

الجمهورية الجزائرية الديمقراطية الشعبية

REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE

وزارة التعليم العالي والبحث العلمي

Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique

جامعة أبي بكر بلقايد - تلمسان

Université Aboubakr Belkaïd - Tlemcen -

Faculté de TECHNOLOGIE



THESE

Présentée pour l'obtention du grade de **DOCTEUR EN SCIENCES**

En : ELECTRONIQUE

Spécialité : Microélectronique

Par : Mme Mokeddem Nadjet

Sujet

**Analyse et modélisation de l'effet de la température
sur les caractéristiques électriques d'un H.B.T de puissance**

Soutenue publiquement, le 26 /09 /2020, devant le jury composé de :

| | | | |
|-------------------------|------------|-----------------|--------------------|
| M. BOUAZZA Benyounès | Professeur | Univ. Tlemcen | Président |
| M. GHAFfour Kheireddine | Professeur | Univ- Tlemcen | Directeur de thèse |
| M. KERAI Salim | M.C.A | Univ. Tlemcen | Co-Encadreur |
| M. LASRI Boumédiène | Professeur | Univ- Saïda | Examineur 1 |
| M. MERAD Lotfi | Professeur | E.S.S.A.Tlemcen | Examineur 2 |
| M. MESLI Sidi Mohammed | M.C.A | E.S.S.A.Tlemcen | Examineur 3 |

Remerciements

Tout d'abord, je remercie Dieu le tout puissant, qui m'a donné la capacité d'écrire et de réfléchir, la force pour accomplir ce travail et la patience d'aller jusqu'au bout du rêve

Je voudrais ici témoigner de toute ma gratitude à mon directeur de thèse, Monsieur **GHAFFOUR Kheireddine**, professeur à l'université de Tlemcen d'avoir proposé, dirigé et suivi ce travail, de m'avoir donnée l'opportunité de préparer mon Doctorat au sein de son équipe et de m'avoir fait part de ses compétences scientifiques. Je tiens à lui exprimé par ces quelques mots ma reconnaissance non seulement pour sa confiance, sa disponibilité et l'intérêt qu'il a toujours manifesté à l'égard de mon travail tout au long de ces années, mais aussi pour ses qualités humaines. Grace à la confiance qu'il m'a témoignée, j'ai pu mener à bout ce travail, qu'il trouve ici l'expression de toute ma reconnaissance et mes remerciements.

Je remercie également Monsieur **KERAI Salim**, MCA à l'Université de Tlemcen d'avoir Co-encadrer cette thèse de Doctorat.

Je tiens à remercier Monsieur **BOUAZZA Benyounès**, Professeur à l'Université de Tlemcen, pour m'avoir fait l'honneur de présider le jury d'examen de cette thèse.

Mes plus profonds remerciements vont à Monsieur **LASRI Boumédiène**, Professeur à l'Université de Saïda, Monsieur **MERAD Lotfi**, Professeur à E.S.S.A.Tlemcen et Monsieur **MESLI Sidi Mohammed**, MCA à E.S.S.A.Tlemcen et qui ont accepté d'examiner ce travail et de participer au jury. Je suis particulièrement honorée à leurs présences dans ce jury.

Je tiens à vous exprimer Messieurs toute ma gratitude pour avoir consacré une partie de votre précieux temps à lire et à juger ce travail.

Je remercie vivement Monsieur **DJENNATI Zakaria** de m'avoir aidé en ce qui concerne le logiciel SILVACO.

Arrivée la fin de ces années de thèse palpitantes, il est agréables de prendre quelques instants pour se retourner et observer le chemin parcouru, et surtout les gents qui nous y ont accompagné. Mes premières pensées vont naturellement à ma moitié Djamel, de m'avoir supporté pendant mes moments de doutes et d'incertitudes, d'avoir été toujours là pour moi.

Je tiens à exprimer ma profonde reconnaissance pour ma sœur et ma tante Rachida, je les remercie pour leurs aides et pour leurs encouragements tout au long de la réalisation de ce travail.

Je remercie également toutes les personnes qui ont contribué de près ou de loin à cette thèse.

MERCI A TOUS

Dédicace

Je dédie ce modeste travail

A celle qui m'a donné la vie, le symbole de tendresse, qui s'est sacrifiée pour mon bonheur et ma réussite, à **ma mère ...**

A celui qui m'a été mon ombre durant toutes les années des études, et qui m'a veillé tout au long de ma vie à m'encourager, à me donner l'aide et à me protéger, à **mon père ...**

Que dieu les gardes et les protège.

A **mon cher mari Djamel** qui m'a beaucoup encouragé et m'a donné l'espoir et la volonté dans les moments difficiles afin de finir ce travail.

A mes petites princesses **Kawther, Firdaws et Marwa**, qui sont quotidiennement source de bonheur et d'amour.

Tables des matières

Remerciements..... i
Dédicaces..... ii
Table des matières..... iii
Liste des figures..... ix
Liste des tableaux..... xiii
Liste des symboles..... xiv
Liste des abréviations..... xvi
Résumé..... xvii

Introduction générale..... 1

Chapitre 1: Etat de l’art des matériaux utilisés

1. Introduction..... 4
2. Les semi-conducteurs III-V..... 4
 2.1. Définition..... 4
 2.2. La vitesse de dérive des électrons..... 4
3. L’arséniure de gallium (GaAs), le phosphore d’indium (InP)..... 5
 3.1. Propriétés électriques..... 5
 3.1.1. La structure de bande..... 5
 3.1.2. Le dopage..... 6
 3.1.3. La mobilité..... 6
 3.2. Propriétés mécaniques..... 9
 3.2.1. Maille cristalline..... 9
 3.2.2. Dilatation thermique..... 10
 3.3. Propriétés métallurgiques..... 10
4. Le phosphure de gallium (GaP)..... 11
 4.1. Propriétés cristallines 11
 4.2. Propriétés électriques..... 12

Tables des matières

| | |
|--|----|
| 4.2.1. La structure de bande | 12 |
| 4.2.2. La mobilité..... | 13 |
| 5. Les composées ternaires..... | 14 |
| 5.1. Définition..... | 14 |
| 5.2. Le Phosphure de Gallium Indium (GaInP)..... | 16 |
| 5.2.1. La structure cristalline..... | 16 |
| 5.2.2. La structure de bande..... | 16 |
| 5.2.3. Le paramètre de maille (a)..... | 17 |
| 5.2.4. Le gap énergétique (E_g)..... | 17 |
| 5.2.5. La conductivité thermique..... | 19 |
| 5.2.6. La masse effective..... | 20 |
| 5.2.7. La constante diélectrique..... | 20 |
| 5.2.8. La mobilité..... | 21 |
| 6. Conclusion..... | 22 |
| Bibliographie chapitre 1 | |

Chapitre 2: Le transistor bipolaire à hétérojonction (HBT) : Principales Propriétés

| | |
|--|----|
| 1. Introduction..... | 26 |
| 2. Généralité sur le transistor bipolaire..... | 26 |
| 2.1. Bilan des différents courants dans le transistor bipolaire..... | 27 |
| 2.2. L'efficacité d'injection..... | 28 |
| 2.3. Le gain en courant β | 29 |
| 2.4. Limitations fondamentales du transistor bipolaire à homojonction..... | 30 |
| 3. Principe de l'hétérojonction..... | 31 |
| 3.1. Définition..... | 31 |
| 3.2. Les différents types d'hétérojonctions..... | 31 |
| 3.2.1. L'hétérojonction abrupte..... | 31 |
| 3.2.2. L'hétérojonction graduelle..... | 35 |
| 4. Les transistors bipolaires à hétérojonction..... | 35 |
| 4.1. Définition..... | 35 |
| 4.2. Amélioration des performances des HBTs..... | 36 |

Tables des matières

| | |
|---|----|
| 4.3. Fonctionnement en régime statique du HBT..... | 38 |
| 4.3.1. Expression des courants..... | 38 |
| 4.3.2. Diagramme de Gummel..... | 39 |
| 4.3.3. Les caractéristiques $I_C(V_{CE})$ | 40 |
| 4.4. Fonctionnement en régime dynamique du HBT..... | 42 |
| 4.4.1. Différents temps de transit dans l'HBT..... | 42 |
| 4.4.2. Fréquence de transition f_T | 43 |
| 4.4.3. Fréquence maximum d'oscillation f_{max} | 44 |
| 5. Effets limitatifs dans un HBT..... | 45 |
| 5.1. Effet Early..... | 45 |
| 5.2. Effet d'élargissement de la base : Effet Kirk..... | 46 |
| 5.3. Le claquage..... | 47 |
| 5.4. Les limitations thermiques..... | 48 |
| 6. Conclusion..... | 49 |
| Bibliographie chapitre 2 | |

Chapitre 3: Etude théorique du comportement thermique du transistor

| | |
|---|----|
| 1. Introduction..... | 55 |
| 2. Génération de la chaleur..... | 55 |
| 2.1. Principe..... | 55 |
| 2.2. Etude macroscopique..... | 56 |
| 3. Effet de la température sur les propriétés des matériaux..... | 57 |
| 3.1. La bande interdite..... | 57 |
| 3.2. La concentration intrinsèque..... | 59 |
| 3.3. La mobilité des porteurs..... | 62 |
| 3.3.1. Diffusion par les vibrations thermiques du réseau..... | 62 |
| 3.3.2. Diffusion par les impuretés ionisées..... | 62 |
| 3.4. La vitesse de saturation..... | 63 |
| 3.5. Le champ de claquage..... | 64 |
| 3.6. La conductivité thermique..... | 64 |
| 3.7. La résistance thermique..... | 65 |
| 4. Effets de la température sur les caractéristiques statiques d'un HBT..... | 66 |
| 5. Les effets thermiques dans les transistors bipolaires hyperfréquence de puissance..... | 70 |
| 6. Conclusion..... | 71 |
| Bibliographie chapitre 3 | |

Chapitre 4: L'analyse en température des HBTs InGaP/GaAs

| | |
|--|-----|
| 1. Introduction..... | 75 |
| 2. Le modèle physique des HBTs GaAs..... | 75 |
| 2.1. Description de l'environnement de simulation..... | 76 |
| 2.2. Modèles physiques du HBT InGaP/GaAs sous ATLAS/SILVACO..... | 78 |
| 2.2.1. Discontinuité des bandes d'énergie..... | 78 |
| 2.2.2. Densités effectives d'états..... | 79 |
| 2.2.3. Mobilité des porteurs..... | 79 |
| 2.2.4. Durée de vie des porteurs minoritaires..... | 80 |
| 2.2.5. Mécanismes de Génération/recombinaison..... | 81 |
| 3. Description de la structure d'étude..... | 82 |
| 3.1. Présentation de la technologie..... | 82 |
| 3.2. Définition de la structure sous ATLAS..... | 82 |
| 3.3. Optimisation du maillage..... | 85 |
| 3.4. Dopage..... | 86 |
| 3.4.1. Dopage d'émetteur..... | 87 |
| 3.4.2. Dopage de la base..... | 87 |
| 3.4.3. Dopage de collecteur..... | 87 |
| 3.5. Diagramme des bandes d'énergie..... | 88 |
| 4. Etude des principaux phénomènes physiques et électriques dans la structure..... | 89 |
| 4.1. Grandeurs physiques macroscopiques..... | 89 |
| 4.1.1. Densité d'électrons..... | 89 |
| 4.1.2. Densité de trous..... | 90 |
| 4.1.3. Champ électrique..... | 91 |
| 4.2. Influence de la tension base-émetteur..... | 93 |
| 4.3. Influence de la tension collecteur-émetteur..... | 95 |
| 4.4. Caractéristiques statiques..... | 97 |
| 4.4.1. Les courbes de Gummel..... | 97 |
| 4.4.2. La transconductance..... | 100 |
| 4.4.3. Le gain en courant..... | 101 |
| 4.4.4. La caractéristique de sortie $I_C (V_{CE})$ | 102 |
| 4.5. Caractéristiques dynamiques..... | 103 |
| 5. Influence des paramètres technologiques des différentes régions sur les performances du HBT InGaP/GaAs..... | 104 |

Tables des matières

| | |
|--|------------|
| 5.1. Influence des paramètres technologiques de la base..... | 104 |
| 5.1.1. Influence de l'épaisseur de base à dopage de base constant..... | 104 |
| 5.1.2. Influence du dopage de base à épaisseur de base constante..... | 108 |
| 5.2. Influence des paramètres technologiques de collecteur..... | 110 |
| 5.2.1. Influence de l'épaisseur de collecteur à dopage de collecteur constant..... | 110 |
| 5.2.2. Influence du dopage de collecteur à épaisseur de collecteur constant..... | 111 |
| 5.3. Variation du gain en courant en fonction de dopage d'émetteur..... | 113 |
| 5.4. Influence de la polarisation de collecteur..... | 114 |
| 6. Caractérisation thermique du HBT InGaP/GaAs..... | 115 |
| 6.1. Effet de la température sur les propriétés physiques de l'HBT InGaP/GaAs..... | 116 |
| 6.1.1. L'énergie de bande interdite « Bandgap »..... | 116 |
| 6.1.2. Diagramme de bande d'énergie..... | 117 |
| 6.1.3. Les densités effectives d'état..... | 118 |
| 6.1.4. La densité intrinsèque..... | 119 |
| 6.1.5. La mobilité des porteurs..... | 120 |
| 6.1.6. Les densités des porteurs..... | 121 |
| 6.2. Effet de la température sur le fonctionnement électrique du HBT InGaP/GaAs..... | 123 |
| 6.2.1. Fonctionnement statique..... | 123 |
| 6.2.1.1. Les caractéristiques I_C (V_{CE})..... | 123 |
| 6.2.1.2. Les courbes de Gummel..... | 124 |
| 6.2.1.3. La transconductance..... | 127 |
| 6.2.1.4. Le gain en courant..... | 128 |
| 6.2.2. Fonctionnement dynamique..... | 131 |
| 7. Conclusion..... | 135 |
| Bibliographie chapitre 4 | |
| Conclusion générale..... | 140 |

Liste des figures

| | | |
|--------------------|--|-----------|
| Figure 1.1 | Vitesse de dérive des électrons dans les matériaux III-V et le silicium en fonction du champ électrique | 5 |
| Figure 1.2 | Structure de bande des matériaux GaAs et InP | 6 |
| Figure 1.3 | Variation de la mobilité des électrons et des trous en fonction de la concentration du dopage dans le matériau GaAs à $T = 300\text{K}$ | 8 |
| Figure 1.4 | Evolution de la mobilité des électrons et des trous en fonction de la concentration du dopage dans le matériau InP à $T = 300\text{K}$ | 9 |
| Figure 1.5 | La structure cristalline Zinc-blende des composés GaAs et InP | 9 |
| Figure 1.6 | Caractérisations de l'état de surface d'InP après recuit à 600°C pendant 2h (a) photographie et (b) au microscope optique | 11 |
| Figure 1.7 | (a) maille cristalline du GaP. (b) obtenue par rotation de (a) d'un quart de tour autour de l'axe $[001]$ est superposable à la réflexion (c) | 12 |
| Figure 1.8 | Diagrammes de bandes de GaP à gap indirect | 12 |
| Figure 1.9 | Mobilité des électrons et des trous mesurée (symboles) et l'ajustement empirique obtenu (lignes pleines) pour GaP en fonction à la fois de la température et de la concentration de dopage | 13 |
| Figure 1.10 | Largeur de bande interdite en fonction du paramètre cristallin pour les alliages III-V | 14 |
| Figure 1.11 | Structure cristalline du matériau InGaP | 16 |
| Figure 1.12 | structure des bandes d'énergie de l'alliage $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{P}$ pour $x = 0.5$. L'origine des énergies est prise au sommet de la bande de valence | 16 |
| Figure 1.13 | Evolutions de l'énergie de bande interdite en fonction de la composition en indium dans le GaInP | 18 |
| Figure 1.14 | La conductivité thermique K du composé $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{P}$ en fonction du pourcentage x pour $T=300\text{K}$ | 19 |
| Figure 1.15 | Evolutions de la masse effective des électrons en fonction de la composition en indium dans le GaInP | 20 |
| Figure 1.16 | Evolutions de la permittivité diélectrique en fonction de la composition en indium dans l'alliage GaInP | 21 |
| Figure 1.17 | Variation de la mobilité des électrons en fonction de la concentration du dopage dans le matériau GaInP | 22 |
| Figure 2.1 | Représentation des différents courants du transistor bipolaire dans un mode de fonctionnement direct | 27 |
| Figure 2.2 | Bande d'énergie dans les zones neutres d'une hétérojonction abrupte | 32 |
| Figure 2.3 | Bandes d'énergies au voisinage d'une hétérojonction abrupte après la mise en contact | 33 |
| Figure 2.4 | Tracé de Gummel ($V_{CB} = 0\text{V}$) et gain statique en courant d'un HBT $0.7 \times 5 \mu\text{m}^2$ | 40 |
| Figure 2.5 | Caractéristiques $I_C(V_{CE})$ d'un HBT $0.7 \times 5 \mu\text{m}^2$ | 41 |
| Figure 2.6 | Evolution du gain dynamique en fonction de la fréquence | 43 |
| Figure 2.7 | Caractéristique de sortie d'un bipolaire présentant un effet Early | 45 |
| Figure 2.8 | Tension de claquage de la jonction base-collecteur en montage émetteur commun et base commune | 47 |
| Figure 3.1 | Représentation schématique de l'évacuation de la chaleur dans un HBT intrinsèque (à gauche) et avec prise en compte de son environnement (à droite) | 56 |
| Figure 3.2 | Effet de la température sur la bande interdite des deux matériaux GaAs et $\text{Ga}_{0.5}\text{In}_{0.5}\text{P}$ | 58 |
| Figure 3.3 | Effet de la température sur le gap de GaInP pour $x=0.51$ et $x=0.28$ | 59 |
| Figure 3.4 | Effet de la température sur les densités effective d'états des deux matériaux | 61 |

Liste des figures

| | | |
|--------------------|--|------------|
| | GaAs et GaInP | |
| Figure 3.5 | Dépendance en température des conductivités thermiques des matériaux GaAs et GaInP | 65 |
| Figure 3.6 | Effet de la température sur les caractéristiques statiques | 67 |
| Figure 3.7 | Stabilisation du point de fonctionnement | 67 |
| Figure 3.8 | Impact de l'auto-échauffement sur le réseau d'entrée d'un HBT GaAs | 68 |
| Figure 3.9 | Impact de l'auto-échauffement sur le réseau de sortie d'un HBT GaAs | 68 |
| Figure 3.10 | Extraction de la chute de V_{BE} en fonction de la température à I_E constante | 69 |
| Figure 3.11 | Rapport des figures de mérite d'un HBT SiGe et d'un BJT en fonction de la température | 69 |
| Figure 4.1 | Structure de la simulation physique avec le logiciel ATLAS | 77 |
| Figure 4.2 | Structure en deux dimensions (2D) d'un seul doigt d'émetteur d'un transistor HBT de la technologie HB20M d'UMS | 83 |
| Figure 4.3 | La structure épitaxiale de l'HBT InGaP/GaAs sous Silvaco | 85 |
| Figure 4.4 | Le maillage de la structure simulé | 86 |
| Figure 4.5 | Profil de dopage pour la structure d'étude | 87 |
| Figure 4.6 | Résultats de la simulation physique des bandes d'énergie de la structure d'étude à l'équilibre thermodynamique | 88 |
| Figure 4.7 | Evolution de la densité d'électrons dans la structure | 90 |
| Figure 4.8 | Evolution de la densité des trous dans la structure | 91 |
| Figure 4.9 | Densités des porteurs libres $n(x)$ et $p(x)$ du transistor à l'équilibre thermodynamique | 91 |
| Figure 4.10 | Evolution des composantes du champ électrique (a) longitudinale (E_y) (b) transversale (E_x) | 92 |
| Figure 4.11 | Evolution de la densité des électrons dans la structure pour différents niveaux d'injection | 93 |
| Figure 4.12 | Evolution de la densité des trous dans la structure pour différents niveaux d'injection | 94 |
| Figure 4.13 | Evolution du champ électrique dans la structure pour différents niveaux d'injection | 94 |
| Figure 4.14 | Evolution de la densité d'électrons pour différentes valeurs de V_{CE} | 95 |
| Figure 4.15 | Evolution de la densité de trous pour différentes valeurs de V_{CE} | 96 |
| Figure 4.16 | Evolution du champ électrique pour différentes valeurs de V_{CE} | 96 |
| Figure 4.17 | Structure 2D utilisée dans la simulation d'un seul doigt d'émetteur du transistor HBT InGaP/GaAs | 98 |
| Figure 4.18 | Courbes de Gummel directes pour l'HBT InGaP/GaAs | 99 |
| Figure 4.19 | Evolution de la transconductance en fonction de la tension V_{BE} | 100 |
| Figure 4.20 | Evolution du gain en courant en fonction de la tension base-émetteur | 101 |
| Figure 4.21 | Résultats de simulation du réseau $I_{CE}(V_{CE})$ du HBT InGaP/GaAs | 102 |
| Figure 4.22 | Réponse fréquentielle de la structure simulée présentant la courbe de gain en courant sur court-circuit, et la courbe de gain unilatéral de Masson U | 104 |
| Figure 4.23 | Variation du gain en courant en fonction de l'épaisseur de la base | 106 |
| Figure 4.24 | Réponse fréquentielle de la structure simulée présentant la courbe de gain en courant sur court-circuit pour différentes épaisseurs de la base | 107 |
| Figure 4.25 | Evolution du gain en courant en fonction de la tension émetteur-base pour différents dopages de base (at/cm^{-3}), pour une épaisseur de base de 90 nm | 108 |
| Figure 4.26 | Réponse fréquentielle de la structure simulée pour différents dopages de base et une épaisseur de base de 90 nm | 109 |

Liste des figures

| | | |
|--------------------|---|------------|
| Figure 4.27 | Réponse fréquentielle de la structure simulée présentant la courbe de gain en courant sur court-circuit pour différentes épaisseurs de collecteur | 110 |
| Figure 4.28 | Evolution du gain en fonction de V_{BE} pour différentes épaisseurs de collecteur | 111 |
| Figure 4.29 | Evolution du champ électrique dans la structure pour différents dopages de collecteur | 112 |
| Figure 4.30 | Réponse fréquentielle de la structure simulée présentant la courbe de gain en courant sur court-circuit pour différents dopages de collecteur | 113 |
| Figure 4.31 | Evolution du gain en courant en fonction de la tension émetteur-base pour différents dopages de collecteur | 113 |
| Figure 4.32 | Gain en courant en fonction de la tension de base-émetteur pour trois concentrations de dopage d'émetteur différentes | 114 |
| Figure 4.33 | La fréquence de transition en fonction de V_{CE} | 115 |
| Figure 4.34 | La fréquence maximale d'oscillation en fonction de V_{CE} | 115 |
| Figure 4.35 | Evolution de l'énergie de la bande interdite dans l'HBT InGaP/GaAs pour différentes températures | 117 |
| Figure 4.36 | Diagramme des bandes d'énergie de l'HBT d'étude en fonction de la température | 117 |
| Figure 4.37 | Evolution des densités effectives d'état des électrons et des trous dans l'HBT InGaP/GaAs pour différentes températures | 118 |
| Figure 4.38 | Evolution de la concentration intrinsèque n_i dans l'HBT InGaP/GaAs pour différentes températures | 119 |
| Figure 4.39 | Evolution de la mobilité des électrons dans un HBT InGaP/GaAs pour différentes températures | 120 |
| Figure 4.40 | Evolution de la mobilité des trous dans un HBT InGaP/GaAs pour différentes températures | 121 |
| Figure 4.41 | Evolution de la densité des électrons dans un HBT InGaP/GaAs pour différentes températures | 122 |
| Figure 4.42 | Evolution de la densité des trous dans un HBT InGaP/GaAs pour différentes températures | 122 |
| Figure 4.43 | Caractéristique I-V pour le transistor InGaP/GaAs à différente température | 124 |
| Figure 4.44 | Caractéristiques de Gummel de l'HBT InGaP/GaAs pour différentes températures | 125 |
| Figure 4.45 | Variation du courant collecteur de l'HBT InGaP/GaAs en fonction de V_{BE} pour différentes températures | 126 |
| Figure 4.46 | Variation du courant de base de l'HBT InGaP/GaAs en fonction de V_{BE} pour différentes températures | 127 |
| Figure 4.47 | Evolution en température de la transconductance de l'HBT InGaP/GaAs | 128 |
| Figure 4.48 | Evolution en température de la transconductance pour $V_{BE} = 1.38$ V | 128 |
| Figure 4.49 | Evolution en température de la transconductance pour $V_{BE} = 1.44$ V | 128 |
| Figure 4.50 | Evolution du gain en courant en fonction de V_{BE} pour différentes températures | 130 |
| Figure 4.51 | Evolution du gain en courant en fonction d' I_c pour différentes températures | 130 |
| Figure 4.52 | Evolution de β_{max} en fonction de la température | 131 |
| Figure 4.53 | Evolution de f_T en fonction de la température | 133 |
| Figure 4.54 | Evolution de f_{max} en fonction de la température | 133 |

