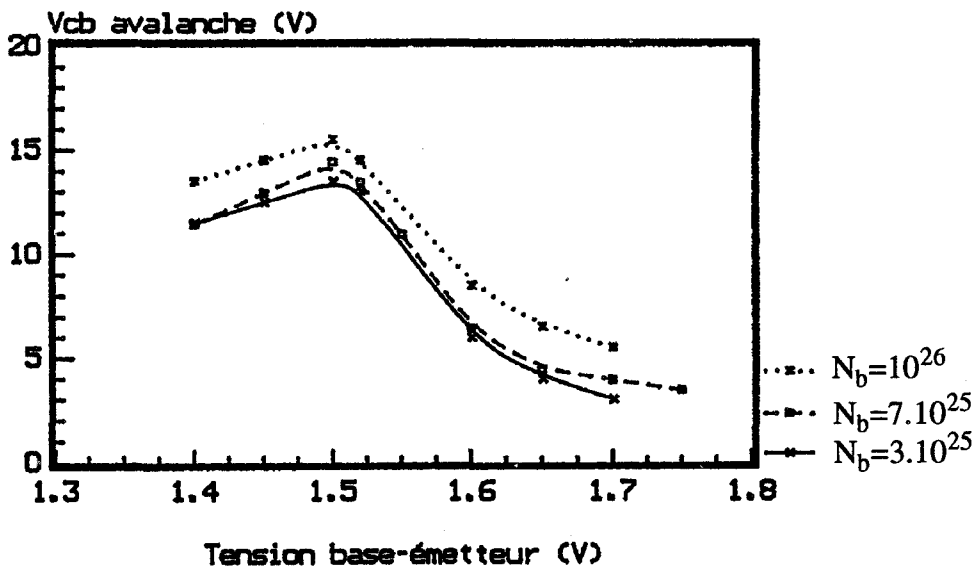


Figure 3.82 Evolutions de la tension de claquage collecteur-base en fonction de la tension base-émetteur pour différents dopages de base (at/m^3), pour une épaisseur de base de $0.08 \mu\text{m}$.

Etant donné le fort rapport entre le dopage de base et celui de collecteur, la zone désertée de la jonction base-collecteur s'étend essentiellement dans la zone de collecteur. De ce fait, le phénomène de claquage dans cette zone dépend essentiellement des paramètres technologiques de collecteur. Il n'en demeure pas moins que le dopage de

base influe légèrement sur la tension d'avalanche collecteur-base. En effet, il détermine l'épaisseur de la zone désertée du côté de la base, au niveau de la jonction base-collecteur (figure 3.83).

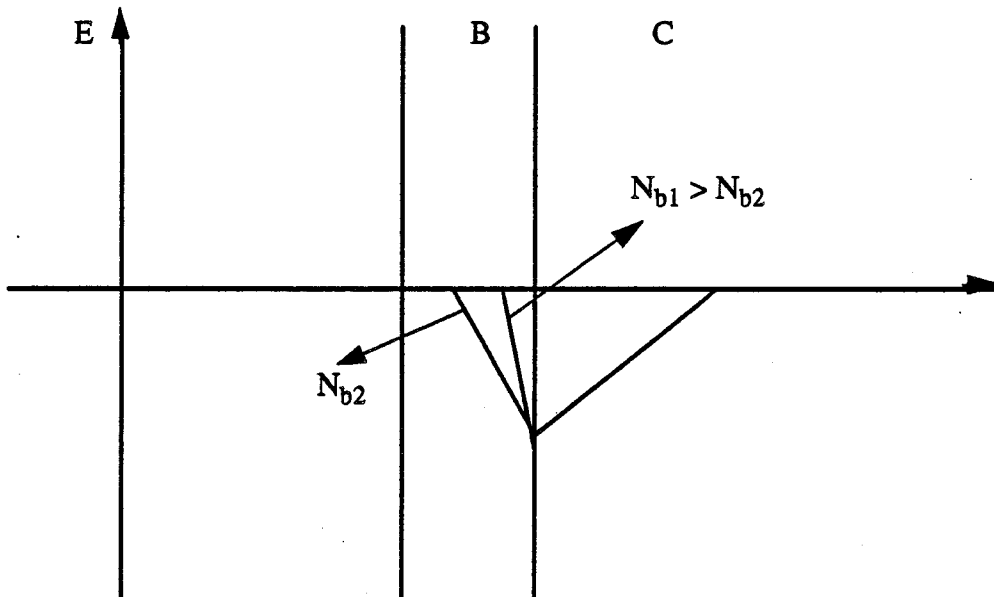


Figure 3.83 Représentation schématique de la carte du champ électrique dans l'espace base-collecteur du transistor pour différents niveaux de dopage de base.

3.4.2.3 Valeurs optimales des paramètres technologiques de base pour l'obtention de forte puissance à 10 GHz

Comme dans le cas de la pré-optimisation de la zone de collecteur, il s'agit ici aussi de réaliser un compromis entre l'obtention d'une tension de claquage collecteur-base élevée, d'un gain en courant et d'une fréquence de transition suffisamment élevés ($\beta \# 20$ et $f_t \geq 25$ GHz).

Nous avons vu que l'obtention d'une tension d'avalanche collecteur-base la plus élevée possible, nécessite un fonctionnement à une tension base-émetteur de l'ordre de 1.5V, avec une épaisseur et un dopage de base les plus élevés possible.

Par ailleurs, les plus fortes valeurs de gain en courant et de fréquences de transition sont obtenues avec une épaisseur et un dopage de base les plus faibles possibles.

La précédente étude de l'influence du dopage de base sur les performances du TBH GaInP/GaAs, a montré que le dopage de base ne doit pas dépasser 7.10^{25} at/m³, afin d'obtenir un gain en courant supérieur ou égal à 20, et une fréquence de transition supérieur à 70 GHz (de l'ordre de 30 GHz à V_{ce} # 6V).

Comme de plus la tension de claquage collecteur-base décroît lorsque le dopage de base diminue, il semble qu'une valeur de dopage de base de 7.10^{25} at/m³ réalise un bon compromis.

L'étude de l'influence de l'épaisseur de base sur les performances du TBH GaInP/GaAs, a montré que l'épaisseur de base ne doit pas dépasser 0.1 μm afin d'obtenir une fréquence de transition supérieure à 50 GHz (25 GHz à V_{ce} # 6V) et un gain en courant supérieur à 12.

Comme la tension de claquage collecteur-base augmente avec l'épaisseur de base, il semble que l'épaisseur de base optimale devrait évoluer entre 0.08 μm et 0.1 μm .

Finalement, pour l'application considérée, les valeurs sensiblement optimales des paramètres technologiques de base sont N_b # 7.10^{25} at/m³ et L_b # 0.08 μm à 0.1 μm .

Compte tenu des objectifs fixés pour l'application forte puissance considérée, une première pré-optimisation des paramètres technologiques des zones de base et de collecteur serait :

dopage de collecteur :	# 2.10^{22} at/m ³ ;
épaisseur de collecteur :	0.7 μm à 1 μm ;
dopage de base :	# 7.10^{25} at/m ³ ;
épaisseur de base :	0.08 μm à 0.1 μm .

3.5 Conclusion

Dans ce troisième chapitre, nous avons présenté les principaux résultats d'une étude théorique des TBH GaInP/GaAs.

Dans un premier temps, nous avons étudié les principaux phénomènes physiques dans la structure :

- nous avons mis en évidence les évolutions des grandeurs physiques macroscopiques fondamentales régissant le fonctionnement du TBH, contribuant ainsi à la compréhension du mécanisme de transport dans ce composant.
- D'autre part, nous nous sommes intéressés aux principaux effets physiques limitatifs dans le TBH : l'effet Kirk, responsable de la dégradation des performances du transistor en gain et fréquences de coupure en régime de forte injection, et l'effet de claquage par avalanche de la jonction base-collecteur.
- Nous avons par ailleurs, mis en évidence l'établissement dans la zone de collecteur de la structure de TBH, d'instabilités de type Gunn, induites par l'effet Kirk, en régime de très forte injection.
- L'étude des effets de recombinaison a montré d'une part, la prédominance des recombinaisons en volume de type Auger et radiative dans la zone quasi-neutre de base, et d'autre part, la quasi indépendance du gain en courant avec le courant collecteur.

Dans un second temps, nous avons évalué les variations des grandeurs électriques importantes dans le TBH, telles que la transconductance ainsi que les capacités de jonctions émetteur-base et base-collecteur.

Enfin, dans le but d'effectuer une étude de pré-optimisation de structure, nous avons étudié l'influence des paramètres technologiques de l'espace base-collecteur (épaisseurs et niveaux de dopage) sur les performances du composant en gain, fréquence de transition et tension d'avalanche collecteur-base. Cette étude a permis d'apporter les premiers éléments de pré-optimisation de la structure de TBH GaInP/GaAs, pour une application forte puissance à une fréquence de 10 GHz.

Il convient maintenant d'essayer d'améliorer encore plus cette structure de TBH pour les applications de puissance. C'est ce que nous nous proposons de faire dans le chapitre 4.

Bibliographie Chapitre 3

- [1] S. TIWARI
1991.

- [2] S. TIWARI, M.V. FISCHETTI, S.E. LAUX
"Overshoot in transient and steady-state in GaAs, InP, $\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As}$ and InAs bipolar transistors"
IEEE Trans. Electron Devices, Vol. , No. , pp. 435-438, 1990.

- [3] R. KATOH, M. KURATA and J. YOSHIDA
"A self consistent particle simulation for AlGaAs/GaAs HBT's with improved base-collector structures"
IEEE Trans. Electron Devices, Vol. , No. , pp. 248-251, 1987.

- [4] H. NAKAJIMA, M. TOMIZAWA, T. ISHIBASHI
"Monte-carlo analysis of the space-charge effect in AlGaAs/GaAs ballistic collection transistors (BCT's) under high current injection"
IEEE Trans. Electron Devices, Vol. 39, No.7, pp. 1558-1563, 1992.

- [5] D.J. HOLDER, R.E. MILES, C.M. SNOWDEN
"Two-dimensional simulation of GaAs/AlGaAs heterojunction bipolar transistors"
Symposium GaAs and related compounds, Jersey, 1990.

- [6] M.R. FRISCOURT
"Etude des dispositifs à transfert électronique pour la génération de puissance en gamme millimétrique"
Thèse de Doctorat d'Etat, Lille, 1985.

- [7] R. KATOH, M. KURATA
"Self consistent particle simulation for AlGaAs/GaAs HBT's under high bias conditions"
IEEE Trans. Electron Devices, Vol. 36, No.10, pp. 2122-2128, 1989.

- [8] R. KATOH
"Charge-control analysis of collector transit time for (AlGa)As/GaAs HBT's under a high injection condition"
IEEE Trans. Electron Devices, Vol. 37, No. 10, pp. 2176-2182, 1990.
- [9] Y. DRUELLE
"Contribution à la compréhension de fonctionnements particuliers du transistor bipolaire en hyperfréquences"
Thèse de Doctorat d'Etat, Lille, 1985.
- [10] D.E. MAC CUMBER, A.G. CHYNOWETH
"Theory of negative conductance amplification and gunn instabilities in "two valley" semiconductors"
IEEE Trans. Electron Devices, Vol. ED-13, No.1, pp. 4-22, 1966.
- [11] R.LYON-CAEN
"Diode et transistor
- [12] A. DI CARLO and P. LUGLI
"Dead-space effects under near-breakdown conditions in AlGaAs/GaAs HBT's"
IEEE Electron Device Letters, Vol. 14, No. 3, pp. 103-105, 1993.
- [13] J.J. CHEN, G.B. GAO, J.I. CHYI and H. MORKOÇ
"Breakdown behavior of GaAs/AlGaAs HBT's"
IEEE Trans. Electron Devices, Vol. 36, No. 10, pp. 2165-2171, 1989.
- [14] R.A. LOGAN, A.G. CHYNOWETH and B.G. COHEN
"Avalanche breakdown in Gallium Arsenide p-n junctions"
Phys. Rev., Vol. 128, pp. 2518-2523, 1962.
- [15] K. SAKUI, T. HASEGAWA, T. FUSE, T. SESHITA, S. ARITOME, S. WATANABE, K. OHUCHI and F. MASUOKA
"A new reverse base current (RBC) of the bipolar transistor induced by impact ionisation"
Japan. J. Appl. Phys., Vol. 28, No. 12, pp. L2150-2152, 1989.
- [16] J.J. LIOU and J.S. YUAN
"Modelling the reverse base current in phenomenon due to avalanche effect in advanced bipolar transistors"
IEEE. Trans. Electron Devices, Vol. 37, No. 10, pp. 2274-2276, 1990.

- [17] H.F. CHAU, D. PAVLIDIS, J.HU, K. TOMIZAWA
"Breakdown-speed Considerations in InP/InGaAs single and double heterostructure bipolar transistors"
IEEE Trans. Electron. Devices, Vol. 40, No. 1, pp. 2-8, 1993.
- [18] S.L. JANG, F.C. LIU
"Temperature dependence of base current reversals and breakdown characteristics of n-p-n transistors"
Solid-State-Electronics, Vol. 36, No. 4, pp. 617-621, 1993.
- [19] R.J. MALIK, N. CHAUD, J. NAGLE, R.W. RYAN, K. ALAIR and A.Y. CHO
"Temperature dependence of common Emitter I-V and collector breakdown voltage characteristics in AlGaAs/GaAs and AlInAs/GaInAs HBT's grown by MBE"
IEEE Electron. Devices. Letters, Vol. 13, No. 11, pp. 557-559, 1992.
- [20] S.I. TANAKA, K.KASAHARA, H. SHIMAWAKI and K. HONJO
"Stress current behavior of InAlAs/InGaAs and AlGaAs/GaAs HBT's with polyimide passivation"
IEEE Electron. Devices. Letters, Vol. 13, No.11, pp. 560-562, 1992.
- [21] W. LIU, E. BEAM, T. HENDERSON, S.K. FAN
"Extrinsic base surface passivation in GaInP/GaAs heterojunction bipolar transistors"
IEEE Electron. Devices. Letters, Vol. 14, No.6, pp. 301-303, 1993.
- [22] THOMSON LCR
"MMIC de puissance à haut rendement électrique, en technologie bipolaire AsGa pour application en bande X"
IEPG-TA1 CTP 1-8-2, Rapport de contrat, 1992.
- [23] S.M. SZE
"Physics of semiconductor Devices"
Wiley International Edition, 1969.

- [24] C. DALLE
"Contribution à l'étude des dispositifs à jonction P-N en gamme millimétrique. Application aux diodes avalanche en régime de génération directe et harmonique"
Thèse de Doctorat d'Université, Lille, 1986.
- [25] THOMSON LCR
"Amplificateur MMIC de puissance à haut rendement électrique en technologie bipolaire AsGa pour application en bande X"
Rapport trimestriel de contrat, Mai 1993.
- [26] W. LIU and S.K. FAN
"Near-Ideal I-V Characteristics of GaInP/GaAs heterojunction bipolar transistors"
IEEE Electron Device Letters, Vol. 13, No. 10, pp. 510-512, 1992.
- [27] W. LIU, D. COSTA and J.S. HARRIS
"Current gain of graded AlGaAs/GaAs heterojunction bipolar transistors with and without a base quasi-electric field"
IEEE Trans. Electron Devices, Vol. 39, No. 11, pp. 2422-2429.
- [28] M. HAFIZI, C.R. CROWELL, L.M. PAWLOWICZ and M. KIM
"Improved current gain and f_t through doping profile selection in linearly graded heterojunction bipolar transistors"
IEEE Trans. Electron Devices, Vol. 37, No. 8, pp. 1779-1787, 1990.
- [29] C.H. HENRY, R.A. LOGAN and F.R. MERRITT
"The effect of surface recombination on current in $Al_xGa_{1-x}As$ heterojunctions"
J. Appl. Phys., Vol. 49, No. 6, pp. 3530-3542, 1978.
- [30] N. CHAND and H. MORKOÇ
"Doping effects and compositional grading in AlGaAs/GaAs heterojunction bipolar transistors"
IEEE Trans. Electron Devices, Vol. ED-32, No. 6, pp. 1064-1069, 1985.

- [31] J.J.H. VAN DEN BIESEN
"A simple regional analysis of transit times in bipolar transistors"
Solid-state electronics, Vol. 29, No. 5, pp. 529-534, 1986.
- [32] J. HU, D. PAVLIDIS, K. TOMIZAWA
"Monte Carlo studies of the effect of emitter junction grading on the electron transport in InAlAs/InGaAs heterojunction bipolar transistors"
- [33] H. NAKAJIMA, M. TOMIZAWA, T. ISHIBASHI
"Monte Carlo analysis of the space charge effect in AlGaAs/GaAs ballistic collection transistors (BCT's) under high current injection"
IEEE Trans. Electron Devices, Vol. 39, No. 7, pp. 1558-1563, 1992.
- [34] T. LAUTERBACH, W. PLETSHEN and K.H. BACHEM
"GaAs bipolar transistors with a $\text{Ga}_{0.5}\text{In}_{0.5}\text{P}$ hole barrier layer and carbon-doped base grown by MOVPE"
IEEE Trans. Electron Device, Vol. 39, pp. 753-756, 1992.
- [35] W. LIU, D. COSTA and J.S. HARRIS
"Theoretical comparison of base bulk recombination current and surface recombination current of a mesa AlGaAs/GaAs heterojunction bipolar transistor"
Solid-State Electron, Vol. 34, pp. 119-123, 1991.
- [36] W. LIU
"Experimental comparison of base recombination current in abrupt and graded AlGaAs/GaAs heterojunction bipolar transistors"
Electronics Letters, Vol. 27, No. 23, pp. 2115-2116, 1991.
- [37] R. KATOH and M. KURATA
"Self-consistent particle simulation for AlGaAs/GaAs HBT's under high bias conditions"
IEEE Trans. Electron. Devices, Vol. 36, No. 10, pp. 2122-2128, 1989.
- [38] R. KATOH, M. KURATA
"Self consistent particle simulation of heterojunction bipolar transistors under high temperature operating conditions"
IEEE Electron Devices Letters, Vol. , No. , pp. 477-480, 1989.

- [39] T.A. SHAWKI
"Conception d'un modèle hydrodynamique bidimensionnel de transistors à effet de champ à hétérostructure : application à l'analyse physique et à l'optimisation des composants submicroniques"
Thèse de Doctorat de L'Université, Lille, 1990.
- [40] P.D. RABINZOHN, T. USAGAWA, H. MIZUTA, K. YAMAGUCHI
"The new two-dimensional Electron Gas Base HBT (2 DEG-BHT) : Two-dimensional numerical simulation"
IEEE Trans. Electron Devices, Vol. 38, No. 2, pp. 222-231, 1991.
- [41] H. NAKAJIMA, M. TOMIZAWA and T. ISHIBASHI
"Monte-Carlo analysis of the space-charge effect in AlGaAs/GaAs ballistic collection transistors (BCT's) under high current injection"
IEEE Trans Electron Devices, Vol. 39, No. 7, pp. 1558-1563, 1992.
- [42] K. ORIO, Y. IWATSU, H. HISAYOSHI
"Numerical simulation of AlGaAs/GaAs heterojunction bipolar transistors with various collector parameters"
IEEE Trans Electron Devices, Vol. 36, No.10, pp. 2156-2164, 1989.
- [43] R.L. THORTON, W.J. MOSBY, H.F. CHUNG
"Demonstration and properties of a planar heterojunction bipolar transistor with lateral current flow"
IEEE Trans Electron Devices, Vol. 36, No.10, pp. 2156-2164, 1989.
- [44] S.M. SZE
"High speed semiconductor devices"
1990.
- [45] M. HAFIZI, R.A. METZGER, W.E. STANCHINA
"Dependence of DC current gain and f_{max} of AlInAs/GaInAs HBT's on base sheet resistance"
IEEE Electron Device Letters, Vol. 14, No.7, pp. 323-325, 1993.

Chapitre 4

**Amélioration possible de la structure d'un TBH
GaInP/GaAs pour des applications
de forte puissance**

Chapitre 4 Amélioration possible de la structure d'un TBH GaInP/GaAs pour des applications de forte puissance

4.1 Introduction

Le TBH est un composant qui possède de nombreux domaines d'application tels que l'électronique analogique et microonde, l'optoélectronique ou la logique [1]. L'optimisation de la structure de ce composant dépend donc de l'application souhaitée.

En électronique analogique et en hyperfréquences, le TBH peut être utilisé dans des circuits tels que des convertisseurs analogiques/numériques, des oscillateurs, des mélangeurs ou des amplificateurs. Dans ces applications particulières, la fréquence maximale d'oscillation du TBH, ainsi que sa vitesse de commutation apparaissent comme des paramètres fondamentaux.

La fréquence de transition f_t élevée du TBH le rend particulièrement attractif dans le domaine de la logique rapide. Dans ce cas, on privilégiera la vitesse de commutation et on recherchera donc des temps de commutation très faibles. Ceci impose l'optimisation des paramètres technologiques directement liés au temps de transit des porteurs dans la structure.

Quant aux applications de puissance qui nous intéressent plus particulièrement, elles nécessitent l'utilisation de composants capables de fournir des puissances de sortie ainsi que des gains et des rendements en puissance ajoutée les plus élevés possibles. Ceci implique un fonctionnement avec de très larges excursions de tension et de courant. Cependant, plusieurs limitations déjà mentionnées apparaissent principalement

dans la zone de collecteur, liées au phénomène de claquage, à l'effet Kirk et aux instabilités potentielles induites par les effets de transfert électronique.

Dans la région d'émetteur, le phénomène de défocalisation peut constituer une limitation fondamentale pour les applications de très forte puissance en classe C. En effet, le courant émetteur se trouve limité par la surface apparente de la zone active du transistor. La largeur du doigt d'émetteur apparaît alors comme un paramètre d'optimisation important.