Liste des tableaux

| | | |
|--------------------|--|------------|
| Tableau 1.1 | Les valeurs des constantes μ_{\max} , μ_{\min} , N_{ref} , λ , Θ_1 , Θ_2 des matériaux étudié | 7 |
| Tableau 1.2 | Propriétés mécaniques du GaAs et de l'InP | 10 |
| Tableau 1.3 | Températures critiques du GaAs et de l'InP à pression ambiante | 11 |
| Tableau 1.4 | Propriétés du GaAs, InP et GaP à température ambiante | 13 |
| Tableau 2.1 | Différentes discontinuités de bande du HBT InGaP/GaAs | 34 |
| Tableau 3.1 | Valeurs des paramètres E_{g0} , α et β des matériaux Si, GaAs, InP et $\text{Ga}_{0.5}\text{In}_{0.5}\text{P}$ | 57 |
| Tableau 3.2 | Formules des paramètres N_C , N_V des composées GaAs et GaInP | 60 |
| Tableau 4.1 | Les principaux paramètres utilisés dans la simulation | 84 |
| Tableau 4.2 | Les propriétés des couches de l'HBT InGaP/GaAs | 84 |
| Tableau 4.3 | Les principaux paramètres extraits | 103 |
| Tableau 4.4 | Evolution de f_{\max} pour des épaisseurs de base variable | 108 |

Liste des abréviations

| | |
|--------------------|---|
| C.F.C | Structure cubique faces centrées |
| HBT | Transistor bipolaire à hétérojonction |
| DHBT | Transistor à double hétérojonction |
| BJT | Transistor bipolaire à homojonction |
| HEMT | High Electron Mobility Transistor |
| LED | Diode électroluminescente |
| Si | Le Silicium |
| SiGe | L'alliage Silicium-Germanium |
| GaAs | L'Arséniure de Gallium |
| InP | Le Phosphore d'Indium |
| GaP | Le Phosphure de Gallium |
| GaInP | Le Phosphure de Gallium Indium |
| CTE | Coefficient of thermal expansion |
| E.P.M | Approche des pseudo- potentiels empirique |
| V.C.A | Approximation du cristal virtuel |
| ZCE | Zone de charge d'espace |
| UMS | United Monolithic Semiconductors |
| CAO | Conception Assistée par Ordinateur |
| TCAD | Technology Computer-Aided Design |
| DC | Réponses statiques |
| AC | Réponses dynamiques |
| DDM | Modèle Drift Diffusion |
| SRH | Shockley-Read-Hall |
| E, B, C, SC | Zones d'émetteur, base, collecteur et sous-collecteur |

Liste des symboles

| | |
|------------------------------|---|
| a | Paramètre de maille du matériau |
| m_n^* | Masse effective des électrons |
| m_p^* | Masse effective des trous |
| E | Champ électrique |
| E_{crit} | Champ électrique critique |
| v | Vitesse de dérive des électrons |
| E_g | Largeur de bande interdite |
| μ_n | Mobilité des électrons à champ faible |
| μ_p | Mobilité des trous à champ faible |
| T | Température |
| N | Concentration des dopages |
| ϵ | Constante diélectrique |
| K | Conductivité thermique |
| W | Résistivité thermique |
| x | Fraction molaire (paramètre stœchiométrique) |
| C | Paramètre de courbure (Bowling parameter) |
| f_T | Fréquence de transition |
| f_{max} | Fréquence maximale d'oscillation |
| V_{BE} | Tension Base-Emetteur |
| V_{BC} | Tension Base-Collecteur |
| τ_n | durée de vie dans la région quasi-neutre de base |
| τ_p | durée de vie dans la région quasi-neutre de base |
| I_B | Courant de base |
| I_C | Courant de collecteur |
| I_E | Courant d'émetteur |
| β | Gain en courant |
| γ_E | Efficacité d'injection de l'émetteur |
| J_{nE} | Densités de courants d'électrons |
| J_{pE} | Densités de courants de trous |
| D_{nB} | Coefficients de diffusion des électrons dans la base |
| D_{pE} | Coefficients de diffusion des trous dans l'émetteur |
| N_{DE} | Dopages d'émetteur |
| N_{AB} | Dopages de base |
| W_B | Epaisseur de base |
| W_E | Epaisseur d'émetteur |
| n_{iB}^2 | Concentrations intrinsèques de porteurs dans la base |
| n_{iE}^2 | Concentrations intrinsèques de porteurs dans l'émetteur |
| L_{nB} | Longueur de diffusion des électrons dans la base |
| L_{pE} | Longueur de diffusion des trous dans l'émetteur |
| R_b | Résistance de base, |
| E_C | Energie minimale de la bande de conduction |
| E_V | Energie maximale de la bande de valence |

Liste des symboles

| | |
|------------------|---|
| E_F | Niveau de Fermi |
| E_{Fn} | Quasi-niveau de Fermi des électrons |
| E_{Fp} | Quasi-niveau de Fermi des trous |
| E_g | Gap d'énergie interdite d'un matériau |
| ΔE_g | Différence de largeur des bandes interdites des deux semi-conducteurs |
| χ_1, χ_2 | Affinités électroniques à l'interface des deux semi-conducteurs |
| ΔE_c | Discontinuité de la bande de conduction |
| ΔE_v | Discontinuité de la bande de valence |
| $G_{n,p}$ | Facteurs de génération des porteurs |
| $R_{n,p}$ | Facteurs de recombinaison des porteurs |
| E | Champ électrique |
| q | Charge élémentaire d'un électron = $1.6 \cdot 10^{-19}$ C |
| n_B | coefficients d'idéalité de la jonction émetteur-base |
| n_C | coefficients d'idéalité de la jonction base-collecteur |
| BV_{CE0} | Tension de claquage du transistor pour le montage en émetteur commun |
| BV_{CB0} | Tension de claquage du transistor pour le montage en base commune |
| V_{sat} | Tension de saturation |
| τ_B | Temps de transit dans la base neutre |
| τ_E | Temps de transit dans l'émetteur |
| τ_{EB} | Temps de transit dans la jonction émetteur-base |
| τ_{BC} | Temps de transit dans la jonction base-collecteur |
| C_{EB} | Capacité parasite de la jonction émetteur-base |
| C_{BC} | Capacité parasite de la jonction collecteur-base |
| g_m | Transconductance |
| k | Constante de Boltzmann = $8,617 \times 10^{-5}$ eV.K ⁻¹ |
| N_C | Densités d'états équivalentes dans la bande de conduction |
| N_V | Densités d'états équivalentes dans la bande de valence |
| h | Constante de Planck = $4,14 \times 10^{-15}$ eV.s |
| σ | Conductivité électrique |
| K | Conductivité thermique |
| R_{th} | Résistance thermique |
| P_{diss} | Puissance dissipée |
| ϕ | Potentiel électrostatique |
| ρ | Densité de charge électrique |
| p | Concentration des trous |
| n | Concentration des électrons |
| N_A | Concentration de dopants accepteurs |
| N_D | Concentration de dopants donneurs |
| $\tau_{n,p}$ | Durée de vie des porteurs minoritaires |
| τ_{nr} | Durée de vie de la recombinaison non radiative |

Résumé

À l'heure actuelle, la demande en électronique de puissance ne cesse d'augmenter en raison de l'augmentation du nombre d'utilisateurs et du nombre d'applications possibles. Pour répondre aux besoins de génération de puissance, plusieurs technologies de semi-conducteurs peuvent être envisagées. Les travaux développés au cours de cette thèse constituent une contribution à la caractérisation et la modélisation d'une filière de transistor HBT InGaP/GaAs fabriquées à UMS, composant potentiel pour les applications de puissance. L'objectif est de démontrer l'effet de la température sur les paramètres physiques et électriques du HBT. La stabilité thermique étant la principale limitation des HBTs devant fonctionner à des niveaux de puissance élevés, il devient par conséquent indispensable d'inclure et de comprendre les phénomènes que les variations de la température impliquent. Nous avons, au travers d'une étude bibliographique et d'une modélisation détaillée analysé l'influence des effets de la température sur le fonctionnement des transistors, ce qui a permis de montrer que l'élévation de température dans des conditions normales de fonctionnement avait des répercussions au niveau statique, l'effet principal est de réduire l'efficacité d'injection émetteur-base, ce qui se traduit par une diminution du gain en courant β ainsi qu'une diminution de la tension de conduction des jonctions et de la mobilité des porteurs. Aussi au niveau dynamique, une augmentation de température se traduit par une baisse des fréquences de transition et maximales d'oscillation. En clair, une forte élévation de température altère de façon importante les performances des transistors.

Mots clés : HBT, GaInP/GaAs, Température.

Abstract

At present, the demand for power electronics is steadily increasing due to the increase in the number of users and the number of possible applications. To meet power generation needs, several semiconductor technologies can be considered. The work developed during this thesis is a contribution to the characterization and modeling of an HBT InGaP/GaAs transistor string manufactured at UMS, a potential component for power applications. The objective is to demonstrate the effect of temperature on the physical and electrical parameters of HBT. Since thermal stability is the main limitation of HBTs operating at high power levels, it is therefore essential to include and understand the phenomena that temperature variations imply. Through a bibliographical study and detailed modelling, we have analysed the influence of temperature effects on transistor operation, which has shown that temperature rise under normal operating conditions has repercussions at the static level, the main effect is to reduce the emitter-base injection efficiency, which results in a decrease in the current gain β as well as a decrease in the conduction voltage of the junctions and the mobility of the carriers. Also at the dynamic level, an increase in temperature results in a decrease in transition and maximum oscillation frequencies. In other words, a high temperature rise significantly affects the performance of the transistors.

Keywords : HBT, GaInP/GaAs, Temperature.

ملخص

في الوقت الحاضر، يزداد الطلب على إلكترونيات الطاقة بشكل موسع بسبب الزيادة في عدد المستخدمين وعدد التطبيقات الممكنة. ونتيجة لذلك، لتلبية احتياجات توليد الطاقة، يمكن تصور العديد من تقنيات أشباه الموصلات.

يمثل العمل الذي تم تطويره خلال هذه الأطروحة مساهمة في توصيف ونمذجة ترانزستور HBT InGaP / GaAs المصنوع في UMS، وهو مكون محتمل لتطبيقات الطاقة. الهدف هو إظهار تأثير درجة الحرارة على المعلمات الفيزيائية والكهربائية لـ HBT.

بما أن الثبات الحراري هو القيد الرئيسي لـ HBTs لأن يعمل عند مستويات طاقة عالية أصبح من الضروري تضمين وفهم الظواهر التي تشير إليها التغيرات في درجات الحرارة. لقد قمنا، من خلال دراسة بيليوغرافية ونمذجة مفصلة، بتحليل تأثير تأثيرات درجة الحرارة على تشغيل الترانزستورات، مما جعل من الممكن إظهار أن ارتفاع درجة الحرارة في ظل ظروف التشغيل العادية، يتمثل التأثير الرئيسي في تقليل كفاءة حقن قاعدة المرسل، مما يؤدي إلى انخفاض في الكسب الحالي وانخفاض في جهد التوصيل في الوصلات التنقل الناقل. على المستوى الديناميكي أيضاً، تؤدي الزيادة في درجة الحرارة إلى انخفاض ترددات الانتقال والحد الأقصى من التذبذب. من الواضح أن الارتفاع الكبير في درجة الحرارة يؤثر بشكل كبير على أداء الترانزستورات.

الكلمات المفتاحية: HBT، InGaP / GaAs، درجة الحرارة.

Introduction générale

Introduction générale

Introduction générale

À l'heure actuelle, la demande en l'électronique de puissance ne cesse d'augmenter en raison de l'augmentation du nombre d'utilisateurs et du nombre d'applications possibles. En conséquence, la performance, la fiabilité et l'intégration sont de plus en plus importantes et correspondent à des préoccupations actuelles de la communauté de recherche. Les composants électroniques de puissance sont utilisés dans de nombreux secteurs d'activités, On peut citer à titre d'exemples : les appareils de communication : téléphones, ordinateurs, modems...les véhicules : automobiles, trains, avions, engins... Pour répondre aux besoins de génération de puissance, une solution alternative consiste à utiliser des matériaux semi-conducteurs aux propriétés physiques supérieures délivrant des puissances importantes et supportant de hautes températures de fonctionnement. Dans le large éventail des applications électroniques, la domination du silicium est incontestable. Par contre, lorsqu'il s'agit de génération de puissance en haute fréquence, les transistors Bipolaires à hétérojonction (HBTs) sur substrat AsGa sont incontournables, ils sont bien implantés dans ce domaine grâce à de nombreux indicateurs, comme la largeur de bande interdite, la valeur du champ de claquage ou encore la mobilité des porteurs. En effet, les avantages potentiels du GaInP comme matériau d'émetteur placent le HBT GaInP/GaAs en premier plan pour des applications de puissance.

Les composants doivent être fiables pour répondre aux exigences d'une augmentation accrue de la puissance électrique à supporter et d'un encombrement de plus en plus réduit. C'est pour ces raisons que les concepteurs de circuits électroniques doivent tenir compte de tous les paramètres qui peuvent être à l'origine d'un manque de fiabilité et, à fortiori, d'une panne. Parmi ces paramètres, on distingue la température. A cause des grandes densités de puissances, des hautes fréquences de fonctionnement et de la petite taille des composants de puissance, les températures de fonctionnement peuvent varier très rapidement et atteindre des niveaux très élevés. On sait qu'une température trop élevée des composants peut entraîner leur destruction. Pour certains composants les puissances thermiques dissipées sont si grandes qu'elles ne peuvent pas être évacuées seulement par leur substrat. Par ailleurs, il est bien connu que les variations de température des composants affecte aussi bien les performances, les limites de fonctionnement et la durée de vie, elles influent aussi sur leur comportement électronique puisque les déplacements des porteurs, c-à-d des électrons et des trous, dans les structures sont intimement liés aux niveaux de températures atteints. Il est donc très important

Introduction générale

de prendre en compte les effets thermiques lors de toute modélisation précise, ce qui permettra lors d'une conception d'être le plus proche possible de la réalité.

L'objectif de travail de notre thèse porte sur la caractérisation et la modélisation de transistors bipolaires de puissance InGaP/GaAs prenant en compte la dépendance en fonction de la température. En effet, les circuits utilisant ces composants sont susceptibles d'être exposés à des températures ambiantes variant de 25°C à 150°C.

Pour aboutir aux objectifs de cette étude, notre thèse acheminera le parcours suivant :

- On débute par une introduction générale, où on expose la problématique de cette étude, en donnant un bref aperçu sur le choix de l'HBT d'étude (InGaP/GaAs).
- La théorie des semi-conducteurs et leurs propriétés fondamentales ainsi que la théorie du cristal virtuel, appliquée aux alliages semi-conducteurs utilisés pour la réalisation des HBTs, sont développées au premier chapitre.
- Le deuxième chapitre rappelle le principe de fonctionnement en régime statique et dynamique du HBT, aussi les différents facteurs de mérite importants à prendre en considération lors de l'exploitation des résultats, ainsi que les principaux effets limitatifs..
- Afin de tenir compte de l'effet de la température dans les modèles de composants de puissance, le chapitre trois propose une synthèse des principales variations des paramètres physiques en fonction de la température, les différentes lois sont directement issues de la physique des composants électroniques de puissance.
- Dans le quatrième chapitre nous utilisons une simulation électrique basée sur le modèle dérive-diffusion pour satisfaire les limitations de température sur les performances du HBT à l'aide du logiciel Atlas de Silvaco. En premier lieu, nous effectuons une analyse des caractéristiques statiques et fréquentielles du transistor à température fixe (25 °C), Puis nous effectuons une étude de l'influence des différents paramètres technologiques des trois régions sur les performances du composant en gain et fréquence de transition. Enfin, dans la dernière partie de ce chapitre, on exposera les principaux résultats obtenus pour différentes températures (25-150 °C), avec une interprétation de ceux-ci, ainsi qu'une comparaison avec d'autres résultats théoriques et expérimentaux.
- Enfin, une conclusion générale permettra de mettre en avant les innovations apportées par ce travail et les perspectives qu'on espère concrétiser au future.

Chapitre 1

Etat de l'art des matériaux utilisés

1. Introduction

Avec les alliages semi-conducteurs ternaires III-V sont apparus des applications potentielles en optoélectronique, microélectronique et électronique de puissance. Pour ces applications les composés binaires ou les semi-conducteurs élémentaires ne peuvent pas toujours être utilisés, vu que certaines propriétés telles que la largeur de la bande interdite et la longueur d'onde sont des caractéristiques invariables dans un matériau.

L'étude des alliages des semi-conducteurs III-V connaît un grand intérêt dans le développement de l'électronique de puissance. L'identification des propriétés de ces alliages devient nécessaire et indispensable pour une meilleure exploitation des caractéristiques de ces matériaux. Cependant, à cause de la complexité de ce type de matériaux, certains de leurs paramètres restent inconnus, ce qui nécessite des approximations mathématiques.

Au cours de ce chapitre, une description des propriétés électroniques des semi-conducteurs III-V focalisée sur les trois binaires GaAs, InP et GaP ainsi que leurs alliages ternaires GaInP sera établie.

2. Les semi-conducteurs III-V

2.1. Définition

Dans les matériaux III-V, les liaisons ne sont pas covalentes, elles reposent sur le transfert d'électrons des atomes du groupe V sur ceux du groupe III. De ce fait, les matériaux III-V sont des corps composés formés à partir d'un élément de la III^{ème} colonne et d'un élément de la V^{ème} colonne de la classification périodique de Mendeliev. La plupart des matériaux III-V ont une structure de type 'zinc blende', cette dernière est constituée de deux sous-réseaux cubiques face centrée (C.F.C), l'un d'éléments III et l'autre d'éléments V, décalés l'un par rapport à l'autre du quart de la diagonale principale. Le paramètre de maille d'une telle structure dépend de la nature des éléments chimiques mis en jeu [1]. Une maille cristalline est d'autant plus grande que le numéro atomique des éléments constituant est grand et inversement.

2.2. La vitesse de dérive des électrons

Les propriétés de transport électronique des matériaux III-V sont nettement supérieures à celles du Silicium, comme le montre l'évolution de la vitesse moyenne des électrons sous l'effet de l'application d'un faible champ électrique (figure 1.1).

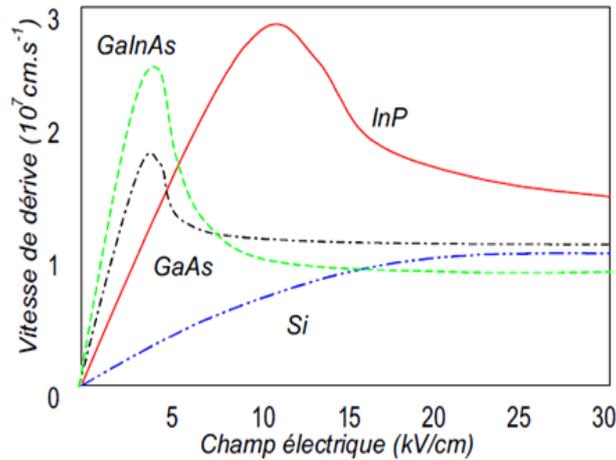


Figure 1.1 : Vitesse de dérive des électrons dans les matériaux III-V et le Silicium en fonction du champ électrique [2].

Pour les faibles valeurs de champ électrique, la vitesse des électrons dans les matériaux III-V croît rapidement en suivant la loi linéaire : $v = \mu \cdot E$, où μ est la mobilité des électrons. La vitesse des électrons atteint un maximum pour une valeur de champ correspondant au champ critique (E_{crit}), puis celle-ci décroît et se stabilise à la vitesse de saturation (v_{sat}), dont on notera qu'elle est très voisine quelque soit le matériau.

Parmi les alliages III-V les plus étudiés et qui possèdent une grande importance dans plusieurs domaines d'application notre choix s'est porté sur les binaires GaAs, InP et GaP qui peuvent former l'alliage GaInP.

3. L'arséniure de gallium (GaAs), le phosphore d'indium (InP)

3.1. Propriétés électriques

3.1.1. La structure de bande

Les semi-conducteurs III-V présentent le plus souvent, une structure de bande à gap direct, celle du GaAs et du l'InP sont données sur la figure (1.2). Le maximum de la bande de valence et le minimum de la bande de conduction se trouvent au même point de la zone de Brillouin. Une connaissance précise de la structure de bandes du matériau étudié est nécessaire pour l'évaluation de son domaine d'application.

Le gap d'énergie est l'un des paramètres les plus importants, de la physique des semi-conducteurs.

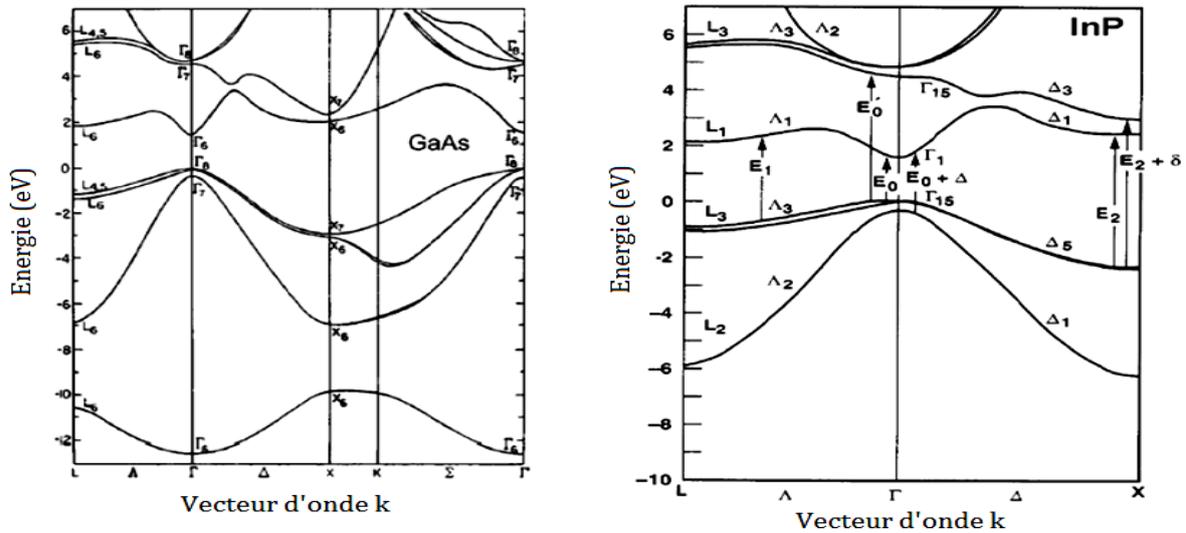


Figure 1.2 : Structure de bande des matériaux GaAs et InP [3].

3.1.2. Le dopage

Les atomes dopants usuels de type n sont le soufre pour l'InP (jusqu'à 10^{19} cm^{-3}) et le Silicium pour le GaAs (jusqu'à $5.10^{18} \text{ cm}^{-3}$). Le dopage de type p est plus complexe est donc plus coûteux : il est généralement réalisé avec le zinc, élément qui a tendance à ségréger facilement, et est limité autour de 10^{18} cm^{-3} .

De plus, les substrats III-V standards présentent des défauts ponctuels intrinsèques, soit en position de lacune, soit interstitiel, ou encore anti site (atome III à la place d'un V ou inversement). En plus des atomes dopants, ces défauts peuvent être engendrés par l'oxygène (très réactif avec le gallium et l'indium et présent lors du procédé de croissance), le carbone (contaminant présent dans l'air) ou tout autre contaminant métallique (Cr, Al, Cu, Sn). Tous ces éléments peuvent faire des matériaux III-V des semi-conducteurs délicats à utiliser, notamment en tant que substrats massifs [4].

3.1.3. La mobilité

La mobilité des porteurs de charge caractérise leur capacité à conduire efficacement dans les matériaux : plus elle est élevée, plus la conduction (à dopage donné) est grande. Dans le cas de matériaux dopés n, et à température ambiante, les matériaux III-V affichent des valeurs environs 3 à 6 fois plus importantes que dans le Silicium (où la mobilité est à $1450 \text{ cm}^2/\text{V.s}$ contre $8500 \text{ cm}^2/\text{V.s}$ et $5400 \text{ cm}^2/\text{V.s}$ respectivement pour le GaAs et l'InP). Ces paramètres

dépendent des interactions multiples que les porteurs peuvent subir et influencer. En effet, pour comprendre le comportement résistif des matériaux, nous considérerons deux grandeurs influentes : température et dopage, leurs effets s'expliquent par différents mécanismes de diffusion des porteurs. Au dessus de 50 K, la mobilité décroît avec l'augmentation de la température et du dopage. Ces dépendances sont prises en compte avec le modèle empirique de Caughey-Thomas [5] qui s'exprime comme:

$$\mu(N, T) = \mu_{\min} + \frac{\mu_{\max} \cdot (300/T)^{\Theta_1} - \mu_{\min}}{1 + \left(\frac{N}{N_{\text{ref}} \left(\frac{T}{300} \right)^{\Theta_2}} \right)^{\lambda}} \quad (1.1)$$

Où : les constantes μ_{\max} , μ_{\min} , N_{ref} , λ , Θ_1 , Θ_2 sont déterminées empiriquement.

Tableau 1.1: Valeurs des constantes μ_{\max} , μ_{\min} , N_{ref} , λ , Θ_1 , Θ_2 des matériaux étudiés [6]

| matériaux | Electrons ou trous | μ_{\max} (300K) (cm ² /Vs) | μ_{\min} (300K) (cm ² /Vs) | N_{ref} (300 K) (cm ⁻³) | λ | Θ_1 | Θ_2 |
|--|--------------------------|---|---|---|-----------|------------|------------|
| GaAs | Electrons | 9400 | 500 | 6.10^{16} | 0.394 | 2.1 | 3.0 |
| | trous | 491.5 | 20 | $1.48.10^{17}$ | 0.38 | 2.2 | 3.0 |
| InP | Electrons | 5200 | 400 | 3.10^{17} | 0.47 | 2.0 | 3.25 |
| | trous | 170 | 10 | $4.87.10^{17}$ | 0.62 | 2.0 | 3.0 |
| GaP | Electrons | 152 | 10 | $4.4.10^{18}$ | 0.80 | 1.60 | 0.71 |
| | trous | 147 | 10 | 1.10^{18} | 0.85 | 1.98 | 0.0 |
| Ga_{0.51}In_{0.49}P | Electrons | 4300 | 400 | 2.10^{16} | 0.70 | 1.66 | ... |
| | trous | 150 | 15 | $1.5.10^{17}$ | 0.80 | 2.0 | ... |

La variation de la mobilité des trous, dans le matériau GaAs en fonction de la concentration du dopage et de la température, est obtenue à partir des données expérimentales des travaux de Wiley [7] :

$$\mu_p \left(\frac{\text{cm}^2}{\text{Vs}} \right) = \left[0.0025 \cdot \left(\frac{T}{300} \right)^{2.3} + 4 \cdot 10^{-21} \cdot N \cdot \left(\frac{T}{300} \right)^{1.5} \right]^{-1} \quad (1.2)$$

Où : T est la température absolue en K et N la concentration des dopages des trous.

D'autre part, la variation de la mobilité des électrons, en fonction de la concentration de dopage et de la température dans le matériau GaAs, est donnée par la relation de Rode [8].

$$\mu_n \left(\frac{\text{cm}^2}{\text{Vs}} \right) = 9400 \cdot \left(\frac{300}{T} \right)^{0.67} \cdot \left[1 + N/10^{17} \right]^{-0.5} \quad (1.3)$$

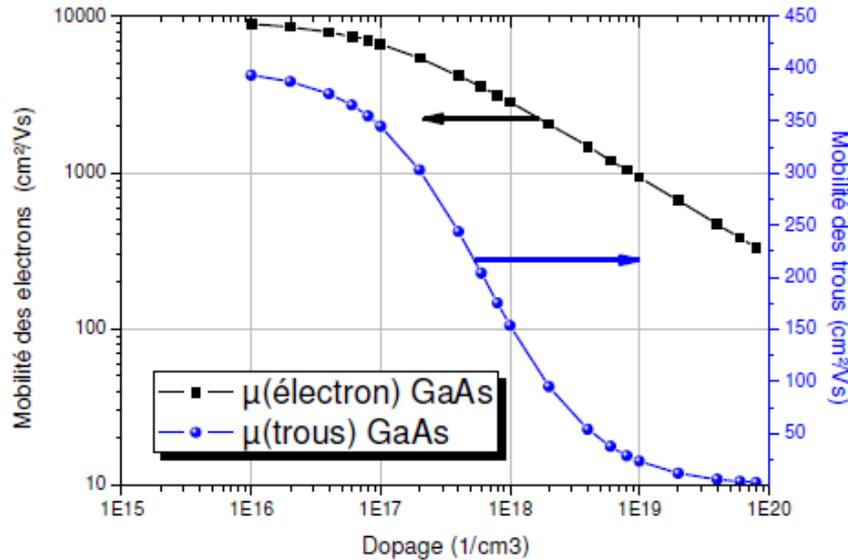


Figure 1.3 : Variation de la mobilité des électrons et des trous en fonction de la concentration du dopage dans le matériau GaAs à $T = 300\text{K}$ [8].

La figure (1.3) illustre la variation de la mobilité des porteurs à faible champ électrique dans le GaAs à 300K en fonction du dopage. Il y apparaît une décroissance notable des mobilités en fonction de dopants, ceci s'explique par l'accroissement de la probabilité d'interaction porteurs-impuretés dans le cristal. Une mobilité réduite des électrons et des trous implique donc des niveaux de courant plus faibles, ainsi que des temps de transit plus longs.

La mobilité de l'InP présenté sur la figure (1.4) a été mesurée par de nombreux groupes et un grand nombre de données sont disponibles dans la littérature [9]. Les données mesurées par divers auteurs montrent une consistance relativement bonne dans la plage de concentration des porteurs $1.10^{13} - 2.10^{19} \text{ cm}^{-3}$ pour le type n et $1.10^{14} - 2.10^{21} \text{ cm}^{-3}$ pour le type p.

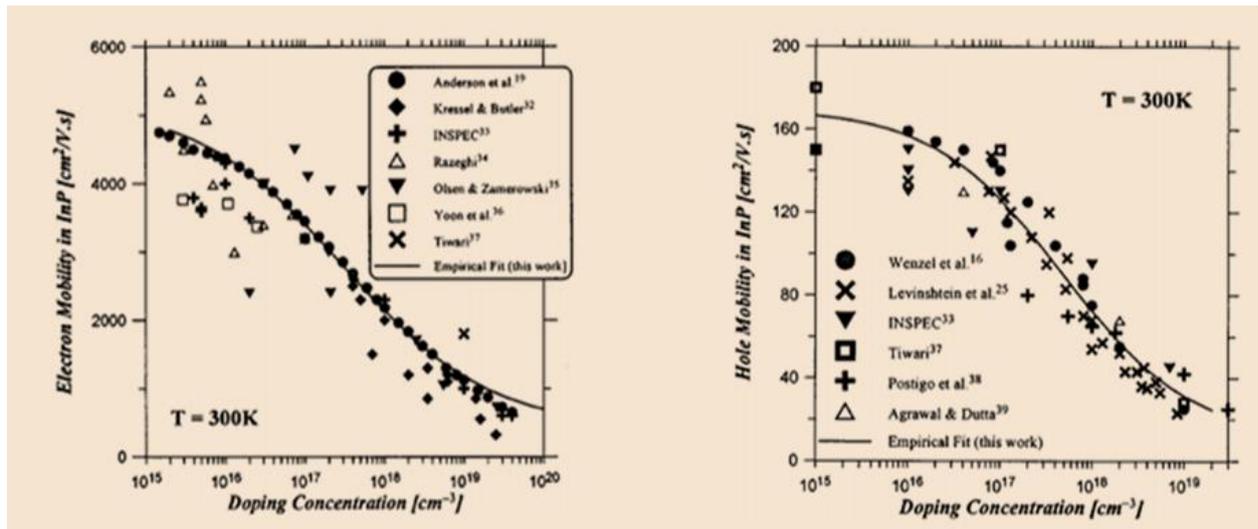


Figure 1.4 : Evolution de la mobilité des électrons et des trous dans l'InP en fonction de la concentration du dopage à T = 300K [9].

3.2. Propriétés mécaniques

3.2.1. Maille cristalline

Le GaAs et l'InP présentent des propriétés mécaniques propres qu'il faut prendre en considération. Ces propriétés sont d'abord déterminées, au niveau atomique, par la structure de leur maille cristalline. La structure du GaAs et celle de l'InP sont similaires à celle du Silicium (zinc-blende) avec une alternance des plans de Gallium et d'Arsenic et de plans d'Indium et de Phosphore, respectivement (figure 1.5). Ces réseaux sont constitués de deux sous réseaux cubiques à faces centrées interpénétrés, l'un étant formé par des éléments III et l'autre par des éléments V, les liaisons chimiques entre les atomes sont fortement covalentes avec une mise en commun d'électrons entre les atomes d'élément III et ceux d'élément V. Sa maille élémentaire correspond à la première zone de Brillouin. Les paramètres de mailles sont très similaires avec 5.63 Å pour l'Arséniure de Gallium et 5.87 Å pour le Phosphore d'Indium.

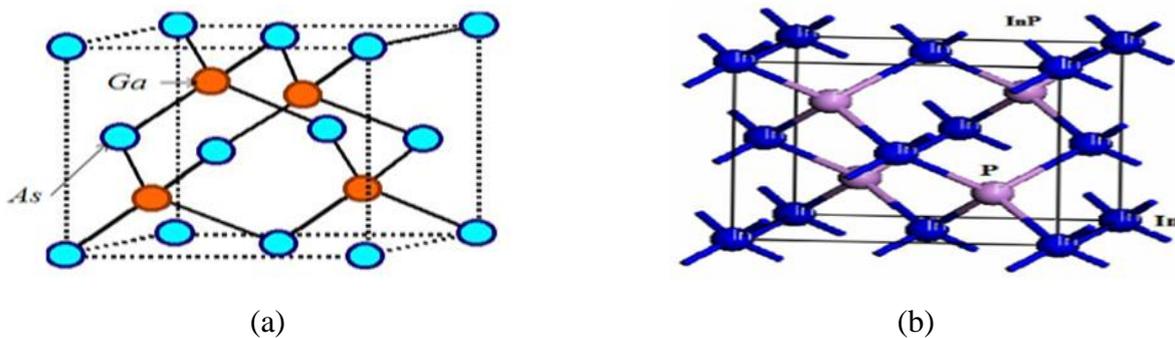


Figure 1.5 : La structure cristalline Zinc-blende des composés : (a) GaAs et (b) InP.

3.2.2. Dilatation thermique

Au niveau macroscopique, les matériaux III-V sont des composés fragiles dont la manipulation nécessite certaines précautions. Le comportement mécanique de l'hétérostructure en température est un point critique. La dilatation de chacun des matériaux est caractérisée par le coefficient de dilatation thermique (ou CTE pour coefficient of thermal expansion). Un empilement de deux matériaux donnés sera donc contraint par deux dilatations différentes engendrant des contraintes mécaniques potentiellement désastreuses. Si l'adhérence des deux couches est faible, nous pouvons imaginer un décollement, mais si elle est forte, les tensions peuvent provoquer une cassure du collage. Ce paramètre est établi à 5.7 ppm/K pour le GaAs et 4.6 ppm/K pour l'InP [10].

Tableau 1.2 : Propriétés mécaniques du GaAs et de l'InP [10]

| Paramètres (à 25°C) | GaAs | InP |
|----------------------------|------|-----|
| CTE (ppm/K) | 5.7 | 4.6 |
| Module d'Young [100] (GPa) | 86 | 61 |

3.3. Propriétés métallurgiques

Les propriétés métallurgiques du GaAs et de l'InP dépendent de certaines températures de références listées sur le tableau (1.3). A pression ambiante, la température de fusion s'établit à 1240°C pour l'Arséniure de Gallium et 1060°C pour le Phosphore d'Indium, contre 1412°C pour le Silicium. Les matériaux III-V ont donc une capacité de décomposition plus importante que le Silicium ce qui les rend plus délicats à intégrer dans des procédés micro-électroniques. De plus, les composés III-V considérés sont dits à fusion congruente, c'est à dire que leur stabilité thermodynamique se traduit par une température de fusion bien plus élevée que celles de leurs constituants. En surface libre, les matériaux ont donc tendance à se dissocier en éléments V gazeux et éléments III à une température autour de $345 \pm 10^\circ\text{C}$ pour l'InP et $637 \pm 10^\circ\text{C}$ pour le GaAs. Un compromis doit être trouvé pour prendre en compte ce paramètre afin d'activer la diffusion à l'interface et consolider le collage tout en limitant la dégradation des surfaces. Comme visible sur la figure (1.6) avec de l'InP recuit à 600°C pendant 2h, le risque est d'obtenir des zones dégradées qui détériorent le comportement électrique du collage.

Tableau 1.3 : Températures critiques du GaAs et de l'InP [10]

| Température (°C) | GaAs | InP |
|---------------------------------------|------|------|
| Point de fusion | 1240 | 1060 |
| Congruence ($\pm 10^\circ\text{C}$) | 637 | 345 |

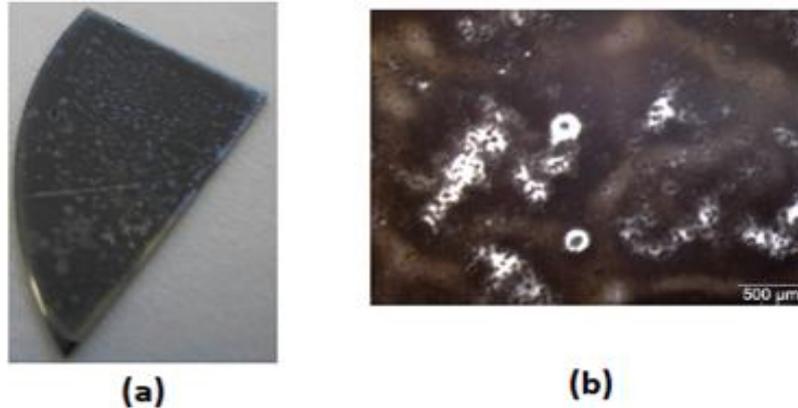


Figure 1.6 : Caractérisations de l'état de surface d'InP après recuit à 600°C pendant 2h (a) photographie et (b) au microscope optique [10]

4. Le phosphure de gallium (GaP)

Le GaP a été fortement utilisé dans l'industrie des semi-conducteurs depuis les années 70 pour la réalisation de LED vertes, mais le caractère indirect de son gap a limité ensuite son utilisation au bénéfice de matériaux tels que l'InP et le GaAs. Depuis le début des années 2000, la recherche sur le GaP voit un regain d'intérêt lié à l'essor de la photonique sur Silicium et aux difficultés de développer des sources lasers à base de semi-conducteurs du groupe IV.

4.1. Propriétés cristallines

Le cristal de GaP est de type zinc-blende, c'est-à-dire que les atomes de Gallium et de Phosphore forment chacun des mailles cubiques faces centrées. Le GaP est, en effet, le semi-conducteur III-V dont le paramètre de maille est le plus proche de celui du Si, facilitant sa croissance pseudo morphique sur ce dernier (Figure 1.7).

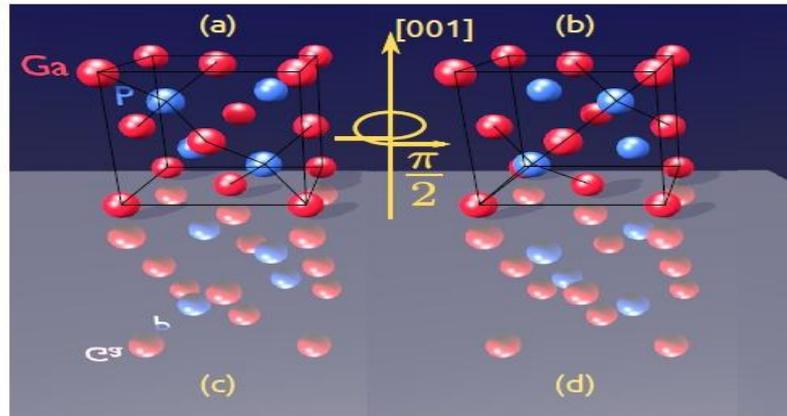


Figure 1.7 : (a) maille cristalline du GaP, (b) obtenue par rotation de (a) d'un quart de tour autour de l'axe [001] est superposable à la réflexion (c) [11].

4.2. Propriétés électriques

4.2.1. La structure de bande

Les diagrammes de bandes (Figure 1.8) montrent que le GaP est à gap indirect (le minimum de la bande de conduction n'a pas le même vecteur d'onde que le maximum de la bande de valence) ce qui constitue, par rapport à GaAs, un handicap pour la réalisation de sources lumineuses, mais c'est par contre un avantage pour les non linéarités car l'absorption est très faible même en bord de gap.

Le Phosphure de Gallium étant un semi-conducteur à grande bande interdite indirect ($E_g = 2.26$ eV à 300K), ses alliages avec GaAs et InP peuvent permettre d'obtenir des bandes interdites directes jusqu'à 2.14 eV pour $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{P}$ [12].

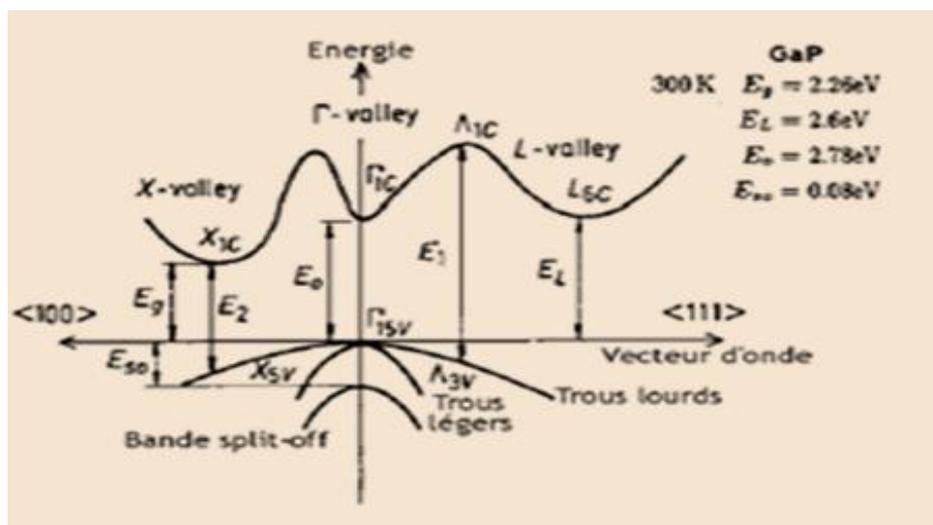


Figure 1.8 : Diagrammes de bandes de GaP à gap indirect [12]

4.2.2. La mobilité

Les mobilités des électrons et des trous dans le GaP sont mesurées en fonction de la température et de la concentration des porteurs par Kao et Eknayan [13]. L'ajustement empirique expliqué par l'équation (1.1) et le jeu des paramètres donnés dans le tableau (1.1) concordent très bien avec les valeurs mesurées $\mu_n(\text{GaP})$ et $\mu_p(\text{GaP})$ dans une large gamme de température et de concentration de dopage comme le montre la figure (1.9).

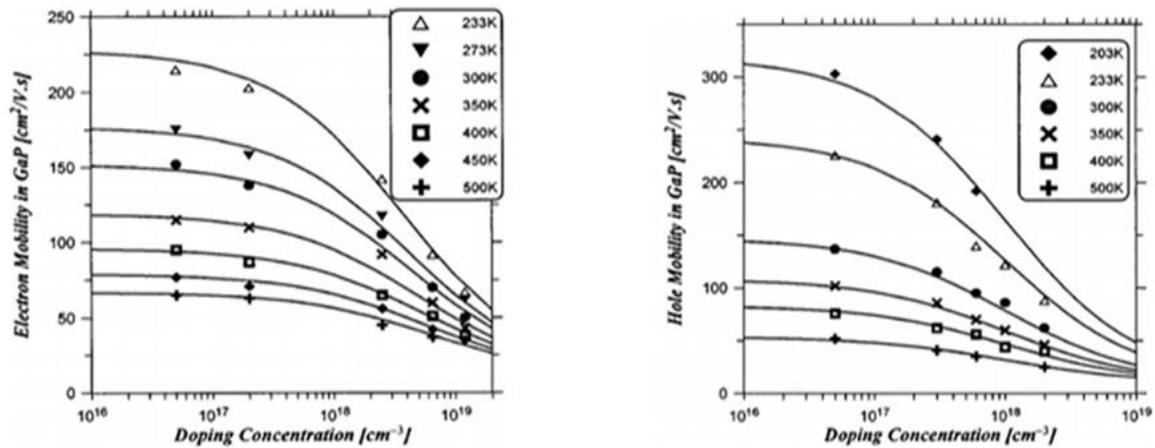


Figure 1.9 : Mobilité des électrons et des trous mesurée (symboles) et l'ajustement empirique obtenu (lignes pleines) pour GaP en fonction à la fois de la température et de la concentration de dopage [13].

Le tableau (1.4) donne quelques paramètres qui sont intéressantes pour les matériaux GaAs, InP et GaP [14. 15].

Tableau 1.4 : Propriétés du GaAs, InP et GaP à température ambiante.

| Propriétés | GaAs | InP | GaP |
|---|-------------|-------------|-------------|
| structure cristalline | Zink blende | Zink blende | Zink blende |
| Paramètre de maille (°A) | 5.653 | 5.869 | 5.451 |
| Gap | direct | direct | indirect |
| Largeur de bande interdite E_g (eV) | 1.42 | 1.34 | 2.26 |
| Mobilité des électrons μ_n ($\text{cm}^2/\text{V.s}$) | 8500 | 5400 | 110 |
| Mobilité des trous μ_p ($\text{cm}^2/\text{V.s}$) | 400 | 200 | 75 |
| m_n^*/m_0 | 0.063 | 0.077 | 0.52 |
| m_p^*/m_0 | 0.076 | 0.12 | 0.6 |
| Constante diélectrique (ϵ_s/ϵ_0) | 12.9 | 12.5 | 11.1 |
| Densité (g/cm^3) | 5.317 | 4.790 | 4.129 |
| Température de fusion (°C) | 1240 | 1060 | 1350 |
| Conductivité thermique K ($\text{W}/\text{cm.K}$) | 0.45 | 0.68 | 0.77 |
| Résistivité thermique W ($\text{cm.K}/\text{W}$) | 2.22 | 1.47 | 1.30 |

5. Les composées ternaires

5.1. Définition

L'intérêt pratique des composés III-V est justifié par la possibilité de réaliser des alliages par substitution partielle de l'un des éléments par un autre élément de la même colonne. La formation d'alliages ternaires comme $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{P}$ permet d'ajuster certaines propriétés comme la largeur de la bande interdite (pour les applications optoélectronique), la mobilité des porteurs (pour les applications d'électronique de puissance) ou encore la constance de réseau, importante pour la croissance épitaxiale sur des substrats Silicium par exemple.

La figure (1.10) montre la position des composés binaires, les lignes représentent l'évolution de l'énergie de la bande interdite et du paramètre cristallin en fonction de la composition des alliages ternaires et quaternaires. Ce diagramme définit la composition de tout alliage ternaire ou quaternaire possible d'être déposé en couche mince sur un substrat binaire comme le GaAs, afin d'obtenir le gap désiré. Les matériaux III-V offrent donc une grande variété d'alliages permettant de moduler leurs propriétés électroniques.

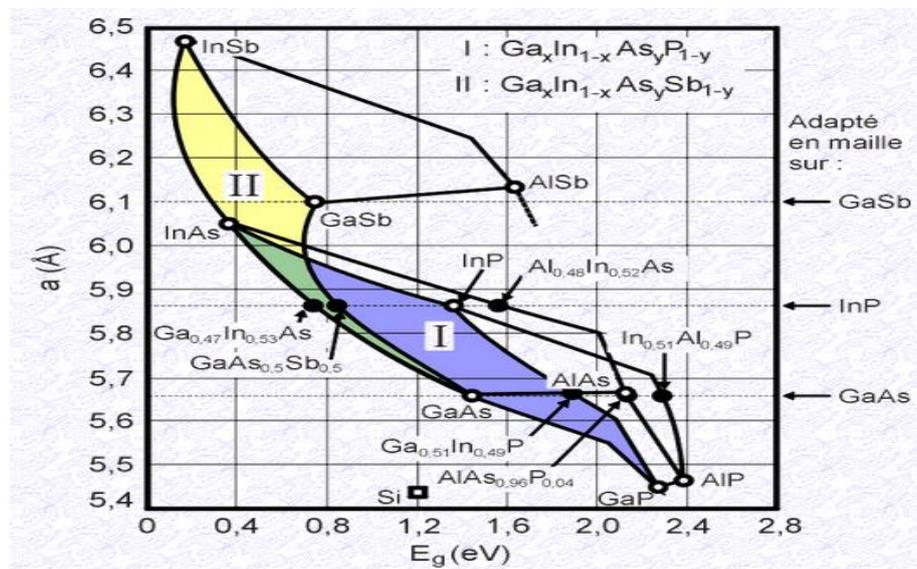


Figure 1.10 : Largeur de bande interdite en fonction du paramètre cristallin pour les alliages III-V [16].