Dans ce chapitre, nous nous proposons d'apporter les premiers éléments d'amélioration de la structure de TBH pour les applications de puissance, en essayant de reculer les limitations précédemment mentionnées sans trop affecter les fréquences de coupure qui doivent rester très supérieures à la fréquence maximale de travail.

4.2 Optimisation de la zone de collecteur

4.2.1 Augmentation de la tension d'avalanche collecteur-base

Nous avons vu précédemment, dans l'étude de l'influence des paramètres physiques de la structure sur les grandeurs électriques fondamentales, que pour obtenir une tension d'avalanche la plus élevée possible, il fallait choisir une structure de collecteur avec un niveau de dopage le plus faible possible et une épaisseur la plus importante possible. Cependant, la même étude a montré que dans ces conditions, les performances du composant en gain et fréquences de coupure se dégradent à cause de l'effet Kirk apparaissant très rapidement dans la structure. De plus, l'apparition dans la structure des instabilités de type Gunn conduit à une valeur de compromis du produit $Nd_c L_c$ voisine de $2 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$, comme indiqué précédemment.

Pour améliorer encore la tension de claquage, il convient donc de jouer sur d'autres paramètres, notamment le choix d'un matériau peu ionisant pour la réalisation du collecteur, tel que le GaInP. En effet, ce dernier possède une bande interdite plus large que celle du GaAs et donc des coefficients d'ionisation plus faibles. Ceci conduit à la réalisation du transistor bipolaire à double hétérojonction (TBDH) GaInP/GaAs/GaInP, que nous allons maintenant étudier dans le but de comparer ses performances avec celles du transistor bipolaire à simple hétérojonction (TBSH) GaInP/GaAs étudié jusque là.

4.2.1.1 Etude du TBDH GaInP/GaAs/GaInP

Le transistor bipolaire à double hétérojonction (TBDH) comporte donc deux hétérojonctions : la première au niveau de la jonction émetteur-base et la seconde au niveau de la jonction base-collecteur, le matériau constituant le collecteur étant le même que celui d'émetteur.

Le diagramme des bandes d'énergies du TBDH, dans les conditions normales de fonctionnement est représenté figure 4.1. Comme dans le cas de l'hétérojonction émetteur-base, nous utilisons le modèle d'Anderson en supposant négligeables les phénomènes de recombinaison à l'interface (cf. chapitre 1). La différence des affinités électroniques entre les matériaux de base et de collecteur, introduit des discontinuités au niveau des bandes de conduction et de valence, comme illustré figure 4.1. Il apparaît notamment dans la bande de conduction une barrière d'énergie identique à celle de l'hétérojonction émetteur-base. Cependant, si cette dernière favorise l'injection des électrons de l'émetteur vers la base, elle va par contre s'opposer au passage des électrons de la base vers le collecteur. D'où un risque de collection moins bonne des électrons et une accumulation de porteurs dans la base au niveau de la jonction base-collecteur.

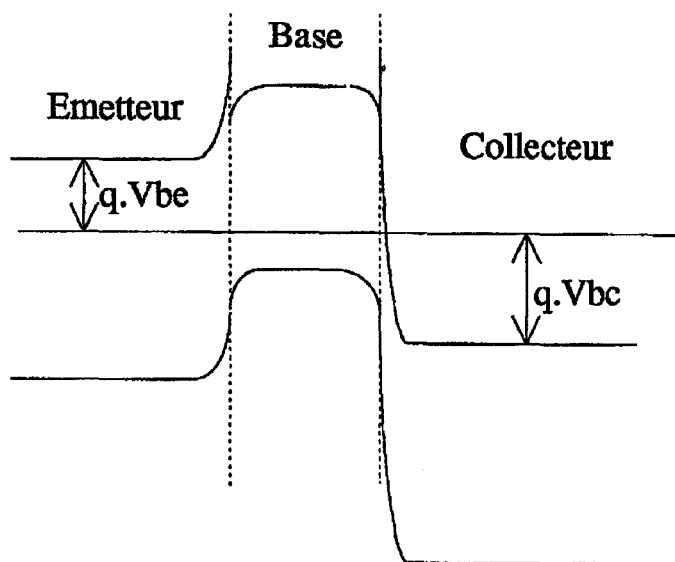


Figure 4.1 Diagramme des bandes d'énergie du TBDH GaInP/GaAs en régime de fonctionnement normal.

3000 Å	N ⁺	GaAs	$3 \cdot 10^{24}$ (at/m ³)
1500 Å	N ⁺	GaInP	$1.2 \cdot 10^{24}$ (at/m ³)
1500 Å	N	GaInP	$3 \cdot 10^{23}$ (at/m ³)
800 Å	P ⁺	GaAs	$7 \cdot 10^{25}$ (at/m ³)
5000 Å	N	Collecteur	$4 \cdot 10^{22}$ (at/m ³)
1500 Å	N ⁺	GaAs	$2 \cdot 10^{24}$ (at/m ³)



Figure 4.2 Section des structures de TBSH et TBDH étudiées.

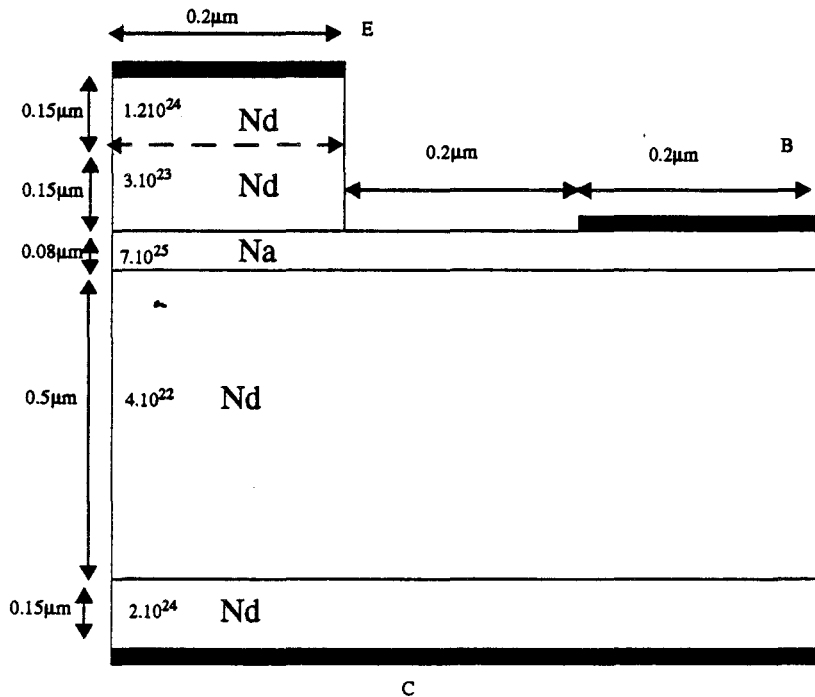


Figure 4.3 Structure bidimensionnelle étudiée.

Le TBDH fait l'objet actuellement de nombreux travaux [2-5], que ce soit pour le système de matériaux GaAlAs/GaAs ou InP/GaInAs. Ces études ont montré que le TBDH possédait un certain nombre d'avantages par rapport au TBSH :

- interchangeabilité entre l'émetteur et le collecteur dans les circuits intégrés [6];
- réduction de la tension d'offset collecteur-émetteur ;
- suppression de l'injection des trous de la base dans le collecteur ;
- la symétrie des TBDH est intéressante pour les circuits logiques I²L et ECL ;
- réalisation du compromis rapidité et tension d'avalanche importante.

Pour profiter de toutes ces potentialités, il est cependant nécessaire de limiter le blocage de courant dû à l'introduction de l'hétérojonction base-collecteur. Pour cela, il faut essayer de réduire cette barrière de potentiel dans la bande de conduction par l'utilisation d'une hétérojonction base-collecteur graduelle. En effet, si la jonction émetteur-base permet d'assurer une forte injection de courant, il faut en contrepartie s'assurer que la jonction base-collecteur soit également capable de collecter ces forts courants, le tout avec de faibles temps de transit.

4.2.1.1.1 Structure étudiée

L'étude des évolutions des grandeurs physiques et électriques fondamentales a été réalisée sur un TBSH et un TBDH avec des collecteurs en GaAs et en GaInP, respectivement. Pour mener une étude comparative de ces deux structures, les épaisseurs ainsi que les niveaux de dopages dans l'émetteur, la base et le sous-collecteur sont considérés identiques. Une vue schématique de la structure est représentée figure 4.2.

Les dimensions retenues pour l'étude bidimensionnelle de ces structures sont données figure 4.3.

Les hétérojonctions émetteur-base et base-collecteur sont choisies graduelles avec les caractéristiques suivantes :

- Largeur de gradualité : 100 Å.
- Discontinuité de bande de conduction : $\Delta E_c = 0.15$ eV.
- Discontinuité de bande de valence : $\Delta E_v = 0.23$ eV.

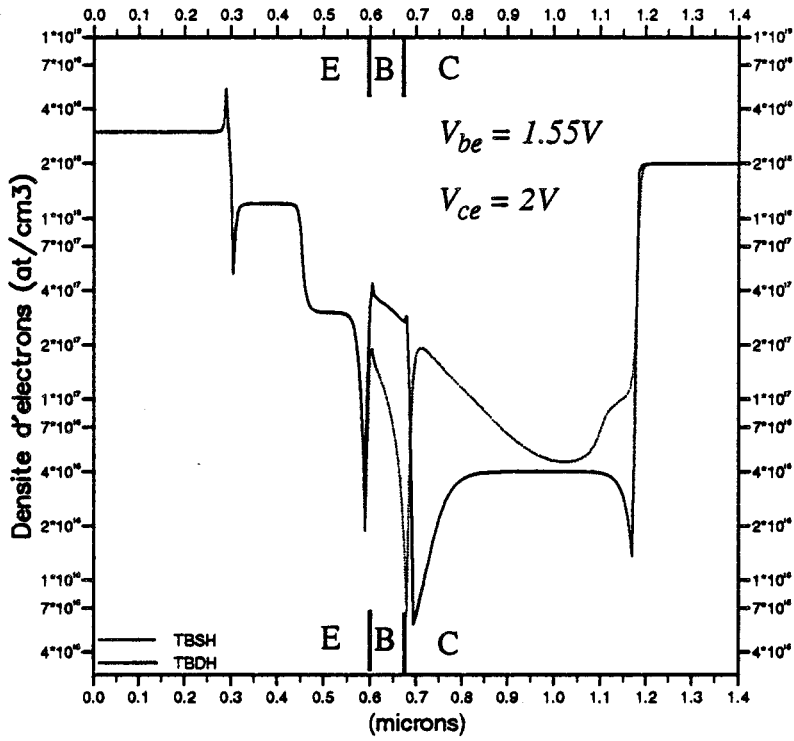


Figure 4.4 Evolutions de la densité d'électrons dans la structure de TBDH.

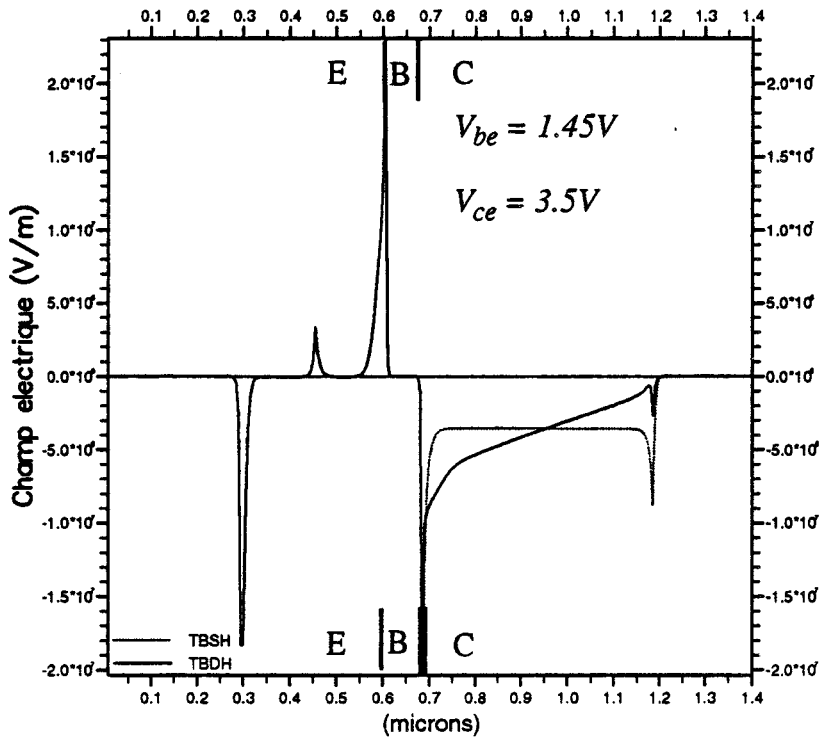


Figure 4.5 Evolutions du champ électrique dans la structure de TBDH.

Les simulations ont été réalisées avec les pas de discrétisations suivants :

$$\Delta t = 10^{-15} \text{ s}$$

$$\Delta x = 1.5 \cdot 10^{-8} \text{ m}$$

$$\Delta y = 5 \cdot 10^{-9} \text{ m}$$

de manière à respecter les conditions de stabilité numérique, tout en ayant une description précise des phénomènes physiques dans la structure.

4.2.1.1.2 Etude physique du TBDH

La figure 4.4 représente l'évolution de la densité d'électrons dans les deux structures de TBSH et TBDH, en régime de forte injection, pour le même point de polarisation : $V_{be} = 1.55 \text{ V}$ et $V_{ce} = 2.0 \text{ V}$. On constate que par rapport au TBSH, le TBDH présente une zone d'accumulation d'électrons dans la base et une zone de désertion dans le collecteur. En effet, l'hétérojonction base-collecteur freine le passage des électrons vers le collecteur. Ceci a pour conséquence un excès de charges accumulées dans la base, ce qui entraîne une décroissance du gain à cause des recombinaisons en excès dans cette zone, et une saturation du courant collecteur. Ces effets, qui peuvent être plus importants que l'effet Kirk, seront aggravés lorsque la jonction base-collecteur deviendra passante. Il convient donc de respecter une valeur minimale de la tension collecteur-émetteur pour un fonctionnement correct.

L'influence de l'hétérojonction base-collecteur est aussi visible sur la carte de champ électrique (figure 4.5). En effet, pour le même point de polarisation, il y a moins de porteurs dans le collecteur du TBDH, que dans celui du TBSH. De ce fait, la pente de décroissance du champ électrique dans la zone de collecteur est plus importante dans le cas du TBDH, ce qui a pour conséquence de reculer l'apparition néfaste de l'effet Kirk.

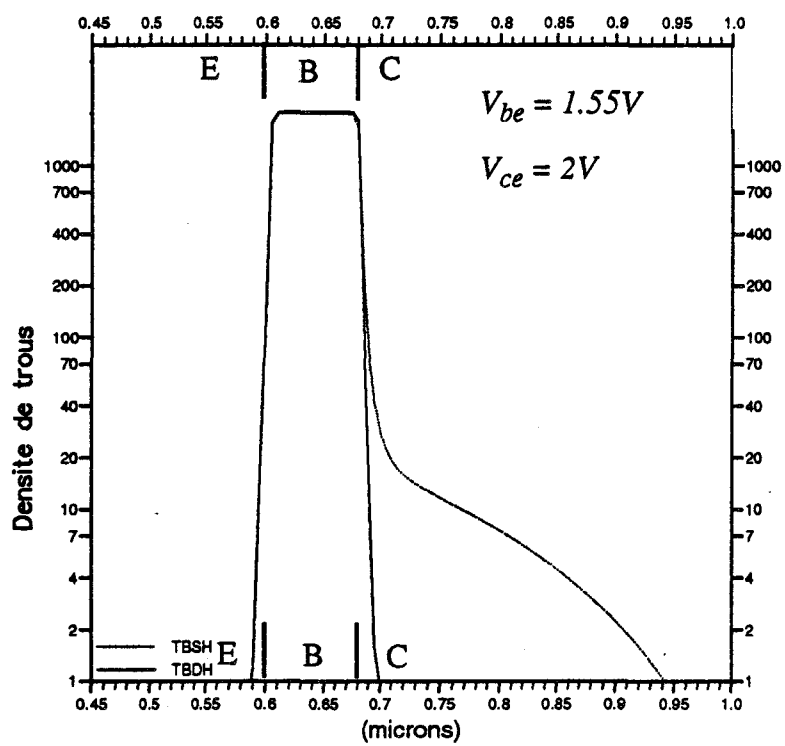


Figure 4.6 Evolutions de la densité de trous dans la structure de TBDH.

Ceci peut être illustré aussi en considérant l'évolution de la densité de trous représentée figure 4.6. En effet, nous avons vu que le champ électrique à la jonction base-collecteur diminuait lorsque la densité de courant augmentait, jusqu'à ce que l'effet d'élargissement de base (effet Kirk) se produise. Cet effet d'élargissement est bien mis en évidence sur l'évolution de la densité de trous dans le composant, comme le montre la figure 4.6 pour les deux structures de TBSH et TBDH, à une tension base-émetteur de 1.55 V. Dans le cas du TBSH, le régime de forte injection s'accompagne d'une injection massive de trous dans le collecteur, alors que dans le cas du TBDH, on constate que cette injection de trous est pratiquement supprimée. Ceci est dû bien entendu à l'existence de la barrière de potentiel dans la bande de valence introduite par la présence de l'hétérojonction base-collecteur.

Une autre différence fondamentale entre le TBDH et le TBSH a été mise en évidence par l'étude bidimensionnelle. Il s'agit de l'extension des lignes de courant collecteur dans les zones extrinsèques du composant. En effet, en régime de fonctionnement normal, une barrière due à la présence de l'hétérojonction et à la zone de charge d'espace apparaît à la jonction base-collecteur. Contrairement à ce qui se produit à la jonction émetteur-base, cette barrière est d'autant plus importante que la densité de courant est plus forte. De ce fait, elle est moins élevée à la jonction base-collecteur extrinsèque, puisque la densité de courant y est moins importante. Ceci entraîne une diffusion des électrons vers les zones extrinsèques du composant, et par la suite, l'étalement du courant collecteur dans ces régions.

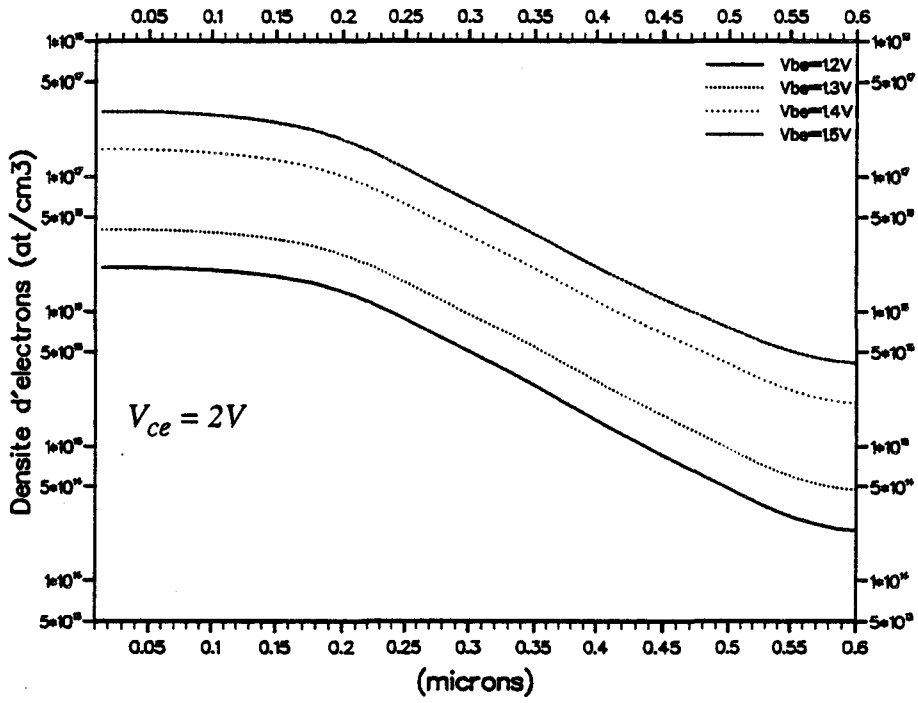


Figure 4.7 Evolutions de la densité d'électrons dans la base du TBSH.

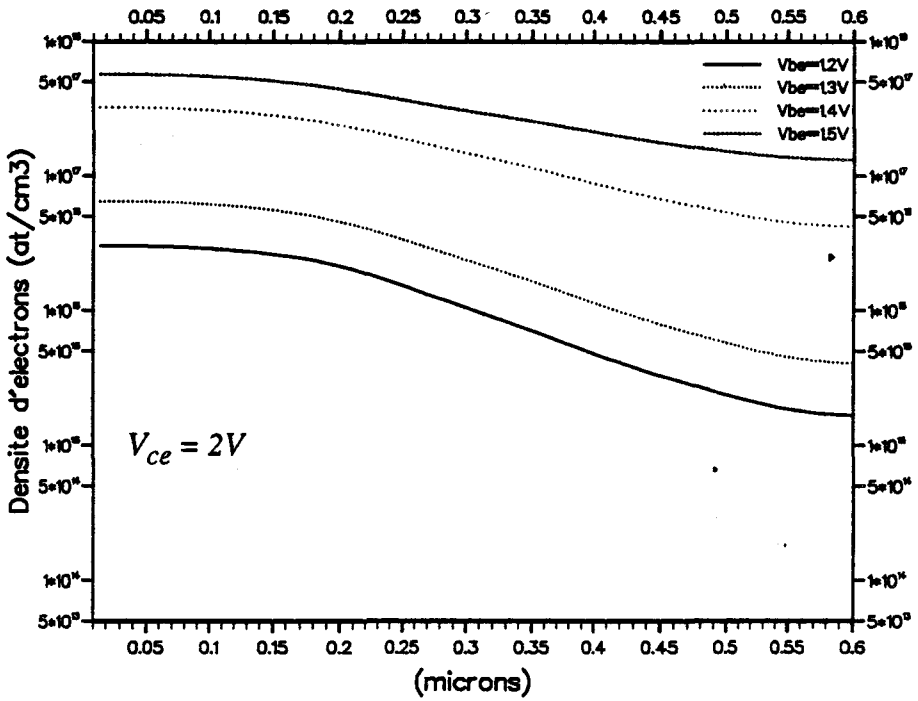


Figure 4.8 Evolutions de la densité d'électrons dans la base du TBDH.