Les alliages semi-conducteurs ternaires III-V de la forme $A_xB_{1-x}C$, sont composés de molécules AC avec une fraction molaire x et des molécules BC avec une fraction $1-x$. Il est adéquat de savoir comment varie la structure de bandes lorsque l'on passe d'un composé BC à un autre composé AC en faisant varier la concentration de l'élément A dans cet alliage. En effet plusieurs propriétés dépendent de cette variation, citons à titre d'exemple le paramètre du réseau qui varie linéairement, alors que le gap énergétique et la masse effective varient de façon quadratique.

De nouvelles techniques de calcul, plus rapides, plus précises, permettent le calcul des structures électroniques qui nous indique les états énergétiques des porteurs de charge ainsi toutes les propriétés électroniques en dépendent directement. Ceci a permis la réalisation d'un grand nombre de matériaux utilisés actuellement dans l'industrie.

L'approche la plus simple et qui offre des résultats compatibles avec les données expérimentales est l'approche des pseudo-potentiels empirique (E.P.M) combinée avec l'approximation du cristal virtuel (V.C.A) en tenant compte de l'effet du désordre [17]. Cette approche prévoit une variation linéaire des principaux paramètres dans l'alliage avec la concentration stœchiométrique x suivant la formule présentée dans l'équation (1.4) :

$$F_{A_xB_{1-x}C}(x) = xF_{AC} + (1-x)F_{BC} = a + bx \quad (1.4)$$

Où : F : Propriété physique quelconque.

x : Fraction molaire (paramètre stœchiométrique).

Cette loi est connue sous le nom de la loi de VEGARD, elle possède une limite d'applicabilité, en effet il est nécessaire qu'aucun des binaires impliqués ne soit en trop faible proportion (moins de 4%) [18].

Dans un tel cas, la valeur du paramètre à chercher peut être très efficacement approchée par la relation suivante :

$$F_{A_xB_{1-x}C}(x) = x.F_{AC} + (1-x)F_{BC} + x(1-x).C_{A-B} = a + bx + cx^2 \quad (1.5)$$

Où : $a = F_{BC}$, $b = F_{AC} - F_{BC}$ et $c = -C_{A-B}$

5.2. Le Phosphure de Gallium Indium (GaInP)

5.2.1. La structure cristalline

Le GaInP est un matériau ternaire, composé à partir des deux semi-conducteurs binaires : GaP ($x = 1$, $E_g = 2.26$ eV) et InP ($x = 0$, $E_g = 1.34$ eV), il a un gap direct pour une fraction molaire du Gallium inférieure à 0.74 et un gap indirect sinon [19]. Il forme une bonne interface avec le matériau GaAs pour $x = 0.516$. La figure (1.11) montre la structure cristalline du matériau GaInP.

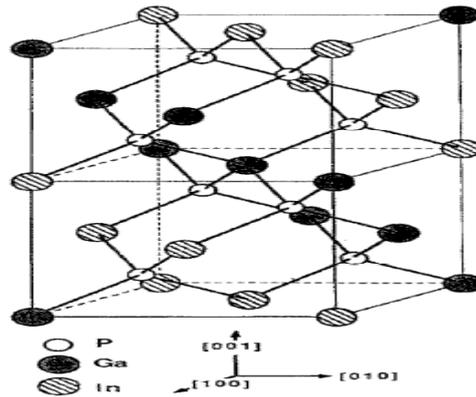


Figure 1.11 : Structure cristalline du matériau GaInP.

5.2.2. La structure de bande

Les ternaires $Ga_xIn_{1-x}P$ ne sont pas aussi bien connus. La référence [20] a fourni des données sur la structure de bande avec une dispersion notable due sans doute à la sensibilité médiocre de certaines techniques, à la difficulté d'interprétation des spectres et à la qualité cristalline.

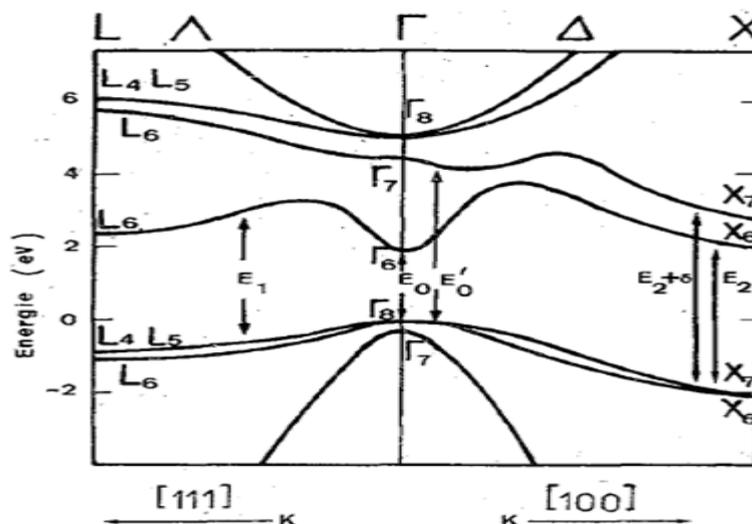


Figure 1.12 : Structure des bandes d'énergie de l'alliage $Ga_xIn_{1-x}P$ pour $x = 0.5$. L'origine des énergies est prise au sommet de la bande de valence [20].

5.2.3. Le paramètre de maille (a)

Le paramètre de maille a défini comme étant la distance séparant deux mailles consécutives, lors de la réalisation d'alliages avec des semi-conducteurs différents. Expérimentalement, la constante du réseau a de l'alliage ternaire est une moyenne pondérée linéairement en fonction de la composition sur les constantes du réseau des composés binaires de l'alliage. Cette constante suit la loi de Végard.

$$a(x)_{Ga_xIn_{1-x}P} = x \cdot a_{GaP} + (1 - x) \cdot a_{InP} \quad (1.6)$$

Où :

a_{GaP} : Paramètre du réseau du composé binaire GaP.

a_{InP} : Paramètre du réseau du composé binaire InP.

Pour $x = 0.51$ le paramètre de maille de l'alliage $Ga_{0.51}In_{0.49}P$ vaut 5.655.

Pour une structure ternaire $A_xB_{1-x}C$ l'incorporation d'élément A dans la maille cristalline BC diminue le paramètre de maille (a) de l'alliage.

5.2.4. Le gap énergétique (E_g)

Le gap énergétique $E_g(x)$ de l'alliage ternaire suit une dépendance quadratique, la teneur en Gallium ainsi que la compression biaxiale du réseau cristallin réduisent la largeur de bande interdite des alliages GaInP, il est de la forme :

$$E_g(x)_{Ga_xIn_{1-x}P} = x \cdot E_{g_{GaP}} + (1 - x) \cdot E_{g_{InP}} + x(1 - x) \cdot C \quad (1.7)$$

Avec :

$E_{g_{GaP}}$: Gap du composé GaP.

$E_{g_{InP}}$: Gap du composé InP.

C : paramètre de courbure optique.

Le paramètre de courbure optique (C) corrige l'interpolation linéaire entre matériaux binaires. La valeur de C pour des alliages III-V est typiquement positive. Dans notre cas, pour le $Ga_{0.51}In_{0.49}P$ il est égal à 0.65 [21].

L'expression en fonction de la composition x en indium, de l'énergie de bande interdite, des ternaires $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{P}$, que nous avons utilisées est issues de résultats de simulation Monte-Carlo [22], elle est donné par la loi parabolique suivante :

$$E_g(x) = 2.75 - 1.4x - 0.758x(1-x) \quad (1.8)$$

Ce qui donne pour le composé $\text{Ga}_{0.51}\text{In}_{0.49}\text{P}$; $E_g = 1.846$ eV ;

L'évolution de l'énergie de bande interdite en fonction de la composition en Indium est représentée sur la figure (1.13).

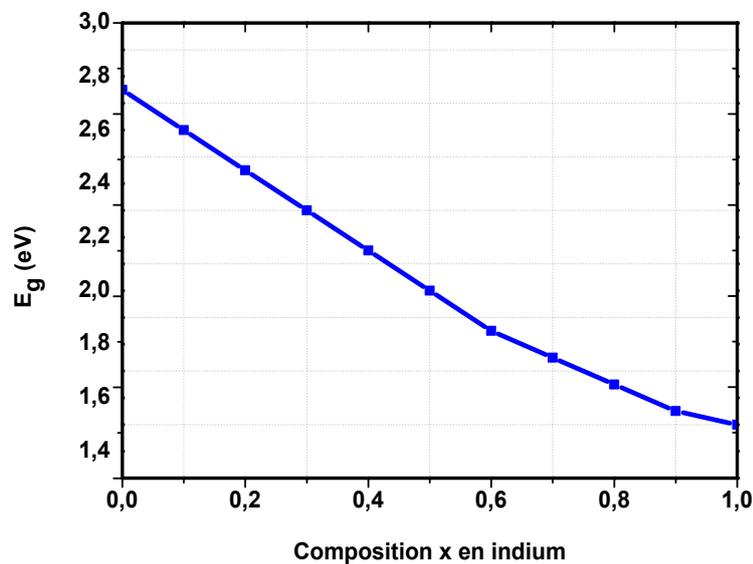


Figure 1.13 : Evolution de l'énergie de bande interdite en fonction de la composition en indium dans le GaInP.

Un récent calcul de la variation du gap direct E_g est décrit dans la référence [23] est donné par la formule suivante :

$$E_g(x) = -0.2722x^2 + 1.1925x - 1.3399 \quad (1.9)$$

Pour $x = 0.51$ la valeur de la bande interdite est de 1.849 eV.

5.2.5. La conductivité thermique

Un modèle phénoménologique de la conductivité thermique du réseau pour les alliages semi-conducteurs a été proposé par Abeles [24]. Ce dernier a été utilisé par Adachi [25] pour plusieurs alliages III-V, il a montré que pour un alliage $A_xB_{1-x}C$:

$$W_{A_xB_{1-x}C}(x) = x.W_{AC} + (1-x).W_{BC} + x(1-x).C_{AB} \quad (1.10)$$

W_{AC} et W_{BC} sont les résistivités thermiques binaires.

L'équation (1.10) est connue sous le nom de règle de Nordheim et peut être facilement convertie en conductivité thermique K du réseau :

$$K_{A_xB_{1-x}C}(x) = \frac{1}{W_{A_xB_{1-x}C}(x)} = \frac{1}{x.W_{AC} + (1-x).W_{BC} + x(1-x).C_{AB}} \quad (1.11)$$

La figure (1.14) montre la conductivité thermique du réseau $Ga_xIn_{1-x}P$ en fonction du pourcentage x . Aucune donnée expérimentale n'est disponible pour ces alliages. Les lignes pleines sont calculées à partir de l'équation (1.11) avec $C_{GaInP} = 72 \text{ cm.K/W}$. La valeur de K calculée diminue sensiblement avec l'alliage et présente un minimum à $x \approx 0.5$.

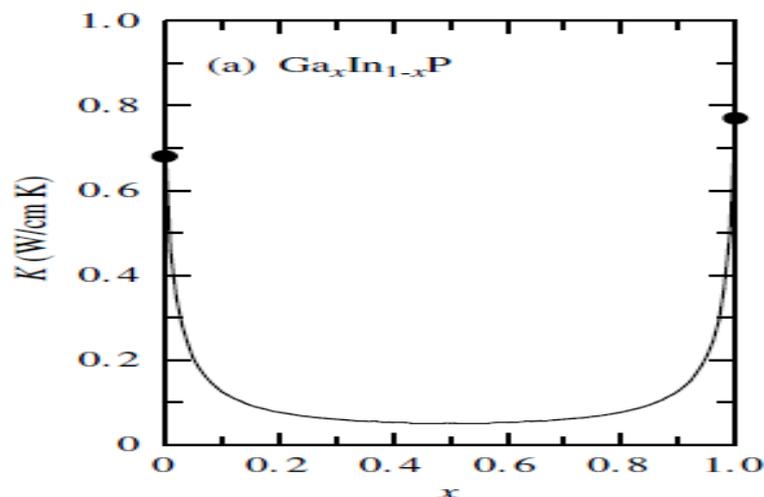


Figure 1.14 : La conductivité thermique K du composé $Ga_xIn_{1-x}P$ en fonction du pourcentage x pour $T=300K$ [25].

5.2.6. La masse effective

La masse effective des électrons m_n^* dans un alliage $\text{Ga}_{0,5}\text{In}_{0,5}\text{P}$ aléatoire a été déterminée comme étant $(0.092 \pm 0.003) m_0$ par [26], ce qui est légèrement inférieur aux valeurs interpolées linéairement citées dans l'article [27].

La masse effective d'électrons m_n^* déterminée expérimentalement pour $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{P}$ [28] est donné par la formule suivante:

$$m_n^* = 0.08x + (1 - x)0.07 \quad (1.12)$$

Ce qui donne pour le composé $\text{Ga}_{0,51}\text{In}_{0,49}\text{P}$; $m_n^* = 7.51 \cdot 10^{-32} \text{ Kg}$;

L'évolution de la masse effective en fonction de la composition en indium est représentée sur la figure (1.15).

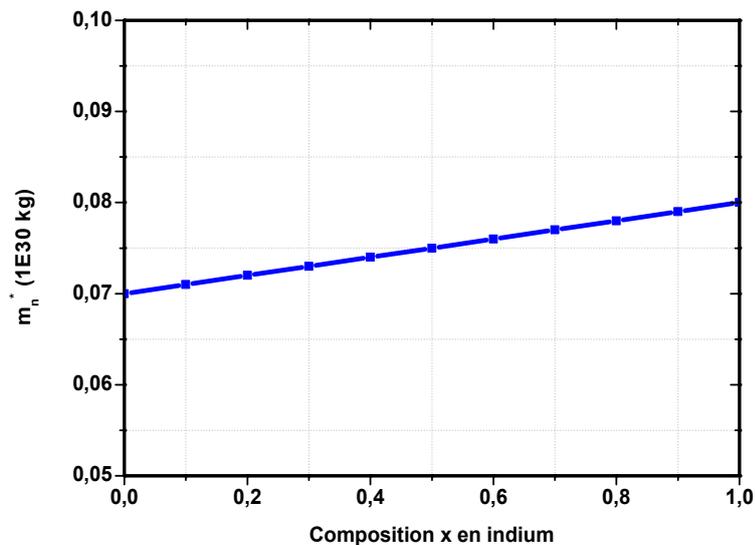


Figure 1.15 : Evolution de la masse effective des électrons en fonction de la composition en Indium dans le GaInP.

5.2.7. La constante diélectrique

La permittivité de l'alliage GaInP est égale aux permittivités des matériaux constituants pondérées par les fractions molaires. Elle est définie par l'interpolation linéaire [29] suivante :

$$\varepsilon_r(x) = \frac{2\alpha+1}{1-\alpha} \quad \text{Avec} \quad \alpha(x) = x \frac{11.3}{14.3} + (1-x) \frac{9.75}{12.75} \quad 0 \leq x \leq 1 \quad (1.13)$$

Une récente formule décrite dans la référence [23] est donné par la relation suivante :

$$\varepsilon(x) = 12.5 - 1.4x \quad (1.14)$$

Ce qui donne pour le composé $\text{Ga}_{0.51}\text{In}_{0.49}\text{P}$; $\varepsilon = 11.786 \text{ F/m}$;

L'évolution de la permittivité de l'alliage GaInP en fonction de la composition en Indium est représentée sur la figure (1.16).

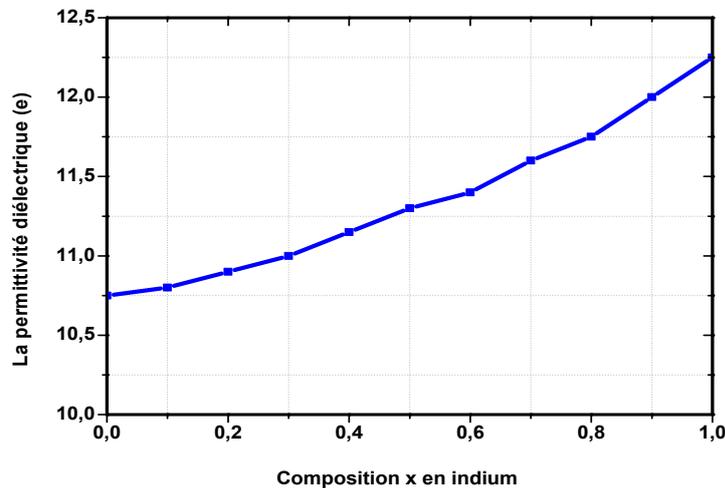


Figure 1.16 : Evolution de la permittivité diélectrique en fonction de la composition en Indium dans l'alliage GaInP.

5.2.8. La mobilité

Pour le matériau GaInP ($x = 0.5$), les résultats expérimentaux d'Ikeda et Shitara [30] peuvent être approximés par les formules (1.15) et (1.16). Ceci permet d'avoir des valeurs de la mobilité des électrons et des trous, en fonction de la concentration du dopage qui varie entre 10^{16} et 10^{19} .

$$\mu_n \left(\frac{\text{cm}^2}{\text{Vs}} \right) = \frac{4000}{\left[1 + \left(\frac{N}{1E15} \right)^{0.2} \right]} \quad (1.15)$$

$$\mu_p \left(\frac{\text{cm}^2}{\text{Vs}} \right) = 40 \quad (1.16)$$

La figure (1.17) illustre la variation de la mobilité des électrons à faible champ électrique dans le GaInP à 300K en fonction du dopage. La mobilité des électrons diminue avec l'augmentation du niveau de dopage en raison des collisions de porteurs avec les atomes du dopant (atomes ionisés).

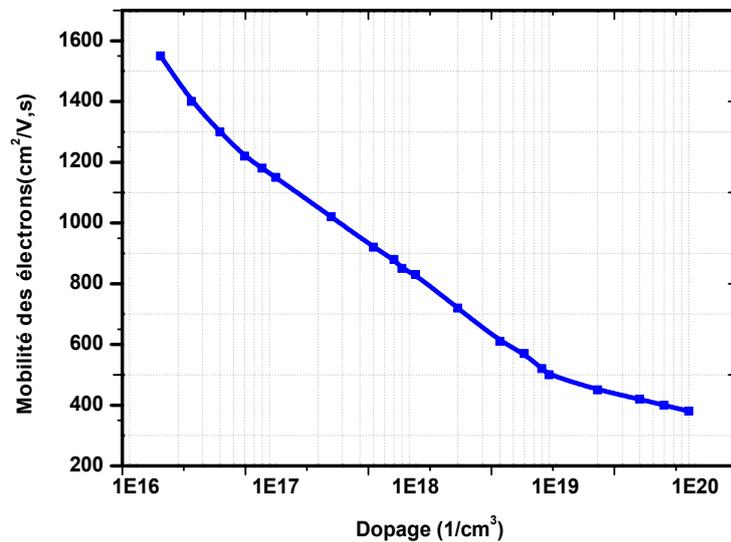


Figure 1.17 : Variation de la mobilité des électrons en fonction de la concentration du dopage dans le matériau GaInP

6. Conclusion

Le besoin de nouveaux composants pour les hyperfréquences, l'électronique de puissance, l'optoélectronique a poussé le développement des matériaux III-V dont les propriétés de transport électronique et les propriétés optiques ne sont pas accessibles au Silicium.

Le succès des alliages III-V s'explique avant tout par le fait que l'énergie de leur bande interdite peut être modelée selon nos désires en développant des alliages de semi-conducteurs dérivé des composés binaires dont les propriétés sont connues.

Nous avons rappelé dans ce chapitre les notions fondamentales permettant de mieux connaître les matériaux utilisés dans notre thèse, à savoir, le GaAs, InP, GaP et GaInP, et leurs propriétés.

Références bibliographiques chapitre 1

- [1]. Y. A. Goldberg, « Handbook series on semiconductor parameters », vol 2, world scientific, London 1999.
- [2]. « Motion and Recombination of Electrons and Holes », Hu_ch02v3.fm Page 35 Thursday, February 12, 2009.
- [3]. M. R. Brozel, « Properties for Gallium Arsenides », 3rd edition, institution of Electrical Engineers, 1996.
- [4]. D. Lamouche, « Contacts ohmiques sur l'Arséniure de Gallium : Utilisation de la méthode de dépôt auto-catalytique », Thèse de Doctorat, Ecole Centrale de Lyon, septembre 1984, N° d'ordre : E. C. L. 84-17
- [5]. S. Adachi, « GaAs, AlAs and Al_xGa_{1-x}As : Material parameters for use in research and device applications », J. Appl. Phys, Vol 58(3), 1985.
- [6]. A. S. Barrière, A. Chaouki, G. Couturier, « Caractérisation physico-chimique et électrique de structures fluorure semi-conducteur III-V (passivation de GaAs et InP », Revue de physique appliquée, 23, 63-70, 1988.
- [7]. A. Chovet, P. Masson, « Physique des semi-conducteurs », Ecole polytechnique, Universitaire de Marseille, 2004.
- [8]. A. R. Barron, « Properties of Gallium Arsenide », OpenStax-CNX module: m22970, Version 1.7: Jan 22, 2010.
- [9]. P. Y.YU, M. Cardona, « Fundamentals of semiconductors Physics and materials properties », Springer 2001.
- [10]. P. Guillemé, « Génération de seconde harmonique dans les microdisques de phosphore de gallium intégrés sur silicium », thèse de doctorat, université Bretagne Loire, 2016.
- [11]. F. Bénédicte, « Le Gallium, un métal rare, inépuisable grâce à sa production secondaire – Impacts et enjeux environnementaux et économiques de sa production jusqu'à sa récupération », Université Libre de Bruxelles, 2012.
- [12]. P. Guillemé, « Génération de seconde harmonique dans les microdisques de phosphore de gallium intégrés sur silicium », thèse de doctorat, INSA de Rennes, Université BRETAGNE LOIRE, Décembre 2016.
- [13]. A. Chovet, « Physique des semi-conducteurs », Ecole polytechnique universitaire de Marseille, département micro-électronique et télécommunications, 2005.
- [14]. I. Vurgaftman, J. R. Meyer, « Band parameters for III-V compound semiconductors and their alloys », Applied Physics Review, Journal of Applied Physics, Vol 89, N°11, pp 5815-5875, 2001.
- [15]. M. Grace Jama, « Composites semi-conducteurs pour l'éclairage », thèse de doctorat, université de Bordeaux, 2015.
- [16]. R. R. Reddy, S. Anjneyulu and C. L. N. Samara, « Relationship between energy gap, refractive index, bond energy and the szigeti charge in polyatomic binary compounds and semiconductors », J. Phys. Chem. Solids 54, 635, 1993.
- [17]. S. Stergiakis, « Properties of III-V semiconductor materials grown by HVPE », KTH Royal institute of technology, degree project in industrial engineering and management, second cycle, 30 credits Stockholm, Sweden 2016.
- [18]. J.Chen, « Band offset of GaAs/In_{0.48}Ga_{0.52}P measured under hydrostatic pressure »,

Références bibliographiques chapitre 1

- American Institute of Physics, Appl. Phys. Lett. 58 (7), 18 Feb 1991.
- [19]. S. L. Fengtx, J. Krynicks, « Band offset of GaAs-GaInP Heterojunctions », Semicond. Sci. Technol. 8 (1993) 2092-2096.
- [20]. A. Laugier, C. Alibert, « Structure de bandes des alliages $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{P}$ », Journal de Physique Colloques, 1974, 35 (C3), pp.C3-77-C3-82.
- [21]. H. Sai, H. Fujikura, « Growth of device quality InGaP/GaAs heterostructures by gas source molecular beam epitaxy using tertiarybutylphosphine », Solid-State Electronics 43, pp.1541-1546, 1999.
- [22]. A. Tachafine, « Contribution à l'étude des transistors bipolaires à hétérojonction pour la réalisation d'amplificateurs monolithiques de forte puissance en bande X », thèse de doctorat, Université des Sciences et Technologies de Lille, Mars 1994.
- [23]. A. Mahfoud, « Modélisation des cellules solaires tandem à couches minces et à haut rendement », Thèse de doctorat, université de Sétif 1, 2015.
- [24]. A. Lindell, M. Pessa, « Band offsets at the GaInP/GaAs heterojunction », American Institute of Physics, J. Appl. Phys. 82 (7), 1 October 1997.
- [25]. S. Adachi, « Lattice thermal conductivity of group-IV and III-V semiconductor alloys », Journal of Applied Physics 102, 063502, 2007.
- [26]. W. S. Lour, M. K. Tsai, K. C. Chen, S. W. Tan, Y. W. Wu, Y. J. Yang, « Investigation of self-aligned p^{++} -GaAs/n-InGaP heterojunction field-effect transistors », Physica E 13 (2002), pp. 934 – 937. www.elsevier.com/locate/physe.
- [27]. X. Wallart, « Contribution à l'étude de l'épitaxie d'hétérostructures à base de semi-conducteurs III-V phosphorés », Thèse de doctorat, Université des Sciences et Technologies de Lille, Novembre 2005.
- [28]. S-O. Kim, P. Velling, « Passivation of InGaP/GaAs HBTs with Silicon Nitride (SiN_x) », Annual Report 1998 - Solid-State Electronics Department, pp. 46-47.
- [29]. P. Michalopoulos, « A novel approach for the development and optimization of state-of-the-art photovoltaic devices using Silvaco », master of science in electrical engineering and master of science in computer science, Naval postgraduate school Monterey, california, 2002.
- [30]. Ch. Heidelberger, « GaAsP/InGaP Heterojunction Bipolar Transistors for III-V on Si Microelectronics », Doctor of Philosophy in Materials Science and Engineering at the Massachusetts institute of technology, Septembre 2017.

Chapitre 2

Le transistor bipolaire à hétérojonction (HBT)

Principales Propriétés

1. Introduction

Depuis sa première réalisation en 1948, le transistor bipolaire a énormément évolué entraînant naturellement l'avènement de la microélectronique et présente aujourd'hui de très bonnes performances : une transconductance élevée [1], la possibilité d'avoir de fortes densités de courants [2] mais aussi la réduction des dimensions des circuits intégrés [3] (association de plusieurs composants sur un même substrat) n'a été qu'incessante. Cependant, les limitations fréquentielles du BJT ont entraîné le développement de transistors à hétérojonction (HBT) autorisé par de nombreux progrès technologiques. Suggérée par Kroemer [4], l'introduction des hétérojonctions a permis une avancée considérable en terme de fréquence de transition (f_T) et de fréquence maximale d'oscillation (f_{max}), mais également en terme de gain.

Dans ce chapitre, on s'intéresse à la physique et au développement du transistor bipolaire à hétérojonction. Nous examinons tout d'abord son fonctionnement d'un point de vue théorique et physique. Nous évoquons le fonctionnement en régime statique et dynamique et nous détaillons les différents facteurs de mérite importants à prendre en considération lors de l'exploitation des résultats obtenus.

2. Généralité sur le transistor bipolaire

La juxtaposition de deux jonctions P-N forme un transistor à jonction dans lequel interviennent les deux types de porteurs, d'où l'appellation de transistor bipolaire. Il en existe deux sortes, les NPN et les PNP. Le transistor considéré tout au long de cette thèse est le transistor NPN pour lequel la conduction majoritaire est assurée par les électrons dont les propriétés de transport sont plus adaptées à un fonctionnement des fortes puissances. C'est celui qui a fait l'objet des développements les plus poussés au cours des dernières années.

Ces dispositifs sont sensibles aux propriétés d'injection et de recombinaison des porteurs. Le principal avantage de ces transistors repose sur une densité de puissance importante due à leur structure verticale. D'autre part, l'isolement des jonctions par rapport à la surface du composant et des interfaces avec le substrat le rendent peu sensible aux effets de pièges [5].

Dans les conditions normales de fonctionnement, la diode base-émetteur est polarisée en direct ($V_{BE} > 0$), et la diode base-collecteur en inverse ($V_{BC} < 0$). L'idée du transistor bipolaire est d'injecter massivement des porteurs minoritaires dans la base via la jonction base-émetteur. Le bon fonctionnement du transistor nécessite que ces électrons injectés en excès dans la base atteignent la jonction BC pour donner le courant collecteur. Ce qui permet

un contrôle du courant de collecteur grâce à la polarisation de la jonction base-émetteur. Cela montre pourquoi la base doit être fine ou encore la durée de vie (τ_n) dans la région quasi-neutre de base soit sensiblement plus élevée que le temps de transit (τ_p), afin d'éviter autant que possible la recombinaison des électrons (minoritaires) dans la base avec les trous (majoritaires) lors de leur transit.

Le courant de collecteur est directement proportionnel à la concentration en minoritaires constituée par les électrons dans la base. Le courant de base, est constitué en première approximation, par la population de trous injectés dans l'émetteur via la jonction base-émetteur en direct.

2.1. Bilan des différents courants dans le transistor bipolaire

Comme signalé précédemment, le transistor bipolaire est un composant qui fait intervenir les deux types de porteurs, électrons et trous. En régime de fonctionnement normal, les différents courants du composant sont répartis de la manière suivante (figure 2.1) :

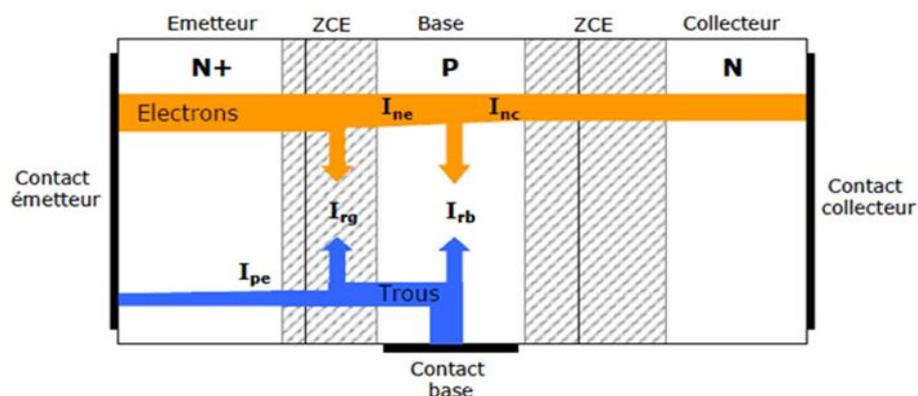


Figure 2.1 : Représentation des différents courants du transistor bipolaire dans un mode de fonctionnement direct.

Le courant d'émetteur I_E comporte trois composantes :

- I_{nE} : le courant de diffusion des électrons de l'émetteur vers la base.
- I_{pE} : le courant de diffusion des trous de la base vers l'émetteur.
- I_{rG} : le courant de recombinaison dans la zone de charge d'espace émetteur-base.

L'expression du courant d'émetteur est donc la suivante :

$$I_E = I_{nE} + I_{pE} + I_{rG} \quad (2.1)$$

Le courant de base I_B comporte également trois composantes qui sont :

- I_{pE} : le courant de diffusion des trous de la base vers l'émetteur.
- I_{rG} : le courant de recombinaison dans la zone de charge d'espace émetteur-base.
- I_{rB} : le courant de recombinaison dans la base neutre.

On peut alors exprimer le courant de base I_B de la façon suivante :

$$I_B = I_{pE} + I_{rG} + I_{rB} \quad (2.2)$$

Le courant de collecteur I_C est, quant à lui, composé principalement du courant d'électron ayant traversé la base neutre par diffusion I_{nC} . L'expression de ce courant peut donc être mise sous la forme suivante :

$$I_C = I_E - I_B = I_{nC} = I_{nE} - I_{rB} \quad (2.3)$$

Selon la loi de conservation des courants nous pouvons écrire le bilan suivant :

$$I_E = I_C + I_B = I_{nC} + I_{pE} + I_{rG} + I_{rB} \quad (2.4)$$

2.2. L'efficacité d'injection

On peut définir l'efficacité d'injection de l'émetteur (ou rendement d'émetteur) comme étant le rapport entre le courant d'électrons injectés par l'émetteur dans la base I_{nE} sur le courant total d'émetteur I_E , comme son nom l'indique, l'efficacité d'injection γ_E mesure l'aptitude de l'émetteur à injecter des électrons dans la base. Cette caractéristique est toujours inférieure à l'unité à cause de la recombinaison du courant de trous dans l'émetteur. Elle est donnée par l'expression :

$$\gamma_E = \frac{I_{nE}}{I_E} = \frac{1}{1 + \frac{I_{pE}}{I_{nE}}} \quad (2.5)$$

Ainsi, pour optimiser l'efficacité d'injection, le paramètre prédominant est le rapport I_{pE}/I_{nE} lorsqu'on néglige le courant de recombinaison I_r . Le transistor idéal devant posséder une efficacité d'injection unitaire, il faut alors minimiser ce rapport.

En première approximation, les densités de courants d'électrons et de trous J_{nE} et J_{pE} s'écrivent :

$$J_{nE} = q \cdot D_{nB} \cdot \frac{N_{DE}}{W_B} \quad \text{Et} \quad J_{pE} = q \cdot D_{pE} \cdot \frac{N_{AB}}{W_E} \quad (2.6)$$

Les paramètres D_{nB} , D_{pE} sont les coefficients de diffusion des électrons dans la base et des trous dans l'émetteur respectivement, N_{DE} et N_{AB} les dopages respectifs d'émetteur et de base, W_B l'épaisseur de la zone quasi-neutre de base et W_E l'épaisseur d'émetteur. Ces formules permettent de déduire l'expression du rapport J_{pE}/J_{nE} telle que :

$$\frac{J_{pE}}{J_{nE}} = \frac{D_{pE}}{D_{nE}} \cdot \frac{N_{AB} \cdot W_B}{N_{DE} \cdot W_E} \quad (2.7)$$

Cette expression montre que l'efficacité d'injection dans le transistor bipolaire dépend principalement du rapport de dopage entre l'émetteur et la base ; en effet, les épaisseurs d'émetteur et de base sont du même ordre de grandeur et ne contribuent que très peu à l'efficacité d'injection.

Pour obtenir une injection efficace des électrons de l'émetteur vers la base, il est indispensable d'utiliser un dopage de base très inférieure à celui d'émetteur. Dans ce cas, l'utilisation d'une base fine n'est pas envisageable sans une augmentation de la résistance de base, cela pose le problème de l'utilisation des transistors bipolaires à homojonction pour des applications hyperfréquences nécessitant des temps de transit faibles et donc des épaisseurs fines.

2.3. Le gain en courant β

Le gain en courant d'un transistor bipolaire β est la caractéristique la plus fondamentale du transistor bipolaire, il est défini par le rapport entre le courant de sortie (courant collecteur) et le courant d'entrée (courant base):

$$\beta = \frac{I_C}{I_B} \quad (2.8)$$

Lorsque les courants de recombinaison sont négligeables, le gain maximum est alors donné par :

$$\beta_{max} = \frac{I_{nE}}{I_{pE}} \quad (2.9)$$

Pour obtenir un gain élevé, on considère un transistor bipolaire avec un émetteur large ($W_E \gg L_{pE}$) et une base fine ($W_B \ll L_{nB}$), ainsi que la jonction émetteur-base doit être fortement dissymétrique, c'est-à-dire que le dopage de l'émetteur (N_{DE}) doit être nettement supérieur au dopage de la base (N_{AB}). Le gain en courant maximum s'écrit :

$$\beta_{max} = \frac{D_{nB} \cdot W_E \cdot n_{iB}^2}{D_{pE} \cdot W_B \cdot n_{iE}^2} \cdot \frac{N_{DE}}{N_{AB}} \quad (2.10)$$

Où : les termes n_{iB}^2 et n_{iE}^2 représentent respectivement les concentrations intrinsèques de porteurs dans la base et dans l'émetteur.

Comme dans tout transistor, il sera intéressant de disposer d'un gain élevé afin de pouvoir commander la structure avec un courant de commande de faible intensité. D'un point de vue structurel, cela implique une base suffisamment fine et peu dopée.

2.4. Limitations fondamentales du transistor bipolaire à homojonction

L'optimisation des transistors bipolaires homojonction pour réaliser des composants hyperfréquences et de puissance, nécessite l'optimisation de deux paramètres importants, le gain en courant et les caractéristiques fréquentielles du composant. Toutefois l'obtention à la fois d'un gain raisonnable et de fréquences de transition et de fréquences maximales d'oscillations élevées, impose certaines contraintes contradictoires.

En effet, pour augmenter la fréquence de fonctionnement, il est nécessaire de diminuer au maximum la largeur de la base afin de diminuer le temps de transit des électrons, temps nécessaire pour que les électrons traversent la base. Cependant, lorsque l'on diminue la largeur de base, la résistance de base, R_B , inversement proportionnelle au produit du dopage de base N_{AB} par la largeur de la base W_B , augmente. On doit donc augmenter N_{AB} pour stabiliser la valeur de R_B (élément d'accès devant rester le plus faible possible). Le fait de faire croître le dopage de la base N_{AB} , nécessite d'augmenter le dopage de l'émetteur N_{DE} pour que l'injection de courant de l'émetteur vers le collecteur reste très supérieure à celle de la base vers l'émetteur. Ne pouvant augmenter le dopage indéfiniment, on arrive donc à des limites. Une solution est d'utiliser des matériaux différents, c'est-à-dire un émetteur avec une plus grande énergie de bande interdite que celle de la base, et de réaliser des hétérojonctions émetteur-base. C'est dans ce contexte, que le transistor bipolaire à hétérojonction (HBT) a pu s'imposer afin de poursuivre l'évolution des transistors bipolaires.

Dans une hétérojonction émetteur-base, la discontinuité de la bande de valence constitue une barrière au passage des trous de la base vers l'émetteur. L'efficacité d'injection de l'émetteur vers la base s'en trouve alors augmentée. Ainsi, à niveaux de dopages identiques, le gain en courant est plus élevé dans le transistor à hétérojonction que dans le transistor à homojonction. Ce type de structure autorise donc un fonctionnement du transistor à très forte

puissance. En effet, il permet de choisir un dopage de la base plus élevé tout en maintenant un gain en courant satisfaisant.

3. Principe de l'hétérojonction

3.1. Définition

Par définition, et comme l'indique la référence [6], une hétérojonction est obtenue lorsque deux matériaux semi-conducteur différents sont associés. Sa réalisation s'effectue par croissance cristalline d'un matériau sur l'autre et nécessite l'utilisation de semi-conducteurs ayant des propriétés cristallines voisines (la taille des atomes doit être notamment assez proche), donc 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 d'un HBT performant. Du point de vue énergétique c'est la juxtaposition de deux bandes d'énergies différentes en largeur du gap, ce qui entraîne une déformation des bandes d'énergies au niveau de la jonction métallurgique. Cette déformation prend la forme d'une barrière de potentiel qui empêche le passage des trous de la base vers l'émetteur en laissant passer les électrons dans l'autre sens.

3.2. Les différents types d'hétérojonctions

Lorsque deux matériaux semi-conducteurs sont rapprochés l'un de l'autre jusqu'à former une jonction, leurs bandes d'énergie s'alignent nécessairement dans une configuration précise. Cet alignement, qui est défini par leur différence d'énergie d'extraction dans le vide, est plus couramment caractérisé par les discontinuités de bande qu'il provoque. Il existe deux types d'hétérojonctions possibles : une hétérojonction de type abrupte et une hétérojonction dite graduelle.

3.2.1. L'hétérojonction abrupte

Le diagramme énergétique dans les zones neutres de l'hétérojonction abrupte garde l'état avant la mise en contact des deux matériaux, il est illustré dans la Figure (2.2).

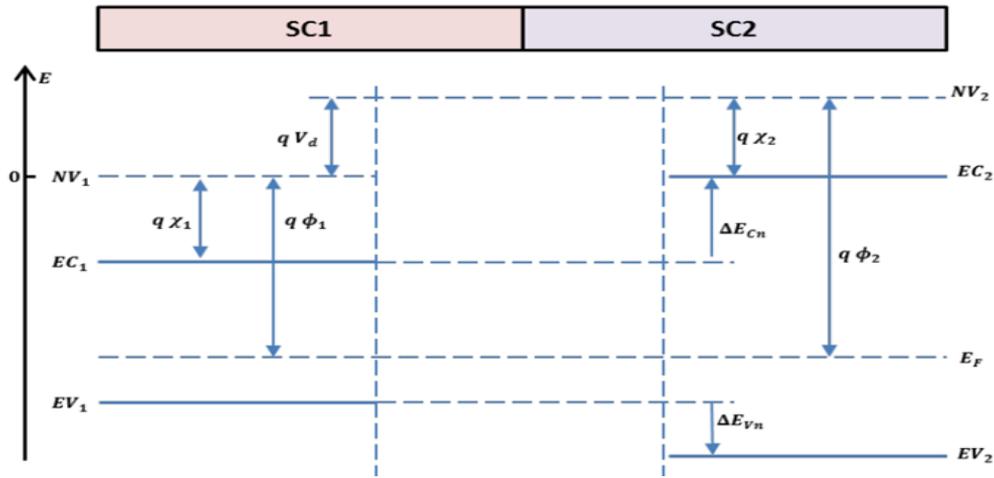


Figure 2.2: Bande d'énergie dans les zones neutres d'une hétérojonction abrupte.

En prenant comme référence le niveau de vide du semi-conducteur 1, soit $NV_1 = 0$, le niveau de Fermi E_F de la structure se trouve à la distance $q\phi_1$ en dessous de NV_1 .

$q\phi_1$: s'appelle le travail de sortie du semi-conducteur 1, GaAs dans notre cas représentant la base.

A l'équilibre E_F est aligné dans les deux matériaux, ce qui nous permet de positionner leurs bandes de conduction et de valence $E_{c1}, E_{v1}, E_{c2}, E_{v2}$.

Le niveau de vide NV_2 dans le semi-conducteur 2, GaInP dans notre cas représentant l'émetteur, est situé à la distance $q\phi_2$ au-dessus d' E_F . La tension de diffusion, entre les deux semi-conducteurs est donnée par :

$$V_d = NV_1 - NV_2 = \phi_1 - \phi_2 \quad (2.11)$$

La différence en énergie entre les bandes de conduction dans les régions neutres des deux semi-conducteurs est donnée par :

$$\Delta E_{cn} = E_{c2} - E_{c1} = q \cdot (\phi_{F1} - \phi_{F2}) \quad (2.12)$$

ϕ_{F1}, ϕ_{F2} sont respectivement les valeurs de la différence d'énergie entre la bande de conduction et le niveau de fermi dans chaque région.

La différence d'énergie entre les bandes de valence des deux régions neutres peut être calculée maintenant à partir de la relation suivante :

$$\Delta E_{vn} = \Delta E_{cn} - \Delta E_g \tag{2.13}$$

Où : $\Delta E_g = (E_{c2} - E_{v2}) - (E_{c1} - E_{v1})$: la différence de largeur des bandes interdites des deux matériaux.

Le diagramme énergétique au voisinage de la jonction, après la mise en contact des deux matériaux, est illustré sur la figure (2.3).

La discontinuité de la bande de conduction au niveau de l'interface s'exprime comme :

$$E_b = \Delta E_c(x = 0) = \Delta E_{c0} = q \cdot (\chi_1 - \chi_2) \tag{2.14}$$

χ_1, χ_2 : Représentent les affinités électroniques à l'interface des deux semi-conducteurs.

D'autre part, la discontinuité de la bande de valence au niveau de l'interface s'écrit :

$$\Delta E_v(x = 0) = \Delta E_{v0} = -(\Delta E_g + q(\chi_1 - \chi_2)) \tag{2.15}$$

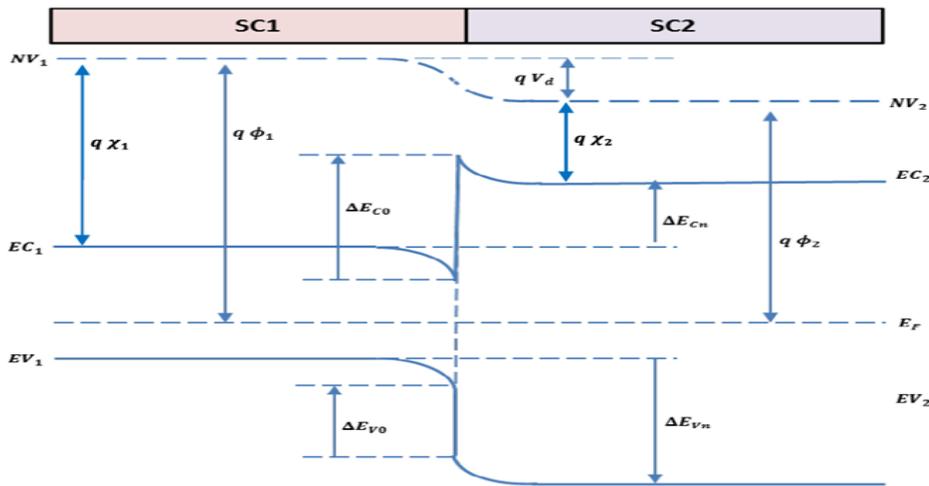


Figure 2.3 : Bandes d'énergies au voisinage d'une hétérojonction abrupte après la mise en contact.

Dans notre cas, $\chi_1 > \chi_2$ et $\chi_1 - \chi_2 < |\Delta E_g/q|$, ce qui implique $\Delta E_{c0} > 0$ et $\Delta E_{v0} < 0$. Avec un travail de sortie ϕ_2 du matériau GaInP de type N plus petit que ϕ_1 celui du matériau GaAs de type P, l'équilibre s'effectue par une diffusion des électrons du semi-conducteur à faible travail de sortie et des trous dans le sens inverse. Les valeurs relatives de ΔE_c et ΔE_v dépendent bien entendu des matériaux constitutifs de l'hétérojonction [7].

Les électrons qui passent la barrière d'énergie de la bande de conduction sont introduits à des vitesses importantes, ce qui réduit le temps de transit dans la base, cela permet alors l'augmentation des performances fréquentielles du HBT à hétérojonction abrupte. De plus, la discontinuité de la bande de valence constitue de cette manière une barrière au passage des trous de la base vers l'émetteur, ce qui augmente l'efficacité d'injection. Cette configuration permet l'utilisation d'un dopage de base plus élevé tout en maintenant un gain en courant important et une bonne efficacité d'injection.

L'hétérojonction GaInP/GaAs peut être utilisée dans la fabrication de composants tels que les HEMT, HEMT pseudo-morphiques, diodes lasers ou HBT [8]. 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: ΔE_g et ΔE_v varient respectivement de 1.8 eV à 1.95 eV et de 0.30 eV à 0.38 eV [9].

Des travaux publiés dans la littérature, donnent pour ΔE_v une estimation évoluant entre 0.30 et 0.40 eV [10] et pour ΔE_c des valeurs oscillant entre 0.19 et 0.22 eV [11].

Un ΔE_c important n'est pas intéressant car il fournit une barrière supplémentaire à l'injection d'électrons de l'émetteur à la base, ce qui nécessite une tension de polarisation émetteur-base plus grande, cela réduit l'efficacité d'injection de l'émetteur, limitant ainsi le gain en courant du dispositif pour l'HBT. Le tableau (2.1) cite certaines discontinuités de bande du HBT InGaP/GaAs :

Tableau 2.1 : Différentes discontinuités de bande du HBT InGaP/GaAs

| ΔE_v | ΔE_c | L'année | Référence |
|--------------|--------------|---------|-----------|
| 0.29 | 0.19 | 2003 | [12] |
| 0.33 | 0.16 | 2009 | [13] |
| 0.35 | 0.15 | 2009 | [14] |
| 0.38 | 0.12 | 2010 | [15] |
| 0.32-0.46 | 0.13 | 2010 | [16] |
| 0.3 | 0.2 | 2015 | [17] |

En conclusion, nous pouvons dire que pour un fonctionnement du HBT 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.

3.2.2. 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 qui dégrade l'efficacité d'injection. 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. 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 [18]. En effet, la variation de la composition des matériaux introduit une modification de la plupart des caractéristiques des matériaux. Les hétérojonctions graduelles permettent alors de conserver une bonne efficacité d'injection et donc un gain statique en courant favorable ; mais elles contribuent à la baisse du temps de traversée total des porteurs des HBTs contrairement au cas d'une hétérojonction de type abrupte.

4. Les transistors bipolaires à hétérojonction

4.1. Définition

D'un point de vue historique, le transistor bipolaire à hétérojonction est l'un des premiers composants actifs à semi-conducteur inventé en 1951, grâce aux travaux de Shockley datant de 1949 [19]. L'amélioration de ses performances par rapport au transistor bipolaire à jonction classique provient de l'utilisation d'une hétérojonction base-émetteur. Cette dernière (grand gap pour l'émetteur, petit gap pour la base), est choisie de façon à introduire un décalage dans la bande de valence ΔE_v , afin d'augmenter la barrière de potentiel présentée à l'injection des trous de la base dans l'émetteur.

4.2. Amélioration des performances des HBTs

Les transistors bipolaires à hétérojonction associent les avantages des transistors bipolaires à homojonction et les caractéristiques des dispositifs à hétérojonction. La présence de l'hétérojonction émetteur-base, (l'émetteur est constitué d'un matériau à large bande interdite (GaInP), la base est formée d'un matériau à bande interdite plus faible (GaAs)), entraîne l'augmentation de la barrière de potentiel entre l'émetteur et la base vue par les trous et lui confère des propriétés très intéressantes, elle permet aussi de lever la limitation liée au dopage de base. En effet, on peut augmenter l'efficacité γ ($= I_{nE}/I_E$) en utilisant une hétérojonction avec un offset de bande de valence important, permettant de limiter considérablement l'injection de trous de la base vers l'émetteur. Dans ce cas, on peut écrire l'expression de l'efficacité d'injection γ en fonction de I_{nE} :

$$\gamma = (I_{nE}/I_{pE})_{\text{het}} = (I_{nE}/I_{pE})_{\text{hom}} \exp(\Delta E_v/kT) \quad (2.16)$$

Où : $(I_{nE}/I_{pE})_{\text{hom}}$ est l'équivalent courant électrons-trous de l'homojonction.