Cet effet est bien illustré sur les figures 4.7 et 4.8 qui montrent une comparaison de ces effets d'accumulation dans la base du TBSH et du TBDH. Chacune de ces deux figures représente l'évolution de la densité d'électrons le long d'une section latérale dans le milieu de la base, (figure 4.9), pour des niveaux d'injection variant de 1.2 V à 1.5 V. En faible injection, l'accumulation d'électrons est à peu près similaire pour les deux composants. Cependant, en forte injection, pour le TBSH, l'accroissement de charges s'effectue principalement dans la base intrinsèque, alors que pour le TBDH, cet accroissement se produit aussi dans les zones extrinsèques. L'amplitude de cette accumulation de charges dépend, bien-entendu, de la hauteur de barrière à l'interface base-collecteur. Pour les TBDH GaAlAs/GaAs, cette barrière peut être réduite en diminuant le pourcentage d'aluminium à l'hétérojonction. Cependant ceci risque de favoriser l'injection de trous vers le collecteur [7].

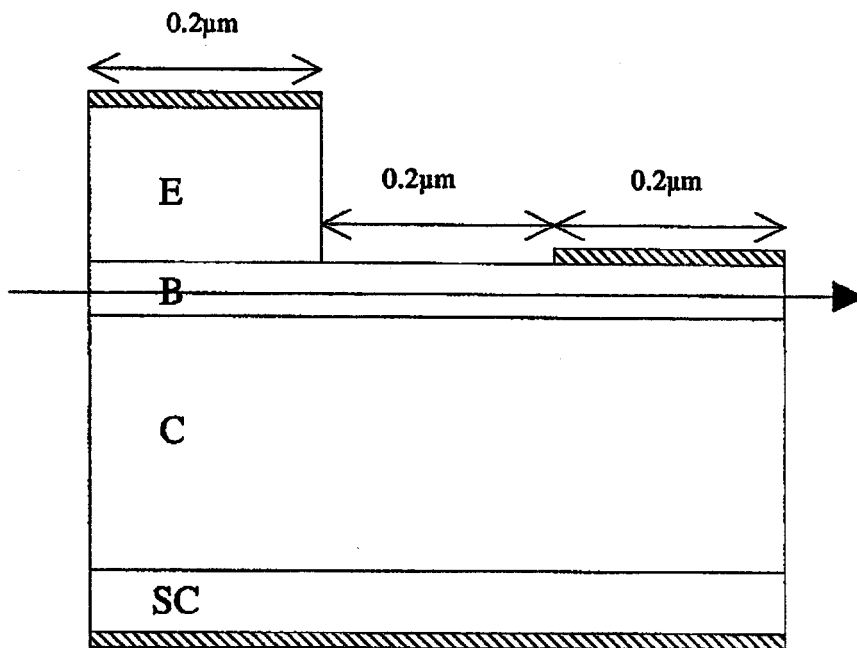


Figure 4.9 Section latérale au milieu de la base, le long de laquelle nous avons tracé les évolutions représentées figures 4.8 et 4.9

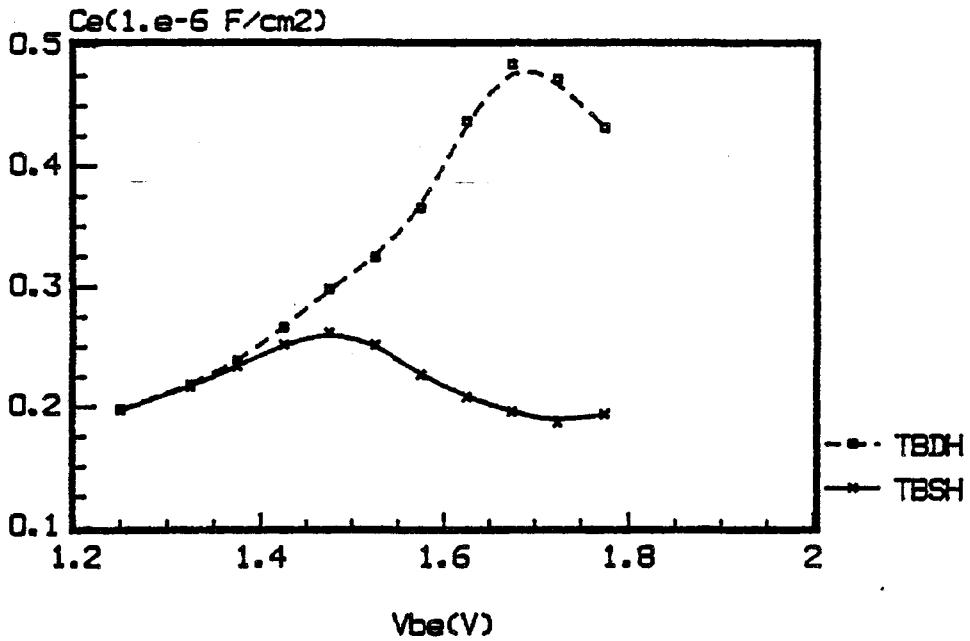


Figure 4.10 Evolutions de la capacité d'émetteur en fonction de la tension base-émetteur à $V_{ce} = 2V$ pour les deux structures de TBSH et TBDH.

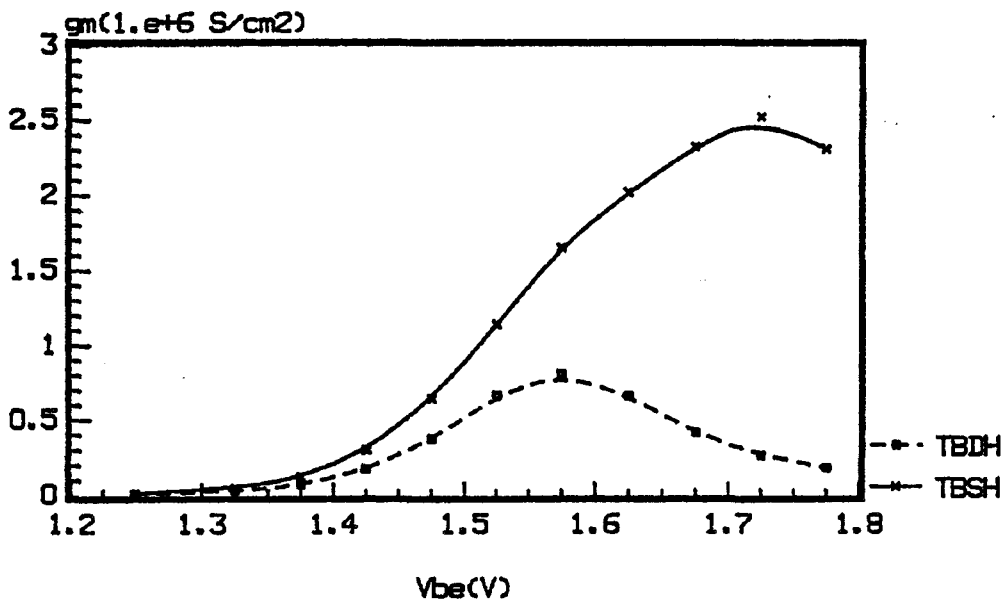


Figure 4.11 Evolutions de la transconductance en fonction de la tension base-émetteur à $V_{ce} = 2V$ pour les deux structures de TBSH et TBDH.

4.2.1.1.3 Etude des principales grandeurs électriques dans le TBDH

Capacité d'émetteur

Nous avons représenté figure 4.10, l'évolution de la capacité totale d'émetteur, en fonction de la tension base-émetteur pour les deux structures de TBSH et TBDH pour une tension collecteur-émetteur $V_{ce} = 2$ V. Nous constatons que le TBDH présente une capacité d'émetteur plus élevée que celle du TBSH, surtout en régime de forte injection, où la valeur maximale de la capacité d'émetteur peut être deux fois plus importante pour le TBDH que pour le TBSH. En effet, l'accroissement de charges en régime de forte injection dans la zone de base, accentué par la présence de l'hétérojonction base-collecteur conduit à une importante charge d'espace dans la zone désertée de la jonction émetteur-base, d'où une augmentation de la capacité de cette jonction. D'autre part, l'accumulation d'électrons dans la zone de base entraîne une augmentation de la densité de trous, de manière à respecter la quasi-neutralité dans la base, d'où une capacité de diffusion plus importante dans le TBDH, contribuant ainsi à l'augmentation de la capacité totale d'émetteur pour les forts niveaux d'injection.

Transconductance

Une autre conséquence de la présence de l'hétérojonction base-collecteur est une diminution de la transconductance comparativement à celle du TBSH. Nous avons représenté figure 4.11 l'évolution de cette grandeur électrique en fonction de la tension base-émetteur pour les deux structures du TBSH et TBDH pour une tension collecteur-émetteur $V_{ce} = 2$ V. On peut constater qu'en régime de faible injection, les deux transconductances sont pratiquement identiques, alors qu'en moyenne et forte injection, le TBDH présente une transconductance dont la valeur est au plus égale à la moitié de celle présentée par le TBSH. De plus, la chute de transconductance se produit pour des tensions base-émetteur plus faibles dans le TBDH. En effet, en faible injection, l'effet de barrière de l'hétérojonction base-collecteur n'est pas très significatif. Cependant, comme nous l'avons vu précédemment, cet effet devient plus important pour les fortes valeurs de courant, entraînant une accumulation très importante de charges dans la base et par la suite une saturation du courant collecteur plus rapide que dans le cas du collecteur à homojonction. De ce fait, la transconductance présentée par le TBDH est plus faible d'une part, et d'autre part sa décroissance se produit plus vite comparativement à celle présentée par le TBSH lorsque V_{be} augmente. Le rapport des deux transconductances dépend bien-entendu de la hauteur de barrière de l'hétérojonction base-collecteur.

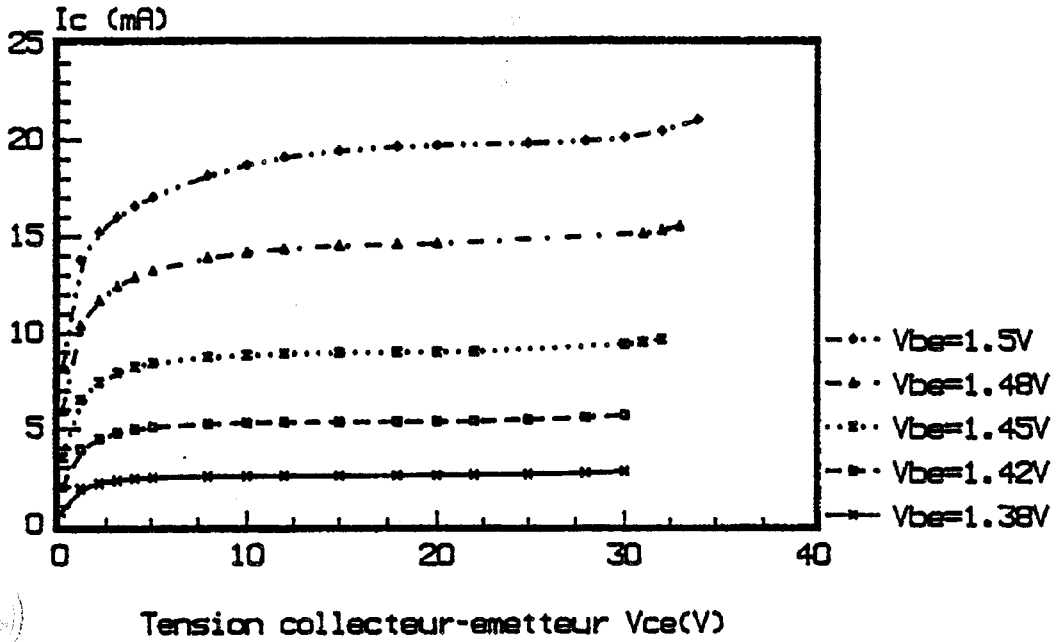


Figure 4.12 Evolutions du courant collecteur en fonction de la tension collecteur-émetteur pour différents niveaux d'injection pour la structure de TBDH de dimensions $2 \mu m \times 20 \mu m$.

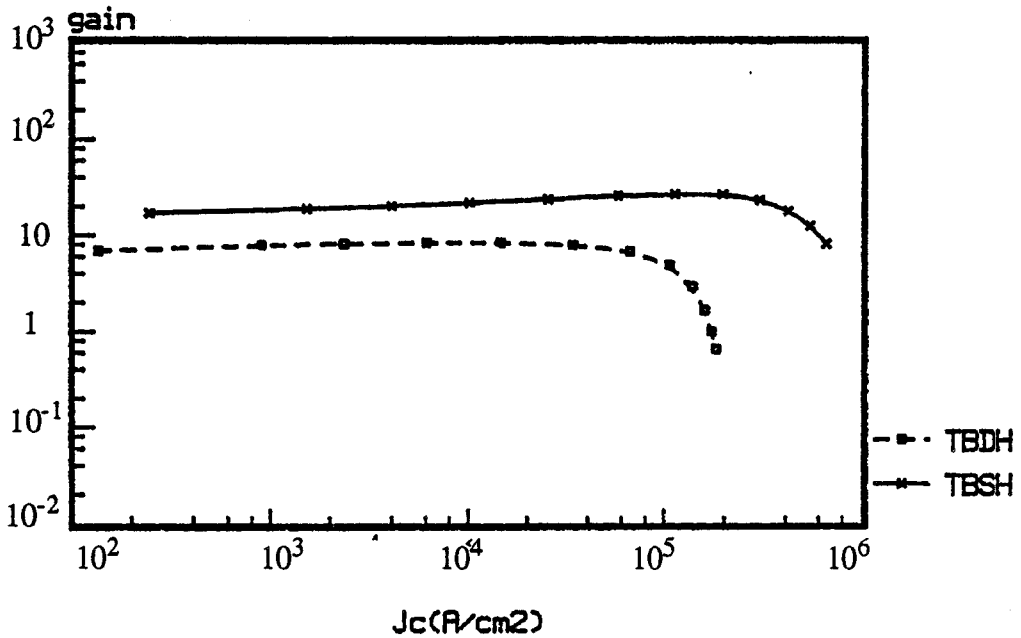


Figure 4.13 Evolutions du gain en courant en fonction de la densité de courant collecteur pour les deux structures de TBSH et TBDH à $V_{ce} = 2V$.

Caractéristiques statiques et gain en courant

Un réseau de caractéristiques statiques $I_c(V_{ce})$ à tension V_{be} constante est représenté figure 4.12. Nous constatons ici une différence fondamentale entre le TBDH et le TBSH, constituée par la variation du gain en courant avec la tension collecteur-émetteur, dans le cas du TBDH. En effet, l'augmentation de la tension inverse base-collecteur, permet de réduire la barrière de potentiel à laquelle sont soumis les électrons au niveau de l'hétérojonction base-collecteur, ce qui entraîne une meilleure collection des électrons et par la suite une augmentation du courant collecteur.

Par ailleurs, il est certain que l'accumulation de charges dans la base augmente le courant de recombinaison dans cette zone et par la suite, réduit le gain en courant du TBDH. Notons cependant que le gain en courant du TBDH reste comme celui du TBSH peu sensible à la valeur de la densité de courant collecteur sur une large plage de variation de cette dernière mais qu'il chute pour des valeurs plus faibles du courant collecteur, comme illustré figure 4.13. Ceci est principalement dû à l'importante accumulation de charges dans la base, qui d'une part, entraîne une rapide saturation du courant collecteur et d'autre part, accentue le transport des porteurs à la surface du composant. De ce fait, la recombinaison en surface est aussi augmentée pour les fortes valeurs de densité de courant, en présence d'un collecteur à hétérojonction. Or, comme nous l'avons mentionné précédemment, en l'absence de charges accumulées dans la base, le gain en courant augmente avec la tension collecteur-émetteur (figure 4.14).

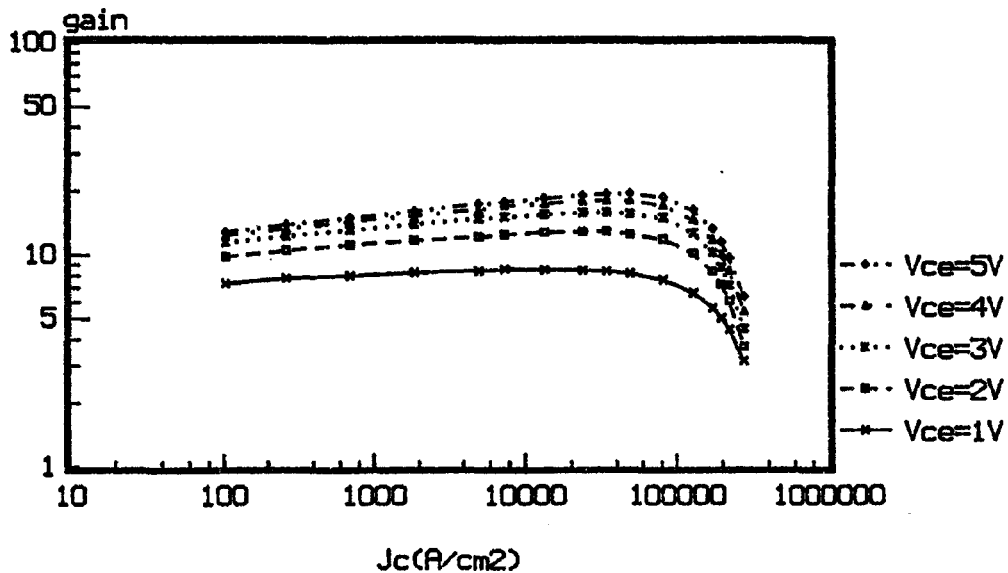


Figure 4.14 Gain en courant en fonction de la densité du courant collecteur pour différentes tensions collecteur-émetteur pour la structure de TBDH.

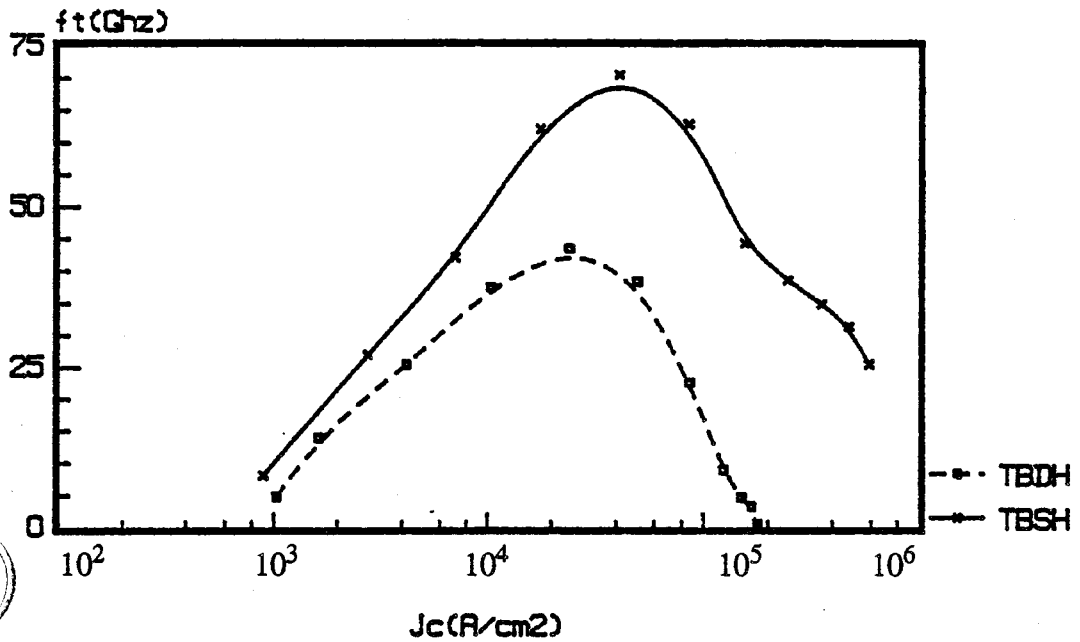


Figure 4.15 Evolutions de la fréquence de transition en fonction de la densité de courant collecteur à $V_{ce} = 2V$ pour les deux structures de TBSH et TBDH.

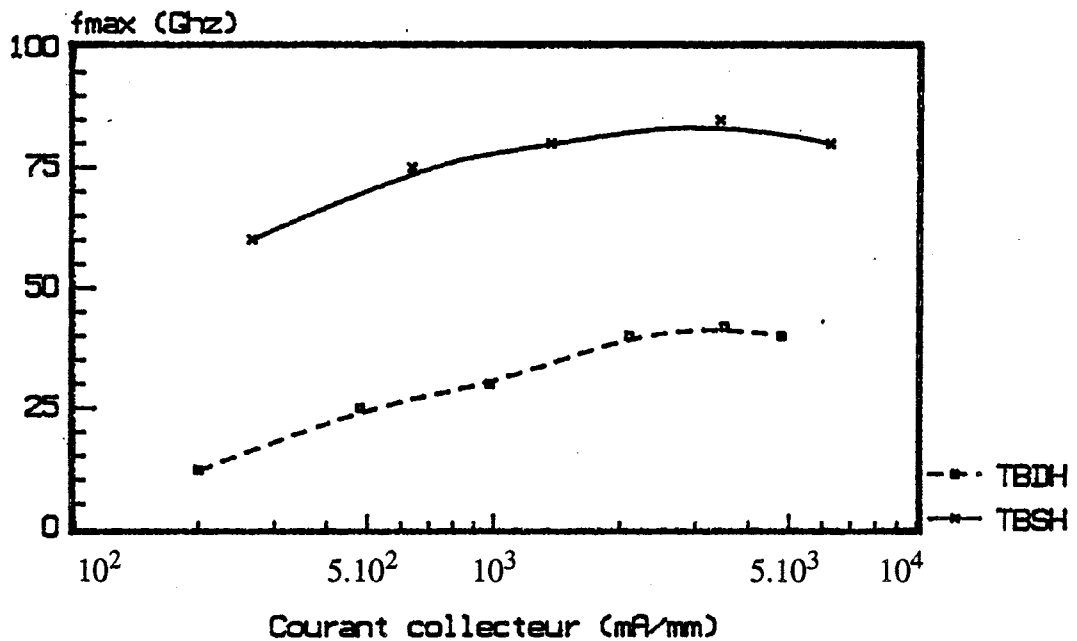


Figure 4.16 Evolutions de la fréquence maximale d'oscillation en fonction de la densité de courant collecteur à $V_{ce} = 2V$ pour les deux structures de TBSH et TBDH.