En résumé, la discontinuité de bande de valence entraîne une meilleure efficacité d'injection des électrons de l'émetteur vers la base, et la présence de l'hétérojonction dans les HBTs 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 tout en conservant un niveau de gain en courant satisfaisant qui est donné par :

$$\beta_{\text{max}} = \frac{D_{nB} \cdot W_E \cdot n_{iB}^2}{D_{pE} \cdot W_B \cdot n_{iE}^2} \cdot \frac{N_{DE}}{N_{AB}} \cdot \exp\left(\frac{\Delta E_g}{kT}\right) \quad (2.17)$$

Où : k est la constante de Boltzmann ($=1.38 \cdot 10^{-23}$ J/K),

β_{max} est défini comme la valeur maximale du gain obtenu quand le courant collecteur est suffisamment élevé pour rendre les recombinaisons à l'interface émetteur-base négligeables devant celles présente dans le volume de la base [20]. Cette valeur ne dépend pas du courant et est une donnée intrinsèque d'une structure.

L'équation (2.17) montre la forte influence de la température sur le gain en courant. A température ambiante, la présence du terme en exponentielle introduit une augmentation du gain en courant d'un facteur 3000.

On peut donc s'autoriser un dopage de base, très élevé afin de réduire la résistance de base du composant intrinsèque, tout en gardant un gain en courant intéressant. On peut également diminuer le dopage de l'émetteur, afin de minimiser la capacité de transition de la jonction base-émetteur qui en dépend, améliorant ainsi les performances dynamiques aux très hautes fréquences. La réduction de ces éléments parasites intrinsèques conduit à une diminution significative des temps de transit des porteurs dans la base. Ainsi, contribuent à augmenter le gain en puissance puisque la fréquence maximale d'oscillation augmente.

La résistance de base est donnée par [21]:

$$R_B = \frac{K}{q \cdot \mu_p \cdot W_B \cdot N_B} \quad (2.18)$$

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

Compte tenu du fort dopage de base, la résistance de base devient plus faible que celle d'un transistor bipolaire classique. 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.

La capacité de transition émetteur-base est classiquement calculée à partir de la relation (2.19) [22] :

$$C_{TE} = S \left[\frac{q}{2} \cdot N_E \cdot \epsilon_E \frac{1}{(V_D - V_{BE})} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (2.19)$$

Où : S est la surface totale de la jonction.

L'émetteur d'un HBT pouvant être moins dopé que celui du bipolaire classique (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.

La réduction des deux paramètres précédents améliore alors la fréquence maximale d'oscillation :

$$f_{\max} = \sqrt{\frac{f_T}{8 \cdot \pi \cdot R_B \cdot C_{BC}}} \quad (2.20)$$

4.3. Fonctionnement statique du HBT

Les mesures en régime de tensions et de courants continus (régime statique) sont nécessaires à la compréhension du fonctionnement du composant. Ces dernières permettent, entre autre, d'extraire un certain nombre de paramètres caractéristiques du composant et de mettre en évidence d'éventuels défauts liés à la technologie (courants non idéaux).

4.3.1. Expression des courants

Les expressions des courants de base et de collecteur sont déterminés à partir d'équations fondamentales et d'hypothèses simplificatrices adaptées aux HBTs.

- Les équations de continuité décrivant le transport des électrons et des trous dans un matériau semi-conducteur :

$$\frac{\partial n}{\partial t} = G_n - R_n + \frac{1}{q} \nabla J_n \quad (2.21)$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} = G_p - R_p + \frac{1}{q} \nabla J_p \quad (2.22)$$

Dans ces équations, G_x et R_x représentent respectivement les facteurs de génération et de recombinaison ($m^{-3}.s^{-1}$) des porteurs, J_x les densités de courant (avec $x = n$ ou p respectivement pour les électrons et les trous).

- Les équations des densités de courant J_n et J_p :

$$J_n = q \cdot D_n \cdot \nabla n + q \cdot n \cdot \mu_n \cdot E \quad (2.23)$$

$$J_p = -q \cdot D_p \cdot \nabla p + q \cdot p \cdot \mu_p \cdot E \quad (2.24)$$

Dans ces expressions, E représente le champ électrique et q la charge élémentaire d'un électron. Ces équations permettent de résoudre un système à trois dimensions.

Cependant, ces travaux n'approfondissent pas les calculs détaillés des courants, divers ouvrages [23, 24, 25] permettent de s'informer sur toutes les hypothèses et les démarches à suivre. Notre but c'est juste de montrer que les formules des courants dépend de la température.

On peut exprimer le courant de base I_B circulant dans un dispositif de section A de la manière suivante :

$$I_B \approx \frac{q \cdot A \cdot D_{pE} \cdot n_i^2}{L_{pE} \cdot N_{DE}} \cdot \exp\left(\frac{qV_{BE}}{kT}\right) \quad (2.25)$$

Nous pouvons donc agir sur différents paramètres afin de régler le niveau de courant de base, les plus accessibles étant la température et le niveau de dopage de l'émetteur qui va réguler l'injection des trous provenant de la base (si N_{DE} augmente, I_B va diminuer).

Le courant collecteur I_C s'exprime par :

$$I_C = \frac{q \cdot A \cdot D_{nB} \cdot n_i^2}{W_B \cdot N_{AB}} \cdot \exp\left(\frac{qV_{BE}}{kT}\right) \quad (2.26)$$

De cette dernière expression, on remarque que le courant de collecteur dépend principalement de la polarisation V_{BE} , des caractéristiques de la base (épaisseur, dopage) et de la température.

4.3.2. Diagramme de Gummel

Le tracé de Gummel est une représentation des courants de base et de collecteur en échelle logarithmique en fonction de la tension V_{BE} , à une tension V_{BC} fixe (généralement nulle). Il permet non seulement d'obtenir le gain statique en courant mais aussi de se rendre compte de la qualité des jonctions émetteur-base et base-collecteur.

La courbe de Gummel d'un HBT présente quatre régions distinctes (figure 2.4) :

- **Région 1** : lorsque la tension V_{BE} est très faible, le courant de base est alors dominé par les phénomènes de recombinaisons en surface et au niveau de la zone de charge d'espace émetteur-base. Peu d'électrons atteignent le cœur de la base et encore moins le collecteur. Cela se traduit sur la courbe par des courants de base et de collecteur très faibles et un gain en courant proche de zéro.
- **Région 2** : pour des valeurs de V_{BE} intermédiaires, l'injection des électrons est suffisante pour que ceux-ci atteignent en grande majorité le collecteur. L'effet d'amplification du transistor à lieu et l'évolution du gain statique en courant est donné par l'écart entre les courbes d' I_C et d' I_B . Dans cette zone de polarisation, l'évolution linéaire des courants avec V_{BE} rend possible l'extraction des courants de saturation et des coefficients d'idéalité des jonctions. En effet, les courants de base et de collecteur s'écrivent respectivement :

$$I_B = I_{Bsat} \cdot \exp\left(\frac{q \cdot V_{BE}}{n_B \cdot kT}\right) \quad \text{Et} \quad I_C = I_{Csat} \cdot \exp\left(\frac{q \cdot V_{BE}}{n_C \cdot kT}\right) \quad (2.27)$$

Où I_{Bsat} et I_{Csat} sont les courants de saturation de la base et du collecteur, et n_B et n_C sont les coefficients d'idéalité de la jonction émetteur-base et base-collecteur respectivement.

- **Région 3** : pour des valeurs de V_{BE} plus élevées, les courants de base et de collecteur deviennent importants, ce qui entraîne une chute de tension ΔV aux bornes des résistances d'émetteur et de base. On observe donc sur les courbes de Gummel une saturation des deux courants. Ce phénomène n'affecte pas pour autant l'évolution croissante du gain jusqu'à sa valeur maximale.
- **Région 4** : aux très fortes densités de courant, le gain chute brutalement du fait des effets de forte injection.

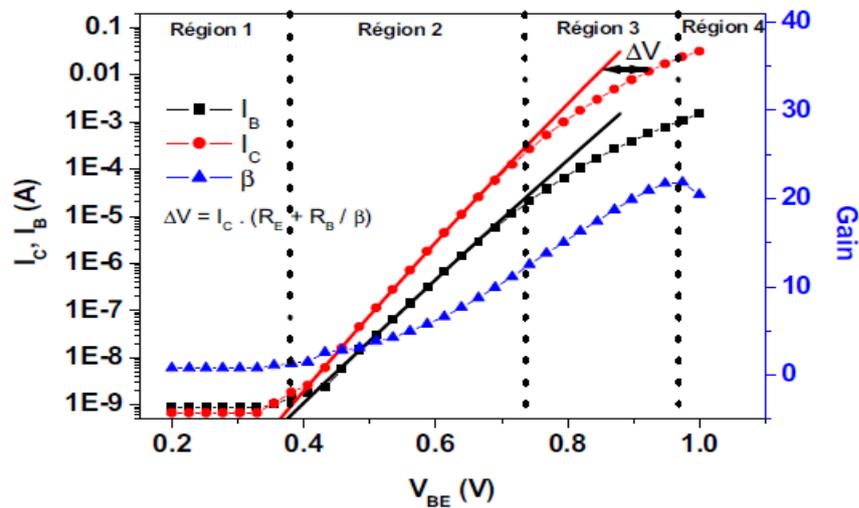


Figure 2.4 : Tracé de Gummel et gain statique en courant d'un HBT $0.7 \times 5 \mu\text{m}^2$ [26].

4.3.3. Les caractéristiques $I_C(V_{CE})$

Les caractéristiques $I_C(V_{CE})$ représentent les courants de collecteur en fonction de la tension émetteur-collecteur pour différentes valeurs du courant de base. Le réseau de courbes ainsi formé permet de visualiser le gain en courant (β), la tension de seuil (V_{seuil}), la tension de saturation (V_{sat}) ainsi que, si l'excursion en V_{CE} est suffisante, la tension de claquage (BV_{CE0}) du transistor (figure 2.5).

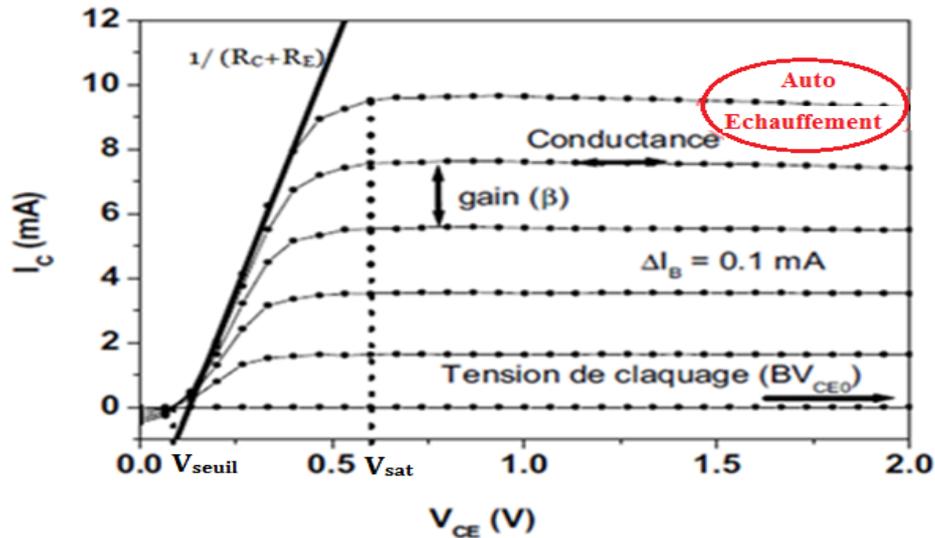


Figure 2.5 : Caractéristiques $I_C(V_{CE})$ d'un HBT $0.7 \times 5 \mu\text{m}^2$ [26].

- Lorsqu'on applique au transistor une tension $V_{CE} < V_{\text{seuil}}$, le courant de collecteur provient surtout du flux d'électrons du collecteur vers la base, ce qui donne des valeurs négatives pour le courant I_C .
- Pour des tensions V_{CE} plus élevées, on augmente la tension V_{BE} favorisant ainsi l'injection d'électrons dans le collecteur ; le courant I_C augmente alors tant que $V_{CE} < V_{\text{sat}}$. La droite $V_{CE} = V_{\text{sat}}$ a pour pente $\frac{1}{(R_E + R_C)}$.
- Au-delà de la tension de saturation, le transistor est en régime de fonctionnement normal : la jonction EB est polarisée en directe et celle BC en inverse. Le gain Béta est ainsi donné par l'écart entre les deux courbes grâce à la relation $\Delta I_C = \beta \Delta I_B$.
- Pour des tensions V_{CE} très élevées, la jonction base-collecteur est fortement polarisée en inverse ; on assiste au phénomène de claquage de cette diode due à l'ionisation par choc.

Ainsi, la plage de fonctionnement en tension des composants est donnée par la droite de charge. Elle doit être maximale pour le transistor tout en conservant son gain en courant statique maximal. Pour augmenter cette plage de tension, la tension de claquage en émetteur commun à courant nul devrait être la plus grande possible. La pente de la droite $V_{CE} = V_{\text{sat}}$ doit également être la plus élevée possible grâce à la minimisation des résistances parasites d'émetteur et de collecteur. Enfin, pour réduire la consommation des circuits, la tension de démarrage V_{seuil} doit être minimisée.

4.4. Fonctionnement en régime dynamique du HBT

L'HBT offre des performances en régime dynamique très élevées ce qui en fait un très bon candidat pour les applications hautes fréquences. C'est pourquoi nous allons présenter dans la partie suivante l'expression des différents temps de transit des porteurs ainsi que la fréquence de transition f_T et la fréquence maximale d'oscillation f_{max} d'un HBT.

4.4.1. Différents temps de transit dans l'HBT

Les performances fréquentielles d'un HBT sont déterminées par le temps mis par les porteurs minoritaires pour traverser les différentes régions qui composent le transistor : c'est le temps de transit τ_F . On peut décomposer ce temps de transit direct en plusieurs composantes et ainsi détailler sont expression comme suit :

$$\tau_F = \tau_B + \tau_E + \tau_{EB} + \tau_{BC} \quad (2.28)$$

Le calcul des temps de transit ne sera pas détaillé dans ce paragraphe, il est présenté dans [27, 28].

$$\tau_B = \frac{W_B^2}{2 \cdot D_{nB}} \quad (2.29)$$

On remarque que le temps de transit dans la base est proportionnel au carré de l'épaisseur de base, cela justifie les efforts considérables réalisés pour privilégier des bases fines dans un but d'optimiser ce temps de transit et accroître les performances fréquentielles.

$$\tau_E = \frac{1}{2} \cdot \frac{W_E \cdot W_B}{D_{nB}} \cdot \frac{N_{AB}}{N_{DE}} \cdot \exp\left(-\frac{\Delta E_g}{kT}\right) \quad (2.30)$$

L'expression du temps de transit dans l'émetteur montre l'importance de la réduction des épaisseurs d'émetteur et de base pour les HBTs destinés à des applications avec des fréquences de coupure élevées. Elle montre également l'impact des paramètres de l'émetteur tel que le dopage.

Le temps de transit dans la ZCE émetteur-base en fonction de la polarisation V_{BE} est exprimé comme suit :

$$\tau_{EB} \propto \exp\left(-\frac{qV_{BE}}{2kT}\right) \quad (2.31)$$

On remarque grâce à cette expression que le temps de transit τ_{EB} chute très rapidement lorsque la tension V_{BE} augmente. De plus, du fait de la faible épaisseur de la zone de charge d'espace émetteur-base (jonction polarisée en direct, en fonctionnement normal et fort dopage des deux régions adjacentes à la ZCE) la contribution du temps de transit de cette zone au temps de transit total peut être considérée comme négligeable.

Le temps de transit base-collecteur est décrit par l'expression suivante :

$$\tau_{BC} = \frac{W_{BC}}{2 \cdot v_{sat}} \quad (2.32)$$

D'après cette formule, la minimisation de ce temps de transit passe par la réduction de la largeur de la ZCE à cette jonction. Cette réduction est possible en augmentant le dopage de collecteur, ce qui est néfaste pour la tenue en tension des dispositifs (claquage). Il faut alors trouver un compromis entre dopage et épaisseur de collecteur c'est-à-dire entre un temps de transit faible et une forte tenue en tension.

4.4.2. Fréquence de transition f_T

La fréquence de transition, f_T , est un facteur de mérite important pour quantifier les performances hautes-fréquences des HBTs. Elle se définit à partir du temps de transit direct et correspondant à la fréquence pour laquelle le gain dynamique en courant en petit signal, noté h_{21} , du composant devient égale à 1 (ou 0 dB). La figure (2.6) représente l'évolution du gain en fonction de la fréquence sur un diagramme de Bode.

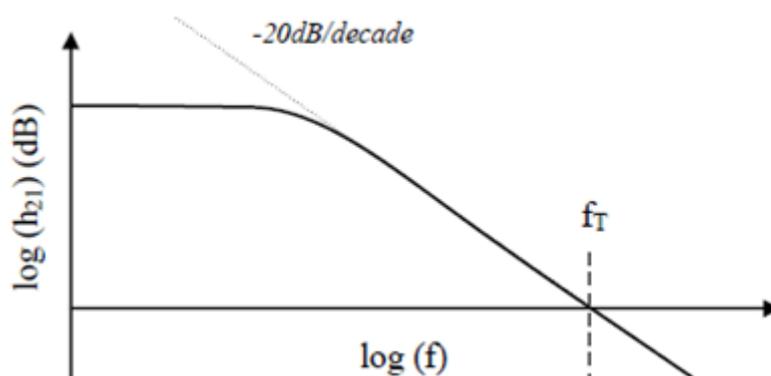


Figure 2.6 : Evolution du gain dynamique en fonction de la fréquence.

Sur le diagramme de Bode, on remarque que le gain en régime dynamique suit un plateau avant de décroître selon une pente de -20dB par décade. La décroissance observée est due aux différents éléments intrinsèques qui engendrent un retard dans le déplacement des porteurs : le temps de transit direct, les capacités de jonctions ainsi que les résistances d'émetteur et de collecteur.

$$f_T = \frac{1}{2\pi} \left[\frac{1}{g_m} (C_{EB} + C_{CB}) + \tau_B + \tau_E + \tau_{BC} \right]^{-1} \quad (2.33)$$

Où : C_{EB} : la capacité parasite de la jonction émetteur-base,

C_{BC} : la capacité parasite de la jonction base-collecteur,

g_m : la transconductance du HBT.

$$g_m = \frac{\partial I_C}{\partial V_{BE}} = \frac{\partial (I_{C0} \cdot \exp \frac{qV_{BE}}{kT})}{\partial V_{BE}} = \frac{q}{kT} \cdot I_{C0} \cdot \exp \frac{qV_{BE}}{kT} = \frac{qI_C}{kT} \quad (2.34)$$

L'expression (2.33) est une formulation théorique de la fréquence et ne prend pas en compte des retards provoqués par les résistances d'émetteur et de collecteur : $R_E \cdot C_{BC}$ et $R_C \cdot C_{BC}$ respectivement pour finalement obtenir f_T tel que :

$$f_T = \frac{1}{2\pi} \left[\frac{kT}{qI_C} (C_{EB} + C_{CB}) + \tau_B + \tau_E + \tau_{BC} + (R_E + R_C)C_{BC} \right]^{-1} \quad (2.35)$$

4.4.3. Fréquence maximum d'oscillation f_{max}

Pour comparer les performances dynamiques des transistors et en particulier l'efficacité de l'architecture, nous avons utilisé la fréquence maximale d'oscillation f_{max} définie à partir de f_T en utilisant la formule suivante :

$$f_{max} = \sqrt{\frac{f_T}{8 \cdot \pi \cdot R_B \cdot C_{BC}}} \quad (2.36)$$

La fréquence maximale d'oscillation f_{max} peut être mesurée comme la fréquence à laquelle le gain en puissance chute à 1. Cette grandeur est sans doute plus représentative du dispositif complet car elle prend en compte les éléments parasites du transistor comme la résistance de

base qui peut introduire une chute de performances en fréquence importante selon l'architecture.

La fréquence f_{max} présente donc l'avantage de refléter non seulement la partie intrinsèque du transistor, mais aussi la contribution des éléments extrinsèques, à travers la résistance de base et la capacité B/C. La fréquence f_{max} donne une bonne prédiction des performances du transistor dans un circuit, où les contributions des résistances et capacités parasites jouent un rôle important.

5. Effets limitatifs dans un HBT

L'objectif d'un composant électronique destiné pour les fortes puissances est comme son nom l'indique de fournir un maximum de puissance en fonction des applications auxquelles il est destiné et l'obtention de fortes puissances passera par l'augmentation des excursions du courant de sortie et/ou de la tension de sortie. Malheureusement, les valeurs de courant et tension maximales sont fortement soumises à des limitations. Nous allons expliquer l'origine des limitations (courants et tensions) auxquelles les transistors bipolaires sont soumis. De la même façon qu'il existe des limites de courant et tension, les effets thermiques restreignent également la plage d'utilisation.

5.1. Effet Early

L'effet Early a pour cause l'amincissement de la base neutre lorsque la zone de charge d'espace de la jonction base-collecteur s'étend sous l'effet d'une polarisation V_{CB} en inverse. Cet effet est visible sur les caractéristiques de sortie des dispositifs dont l'épaisseur de la base est plus faible que la longueur de diffusion des électrons dans la base. Le courant collecteur, normalement constant en régime de saturation, augmente lorsque V_{CE} augmente comme le montre la figure (2.7).

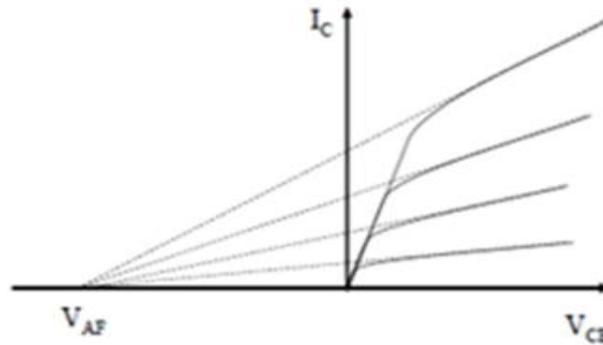


Figure 2.7 : Caractéristique de sortie d'un bipolaire présentant un effet Early.

La tension d'Early permet d'évaluer la tenue en tension du transistor [29] et se définit selon :

$$V_{AF} = \left(\frac{\partial I_C}{\partial V_{CB}} \Big|_{V_{BE}} \right)^{-1} \quad (2.37)$$

C'est un paramètre fortement étudié par les concepteurs des circuits. Il est souhaitable qu'elle soit la plus grande possible, afin d'avoir une linéarité en tension importante [30]. Dans les transistors à hétérojonction, ce phénomène Early est limité en utilisant un fort dopage de base combiné à un faible dopage de collecteur.

5.2. Effet d'élargissement de la base : Effet Kirk

En régime de forte injection, le comportement de la jonction base-collecteur est nettement modifié. L'effet Kirk est dû à une injection massive des électrons dans la ZCE base-collecteur avec une vitesse correspondant à la vitesse de saturation v_{sat} . A un seuil d'injection supérieure à la densité de porteurs dans le collecteur, cela entraîne l'élargissement brusque de la base vers le collecteur [31]. Cet effet conduit à dégrader le gain en courant. De même, cet élargissement de la base sous l'effet de forte polarisation du composant entraîne l'augmentation du temps de transit dans la base et réduit alors la fréquence de transition des transistors bipolaires. Il existe également une valeur critique de densité de courant collecteur pour laquelle ce phénomène apparaît [32] ;

$$J_C(Kirk) = q \cdot N_{Dcollecteur} \cdot v_{sat} \quad (2.38)$$

Où : $N_{Dcollecteur}$ est le dopage du collecteur.

Cette expression montre que le seuil d'effet Kirk dépend du dopage de collecteur qui doit être maximisé. Malheureusement, la hausse du dopage de collecteur, dégrade considérablement la tenue en tension des composants. Un autre moyen de repousser le seuil d'effet Kirk est d'utiliser des matériaux à forte mobilité électronique dans le collecteur [33], c'est-à-dire avec des vitesses de saturation des électrons supérieures.

5.3. Le claquage

Le claquage du HBT apparaît pour les fortes tensions V_{CE} , lorsque la jonction base-collecteur est très fortement polarisée en inverse. Les tensions de claquage sont notées BV_{CE0} et BV_{CB0} , pour le montage en émetteur commun et base commune respectivement (figure 2.8). Afin que le transistor fonctionne sur une grande plage de tension, les concepteurs cherchent à augmenter cette tension de claquage, une des solutions est l'utilisation d'un collecteur en GaInP [34], vu la valeur élevée de l'énergie de bande interdite du matériau GaInP.

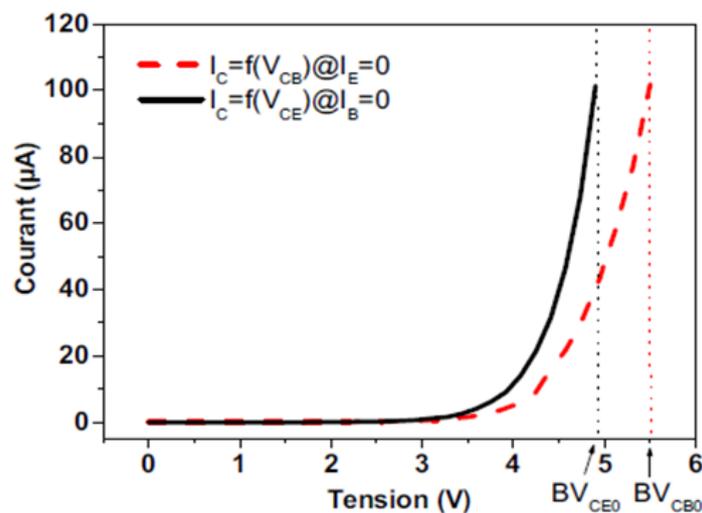


Figure 2.8 : Tension de claquage de la jonction base-collecteur en montage émetteur commun et base commune [35].

Dans le cas des transistors bipolaires à hétérojonctions utilisés pour le fonctionnement en forte puissance, 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 HBTs 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 [36].
- 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.

5.4. Les limitations thermiques

L'instabilité thermique est un phénomène particulier aux HBTs. Le fait de travailler à des densités de puissances importantes, a pour conséquence une génération de chaleur, qui limite les performances du transistor. Les effets thermiques doivent être étudiés et modélisés pour permettre une évaluation des températures de jonction et améliorer la fiabilité des dispositifs grâce à la détermination de la résistance thermique.

Dans les HBTs, 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 [37], ou sur la variation du gain en courant avec la température [38].

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 à fort niveau d'injection [39]. 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.
- 2- Une réduction significative du gain en courant et de la fréquence de transition, en fonctionnement forte puissance. 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.

- 3- Génération d'instabilités thermiques qui peuvent être de deux types: Phénomène de «second claquage» et «Crunch effect» [40].

Dans un transistor bipolaire, les courants qui traversent les jonctions sont contrôlés par les tensions base-émetteur et base-collecteur suivant une loi exponentielle du type $I_{sat} \exp\left(\frac{qV}{kT}\right)$, où V est la tension appliquée aux bornes de la jonction et I_{sat} 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. La référence [41] 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. 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 HBTs 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 [42].

6. Conclusion

Le fonctionnement des HBTs a été décrit rapidement, et les différents phénomènes physiques qu'il est important de prendre en compte dans les modèles afin d'obtenir des représentations

convenables de leur fonctionnement ont été mis en exergue. Nous avons vu que les HBTs GaAs sont des composants destinés aux applications de puissance à haute fréquence.

Cependant, ces transistors, comme tout composant utilisé dans des applications à forte densité de puissance, présentent des limitations de fonctionnement notamment liées à des problèmes thermiques. En effet, l'augmentation de la température fait varier énormément les caractéristiques électriques du composant. Sa prise en compte dans les modèles électriques est devenue indispensable. La modélisation théorique de cet effet sera l'objet du chapitre suivant.

Références bibliographiques chapitre 2

- [1]. B. Barbatat, « Technologie et Physique de Transistors Bipolaires à Hétérojonction Si/SiGeC Auto-alignés très Hautes Fréquences », Thèse de doctorat, Université PARIS-SUD XI, 2006, N° D'ORDRE : 8571.
- [2]. J-Ch. MARTIN, « Etude des mécanismes de dégradation des Transistors Bipolaires à Hétérojonction sur substrat InP destinés aux communications optiques », Thèse de Doctorat, Université BORDEAUX I, Septembre 2004, N° d'ordre : 2853.
- [3]. P-Y SULIMA, « Contribution à la modélisation analytique tridimensionnelle de l'auto-échauffement dans les transistors bipolaires à hétérojonction de type Si/SiGe », Thèse de Doctorat, Université BORDEAUX I, Décembre 2005, N° d'ordre : 3101.
- [4]. E. Mairiaux, « Développement d'une nouvelle filière de transistors bipolaires à hétérojonction AlIn(As) Sb/GaInSb en vue applications térahertz », Thèse de Doctorat, Université des Sciences et Technologies de LILLE, Octobre 2010.
- [5]. P-M MANS, « Optimisation de transistors bipolaires à hétérojonctions Si/SiGe:C en technologie BiCMOS 0.25 μm pour les applications d'amplification de puissance », Thèse de Doctorat, Université BORDEAUX I, 2008, N° d'ordre : 3661.
- [6]. B. Ardouin, « Contribution a la modélisation et a la caractérisation en hautes fréquences des transistors bipolaires a hétérojonction Si/SiGe », Thèse de Doctorat, Université BORDEAUX I, Décembre 2001, N° d'ordre : 2465.
- [7]. J. Bazzi, « Caractérisation des transistors bipolaires à Hétérojonction SiGe à très hautes fréquences », Thèse de Doctorat, Université Bordeaux 1, Juillet 2011, N° d'ordre : 4296.
- [8]. C. Meng, T-Han Wu, and M. Lin, « Compact 5.2-GHz GaInP/GaAs HBT Gilbert Upconverter Using Lumped Rat-Race Hybrid and Current Combiner », IEEE MICROWAVE AND WIRELESS COMPONENTS LETTERS, VOL. 15, NO. 10, OCTOBER 2005, pp.688-690.
- [9]. Yuxia Shi, YanWang, « An enhanced model for InGaP/GaAs heterojunction bipolar transistor », Microelectronics Journal 44 (2013), pp. 163–168.
- [10]. G. Dutta, S. Basu, « Analysis of the electrical characteristics of GaInP/GaAs HBTs including the recombination effect », Journal of Semiconductors, Vol, 33, No, 5, May 2012, pp. 054002-1:05002-6.
- [11]. P. Saha and S. Basu, « A study of base transit time and gain of InGaP-InGaAs HBTs for uniform and nearly gaussian base doping profiles », Journal of Electron Devices, Vol. 15, 2012, JED [ISSN : 1682 -3427], pp. 1254-1259.
- [12]. K.Tanaka, K.Mochizuki, C. Takubo, H. Matsumoto, T. Tanoue, and I. Ohbu, « An InGaP/GaAs Collector-up tunneling-collector HBT and Sub-transistor Via-hole Structure for Small and Highly Efficient Power Amplifiers », 2003 EEE MIT-S Digest, pp. 2197-2200.
- [13] S. Adachi, « Properties of Semiconductor Alloys, Group- IV, III-V and II-VI Semiconductors », Wiley Series in Materials for Electronic & Optoelectronic Applications, © 2009 John Wiley & Sons, Ltd ISBN: 978-0-470-74369-0.
- [14]. J-H. Tsai, S-Y. Chiu, W-Sh. Lour, Der-Fe Guo, « High-performance InGaP/GaAs pnp δ -doped heterojunction bipolar transistor », Физика и техника полупроводников, 2009, том 43, вып. 7, pp. 971-974.
- [15]. H. Abbas khan, « Spectral response modelling and analysis of heterojunction bipolar phototransistors », Doctor of Philosophy, University of Manchester 2010.
- [16] I.Vurgaftman, J.R.Meyer, « Band parameters for III-V compound semiconductors and their alloys », Journal of applied physics, volume 89, number 11, June 2001.
- [17] Yi-Chen Wu, Jung-Hui Tsai, Te-Kuang Chiang, Fu-Min Wang, « Comparative Investigation of InGaP/GaAs/GaAsBi and InGaP/GaAs Heterojunction Bipolar Transistors », Физика и

Références bibliographiques chapitre 2

- техника полупроводников, 2015, том 49, вып. 10
- [18]. M. Deng, « Contribution à la caractérisation et la modélisation jusqu'à 325 GHz de transistors HBT des technologies BiCMOS », Thèse de Doctorat, Université de Lille 1, Décembre 2014, N° d'ordre : 41573.
 - [19]. M. AL-SA'DI, « TCAD Based SiGe HBT Advanced Architecture Exploration », Thèse de doctorat, Université BORDEAUX I, Mars 2011.
 - [20]. E. R. Garcia, « Analyse expérimentale et modélisation du bruit haute fréquence des transistors bipolaires a hétérojonctions SiGe:C et InGaAs/InP pour les applications très hautes fréquences », Thèse de Doctorat, Université Paris-Sud 11, juin 2011.
 - [21]. Felix Stein, « SPICE Modeling of TeraHertz Heterojunction bipolar transistors », Thèse de Doctorat, Université de BORDEAUX, Décembre 2014.
 - [22]. D. Timothy Pillow, « Fabrication and Characterisation of InP/InGaAs Heterojunction Bipolar Transistors », Master of science, GLASGOW UNIVERSITY, April 2013.
 - [23]. A. Coustou, « Conception et caractérisation de circuits intégrés en technologie BICMOS SiGe pour application de télécommunications en bande x », Thèse de Doctorat, Université Paul Sabatier de Toulouse, Décembre 2001.
 - [24]. S. Heckmann, « Contribution au développement d'une filière de transistors bipolaires a hétérojonction de très forte puissance en bandes L et S pour applications de télécommunications civiles et radar », Thèse de doctorat, Université de LIMOGES, Octobre 2003, N° D'ORDRE : 35-2003.
 - [25]. J. C. Nunez Perez, « Contribution à la conception de systèmes de radiocommunication : de la modélisation de transistors bipolaires à l'évaluation des performances d'un système d'émission-réception », Thèse de Doctorat, Institut National des sciences Appliquées de Lyon, Déc 2007, N° d'ordre : 2007 ISAL 0084.
 - [26]. M. Hazouard, « Conception et réalisation d'amplificateurs micro-ondes de puissance à l'aide de la méthode des fréquences réelles », Thèse de Doctorat, Université BORDEAUX I, Janvier 2002, N° d'ordre : 2434.
 - [27]. H. Chouaib, « Spectroscopie de modulation optique pour la qualification d'hétérostructures GaAsSb/InP destinées à la réalisation de TBH ultra-rapides », Thèse de Doctorat, Institut national des sciences appliquées de Lyon, 2005.
 - [28]. E. Lefebvre, « Croissance métamorphique par Epitaxie par Jets Moléculaires et caractérisations physiques pour Transistor Bipolaire à Hétérojonction InP/InGaAs sur GaAs », Thèse de Doctorat, Université des sciences et technologies de Lille, 2005.
 - [29]. M. Bouhouche, « Contribution à l'étude du transistor bipolaire à hétérojonction TBH Pour les applications hautes fréquences », Thèse de doctorat, Université MENTOURI – CONSTANTINE, Décembre 2012.
 - [30]. Jung-Hui Tsai, Chia-Hong Huang, Yung-Chun Ma, You-Ren Wu, « Comparative investigation of InP/InGaAs abrupt, setback, and heterostructure-emitter heterojunction bipolar transistors », Физика и техника полупроводников, 2012, том 46, вып. 12, pp. 1619-1624.
 - [31]. M. R. Jena, M. N. Mohanty, « Design and Analysis of GaAs based HBT for High Frequency Applications », International Journal of Computer Applications (0975 – 8887) International Conference on Communication, Circuits and Systems "iC3S-2012", pp. 13-16.
 - [32]. C. GOURDON, « Simulation en bruit et conception d'OCT MMIC à très faible bruit de phase pour applications automobiles et télécommunications », Thèse de Doctorat, Université de LIMOGES, Juin 2006, N° d'ordre : 29-2006.
 - [33]. W. Hafez, W. Snodgrass, and M. Feng, « 12.5 nm base pseudomorphic heterojunction bipolar transistors achieving $f_T=710$ GHz and $f_{MAX}=340$ GHz », American Institute of Physics ,

Références bibliographiques chapitre 2

- APPLIED PHYSICS LETTERS 87, 252109 (2005), pp. 252109-1 : 252109-3.
- [34]. N. A. Peniket, I. Davies, R. A. Davies, S.P.Marsh, S. D. Wadsworth, R. H. Wallis, « An Advanced GaAs/InGaP HBT MMIC Process », GAAS 98Amsterdam 1998, pp. 691-696.
- [35]. G. AVENIER, « Développement et étude de transistors bipolaires à hétérojonctions Si/SiGe verticaux sur substrats SOI minces », Thèse de Doctorat, Université Bordeaux, Octobre 2006, N° d'ordre : 3228.
- [36]. C. Cismaru, H. Banbrook, and P. J. Zampardi, « High Volume Test Methodology for HBT Device Ruggedness Characterization », CS MANTECH Conference, May 17th-20th, 2010, Portland, Oregon, USA.
- [37]. J-W. Park, D. Pavlidis, S. Mohammadi, J. L. Guyaux. J-Ch. Garcia, « Material and Processing Technology for Manufacturing of High Speed, High Reliability GaInP/GaAs HBT based IC's », 1999 GaAs Mantech.
- [38]. T.Oka, K. Ouchi, K. Mochizuki and T. Nakamura, « High-Speed InGaP/GaAs HBT's with an ultra-thin base », Inst. Phys. Conf. Ser. No 162 : Chapter 6, Paper presented at 25th Int. Symp. Compound Semiconductors, Nara, Japan, 12-16 October 1998, pp. 285-290.
- [39]. M. Rudolph, R. Doerner, K. Beilenhoff, and P. Heymann, « Scalable GaInP/GaAs HBT Large-Signal Model », IEEE TRANSACTIONS ON MICROWAVE THEORY AND TECHNIQUES, VOL. 48, NO. 12, DECEMBER 2000, pp. 2370-2376.
- [40]. A. Khan, C. N. Dharmasiri, T. Miura, A. A. Rezazadeh, « Thermal Characterisation and Analysis of Two Tone Intermodulation Distortion in InGaP/GaAs DHBT », 13th GAAS Symposium – Paris, 2005, pp. 209-212.
- [41]. P. Salzenstein, « Technologie des composants à hétérostructures pour les têtes de réception aux longueurs d'ondes millimétriques », Thèse de Doctorat, Université des Sciences et Technologies de Lille, Novembre 1996, N° d'ordre : 1845.
- [42]. M. Rudolph, R. Doerner, « Key Issues of Compact Models for GaAs Heterojunction Bipolar Transistors », GeMiC 2005, pp.193-196.

Chapitre 3

Etude théorique du comportement

Thermique du transistor

1. Introduction

Dans le domaine de l'électronique de puissance, la variation de la température a un impact très important et peut affecter considérablement les caractéristiques électriques des composants et les circuits électroniques, cela signifie que la température, est un paramètre incontournable dans les équations des semi-conducteurs.

L'influence de la température sur les paramètres électriques est prise en compte au travers des paramètres physiques, tels que les mobilités des porteurs, la concentration intrinsèque, ainsi que la vitesse de saturation du modèle envisagé. Ces derniers paramètres varient en fonction de la température, car lors du fonctionnement d'un HBT, la puissance électrique génère une quantité de chaleur par effet joule, plus la puissance sera élevée, plus la température du substrat augmente.

Afin de tenir compte de l'effet de la température dans les modèles de composants de puissance, nous sommes amenés à considérer les différentes lois directement issues de la physique du solide et la physique des composants électroniques de puissance. Nous identifions les paramètres thermosensibles les plus pertinents. Les variations de ces paramètres en fonction de la température sont données à partir de formulations proposées dans la littérature.

2. Génération de la chaleur

2.1. Principe

Le comportement thermique des HBTs dépend étroitement des propriétés thermiques des semi-conducteurs qui le composent ainsi que des matériaux environnant tels que les passivants, les métaux de connexion.

Dans les HBTs, la puissance est générée principalement dans les couches semi-conductrices du collecteur ; c'est pourquoi la génération de la chaleur se fait principalement au niveau de la jonction base-collecteur car une forte tension base/collecteur y est présente, de même qu'un fort courant de collecteur pour des performances à l'état de l'art des différentes réalisations. Ainsi, l'évacuation de la chaleur dans les structures de couches, illustrée par la figure (3.1), se fait essentiellement du collecteur en GaAs vers le substrat ; il a été reporté que seulement 30% de la chaleur est évacuée par l'émetteur en haut de la structure [1].

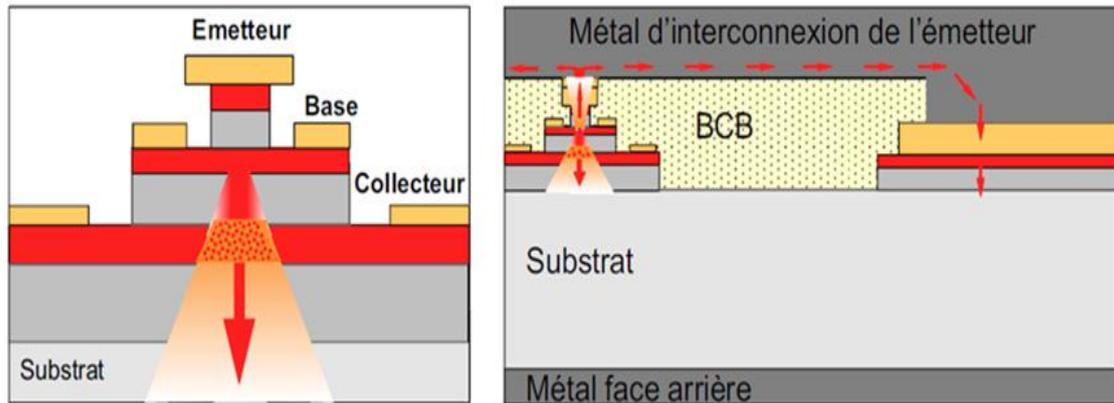


Figure 3.1 : Représentation schématique de l'évacuation de la chaleur dans un HBT intrinsèque (à gauche) et avec prise en compte de son environnement (à droite) [1].

Ainsi, en régime de forte injection, l'augmentation de la température observée sur les composants entraîne une modification des paramètres physiques des porteurs de charges. Cela se traduit par exemple par une diminution de la largeur de la bande interdite, la mobilité des porteurs est en effet dégradée sous l'effet de l'élévation de la température, ce qui entraîne une variation de la vitesse des porteurs. Les fréquences de coupure du transistor sont également affectées par cette variation.

2.2. Etude macroscopique

Macroscopiquement, la propagation du flux de chaleur dans un milieu dépend de la conductivité thermique qui forme le paramètre principal pour calculer la distribution de la température dans une structure [2]. Pour un transistor, le phénomène de variation de la température est expliqué comme suit : pour une variation de courant électrique, la température change et par conséquent les propriétés physiques du semi-conducteur changent car celles-ci sont fortement dépendantes de la température. La relation entre la puissance dissipée et la température mène à des densités de courant plus fortement localisées dans la section la plus chaude du composant (la jonction). La température locale de la jonction continue à s'élever en raison de la dissipation accrue de puissance, augmentant ainsi continuellement le courant. En conséquence, un emballement thermique provoqué par un mécanisme de rétroaction positif peut apparaître [3].

3. Effet de la température sur les propriétés des matériaux

Le fonctionnement des composants de puissance s'accompagne systématiquement d'une variation de la température du système. Cette variation a un impact direct sur les paramètres thermosensibles des composants tels que la bande interdite, la concentration intrinsèque et les mobilités des porteurs (électrons et trous). À chaque instant le comportement électrique du composant se trouve modifié au travers.

3.1. La bande interdite

Le gap du matériau semi-conducteur est l'un des paramètres dominants dans la détermination des caractéristiques des transistors à hétérojonction. La largeur de ce gap donne des propriétés électriques importantes à chaque semi-conducteur, c'est un facteur qui définit la température maximale de fonctionnement du transistor [4], cela signifie que le gap du matériau fixe la limite en température au-dessous de laquelle le dispositif peut fonctionner sans détérioration.

La dépendance de l'énergie de la bande interdite avec la température est décrite par le modèle de Varshni, utilisé dans plusieurs simulateurs numériques [5], ce modèle lie la bande interdite à la température par la loi suivante :

$$E_g(T) = E_{g0} - \frac{\alpha \cdot T^2}{T + \beta} \quad (3.1)$$

Où :

T : est la température absolue en Kelvin,

E_{g0} : est la bande interdite à $T = 0^\circ\text{K}$,

β et α : sont des valeurs empiriques déterminées pour chaque semi-conducteur, données par le tableau (3.1).

Tableau 3.1 : Valeurs des paramètres E_{g0} , α et β des matériaux, GaAs, InP et $\text{Ga}_{0,5}\text{In}_{0,5}\text{P}$ [6]

| Matériau | E_{g0} (eV) | $\alpha \cdot 10^{-4}$ (eV/K ²) | β (°K) |
|--|---------------|---|--------------|
| GaAs | 1.52 | 5.405 | 204 |
| InP | 1.42 | 4.906 | 327 |
| $\text{Ga}_{0,5}\text{In}_{0,5}\text{P}$ | 1.9614 | 5.400 | 204 |

Les expressions permettant d'évaluer la variation de l'énergie de gap E_g avec la température pour le GaAs et le $\text{Ga}_{0.5}\text{In}_{0.5}\text{P}$ sont données par les formules suivantes [7] :

$$E_g(T) = 1.5204 - 5.4 \cdot \frac{10^{-4}}{(T+204)} \cdot T^2 \quad \text{Pour le GaAs} \quad (3.2)$$

$$E_g(T) = 1.9614 - 5.4 \cdot \frac{10^{-4}}{(T+204)} \cdot T^2 \quad \text{Pour le Ga}_{0.5}\text{In}_{0.5}\text{P} \quad (3.3)$$

Les résultats de simulation font l'objet de la figure (3.2) où la température varie de -20°C et 80°C . L'augmentation de la température diminue la largeur de bande interdite ce qui se traduit par une diminution des tensions de polarisation d'entrée de la diode. La diminution de la bande interdite est d'autant plus sensible que la conductivité du matériau est faible. Ce phénomène est donc plus pénalisant pour le GaAs.

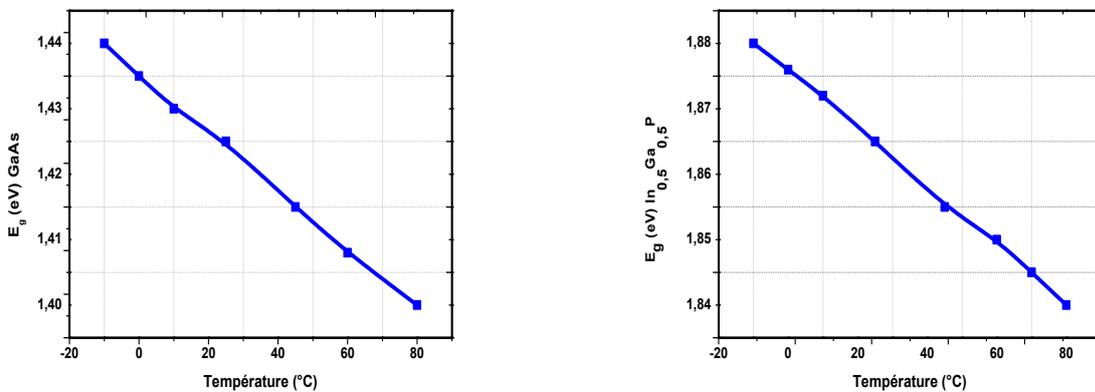


Figure 3.2 : Effet de la température sur la bande interdite des deux matériaux GaAs et $\text{Ga}_{0.5}\text{In}_{0.5}\text{P}$.

La référence [8] donne la variation de la bande interdite d'alliage GaInP pour $x = 0.51$ et $x = 0.28$, elle est représenté sur la figure (3.3). On note que la variation est linéaire au-dessus de 100K et est donnée alors par la loi:

$$E_g(T) = E_g(0) + \beta T \quad (3.4)$$

Avec: $\beta = 4.3 \cdot 10^{-4}$ (eV/K) ($x = 0.28$)

Et: $\beta = -4.6 \cdot 10^{-4}$ (eV/K) ($x = 0.51$)

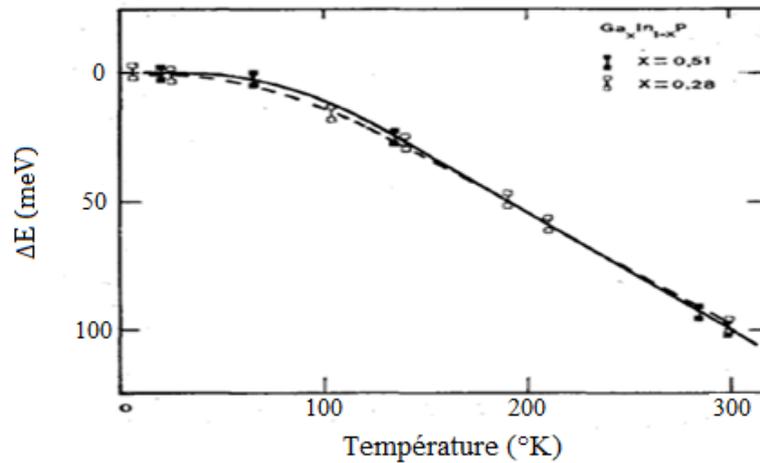


Figure 3.3: Effet de la température sur le gap de GaInP pour $x = 0.51$ et $x = 0.28$.