Fréquences de coupure

a - Fréquence de transition :

Nous avons représenté figure 4.15 l'évolution de la fréquence de transition f_t en fonction de la densité de courant collecteur pour les deux structures de TBSH et TBDH, pour une tension collecteur-émetteur $V_{ce} = 2$ V. La fréquence de transition étant associée au temps de transit total des porteurs dans la structure, l'accumulation de charges dans la base, due à l'utilisation d'un collecteur à hétérojonction, entraîne l'augmentation du temps de transit dans cette zone et par la suite conduit à une diminution de la fréquence de coupure f_t du TBDH. Il est à noter que l'utilisation d'un collecteur abrupt conduirait à une réduction encore plus nette de cette fréquence de transition à cause d'une accentuation de l'accumulation des porteurs à la jonction base-collecteur.

b - Fréquence maximale d'oscillation :

Nous avons représenté figure 4.16, l'évolution de la fréquence maximale d'oscillation en fonction du courant collecteur pour les deux structures de TBSH et TBDH pour une tension collecteur-émetteur $V_{ce} = 2$ V. Il est clair que l'accumulation de charges à la jonction base-collecteur, due à la présence de l'hétérojonction à cette interface augmente de manière non-négligeable la capacité C_{bc} de cette jonction. Cette augmentation de la capacité base-collecteur, associée à la réduction de la fréquence de transition (vue précédemment) conduit inévitablement à une nette diminution de la fréquence maximale d'oscillation du TBDH (d'un facteur 2 à peu près par rapport au f_{max} du TBSH).

Taux d'ionisation dans le GaAs et le GaInP

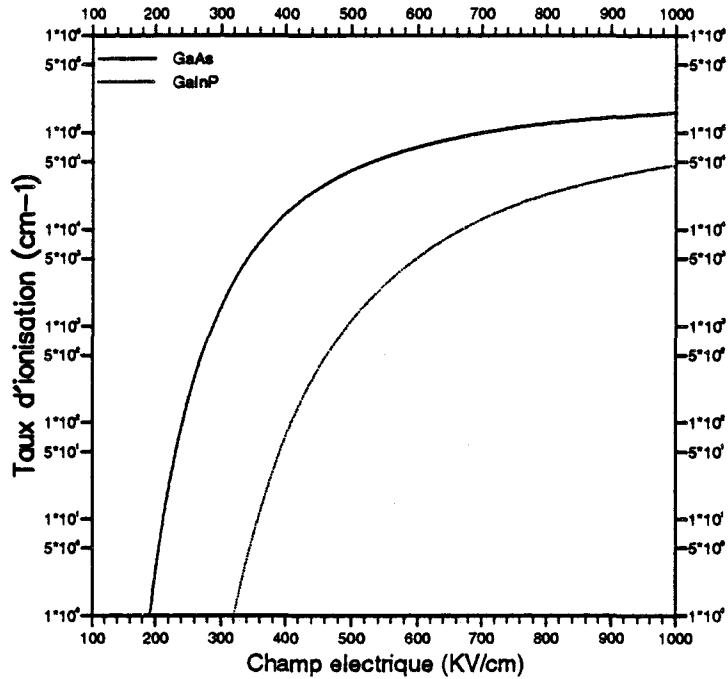


Figure 4.17 Taux d'ionisation des électrons en fonction du champ électrique dans le GaAs et le GaInP.

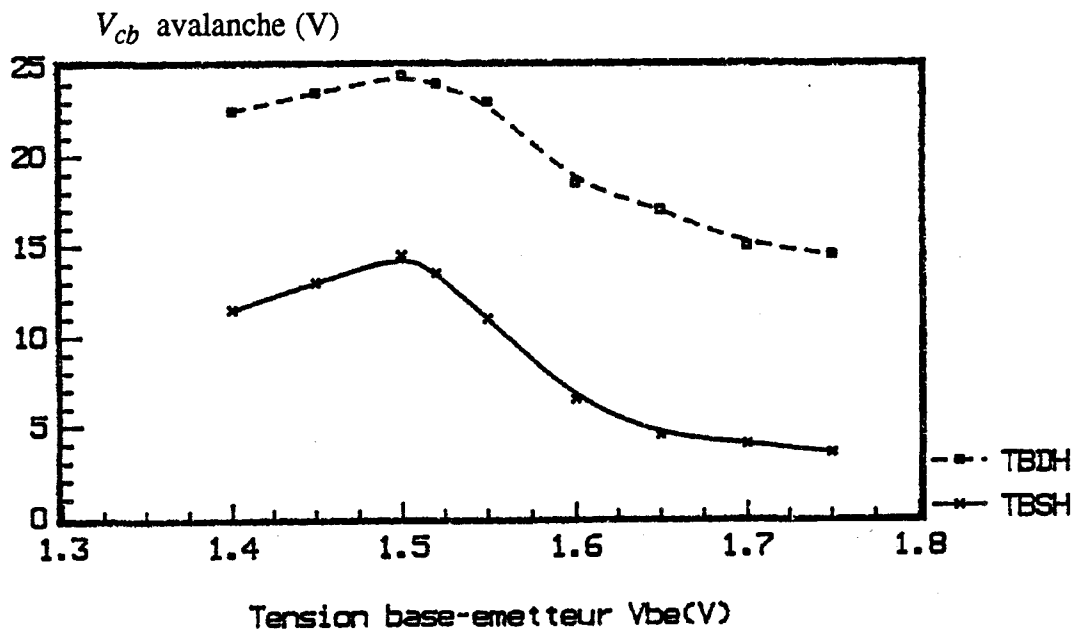


Figure 4.18 Tension d'avalanche collecteur-base en fonction de la tension base-émetteur pour les deux structures de TBSH et TBDH.

Tension d'avalanche collecteur-base dans le TBDH

Le recul de la tension d'avalanche collecteur-base constitue le principal avantage de l'utilisation d'un collecteur à hétérojonction. Ceci est illustré figure 4.17, où nous avons représenté l'évolution du taux d'ionisation des électrons en fonction du champ électrique, dans le GaInP et pour comparaison dans le GaAs.

L'évolution des coefficients d'ionisation dans le GaAs est issue de résultats de simulations Monte-Carlo effectuées au laboratoire. Cependant, dans le cas du GaInP, il convient de noter que nous n'avons trouvé dans la littérature, à l'heure actuelle, que très peu d'informations concernant l'ionisation dans ce matériau. Nous avons donc mesuré les tensions de claquage des jonctions émetteur-base d'échantillons de TBSH GaInP/GaAs réalisés au LCR. Nous avons ensuite admis que l'évolution des taux d'ionisation dans le GaInP suivait la loi classique des matériaux III-V ($\alpha = a e^{-(b/E)^2}$) et nous avons ensuite ajusté numériquement les coefficients a et b pour obtenir une bonne concordance entre les résultats théoriques et expérimentaux. Nous avons par ailleurs admis que les coefficients d'ionisation étaient identiques pour les électrons et les trous. Il convient donc de dire que cette détermination est relativement approximative et plus qualitative que quantitative. Sur la figure 4.17, il apparaît que le GaInP s'ionise beaucoup moins facilement que le GaAs, ce qui laisse prédire de plus grandes tensions d'avalanche pour le collecteur à hétérojonction. Nous avons représenté, à titre indicatif, figure 4.18, l'évolution des tensions d'avalanche pour les deux structures de TBSH et TBDH, en fonction de la tension base-émetteur. Le TBDH affiche de plus importantes tensions d'avalanche que le TBSH. En effet, pour les mêmes niveaux de dopage et épaisseurs de collecteur, la tension de claquage collecteur-base évolue de 15 à 24 V pour le TBDH, alors qu'elle est comprise entre 4 et 14 V pour le TBSH. Ce dernier résultat laisse penser que le TBDH GaInP/GaAs/GaInP serait un composant de choix pour les applications de puissance, et ce, à une fréquence de fonctionnement inférieure à la moitié de la fréquence de transition, comme vu précédemment (cf chapitre 3). Cependant, pour en tirer un réel profit, il est nécessaire de supprimer l'effet de blocage du courant introduit par l'hétérojonction base-collecteur. Pour cela, il est possible d'introduire dans le collecteur, au niveau de l'interface base-collecteur GaAs/GaInP, une couche GaAs dopée n , de très faible épaisseur (typiquement de l'ordre de 400 Å), à l'interface base-collecteur GaAs/GaInP, afin de réduire la barrière de potentiel de la bande de conduction [7]. Une autre approche consisterait à insérer des couches graduelles de GaInAsP en tête de collecteur, permettant de réduire la barrière de conduction au niveau de l'hétérojonction base-collecteur [8].

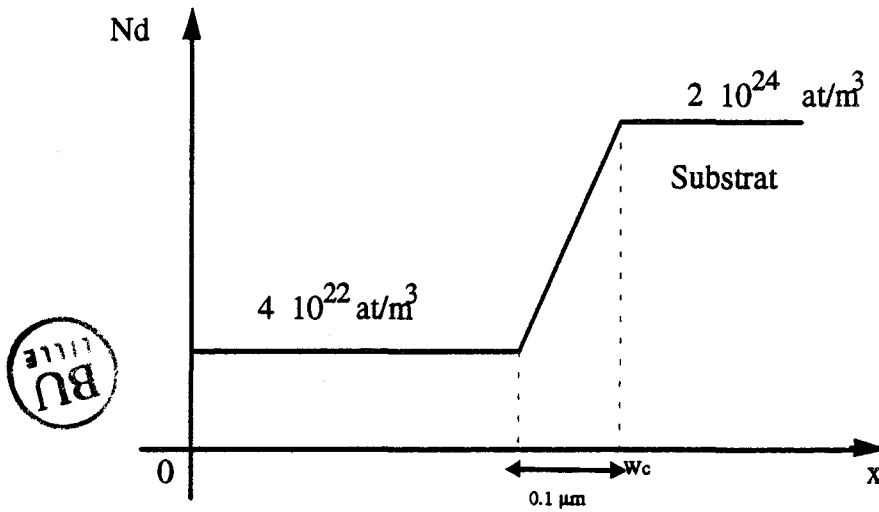


Figure 4.19 Profil de dopage graduel dans le collecteur.

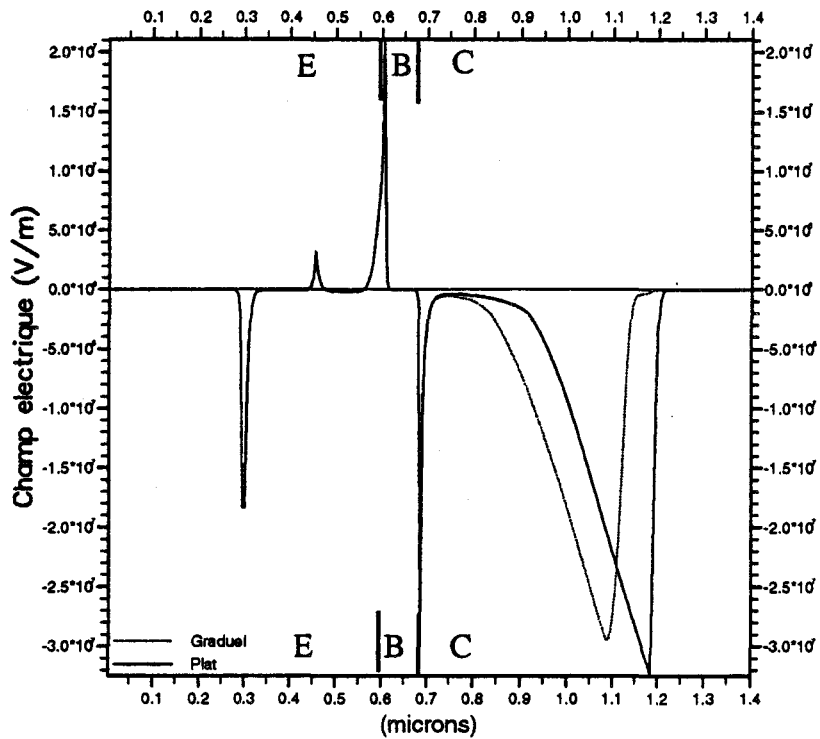


Figure 4.20 Evolutions du champ électrique pour les deux structures de TBH : collecteur à profil "plat" et "graduel" au point de fonctionnement $V_{be} = 1.6V$ et $V_{ce} = 5V$.

4.2.1.2 Etude de la structure de TBH avec un profil de dopage graduel dans le collecteur

L'utilisation du TBH GaInP/GaAs dans les applications de fortes puissances nécessite un fonctionnement de ce composant à tensions et courants élevés. Cependant, nous avons vu qu'au-delà d'une tension base-émetteur de 1.55V, la tension de claquage collecteur-base diminuait considérablement. Ceci est dû aux fortes valeurs du champ électrique au niveau du sous-collecteur. Cet effet a été étudié dans le précédent chapitre (cf paragraphe 3.2.2). En régime de forte injection, augmenter la tension de claquage collecteur-base, revient à réduire la valeur du champ électrique maximum à la jonction collecteur/sous-collecteur, de manière à reculer le niveau d'injection qui déclenche un phénomène d'ionisation par choc. Pour cela, il est possible de réduire la pente du champ électrique $\frac{dE}{dx}$, en réalisant un profil de dopage graduel à l'interface collecteur/sous-collecteur sur une épaisseur d'environ 0.1 μm (figure 4.19), comme ceci a déjà été réalisé avec succès pour les diodes Gunn millimétriques [9]. L'épaisseur de gradualité que nous avons prise représente 20% de celle du collecteur. Cette valeur ne résulte pas d'une optimisation mais est issue de travaux réalisés sur les diodes Gunn GaAs et InP [9]. Nous nous limitons dans cette étude à montrer l'influence bénéfique d'un profil graduel sur la tension d'avalanche, la fréquence de transition et le gain en courant. Nous avons représenté dans la figure 4.20 l'évolution du champ électrique pour les deux structures de TBH : collecteur à profil "plat" et graduel, et ce au point de fonctionnement $V_{be} = 1.6 \text{ V}$ et $V_{ce} = 5\text{V}$.

Nous constatons d'une part que le maximum de champ électrique est plus important dans le collecteur à profil de dopage "plat" (il y a une différence de pratiquement 4.10^6 V/m entre les deux maximums) ; d'autre part que les deux configurations de champ électrique sont décalées l'une par rapport à l'autre. En effet, l'introduction d'un profil de dopage graduel du côté du sous-collecteur entraîne une réduction de l'épaisseur de la zone active effective de collecteur.

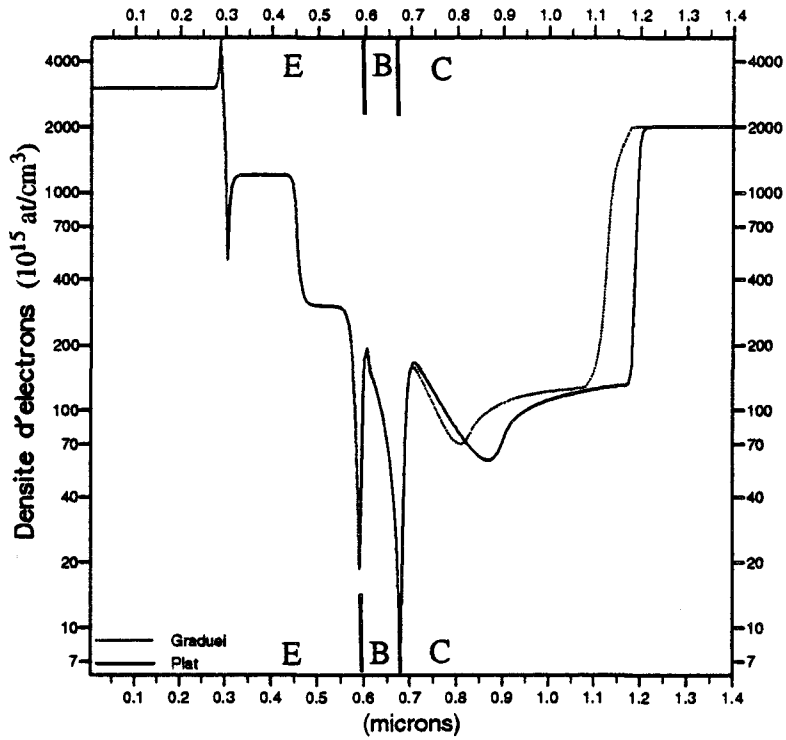


Figure 4.21 Evolutions de la densité d'électrons pour les deux structures de TBH : collecteur à profil "plat" et "graduel" au point de fonctionnement $V_{be} = 1.6V$ et $V_{ce} = 5V$.

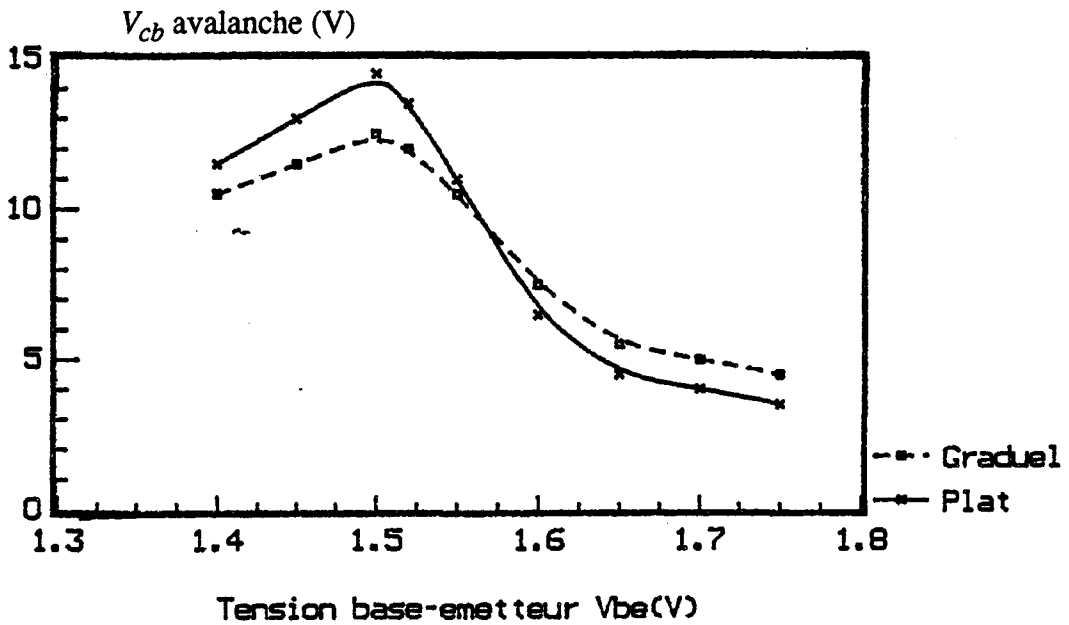


Figure 4.22 Tensions d'avalanche collecteur-base en fonction de la tension base-émetteur pour les deux profils de collecteur "plat" et "graduel".

Ceci est confirmé par l'évolution de la densité d'électrons pour les deux structures de TBH, au même point de fonctionnement (figure 4.21), où l'on constate une plus importante accumulation d'électrons dans le collecteur à profil graduel. Donc si le collecteur à profil graduel permet de réduire la valeur du champ maximum dans la zone de collecteur, il réduit cependant l'épaisseur de zone active dans cette région ; ce qui peut être pénalisant pour la tension d'avalanche en régime de faible et moyenne injection. Ceci est illustré figure 4.22 où est représentée l'évolution de la tension de claquage collecteur-base, en fonction de la tension base-émetteur. En effet, pour des tensions base-émetteur supérieures à 1.55V, la structure de profil graduel proposée permet de repousser la tension d'avalanche collecteur-base, de près de 25%. Cependant, pour des régimes d'injection moins importante (pour lesquels l'avalanche se produit du côté de la jonction base-collecteur), la tension de claquage se trouve réduite de près de 20%, à cause de la réduction de la zone active.

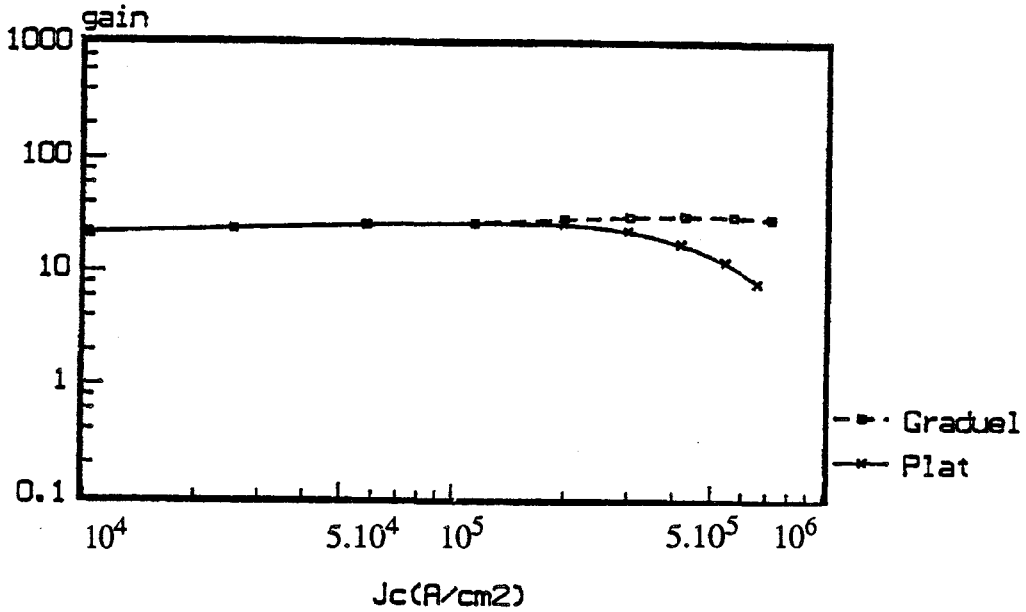


Figure 4.23 Evolution du gain en courant en fonction de la densité de courant collecteur pour les deux profils de collecteur : "plat" et "graduel" à $V_{ce} = 2V$.

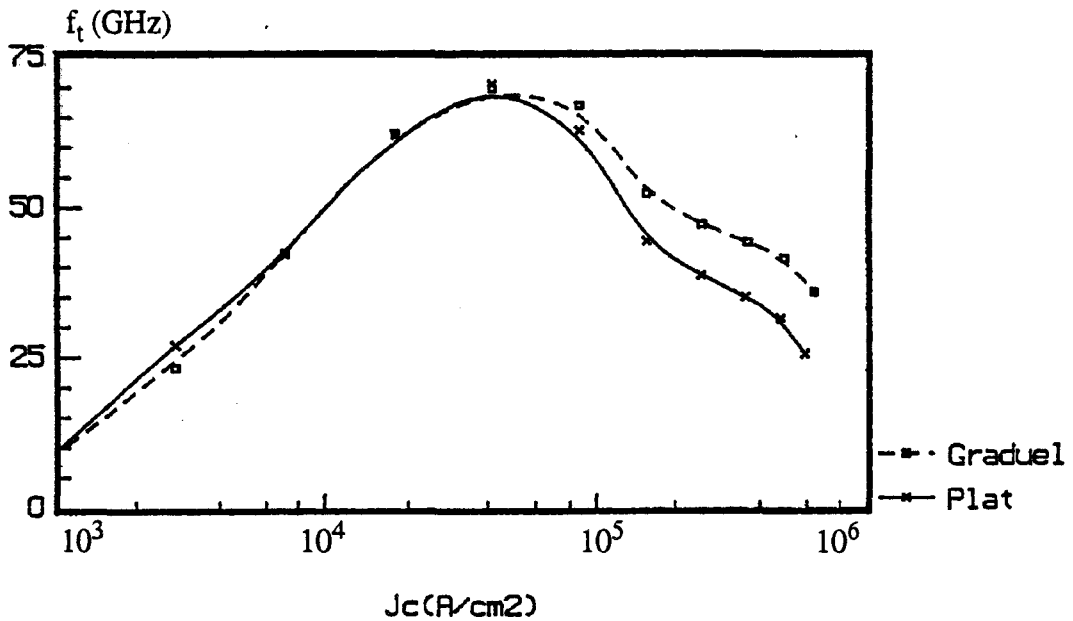


Figure 4.24 Evolutions de la fréquence de transition en fonction de la densité de courant collecteur pour les deux profils de collecteur : "plat" et "graduel" à $V_{ce} = 2V$.

Par ailleurs, nous avons vu au cours de l'étude de l'influence des paramètres de collecteur sur la fréquence de transition et le gain en courant (chapitre 3), que l'utilisation d'une faible épaisseur de collecteur permettait de repousser l'établissement de l'effet Kirk, et donc d'obtenir comparativement à de plus importantes épaisseurs de collecteur, un gain en courant et des fréquences de transition plus importants.

Comme nous l'avons expliqué précédemment, l'utilisation d'un collecteur graduel revient en quelque sorte à réduire l'épaisseur de la zone active effective du collecteur à profil "plat". Ceci permet de garder un gain correct en régime de forte injection, comme illustré figure 4.23, où l'on voit que pour une densité de courant collecteur de $5 \cdot 10^5 \text{ A/cm}^2$ par exemple, le gain en courant est de 24 pour le collecteur à profil graduel alors qu'il vaut 9 seulement pour le collecteur à profil "plat". Cette réduction de zone active permet aussi de relever de manière non-négligeable, les valeurs de fréquences de transition (figure 4.24), toujours en régime de forte injection. A titre d'exemple, pour $J_c = 2 \cdot 10^5 \text{ A/cm}^2$, f_t est de l'ordre de 50 GHz pour le collecteur graduel, alors qu'elle n'est que de 35 GHz pour le collecteur "plat". Cette étude a permis de montrer que l'utilisation d'un profil de dopage graduel dans la zone de collecteur, pouvait être intéressante pour un fonctionnement du transistor, en régime de forte injection, si les problèmes d'ordre thermique étaient résolus.

4.2.2 Amélioration de la densité maximale du courant collecteur

4.2.2.1 Recul de l'effet Kirk

Nous avons vu chapitre 3, qu'en régime de forte injection, la pente du champ électrique dans le collecteur s'inversait, et que de ce fait le champ électrique présentait des valeurs maximales du côté du sous-collecteur. Cet effet est illustré figure 4.25, où nous avons représenté le profil du champ électrique dans la structure, au point de fonctionnement $V_{be} = 1.6V$ et $V_{ce} = 5V$. On observe que le champ électrique s'annule à la jonction base-collecteur. Cette dernière devient alors passante et la région de collecteur où le champ électrique est nul, se comporte comme une zone quasi-neutre, semblable à la zone de base du transistor. Les évolutions des densités de porteurs dans la structure, dans ces conditions de fonctionnement, sont représentées figures 4.26 et 4.27 où l'on constate un excès de porteurs mobiles dans la zone de collecteur. Il en résulte une dégradation des performances du transistor, en gain et fréquences de coupure.

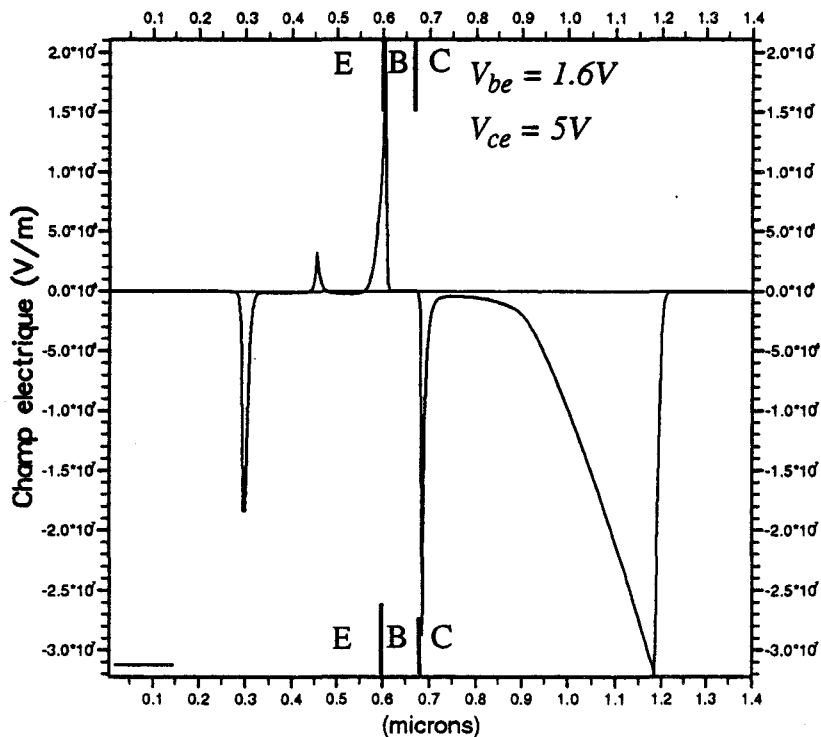


Figure 4.25 Evolution du champ électrique dans la structure en régime de très forte injection.

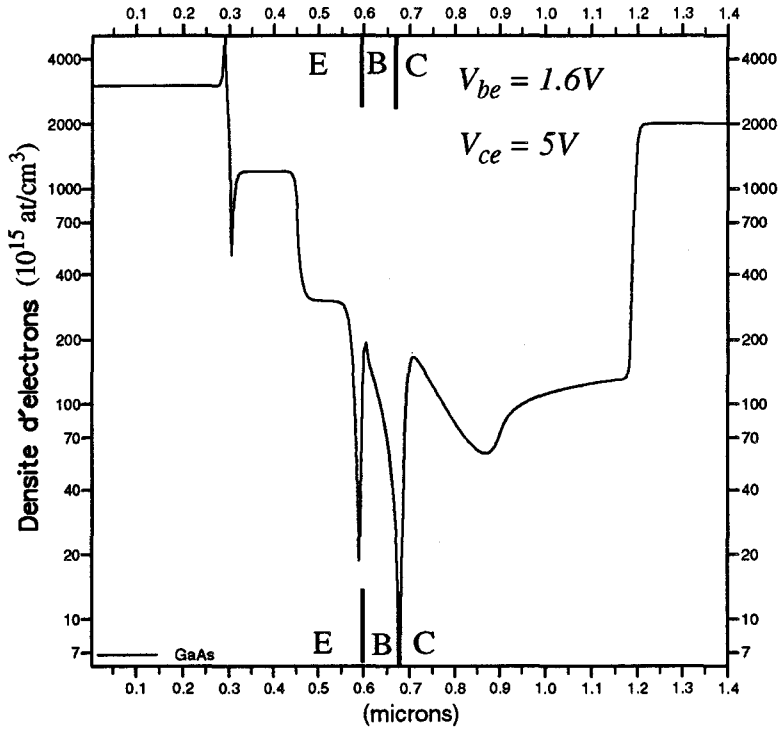


Figure 4.26 Evolution de la densité d'électrons dans la structure.

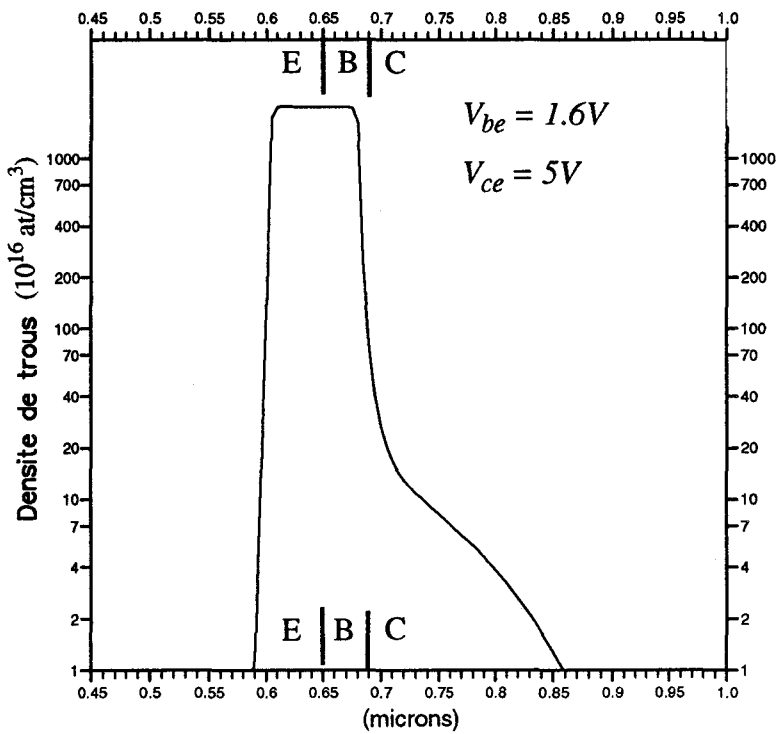


Figure 4.27 Evolution de la densité de trous dans la structure.

Cet effet d'élargissement de base constitue donc une limitation fondamentale pour le fonctionnement des transistors de puissance et impose donc une densité de courant collecteur maximale d'utilisation.

Pour repousser cette limitation, il serait intéressant d'introduire dans le collecteur une zone à fort dopage, au voisinage de la jonction base-collecteur. Cette idée a déjà été utilisée dans des études effectuées au laboratoire [10]. Ce profil de dopage de type "Hi-Lo" est représenté figure 4.29.

Nous avons effectué figure 4.28 une comparaison des configurations de champ électrique dans la structure pour les deux profils de collecteur : "plat" et "Hi-Lo" pour le même point de fonctionnement. On constate que la zone "Hi" en tête du collecteur permet de relever le champ électrique dans cette zone, et de conserver cette configuration pour des densités de courant plus importantes comparativement au cas d'un dopage constant.

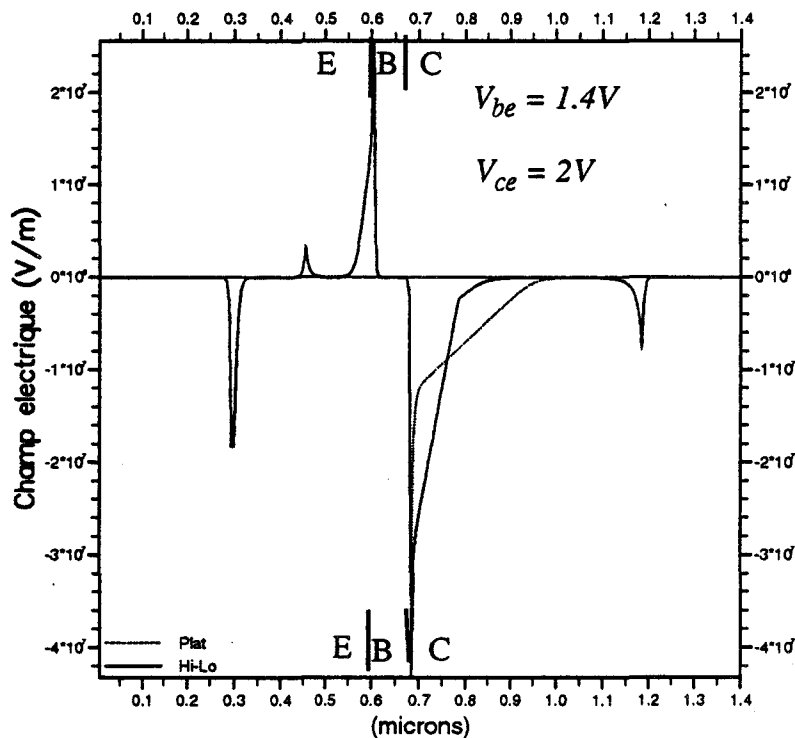


Figure 4.28 Evolutions du champ électrique dans la structure pour les deux profils de collecteur : "plat" et "Hi-Lo".

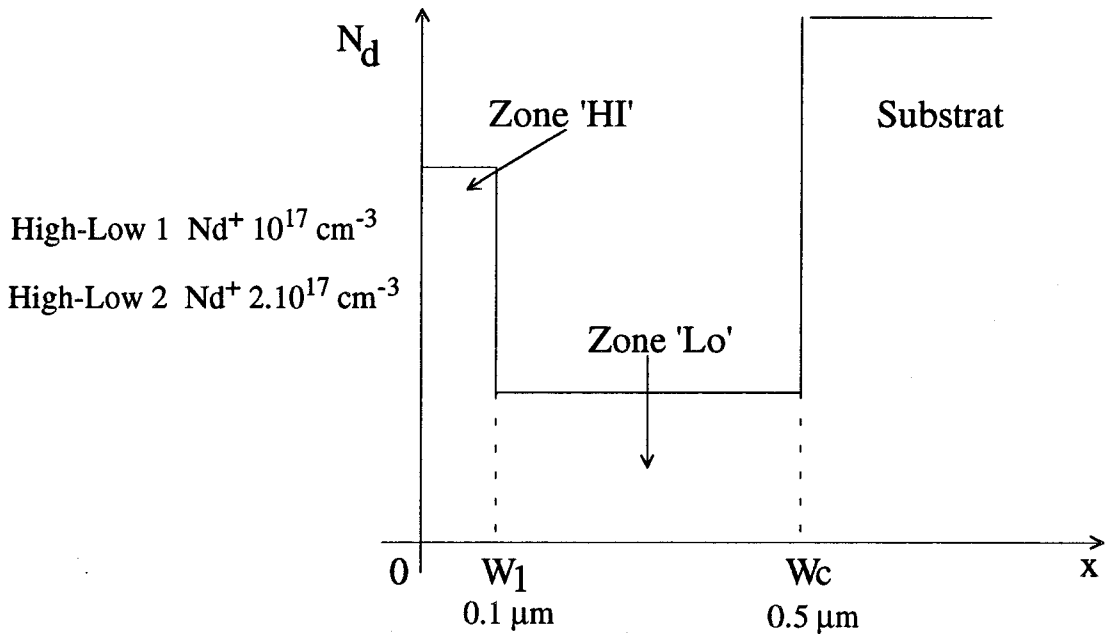


Figure 4.29 Profil de dopage de type "Hi-Lo" dans la zone de collecteur.

Ainsi, la densité de courant critique pour laquelle apparaît l'effet d'élargissement de base devrait être repoussée à une valeur plus élevée. Pour vérifier l'intérêt de cette approche, nous avons établi une comparaison entre les deux structures (profil de collecteur "plat" et "Hi-Lo") concernant le gain en courant, la fréquence de transition et la tension d'avalanche collecteur-base. Le profil de dopage de collecteur de type "Hi-Lo" permet d'augmenter le gain en courant en régime de forte injection et donc de travailler à des densités de courant collecteur plus élevées que dans le cas du collecteur à profil de dopage uniforme. Ceci est illustré figure 4.30, où l'on constate que pour une densité de courant collecteur de 5.10^5 A/cm^2 , le gain en courant est de 20 pour le collecteur de type "Hi-Lo", alors qu'il chute de moitié dans le cas du collecteur à dopage "plat".

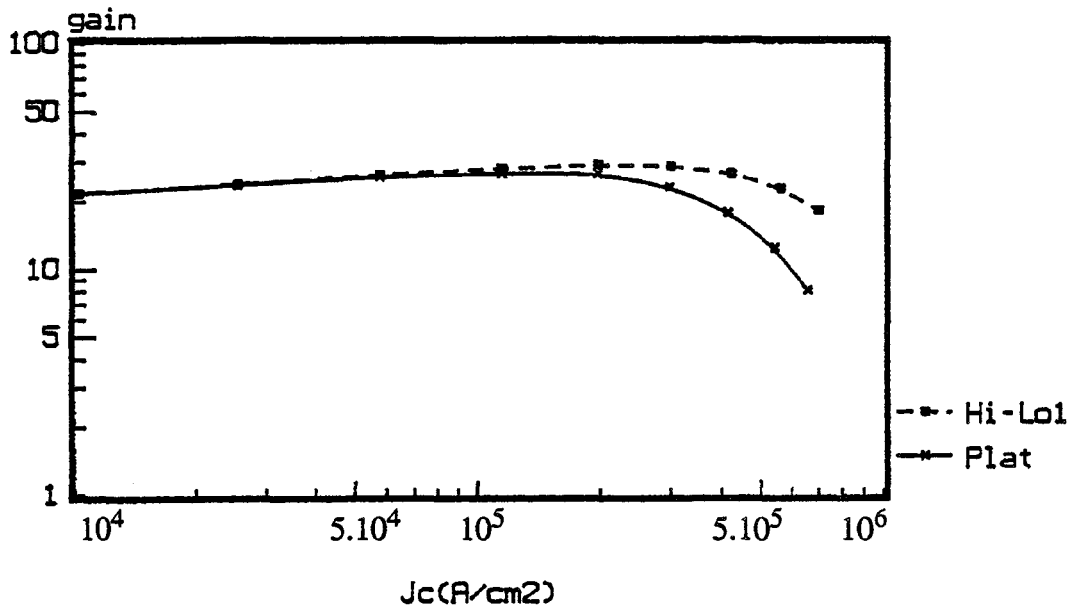


Figure 4.30 Evolutions du gain en courant en fonction de la densité de courant collecteur pour les deux profils de collecteur : "Hi-Lo" et "plat".
à $V_{ce} = 2V$.

Nous présentons par ailleurs figure 4.31 une comparaison entre les évolutions des fréquences de transition en fonction de la densité de courant collecteur, pour les deux structures étudiées. Nous constatons que la structure de TBH avec le collecteur à profil "Hi-Lo", permet d'obtenir de plus importantes fréquences de transition (les valeurs maximales de f_t sont : 85 GHz pour le collecteur "Hi-Lo" et 70 GHz pour le collecteur à profil de dopage "plat"). En effet, pour un point de polarisation donné, la zone désertée du collecteur "Hi-Lo" est plus réduite que celle du collecteur "plat" (figure 4.29). Ceci est dû à la différence des pentes de champ électrique dans la région de collecteur des deux structures de TBH : la zone «Hi» en tête de collecteur relève la valeur maximale du champ électrique et augmente sa pente. Ceci réduit, comparativement à la structure à collecteur à profil "plat", le temps de transit des porteurs dans la zone désertée de collecteur, et par conséquent, augmente la fréquence de transition du composant.

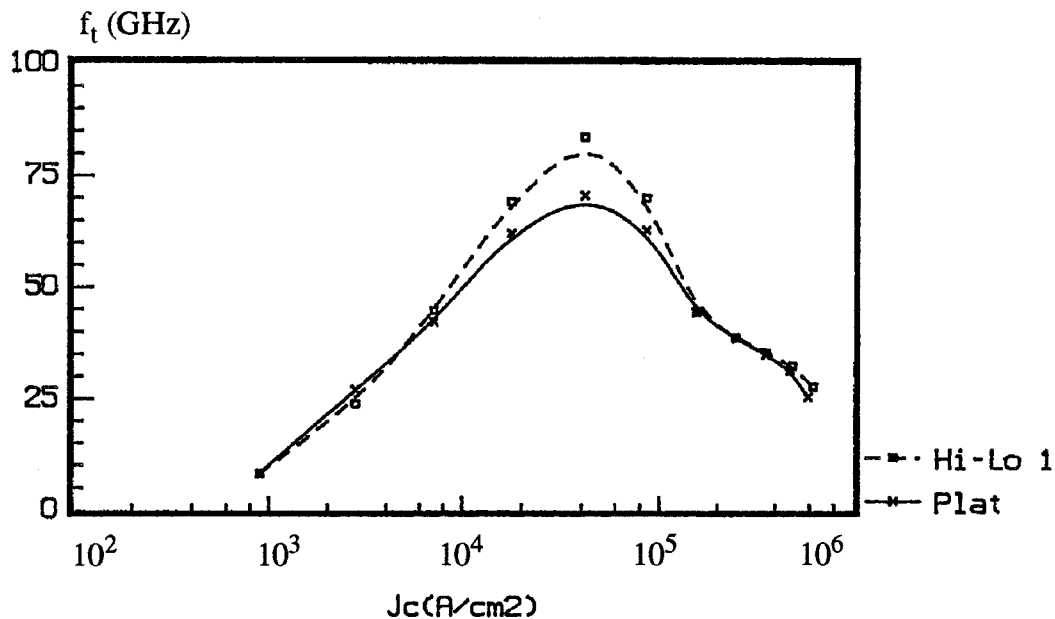


Figure 4.31 Evolutions de la fréquence de transition en fonction de la densité de courant collecteur pour les deux profils de collecteur : "plat" et "Hi-Lo" à $V_{ce} = 2V$.

Cette augmentation de la fréquence de transition, dans une structure à collecteur "Hi-Lo", est d'autant plus marquée que le dopage de la zone "Hi" en tête de collecteur est élevé. Ceci est illustré, à titre de comparaison, figure 4.32, où le profil "Hi-Lo 1" désigne un profil de collecteur "Hi-Lo" avec un dopage de 10^{23} at/m³ en tête de collecteur, et "Hi-Lo 2" celui avec un dopage de $2 \cdot 10^{23}$ at/m³ en tête de collecteur. Cependant, si le collecteur à profil "Hi-Lo" permet de repousser l'établissement néfaste de l'effet Kirk, il augmente les risques d'avalanche en faible et moyenne injection (lorsque l'avalanche se produit du côté de la jonction base-collecteur), car il augmente la valeur du champ électrique maximum à la jonction base-collecteur.

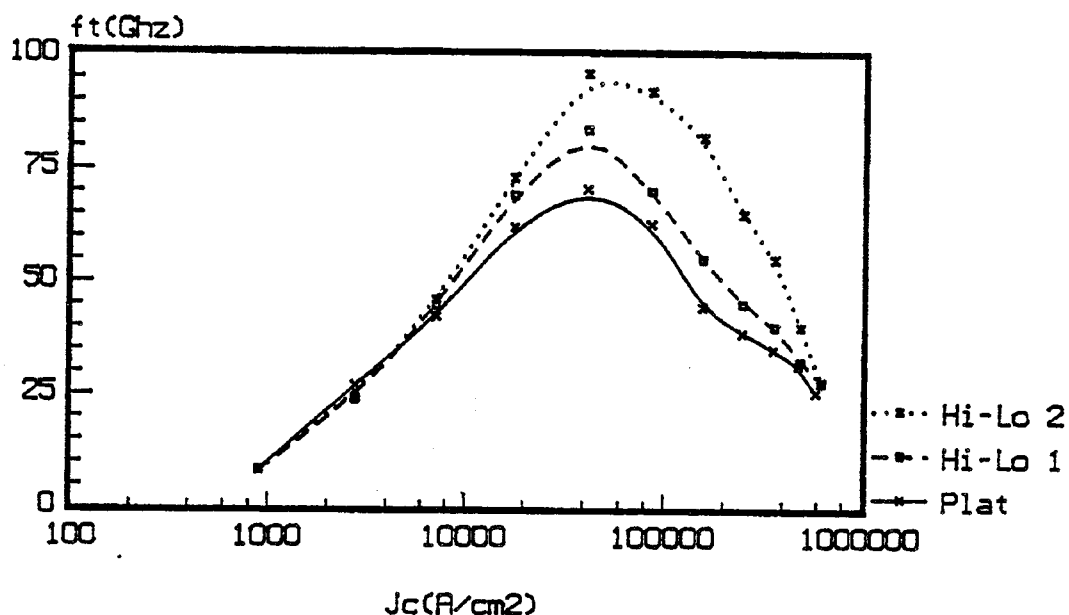


Figure 4.32 Fréquences de transition en fonction de la densité de courant collecteur pour les deux profils de collecteur : "plat" et "Hi-Lo" à $V_{ce} = 2V$.

Pour quantifier cet effet, nous avons établi figure 4.33, une comparaison entre les tensions d'avalanche collecteur-base en fonction du niveau d'injection, pour les deux types de collecteur. On constate effectivement, que pour des tensions base-émetteur inférieures à 1.5V, le collecteur "Hi-Lo" présente des tensions de claquage plus faibles que celles du collecteur à profil "plat". La valeur de cette tension d'avalanche est bien entendu étroitement liée au dopage de la zone "Hi" en tête de collecteur : plus ce niveau de dopage est élevé, plus faible sera la tension d'avalanche V_{ce} . Néanmoins, lorsque le phénomène d'avalanche se produit du côté du sous-collecteur, le profil "Hi-Lo" présente de plus importantes tensions d'avalanche collecteur-base. Notons que pour une tension base-émetteur de l'ordre de 1.5V, les deux types de collecteur présentent la même tension d'avalanche (# 14V dans le cas d'un collecteur dopé à $4 \cdot 10^{22}$ at/m³ et de 0.5 μ m d'épaisseur). Ce qui veut dire que pour un fonctionnement à ce niveau d'injection, l'utilisation d'un collecteur de type "Hi-Lo" est plus avantageuse, car elle permet de repousser l'effet Kirk et donc le maintien d'un gain en courant correct et l'obtention d'une fréquence de transition élevée, sans pour autant perdre au niveau de la tension d'avalanche collecteur-base.

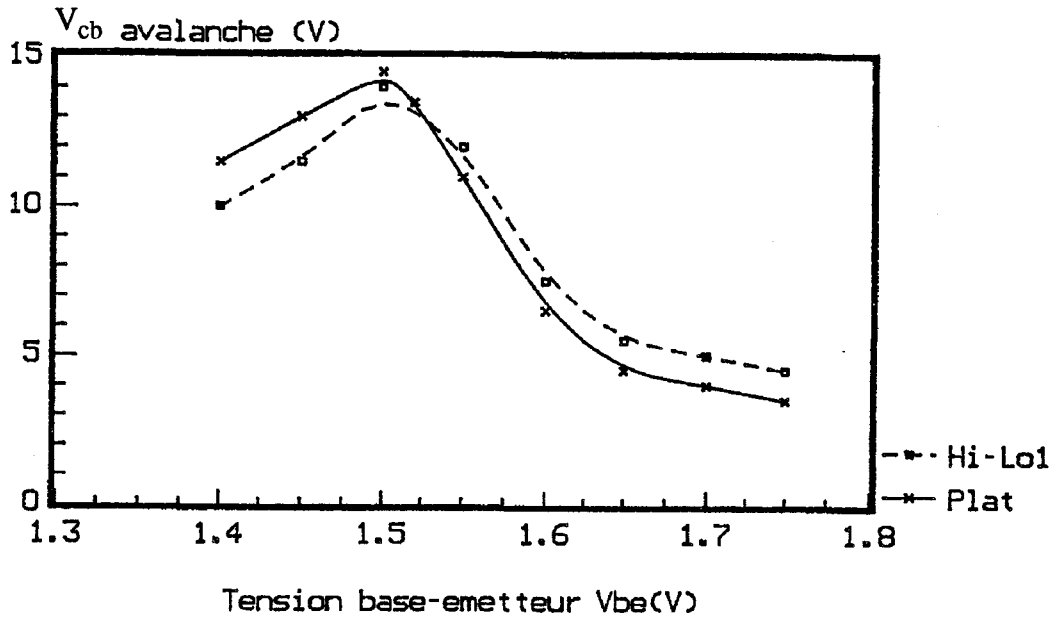


Figure 4.33 Evolutions de la tension d'avalanche collecteur-base en fonction de la tension base-émetteur pour les deux profils de collecteur "plat" et "Hi-Lo".

4.2.2.2 Recul des instabilités de type Gunn

Le profil de collecteur de type "Hi-Lo" permet également de repousser l'amplitude de courant collecteur pour laquelle apparaissent, dans la région de collecteur, les instabilités de type Gunn.

En effet, nous avons représenté dans la figure 4.34, l'évolution de la densité d'électrons dans la structure, au point de fonctionnement $V_{be} = 1.55\text{V}$ et $V_{ce} = 2\text{V}$, et ce pour les deux structures : profil "plat" et "Hi-Lo". Pour ce point de fonctionnement, le collecteur à profil "plat" est le siège d'instabilités de type Gunn, comme en témoignent les couches d'accumulation d'électrons se propageant dans cette zone (figure 4.34). Cependant, on constate que cet effet n'est pas présent dans le collecteur de type "Hi-Lo". Ceci est également illustré sur la figure 4.35 où nous avons représenté l'évolution de la densité de courant collecteur injectée dans le circuit de charge en fonction du temps. On peut constater que pour le collecteur à profil "plat", la densité de courant

collecteur présente des oscillations de forte amplitude dans la période correspondant au temps de transit de ces couches dans la zone de collecteur, alors que dans le cas du collecteur à profil "Hi-Lo", la densité du courant collecteur tend vers une valeur stable assez rapidement à cause de l'étouffement des couches d'accumulation. L'utilisation d'un profil de collecteur de type "Hi-Lo" n'empêche cependant pas de façon définitive l'établissement néfaste de l'effet Gunn induit par l'effet Kirk dans le collecteur. Cependant pour un produit $Nd_c L_c$ donné (cf chapitre 3), le collecteur à profil "Hi-Lo" permet de reculer les niveaux d'injection pour lesquels des instabilités de courant s'établissent dans le collecteur. Nous avons représenté figure 4.36 la densité de courant collecteur critique au-delà de laquelle ces instabilités apparaissent en fonction de la tension collecteur-émetteur, pour les deux structures de TBH : profil "plat" et "Hi-Lo". On peut constater que l'utilisation du profil "Hi-Lo" permet d'augmenter considérablement cette densité de courant collecteur critique (au moins d'un facteur 2), permettant ainsi de faire fonctionner le TBH avec de plus importantes amplitudes de courant collecteur, sans pour cela, être limité par les instabilités de type Gunn.

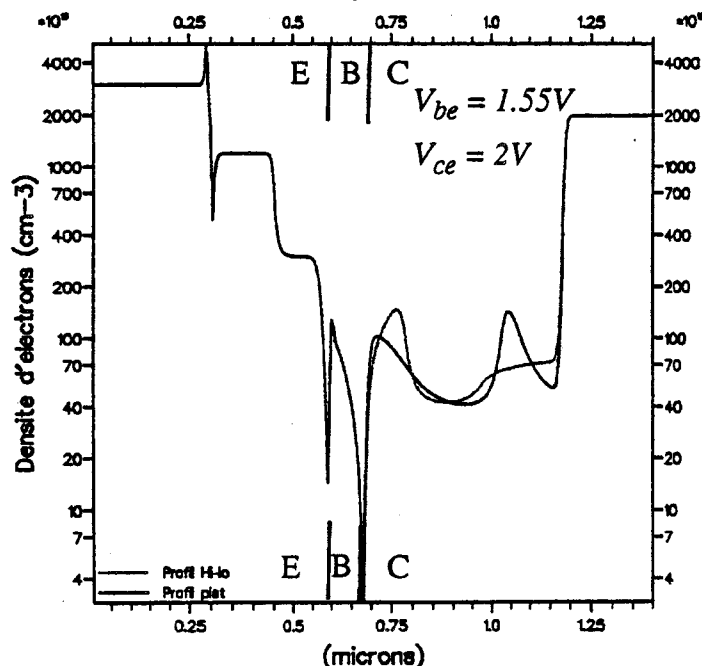


Figure 4.34 Evolutions de la densité d'électrons pour les deux structures de collecteur à profil : "plat" et "Hi-Lo".

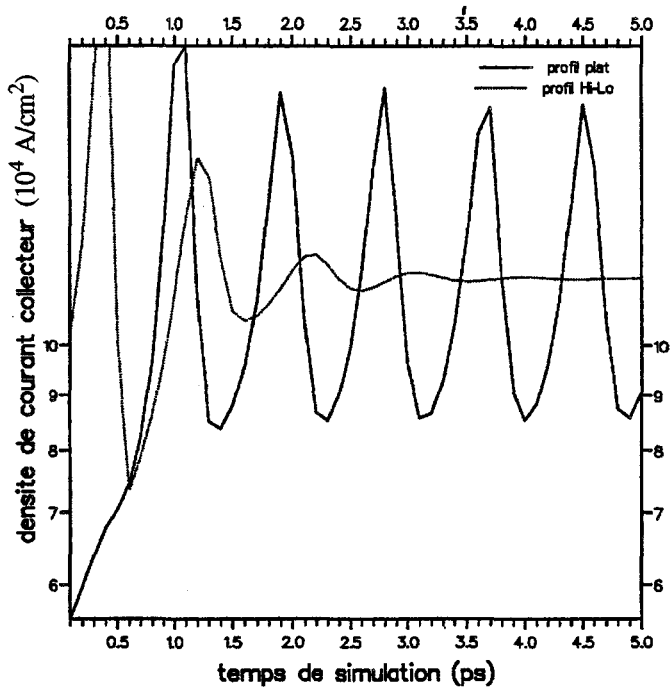


Figure 4.35 Evolutions de la densité de courant collecteur en fonction du temps de simulation pour les deux structures de collecteur à profil : "plat" et "Hi-Lo".

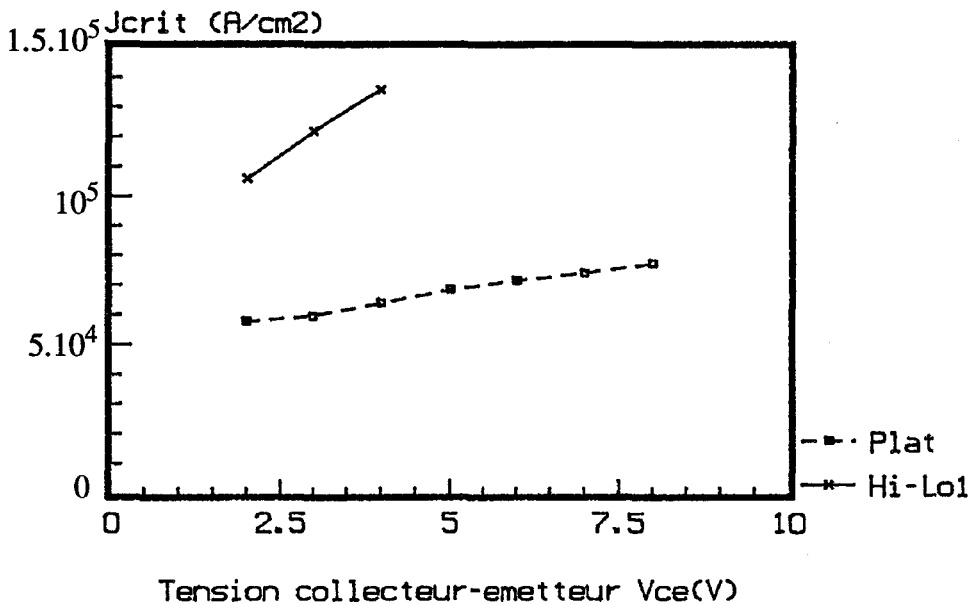


Figure 4.36 Evolutions de la densité de courant collecteur pour laquelle l'effet Gunn peut être établi dans la structure, en fonction de la tension collecteur-émetteur pour les deux structures de collecteur à profil : "plat" et "Hi-Lo".

4.2.3 Performances obtenues avec la structure sensiblement optimale de TBH GaInP/GaAs

Nous avons vu dans le chapitre précédent (paragraphe 3.4), dans l'étude de l'influence des paramètres de collecteur sur les performances du TBH GaInP/GaAs (gain en courant, fréquence de transition et tension d'avalanche collecteur-base) que pour une application de forte puissance à 10 GHz, les valeurs optimales des paramètres de collecteur, devraient évoluer autour de $Nd_c \# 2.10^{22} \text{ at/m}^3$ et $L_c \# 0.7 \text{ à } 1 \mu\text{m}$. Pour améliorer encore les performances de cette structure en régime de forte injection, il serait intéressant d'intégrer dans la zone de collecteur un profil de dopage de type "Hi-Lo" associé à un profil de dopage graduel au niveau du sous collecteur comme indiqué figure 4.37. Ce profil plus complexe contribue à reculer l'établissement de l'effet Kirk et à augmenter la fréquence de transition du composant, tout en maintenant une tension d'avalanche collecteur-base élevée.

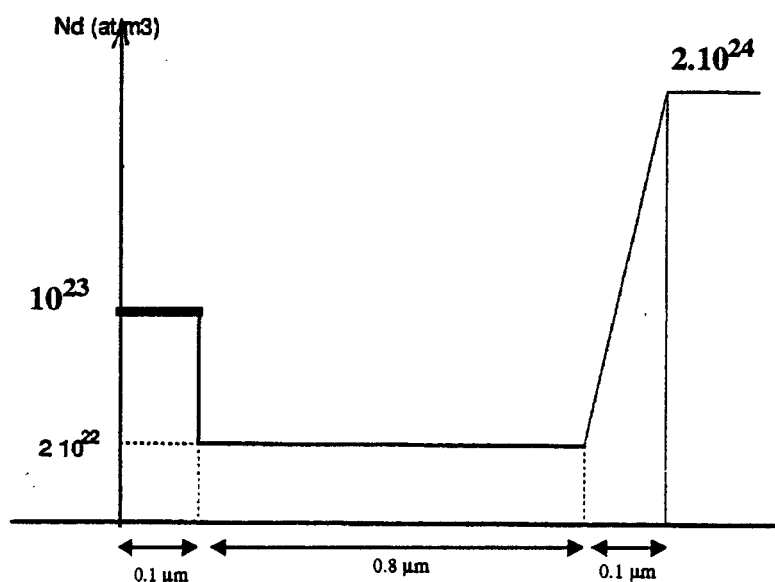


Figure 4.37 Profil de collecteur optimal pour la structure de TBH GaInP/GaAs.

Nous avons représenté figures 4.38 et 4.39, pour cette structure à modulation de dopage, les évolutions respectives du gain en courant et de la fréquence de transition en fonction de la densité de courant collecteur pour une tension collecteur-émetteur $V_{ce} = 2\text{V}$. Ces évolutions indiquent, que pour l'application forte puissance considérée, la plage de fonctionnement en densité de courant collecteur optimale du composant serait de 10^4 à 6.10^4 A/cm^2 . En effet, la valeur du gain en courant obtenu est de 20 et

constante jusqu'à des densités de courant collecteur de 10^5 A/cm² et la fréquence de transition évolue sur cette plage entre 40 et 60 GHz, ce qui est largement suffisant pour un fonctionnement du TBH à une fréquence de 10 GHz.

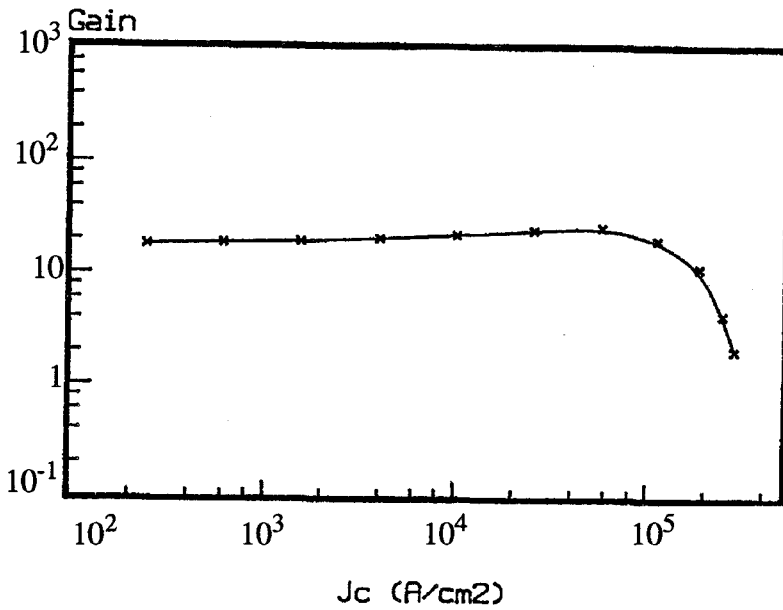


Figure 4.38 Evolution de gain en courant en fonction de la densité de courant collecteur pour la structure optimale de TBH à $V_{ce} = 2V$.

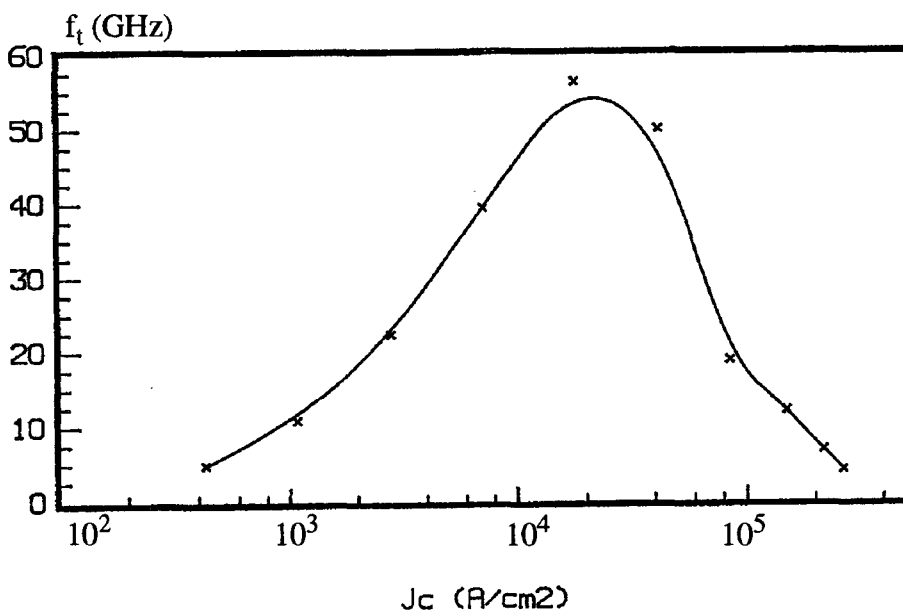


Figure 4.39 Evolution de la fréquence de transition en fonction de la densité de courant collecteur pour la structure optimale de TBH à $V_{ce} = 2V$.

L'évolution de la tension de claquage collecteur-base, en fonction de la tension base-émetteur (figure 4.40), confirme ce choix car elle indique que pour la plage de fonctionnement considérée ($10^4 < J_c < 6 \cdot 10^4 \text{ A/cm}^2$) (fig 4.41), la tension d'avalanche est située entre 20 et 25 V, ce qui est souhaitable dans une application de forte puissance.

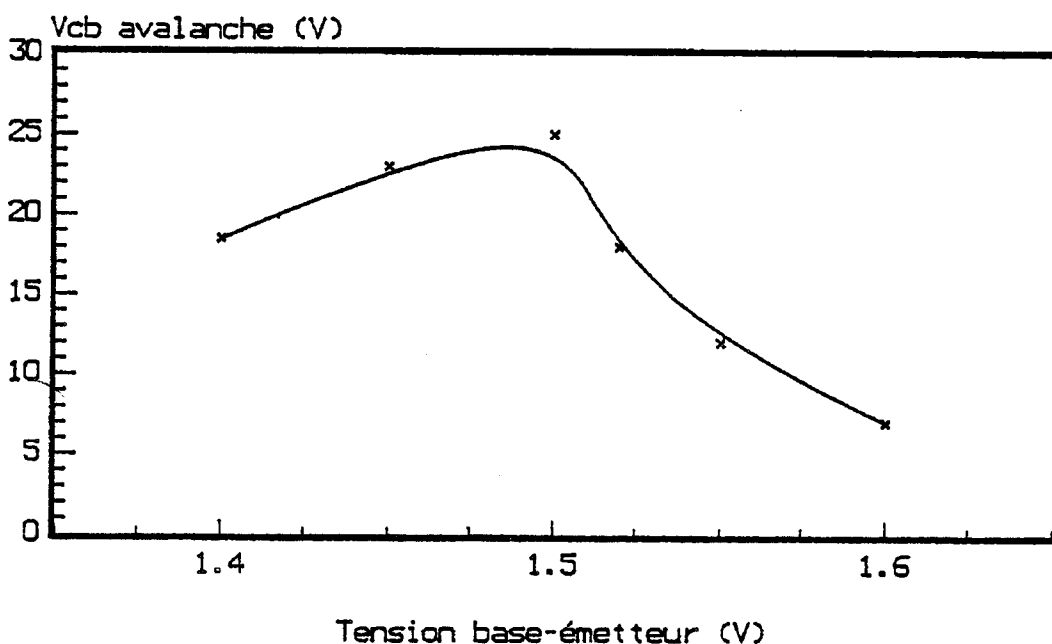


Figure 4.40 Evolution de la tension de claquage collecteur-base en fonction de la tension base-émetteur pour la structure optimale de TBH.

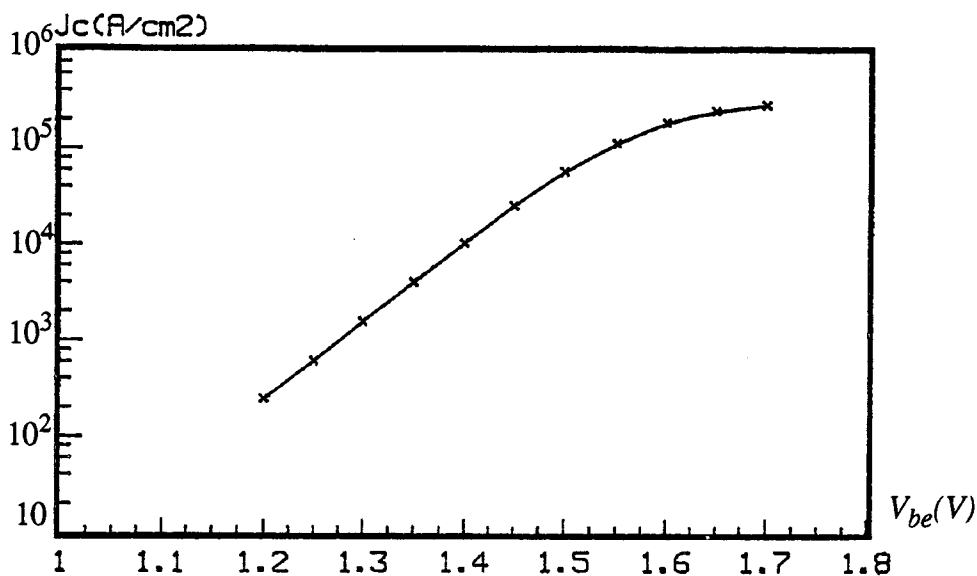


Figure 4.41 Densité de courant collecteur en fonction de la tension V_{be}

4.3 Etude du phénomène de défocalisation dans le TBH GaInP/GaAs en régime de fonctionnement classe C à une fréquence de 10 GHz

4.3.1 Introduction

Comme nous l'avons expliqué dans le chapitre 1, l'effet de défocalisation du courant émetteur, est un phénomène bien connu dans le fonctionnement des transistors bipolaires car il introduit une limitation fondamentale pour les applications de forte puissance.

Dans un transistor bipolaire, le courant de base qui circule transversalement, entraîne une chute de tension le long de la base, en raison de la résistivité et de la faible épaisseur de celle-ci. De ce fait, la polarisation effective de la jonction émetteur-base n'est pas uniforme et la densité de courant émetteur varie fortement du bord au centre de ce dernier. Cet effet est appelé défocalisation lorsque le courant est concentré sur le bord de l'émetteur. Par contre, lorsqu'il est concentré au centre, c'est la focalisation.

Dans les TBH, la faible résistance de base, de même que la capacité de transition émetteur-base réduite, devraient minimiser cet effet. C'est ce que nous nous proposons d'étudier dans cette partie, et cela à l'aide du modèle analytique décrit dans le chapitre 2.

Cette étude consiste d'abord à évaluer l'importance de l'effet de défocalisation dans le TBH GaInP/GaAs, en régime de fonctionnement classe C, à la fréquence de 10 GHz, et ensuite à optimiser la largeur du doigt d'émetteur, en vue d'obtenir des puissances de sortie maximales.

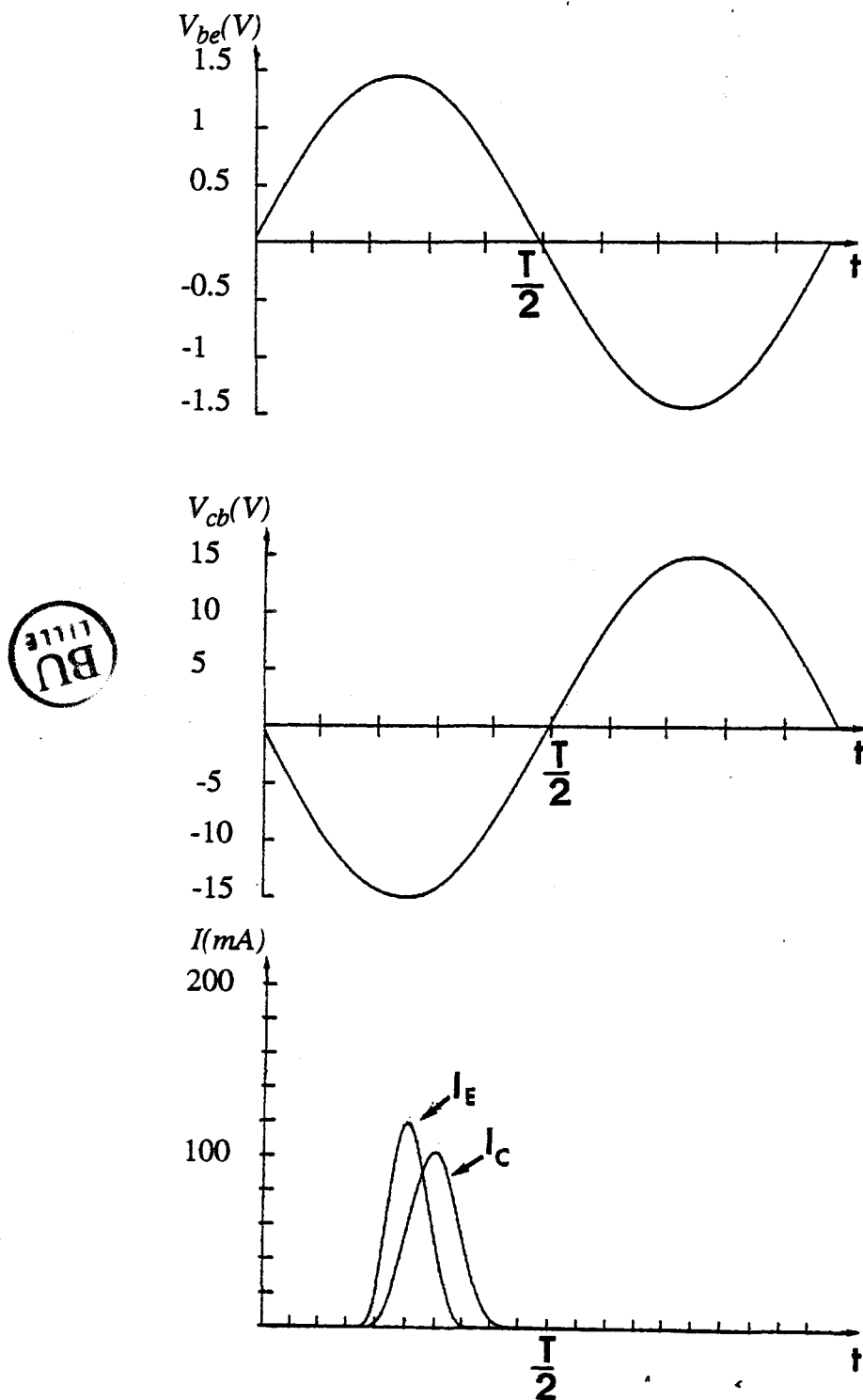


Figure 4.42 Evolutions instantanées des tensions base-émetteur, collecteur-base et des courants émetteur et collecteur en régime dynamique classe C.

4.3.2 Conditions de fonctionnement

La figure 4.42 montre les évolutions temporelles typiques des tensions $V_{cb}(t)$ et $V_{be}(t)$, ainsi que des courants particuliers $I_e(t)$ et $I_c(t)$ correspondants, à une fréquence de 10 GHz en régime de fonctionnement classe C. Le transistor est commandé par une tension extérieure base-émetteur sinusoïdale $V_{be}(t)$.

Le courant émetteur prend la forme d'une impulsion qui coïncide avec le maximum de la tension $V_{be}(t)$, correspondant à l'injection des électrons de l'émetteur dans la base du transistor.

Le courant collecteur extérieur, qui est induit par le transit des électrons dans la zone désertée du collecteur, se trouve retardé par rapport au courant émetteur à cause du temps de transit des porteurs dans la zone désertée de collecteur.

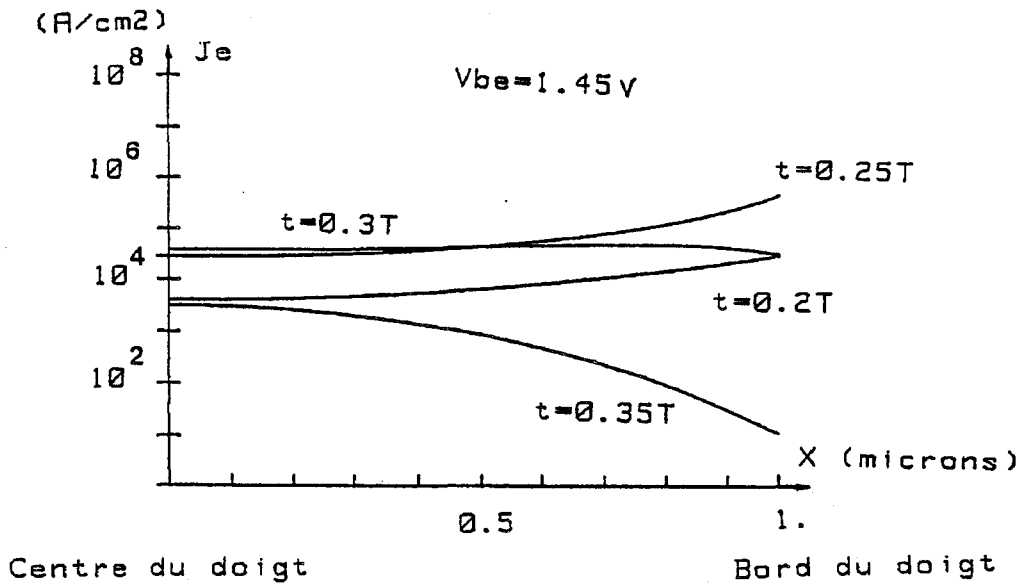
La tension collecteur-base $V_{cb}(t)$ est prise sinusoïdale et en opposition de phase avec la tension $V_{be}(t)$, afin de satisfaire les conditions optimales de fonctionnement [11].

4.3.3 Résultats de la simulation

Nous avons utilisé le modèle numérique, présenté chapitre 2, pour simuler le comportement du TBH GaInP/GaAs dont les principales caractéristiques sont :

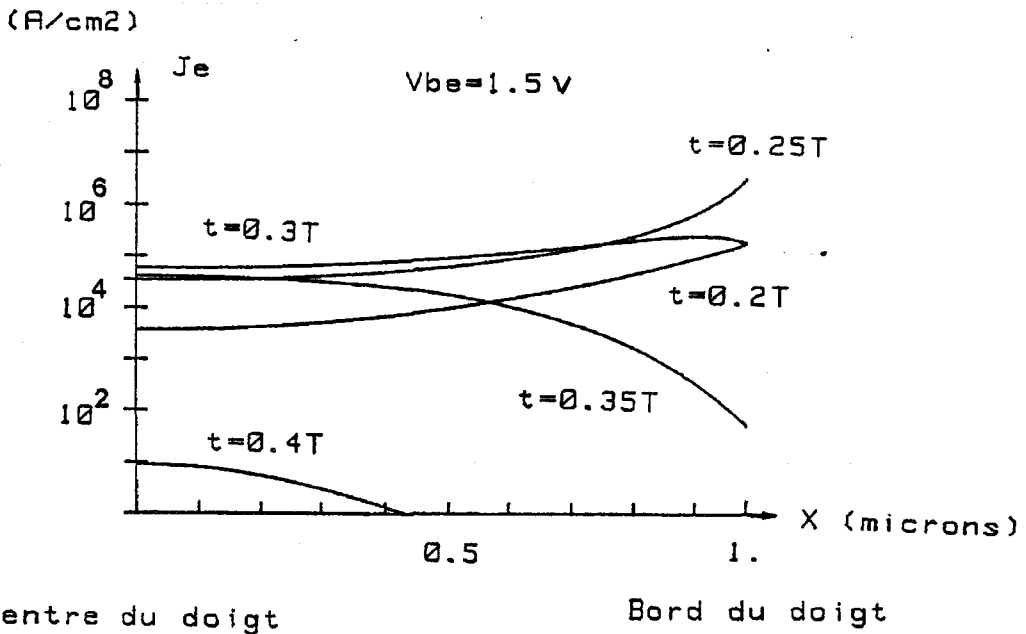
- longueur d'un doigt d'émetteur : $L = 10 \mu\text{m}$;
- largeur d'un doigt d'émetteur : $W = 2 \mu\text{m}$;
- dopage de base : $N_b = 1.5 \cdot 10^{25} \text{ m}^{-3}$;
- dopage d'émetteur : $N_e = 2.5 \cdot 10^{23} \text{ m}^{-3}$;
- dopage de collecteur : $N_c = 5 \cdot 10^{22} \text{ m}^{-3}$;
- épaisseur de base : $W_b = 0.1 \mu\text{m}$;
- résistance par carré de base : $R_{b\Box} = 0.56 \text{ k}\Omega$;
- capacité de transition de la jonction émetteur-base $C_e = 5 \cdot 10^{-10} \text{ F/cm}$;
- fréquence de fonctionnement : $F = 10 \text{ GHz}$.

La figure 4.43 montre la répartition du courant émetteur dans la zone active. Par raison de symétrie, nous représentons cette répartition entre le bord et le centre du doigt d'émetteur. De plus, nous donnons les résultats obtenus à différents instants dans la période pour deux niveaux de tension base-émetteur.



Centre du doigt

Bord du doigt



Centre du doigt

Bord du doigt

Figure 4.43 Répartition de la densité de courant émetteur sous un demi-doigt d'émetteur à différents instants à une fréquence de 10 GHz.

On observe une concentration du courant particulière sur le bord du doigt d'émetteur pendant le premier tiers de la période ($t < 0.3 T$), correspondant à un régime de défocalisation. Pour les valeurs de temps supérieures à $0.3T$, le phénomène s'inverse et on observe une focalisation du courant. Cependant, il faut remarquer que les densités de courant mises en jeu lors du régime de défocalisation sont plus importantes puisque l'on observe un maximum du courant émetteur au quart de la période.

Afin de caractériser l'importance de la défocalisation, on définit classiquement deux paramètres :

- W_e : largeur de la zone efficace effective du doigt d'émetteur, dans laquelle la densité de courant est comprise entre $J_{e_{max}}$ et $J_{e_{max}}/e$.
- δ : le rapport de W_e à la longueur totale du doigt W $\delta = \frac{W_e}{W}$ (en %).

Les tableaux suivants résument les résultats obtenus à différents instants pour les deux niveaux d'injection $V_{be} = 1.45V$ et $V_{be} = 1.50V$.

t	Tension base-émetteur appliquée V_{be}	Largeur de la zone efficace d'émetteur W_e	Rapport $\delta = \frac{W_e}{W}$
0.2T	1.379	0.60 μm	30%
0.25T	1.450	0.24 μm	12%
0.3T	1.379	2.00 μm	100%

(a) : tension extérieure appliquée : $V_{be} = 1.45 V$.

0.20T	1.426	0.24 μm	12%
0.25T	1.500	0.12 μm	6%
0.30T	1.426	0.96 μm	48%

(b) : tension extérieure appliquée : $V_{be} = 1.50V$.

Tableau 2.1 : (a) (b) - (largeur du doigt d'émetteur $W = 2 \mu m$)

On observe d'une part que la zone efficace du doigt d'émetteur est d'autant plus petite que la tension V_{be} est plus grande ; d'autre part, que pour ces deux valeurs de tension base-émetteur, la plus forte défocalisation du courant, qui correspond à une valeur de δ minimale, se produit au quart de la période.

La défocalisation du courant émetteur résulte de la chute de tension le long de la résistance latérale de base. Elle s'explique par l'analyse de l'influence de chacun des termes constituant le courant base défini par la relation suivante :

$$\frac{di_b}{dx} = L \cdot J_e(x,t) - L \cdot J_c(x,t) + C_e \frac{dv(x,t)}{dt} - \frac{\epsilon \cdot L}{W_c} \cdot \frac{dV_{cb}(t)}{dt} \quad (2.24)$$

C'est une équation locale, dans laquelle chacun des termes dépend de la position x sous l'émetteur.

L'expression du courant base s'obtient à partir de celle des courants particulières et de déplacement extérieurs :

$$i_b(t) = \underbrace{I_e(t) - I_c(t)}_{\text{courants particulières}} + \underbrace{C_{ie} \cdot \frac{dV_{be}(t)}{dt} - \frac{\epsilon \cdot L}{W_c} \cdot \frac{dV_{cb}(t)}{dt}}_{\text{courants de déplacement}}$$

Nous présentons figure 4.44 l'évolution temporelle du courant base total circulant dans l'électrode de base. Compte tenu du sens des courants choisi sur le schéma équivalent, il y a défocalisation si i_b est positif, c'est à dire rentrant dans la structure semi-conductrice, et focalisation dans le cas contraire.

Au quart de la période ($t=0.25T$), lorsque le courant émetteur (impulsionnel) est maximal, les termes relatifs aux courants particulières deviennent supérieurs à ceux des courants de déplacement. Par contre, le reste du temps, les courants de déplacement (sinusoïdaux) sont les termes prépondérants pour les deux niveaux d'injection considérés.

Dans le premier quart de la période précédant l'injection, la présence d'un courant de déplacement non négligeable en classe C, prédétermine l'état de défocalisation en créant un gradient de potentiel important latéralement dans la base. L'injection du courant particulière autour de $0.25T$, ne fait qu'aggraver la défocalisation.

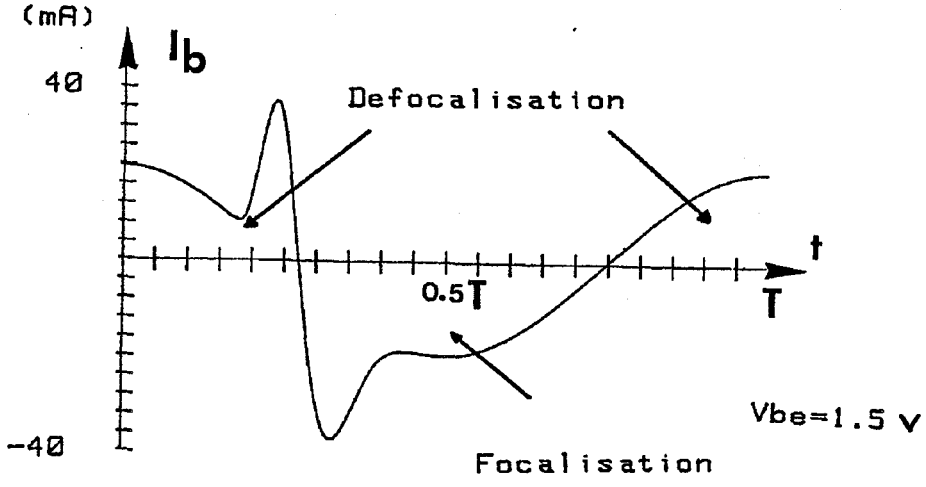
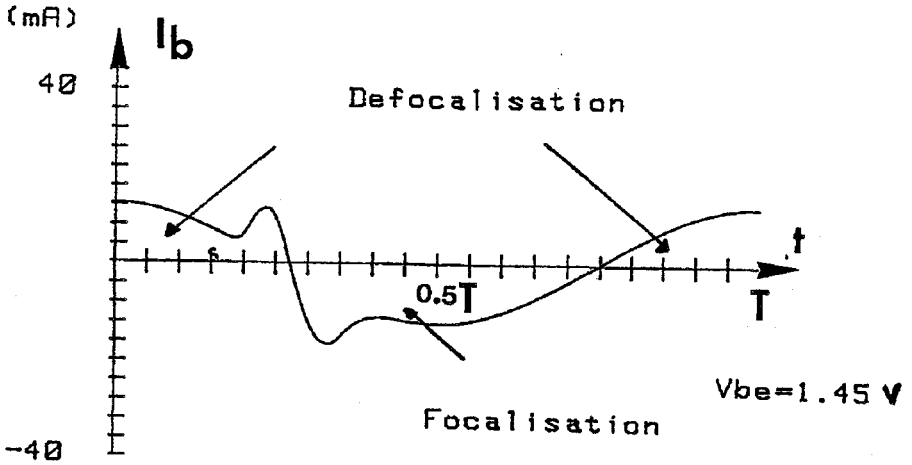


Figure 4.44 Evolutions temporelles du courant base exterieur.

Le fort dopage de base et le faible dopage d'émetteur conduisent à minimiser les effets de défocalisation dans le TBH, comparativement au transistor bipolaire classique au silicium. Cependant, les courants de déplacement ont une importance telle que l'amélioration procurée par le TBH n'est pas aussi grande qu'on aurait pu l'espérer par un raisonnement purement statique.

Néanmoins, pour tirer le meilleur parti du TBH, il convient d'optimiser plus particulièrement la largeur du doigt d'émetteur pour un fonctionnement à une fréquence de 10 GHz, car les effets dynamiques deviennent de plus en plus importants au fur et à mesure que la fréquence de travail augmente.

4.3.4 Optimisation de la largeur du doigt d'émetteur du TBH

La recherche d'une optimisation en puissance du TBH impose un choix judicieux de la largeur W du doigt d'émetteur. Si la défocalisation est négligeable, le courant particulaire extérieur et par conséquent la puissance de sortie, augmentent continûment avec la largeur du doigt d'émetteur. Par contre, la prise en compte de la défocalisation fait que seule une partie effective de la largeur du doigt participe réellement à la conduction du courant limitant ainsi le courant extérieur d'émetteur. Cette zone de largeur W_e évolue en fonction de l'importance du phénomène de défocalisation et de la largeur W du doigt d'émetteur. Il convient par conséquent de rechercher la largeur optimale pour assurer une puissance de sortie maximale.

4.3.4.1 Evolution de la défocalisation avec la largeur du doigt d'émetteur

Nous présentons figure 4.45 l'importance de la défocalisation du courant émetteur en fonction de la largeur du doigt d'émetteur à une fréquence de 10 GHz pour deux niveaux d'injection. On observe que pour un niveau d'injection constant, la défocalisation augmente (δ diminue) avec la largeur du doigt d'émetteur. En effet, l'augmentation de cette largeur entraîne l'augmentation du nombre de transistors élémentaires du schéma équivalent, ce qui entraîne une atténuation croissante de la tension locale émetteur-base au niveau de chaque transistor élémentaire.

D'autre part, la défocalisation augmente avec le niveau d'injection. En effet, l'augmentation de la tension V_{be} entraîne l'accroissement des différents courants : particulaires et déplacement, et par conséquent, augmente le courant base qui s'écoule transversalement, ainsi que la chute de tension le long du réseau distribué de base.

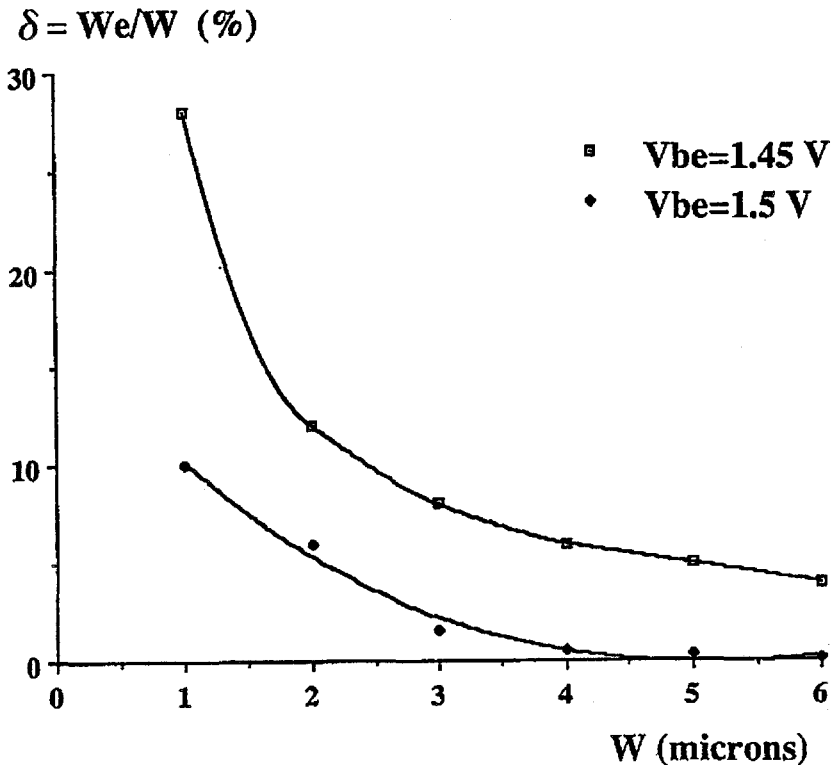


Figure 4.45 Evolutions du coefficient de défocalisation en fonction de la largeur du doigt d'émetteur et du niveau d'injection.

4.3.4.2 Optimisation de la largeur du doigt d'émetteur

La puissance de sortie du TBH est définie par la relation :

$$P_s = \frac{1}{T} \int_0^T V_{cb}(t) \cdot i_c(t) \cdot dt \quad (2.25)$$

où $V_{cb}(t)$ et $i_c(t)$ sont respectivement les valeurs instantanées de la tension collecteur-base et du courant collecteur extérieur.

Le déphasage entre la tension V_{cb} et le courant de sortie a été ajusté de façon à obtenir une puissance de sortie maximale. Ceci équivaut à rechercher l'impédance de charge optimale [11].

L'évolution de la puissance de sortie en fonction de la largeur du doigt d'émetteur et du niveau d'injection (figure 4.46) indique que le maximum de puissance de sortie est d'autant plus critique que le niveau d'injection est élevé et qu'il est obtenu pour une largeur de doigt d'émetteur sensiblement comprise entre 1 et 2 μm . La densité de puissance maximale obtenue avec la structure étudiée est de 8.8 W/mm, soit une densité de puissance proche de 5 $\text{mW}/\mu\text{m}^2$.

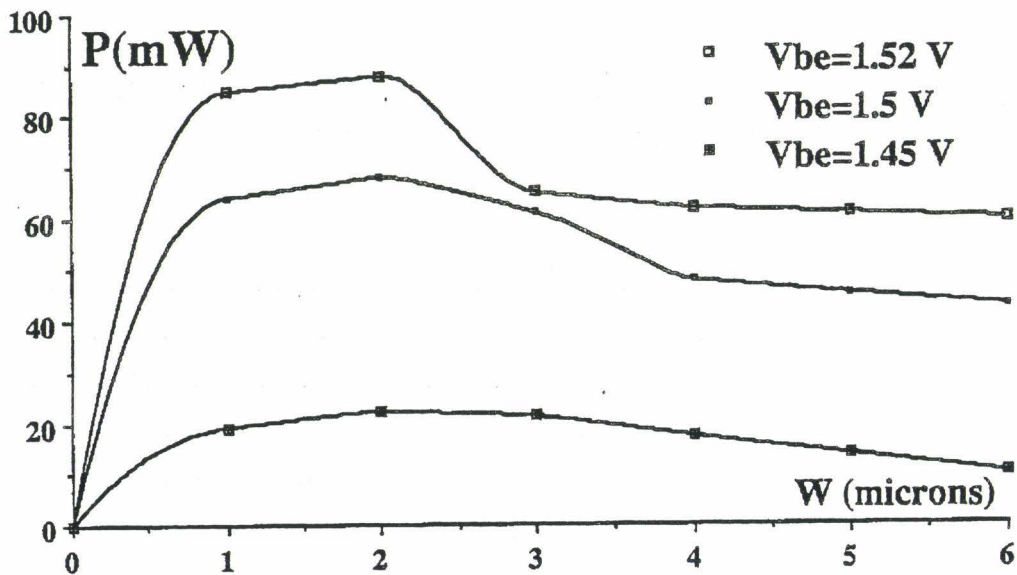


Figure 4.46 Evolutions de la puissance de sortie en fonction de la largeur du doigt d'émetteur et du niveau d'injection en régime dynamique classe C à une fréquence de 10 GHz.

4.3.5 Conclusion

Nous avons présenté dans ce paragraphe, une étude dynamique du phénomène de défocalisation du courant émetteur dans le TBH GaInP/GaAs en régime d'amplification classe C.

Nous avons montré que la défocalisation provient d'une part des courants de déplacement liés aux jonctions émetteur-base et base-collecteur et d'autre part de la

résistance latérale de base, et qu'elle est d'autant plus importante que la puissance de sortie est élevée.

Il est apparu qu'au cours de la période hyperfréquence, il y a défocalisation du courant émetteur avant et pendant l'injection des porteurs, puis refocalisation de celui-ci après l'injection. Globalement, au cours du temps, la défocalisation est l'effet le plus important en raison de l'amplitude présentée par le courant pendant la phase d'injection. Nous avons mis en évidence la largeur sensiblement optimale du doigt d'émetteur pour une fréquence de 10 GHz, en fonctionnement à forte injection de type classe C.

Cette modélisation simple laisse prévoir une densité de puissance supérieure à $4.5 \text{ mW}/\mu\text{m}^2$, confirmée par de récents résultats, où une densité de puissance de $10 \text{ mW}/\mu\text{m}^2$ a été obtenue avec une structure de TBH GaAlAs/GaAs. [12].

Il faut noter cependant que nous n'avons pas pris en compte les effets introduits par les éléments parasites liés aux zones passives du transistor, tels que la résistance d'accès de base ou la résistance série d'émetteur . . . Ces éléments ne modifient pas fondamentalement le comportement bidimensionnel de la zone active mais leur prise en compte apporterait une légère dégradation des performances du transistor.

4.4 Conclusion

Dans ce dernier chapitre, nous avons présenté les premiers éléments d'optimisation d'une structure de TBH GaInP/GaAs, destinée à une application de forte puissance au voisinage de 10 GHz.

Cette application implique un fonctionnement à tension collecteur-émetteur et à densité de courant collecteur les plus élevées possibles. Pour cela, il est nécessaire de reculer les limitations concernant, d'une part la tension d'avalanche collecteur-base et d'autre part, les effets de forte injection dans la zone de collecteur (effet Kirk et instabilités de type Gunn).

L'utilisation d'un collecteur en GaInP permet d'augmenter, de manière significative, la tension d'avalanche collecteur-base. Cependant, les performances du composant en gain et fréquences de coupure se trouvent réduites à cause du blocage de

courant causé par l'hétérojonction base-collecteur. Toutefois, ces fréquences de coupure restent supérieures ou égales à 40 GHz, pour des densités de courant collecteur comprises entre 10^4 et 6.10^4 A/cm², à $V_{ce} = 2$ V ; correspondant à une fréquence de transition de l'ordre de 25 GHz à une tension collecteur-émetteur de l'ordre de 6V.

L'utilisation d'un profil de dopage graduel dans la zone de collecteur permet également d'augmenter, en régime de forte injection, la tension d'avalanche collecteur-base de près de 25%, tout en gardant un gain en courant et une fréquence de transition élevés.

Les effets de forte injection dans le collecteur, peuvent être considérablement repoussés par l'utilisation d'un profil de dopage de type "Hi-Lo" dans la zone de collecteur : la zone "Hi" en tête de collecteur permettant de reculer l'établissement de l'effet Kirk jusqu'à des valeurs de densité de courant collecteur sensiblement égales à 5.10^5 A/cm² (# 2.10^5 A/cm² pour le collecteur à profil "plat"). Elle permet aussi d'augmenter, (d'au moins un facteur 2), la densité de courant collecteur critique pour laquelle peuvent apparaître dans le collecteur, les instabilités de type Gunn.

Ces différentes études ont permis de proposer une première structure optimale de TBH GaInP/GaAs.

Enfin, nous avons évalué l'importance de l'effet de défocalisation dans une structure de TBH GaInP/GaAs en régime de fonctionnement classe C à une fréquence de 10 GHz. Cette étude a permis d'optimiser la largeur du doigt d'émetteur, en vue d'obtenir des puissances de sortie maximales.

Bibliographie Chapitre 4

- [1] S.M. SZE
"High speed semiconductor devices"
1990.

- [2] C.D. PARIKH and F.A. LINDHOLM
"A new charge-control model for single-and double-heterojunction bipolar transistors"
IEEE Trans. Electron Devices, Vol. 39, No.6, 1992.

- [3] H.F. CHAU, D. PAVLIDIS, J. HU and K. TOMIZAWA
"Breakdown-speed considerations in InP/InGaAs single and double heterostructure bipolar transistors"
IEEE Trans. Electron Devices, Vol. 40, No.1, 1993.

- [4] W.C. LIU, D.F. GUO, W.S. LOUR
"AlGaAs/GaAs double heterostructure emitter bipolar transistor (DHEBT)"
IEEE Trans. Electron Devices, Vol. 39, No.12, 1992.

- [5] J.I. SONG, W.P. HONG, R. BHAT, K.B. CHOUGH
"Microwave power InP/InGaAs/InP double heterojunction bipolar transistors"
Electronics Letters, Vol. 29, No.8, pp. 724-725, 1993.

- [6] J.P. BAILBE, A. MARTY, G. REY
"Heterojunction bipolar transistors"
Solid-State Electronics.

- [7] T. MAKIMOTO, K. KURISHAMA, T. KOBAYASKI, T. ISHIBASHI
"InP/InGaAs double heterojunction bipolar transistors grown on si"
Jpn. J. Appl. Phys., Vol. 30, No.12B, pp. 3815-3817, 1991.

-
- [8] K. KURISHIMA, H. NAKAJIMA, T. KOBAYASHI, Y. MATSUOKA,
T ISHIBASHI
"InP/InGaAs double heterojunction bipolar transistor with step-graded
InGaAsP collector"
Electronic letters, Vol. 29, No. 3, pp. 258-259, 1993.
- [9] M.R. FRISCOURT
"Etude des dispositifs à transfert électronique pour la génération de
puissance en gamme millimétrique"
Thèse de Doctorat d'Etat, Lille, 1985.
- [10] Y. DRUELLE
"Contribution à la compréhension de fonctionnements particuliers du
transistor bipolaire en hyperfréquences"
Thèse de Doctorat d'Etat, Lille, 1985.
- [11] P.A. ROLAND
"Sur un nouveau type de multiplicateur de fréquence utilisant l'effet
d'avalanche dans un semiconducteur"
Thèse de Doctorat d'Etat, Lille, 1978.
- [12] B. BAYRAKTAROGLU, J. BARETTE, L. KEHLAS
"Very high Power Density CW operation of GaAs/AlGaAs Microwave
heterojunction bipolar transistors"
IEEE Electron Device Letters, Vol. 14, No.10, pp. 493-495, 1993.

Conclusion générale

Conclusion générale

L'objet de ce mémoire était l'étude physique du transistor bipolaire à hétérojonction GaInP/GaAs, en régime statique non stationnaire, dans le but de chiffrer les potentialités de cette nouvelle filière de TBH, pour la réalisation d'amplificateurs de puissance à hauts rendements, en bande X, en classes A,B et C.

Pour effectuer cette étude, nous avons développé des modèles physiques semi-conducteurs de type hydrodynamique à une et deux dimensions. Ces modèles macroscopiques et bipolaires décrivent la dynamique non stationnaire des porteurs de charge en se limitant à la prise en compte de la relaxation de leurs énergies totales moyennes. Ils incluent de plus la génération des porteurs par ionisation par choc, et surtout leur recombinaison de type SRH, Auger et radiative.

Ces modèles se distinguent par leur complémentarité. Car si le modèle bidimensionnel est bien approprié à la description des phénomènes physiques dans le TBH, notamment dans les zones extrinsèques du composant, il n'est cependant pas bien adapté à une étude systématique d'optimisation de structure, à cause des temps de calcul élevés. Le modèle quasi 2D, limité à la description des phénomènes physiques dans la zone intrinsèque du composant, est plus souple d'utilisation, et plus approprié à une étude d'optimisation de structure de TBH tant que les effets bidimensionnels ne sont pas prépondérants (suivant la direction de transport verticale du TBH).

Ces modèles physiques nous ont permis de présenter les principaux phénomènes physiques dans la structure de TBH : depuis le mécanisme de transport dans le composant jusqu'aux principaux effets physiques limitatifs pour un fonctionnement du TBH en forte puissance ; l'effet Kirk, responsable de la dégradation des performances du transistor en gain et fréquences de coupure en régime de forte injection, et l'effet de claquage par avalanche de la jonction base-collecteur.

Nous avons aussi mis en évidence la prédominance de la recombinaison en volume de type Auger et radiative dans la zone quasi-neutre de base, de même que la quasi-indépendance du gain en courant avec le niveau d'injection.

Nous avons de plus évalué les variations des grandeurs électriques importantes dans le TBH, telles que la transconductance ainsi que les capacités de jonctions émetteur-base et base-collecteur, en fonction des conditions de polarisation.

L'étude de l'influence des paramètres technologiques de l'espace base-collecteur nous a permis d'apporter les premiers éléments de pré-optimisation de la structure de TBH pour une application forte puissance à une fréquence de 10 GHz.

Pour améliorer encore cette structure, nous avons essayé de reculer les limitations concernant la tension d'avalanche collecteur-base ainsi que les effets de forte injection dans la zone de collecteur.

Pour améliorer la tension de claquage collecteur-base, nous avons joué sur d'autres paramètres, notamment le choix d'un matériau peu ionisant tel que le GaInP pour la réalisation du collecteur, ou bien l'utilisation d'un profil de dopage graduel dans le collecteur.

Les effets de forte injection dans le collecteur ont également été repoussés par l'utilisation d'un profil de dopage de type "Hi-Lo" dans la zone de collecteur. Ceci a permis d'augmenter d'au moins un facteur deux les densités de courant collecteur critiques, pour lesquelles l'effet Kirk et les instabilités de type Gunn peuvent s'établir dans la structure.

Dans la région d'émetteur, le phénomène de défocalisation peut constituer également une limitation fondamentale pour les applications de fortes puissance. Nous avons évalué son importance en régime de fonctionnement classe C, et proposé une largeur de doigt optimale pour l'obtention de puissances de sortie maximales.

Cette étude a conduit à la définition de composants TBH présentant des fréquences de transition supérieures à 50 GHz, un gain en courant supérieur à 20, avec des tensions d'avalanche collecteur-base supérieures à 22V.

Nous travaillons actuellement à l'extension de la modélisation statique du TBH, en régime dynamique en vue d'une meilleure optimisation de ce composant en classes B et C.

Ce travail s'est accompagné d'une étude menée en parallèle sur l'extraction de schémas électriques non linéaires de TBH ainsi que des éléments linéaires de circuits en vue de la conception de circuits monolithiques à base de TBH : amplificateurs de fortes puissances, oscillateurs à commande en tension, mélangeurs ... [1] [2].

Il est clair cependant que l'optimisation de circuits monolithiques de forte puissance à TBH, ne peut s'effectuer sans la prise en compte des effets thermiques fondamentaux dans les structures multidoigts de TBH. Une simulation tenant compte simultanément des problèmes électriques, thermiques et électromagnétiques constituerait un outil précieux pour la réalisation de circuits monolithiques de forte puissance à TBH en gammes centimétrique et millimétrique.

Ce travail sera poursuivi dans l'optique du couplage des modèles semi-conducteurs à l'équation de la chaleur à deux dimensions, pour une prise en compte réaliste de la non uniformité thermique à l'origine d'instabilités.

Cette étude pourrait enfin être étendue aux matériaux à grand gap de type SiC pour la conception de composants susceptibles de remplacer les magnétrons dans les applications de chauffage industriel et domestique.

Bibliographie Conclusion générale

- [13] O. SOMME
"Modélisation et étude d'une structure multi-doigts de transistors bipolaires à hétérojonction"
D.E.A., Lille, 1993.
- [14] C. ALLAMANDO
"Modélisation électrique de transistor bipolaire à hétérojonction pour la réalisation d'amplificateurs de forte puissance"
D.E.A., Lille, 1993