Le seul paramètre E_g détermine en grande partie les potentialités en puissance des composants. Une forte valeur de la bande interdite signifie que la densité de porteurs intrinsèques reste faible même à haute température, ce qui permet de limiter les courants de fuites dans les composants [9]. De plus, la hauteur de la bande interdite étant inversement proportionnelle à la longueur des mailles, c'est pourquoi celle-ci augmente quand la température augmente, le matériau est alors plus dilaté [10].

3.2. La concentration intrinsèque

La concentration des porteurs intrinsèques c'est la concentration des porteurs libres présente dans le cristal, en l'absence de tout matériau dopant. Elle est reliée à la largeur de la bande interdite $E_g(T)$ par la relation de Boltzmann:

$$n_i^2(T) = N_C \cdot N_V \cdot \exp\left(-\frac{E_g(T)}{kT}\right) \quad (3.5)$$

La dépendance majeure de n_i avec la température vient essentiellement, en plus de la tension thermique ($U_T = kT/q$) et de l'énergie de bande interdite $E_g(T)$, des densités d'états équivalentes. Ces grandeurs disponibles dans la bande de conduction et la bande de valence, notées respectivement N_C et N_V , sont données par les expressions suivantes :

$$N_C = 2 \cdot M_C \cdot \left(\frac{2\pi m_n^* kT}{h^2}\right)^{3/2} \quad (3.6)$$

$$N_V = 2 \cdot \left(\frac{2\pi m_p^* kT}{h^2}\right)^{3/2} \quad (3.7)$$

Avec :

m_n^* : Masse effective d'électron,

m_p^* : Masse effective de trou,

h : Constante de Planck,

k : Constante de Boltzmann,

M_C est le minima de l'énergie équivalente dans la bande de conduction.

La densité en porteurs intrinsèques est donc un paramètre important à prendre en compte pour des applications à haute température. Dans le cas de notre modèle les densités d'états équivalentes N_C et N_V seront exprimés par le tableau (3.2) :

Tableau 3.2 : Formules des paramètres N_C , N_V des composées GaAs et GaInP.

| | GaAs [11] | GaInP [12] |
|-------|--|--|
| N_C | $4.82 \cdot 10^{15} \cdot T^{3/2} (0.063)^{3/2}$ | $1.2 \cdot 10^{14} \cdot T^{3/2}$ |
| N_V | $4.82 \cdot 10^{15} \cdot T^{3/2} (0.51)^{3/2}$ | $4.82 \cdot 10^{15} \cdot T^{3/2} (0.6 + 0.19x)^{3/2}$ |

Les concentrations intrinsèques seront donc exprimées par les formules suivantes:

$$n_i(T) = 3.62 \cdot 10^{14} \cdot T^{3/2} \cdot \exp(-E_g/2kT) \quad \text{Pour le GaAs} \quad (3.8)$$

$$n_i(T) = 1.15 \cdot 10^{15} \cdot T^{3/2} \cdot \exp(E_g/2kT) \quad \text{Pour le GaInP} \quad (3.9)$$

D'après la figure (3.4), nous pouvons conclure qu'une augmentation de la température cause une augmentation de la concentration intrinsèque des porteurs, cela peut être expliqué comme suit : Un électron dans la bande de valence doit gagner assez d'énergie pour sauter à la bande de conduction et pour laisser un trou derrière. Le terme n_i représente la concentration intrinsèque des porteurs, ou autrement dit c'est le nombre de liens cassés dans un semi-conducteur intrinsèque [13]. Quand la température augmente, le nombre de liens cassés (porteurs) augmente car il y a une énergie thermique plus disponible ainsi plus en plus

d'électron gagnent assez d'énergie pour se casser librement. Chacun de ces électrons se dirigeant vers la bande de conduction va laisser un trou derrière lui dans la bande de valence, et on aura une augmentation en concentration d'électron et de trou. Par contre quand la température diminue, les électrons ne reçoivent pas assez d'énergie pour casser un lien et restent dans la bande de valence. Si les électrons sont dans la bande de conduction, ils perdront rapidement l'énergie et tomberont de nouveau dans la bande de valence, en laissant des trous.

En résumé, un matériau possédant un n_i faible peut être un excellent choix pour les applications à haute températures.

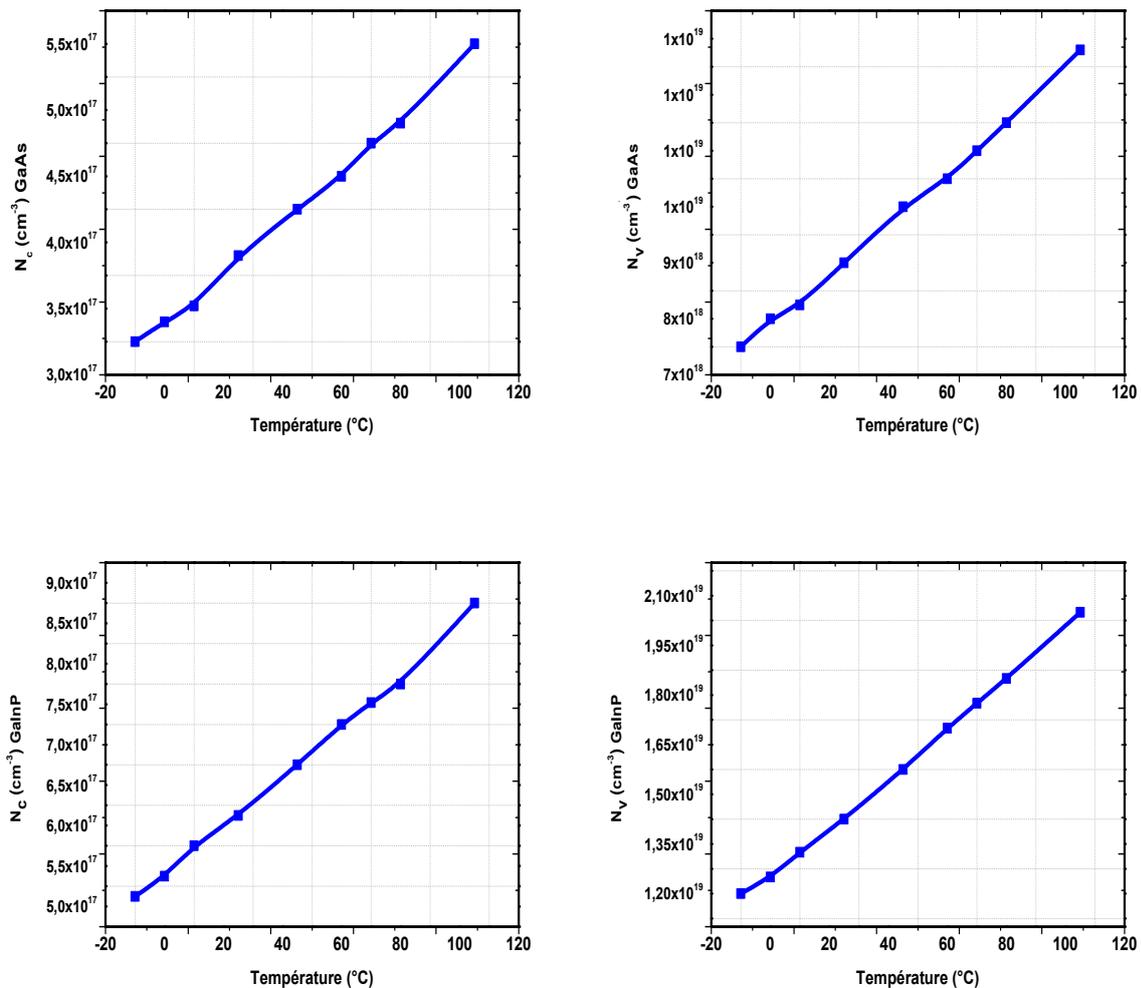


Figure 3.4 : Effet de la température sur les densités effective d'états des deux matériaux GaAs et GaInP.

3.3. La mobilité des porteurs

Les HBTs utilisent une hétérojonction afin de confiner les porteurs dans un puits de potentiel, et de cette façon, leur mobilité est considérablement augmentée [14].

La mobilité est une grandeur très influencée par l'élévation de température, parmi toutes les origines de perturbation, ce sont les interactions avec les vibrations du réseau et avec les impuretés ionisés [15] qui jouent le rôle le plus important dans les semi-conducteurs. En particulier ces mécanismes permettent d'expliquer la variation de la mobilité μ en fonction de la température.

3.3.1. Diffusion par les vibrations thermiques du réseau

- A température finie $T > 0$, les atomes d'un réseau cristallin subissent une agitation thermique. Ils sont en état de vibration autour de leur position d'équilibre selon des lois de dispersion précisément définies par rapport à la structure cristalline.
- Lorsque la température augmente, l'amplitude de vibration augmente et des modes d'énergie supérieurs sont excités.
- A température élevée la diffusion par les vibrations du réseau, devient plus efficace, la mobilité limitée par cette diffusion diminue quand la température augmente selon l'expression [16] :

$$\mu_R(T) \propto (m^*)^{-5/2} \cdot T^{-3/2} \quad (3.10)$$

3.3.2. Diffusion par les impuretés ionisées

La composante la plus importante de la vitesse d'un porteur est sa vitesse thermique qui décroît sensiblement quand la température diminue. A basse température, le porteur passe plus de temps au voisinage de l'impureté. Un porteur lent à basse température est plus fortement dévié qu'un porteur rapide à haute température. La diffusion par les impuretés ionisées est donc plus efficace à basse qu'à haute température [17]. A l'aide de la théorie de la diffusion de Rutherford, on a pu montrer que la mobilité des impuretés ionisées du à la diffusion augmente avec la température selon l'expression qui suit :

$$\mu_l(T) = (m^*)^{-\frac{1}{2}} \cdot N_l \cdot T^{\frac{3}{2}} \quad (3.11)$$

Où N_l représente la concentration des impuretés.

A basse température ($<100^\circ\text{K}$) : C'est la diffusion par les impuretés ionisées qui prédomine, alors qu'à haute température ($>200^\circ\text{K}$) les porteurs se déplacent plus rapidement, dans ce cas le procédé principal de la diffusion est effectué par les vibrations thermiques du réseau.

La règle de Matheson permet d'exprimer la mobilité des porteurs par [18] :

$$\mu = \left(\frac{1}{\mu_R} + \frac{1}{\mu_I} \right)^{-1} \quad (3.12)$$

En résumé, nous pouvons conclure qu'à basse température la mobilité augmente avec l'augmentation de la température puisque c'est la dispersion d'impuretés qui domine, tandis qu'à haute température la mobilité diminue avec l'augmentation de la température car c'est la dispersion du réseau qui domine.

On trouve dans la littérature différentes formulations de la mobilité des porteurs pour chaque dépendance. Souvent ces formulations ne sont données que dans le cas de faibles concentrations de dopant. La mobilité est décrite empiriquement, considérant sa forte sensibilité à la température, par la loi suivante [19]:

$$\mu_{n,p}(T) = \mu_{n,p}(T_0) \cdot \left(\frac{T}{T_0} \right)^{\alpha_{n,p}} \quad (3.13)$$

T_0 : décrit la température de référence,

$\mu_{n,p}(T_0)$: est la valeur de la mobilité à la température de référence,

$\alpha_{n,p}$: est un paramètre qui dépend du dopage N d'une région particulière suivant la loi suivante :

$$\alpha_{n,p} = \frac{2.5}{1 + (N/10^{17} \text{ cm}^{-3})^{0.35}} \quad (3.14)$$

3.4. La vitesse de saturation

La vitesse de saturation des porteurs s'exprime de la manière suivante :

$$v = \mu(E) \cdot E \quad (3.15)$$

Pour obtenir une vitesse des porteurs la plus grande possible, il faut choisir le matériau avec la plus grande mobilité. Lorsque la température augmente la vitesse de saturation des électrons diminue; cela entraîne l'augmentation du temps de transit dans la jonction base-

collecteur et contribue à la dégradation des performances fréquentielles des transistors bipolaires à hétérojonctions.

3.5. Le champ de claquage

Le champ de claquage ou champ critique est la valeur du champ ou de la tension maximum que peut supporter le composant. C'est un paramètre primordial à prendre en considération pour les performances en puissance d'un transistor. La valeur de ce champ de claquage est directement liée à la largeur de bande interdite par la fonction suivante :

$$E_c \propto E_g^{3/2} \quad (3.16)$$

Ce qui signifie que plus le gap d'énergie est important, plus la tension de polarisation du transistor peut être importante (le champ de claquage est élevé). A noter aussi que le champ de claquage diminue lorsque la température augmente.

3.6. La conductivité thermique

Dans un composant, la puissance DC est convertie en puissance RF, par contre une autre partie est dissipée et transformée en chaleur [20]. La chaleur non dissipée provoque une élévation de température du composant qui va entraîner une diminution de la mobilité des électrons, et par conséquent, une chute des performances fréquentielles.

Nous pouvons définir la conductivité thermique d'un matériau par sa capacité à évacuer les calories, c'est pourquoi, une forte conductivité thermique est préférable pour des applications de puissance. La conductivité thermique représente la quantité de chaleur transférée par unité de surface et de temps sous un gradient de température et s'exprime donc en W/K.m :

$$K = L.T.\sigma(T) \quad (3.17)$$

Où :

L : Le nombre de Lorentz ($2.45.10^{-8}$),

σ : La conductivité électrique en S/m,

K : La conductivité thermique en W/m. °K.

Cette relation montre qu'un matériau possédant une conductivité électrique importante a également une conductivité thermique importante.

Lorsque les conductivités thermiques sont considérées dépendantes de la température, les résultats obtenus sont proches du comportement réel, quelle que soit la température de socle fixée. Une représentation de la dépendance en température des conductivités thermiques des matériaux GaAs et GaInP est donné sur la figure (3.5). La conductivité thermique diminue généralement en fonction de la température ce qui pose des problèmes d'évacuation de la chaleur. En effet, la conductivité de GaAs diminue fortement pour de fortes températures, notamment au niveau de la zone de dissipation.

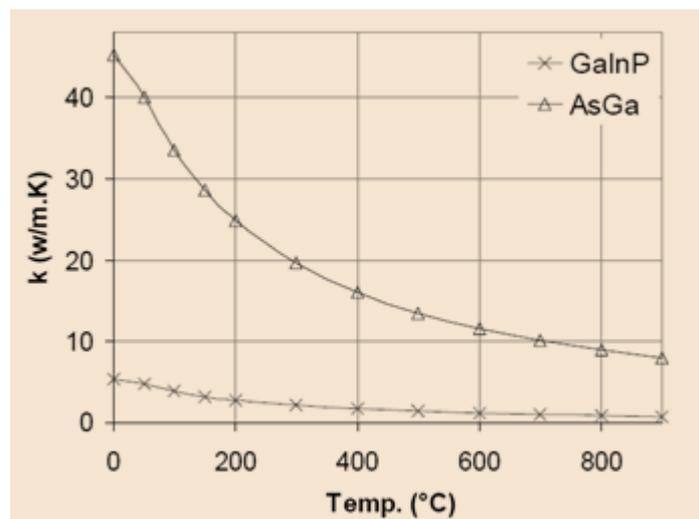


Figure 3.5 : Dépendance en température des conductivités thermiques des matériaux GaAs et GaInP [21].

3.7. La résistance thermique

Lors du fonctionnement en régime statique, l'élévation de température observée est donc proportionnelle à la puissance dissipée par la formule ci-après qui représente les variations de ces deux grandeurs :

$$R_{th} = \frac{\Delta T}{P_{diss}} \quad (3.18)$$

R_{th} représente la résistance thermique du composant, elle est inversement proportionnelle à la conductivité thermique; elle sert de référence pour exprimer la capacité d'un composant à évacuer la chaleur. Sa valeur doit donc être la plus petite possible afin de limiter l'effet de l'auto-échauffement sur les performances des HBTs.

Comme nous pouvons le constater avec son expression, le calcul de la résistance thermique d'un composant nécessite la connaissance de sa température. La dissipation thermique dans les transistors s'exprime par $\Delta T = T_j - T_{sub}$ où T_j est la température moyenne de la jonction émetteur-base du composant et T_{sub} la température du substrat.

Dans les HBTs, les différentes relations existantes entre courants et tensions font intervenir la plupart du temps une dépendance en température. En effectuant des mesures électriques (statique), nous pouvons extraire la valeur de la résistance thermique en utilisant la tension V_{BE} ou encore le gain en courant.

4. Effets de la température sur les caractéristiques statiques d'un HBT

Les phénomènes physiques qui conditionnent le comportement électrique des dispositifs à semi-conducteurs sont intimement liés à la température de jonction. Et réciproquement, la température de jonction est fortement liée à la dissipation de puissance qui est donnée par les formes d'ondes électriques. Il existe donc un véritable couplage entre le comportement électrique des composants électroniques et l'impact thermique de toute la structure.

Nous allons considérer un transistor en montage émetteur commun en fonctionnement statique, polarisé tel qu'il le serait dans un amplificateur de puissance par une tension collecteur-émetteur V_{CE0} et par une source de courant ou une source de tension sur la base (I_{B0} ou V_{BE0}).

Au niveau statique, l'effet principal de la température de jonction sur le transistor est une diminution du gain en courant β ainsi qu'une diminution de la tension de conduction des jonctions [22]. L'origine de ses diminutions avec la température s'explique par la modification des bandes d'énergie notamment au niveau de l'hétérojonction. Les variations du gain en courant dépendent du type de composant, la chute de gain en courant avec la température est présente seulement dans le cas des hétérojonctions, le gain en courant augmente dans les transistors à homojonction sur Silicium augmentant ainsi les risques d'emballement.

Voici de façon schématisée les effets sur les caractéristiques statiques d'un transistor à hétérojonction (figure 3.6) (en supposant des conditions isothermes).

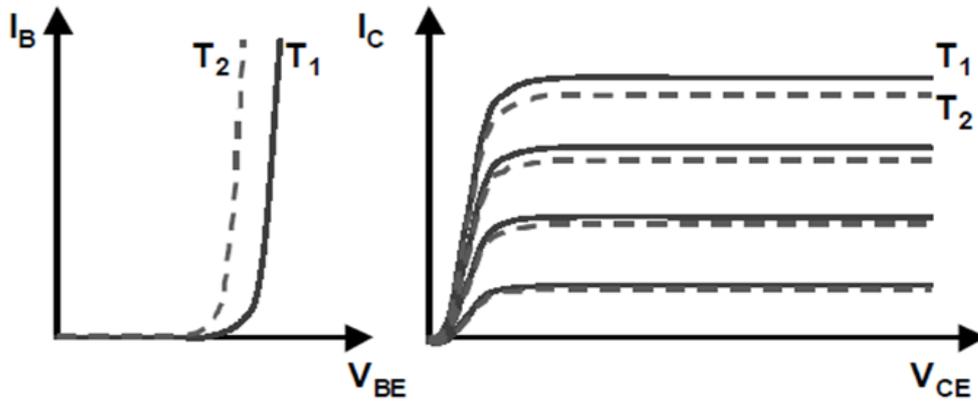


Figure 3.6 : Effet de la température sur les caractéristiques statiques [23].

Supposons une augmentation de température :

- Dans le cas d'un courant base fixé, il apparaît une diminution du courant collecteur correspondant, entraînant donc une diminution de la puissance dissipée et donc de la température de fonctionnement, on obtient donc une sorte d'asservissement qui tend à retrouver un état d'équilibre.
- Dans le cas d'une tension base-émetteur fixée, la caractéristique courant-tension de la jonction base-émetteur étant modifiée, on obtient donc une augmentation du courant de base. Même si le gain en courant β diminue, l'augmentation du courant base peut globalement faire augmenter le courant collecteur et donc la puissance dissipée, on assiste alors à un phénomène d'emballement conduisant à la destruction du composant.

On voit donc sur la figure (3.7) que l'emballement est dû à une augmentation du courant base. Cependant, s'il était possible de réduire la tension base-émetteur lorsque la température augmente, il serait possible de repousser l'emballement thermique.

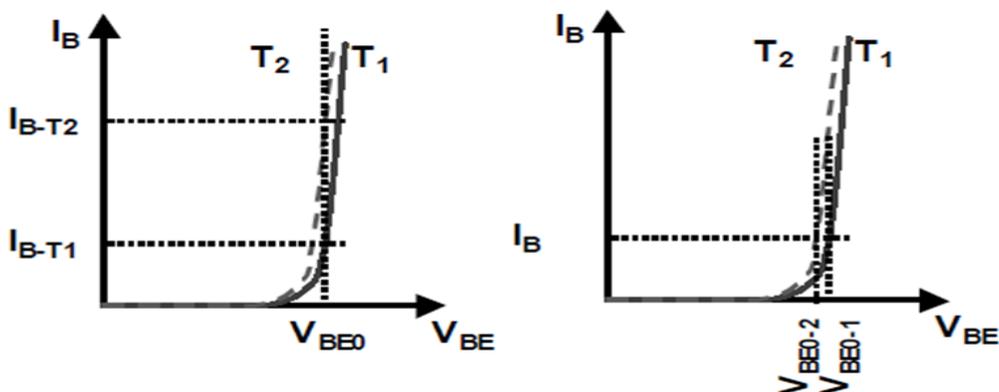


Figure 3.7 : Stabilisation du point de fonctionnement [23]

La figure (3.8) montre l'impact de l'auto-échauffement sur le réseau d'entrée d'un HBT GaAs. Cette figure illustre la dépendance de la relation $I_{B0} - V_{BE0}$ en fonction de V_{CE0} . En augmentant V_{CE0} à courant de base fixe, on peut montrer que la puissance dissipée augmente. Dans ce cas, on remarque que le V_{BE0} nécessaire à maintenir le même courant de base diminue. Nous pouvons noter aussi que pour certaines valeurs de V_{CE0} et I_{B0} , la conductance différentielle vue de l'entrée $\left(\frac{dI_B}{dV_{BE}}\right)$ devient négative.

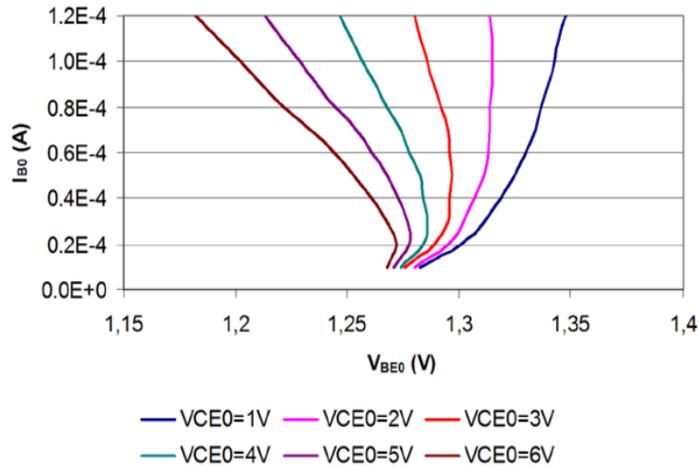


Figure 3.8 : Impact de l'auto-échauffement sur le réseau d'entrée d'un HBT GaAs [24].

La figure (3.9) montre l'impact de l'auto-échauffement sur le réseau de sortie. Cette figure illustre la dépendance de la relation $I_{C0} - V_{CE0}$ pour plusieurs courants de base. En augmentant V_{CE0} , on remarque que le gain en courant DC dans la zone active diminue. Nous pouvons noter aussi que la dérivée $\left(\frac{dI_C}{dV_{CE}}\right)$ est finie et négative pour un courant de base supérieur à $400\mu\text{A}$.

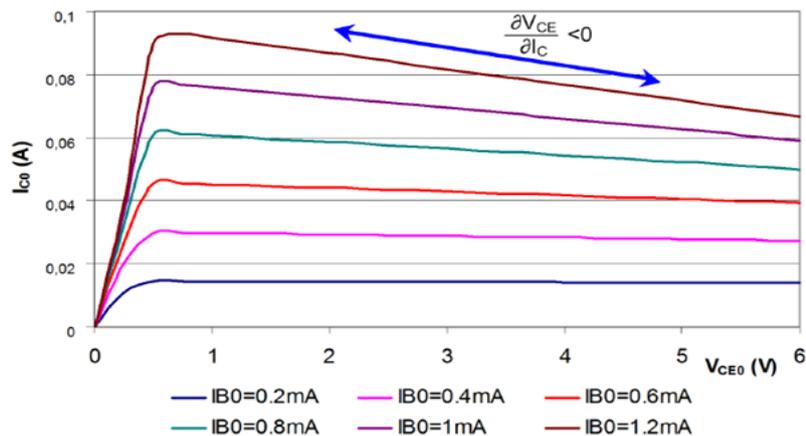


Figure 3.9 : Impact de l'auto-échauffement sur le réseau de sortie d'un HBT GaAs [24].

Nous avons vu que les courants sont exprimés selon une exponentielle en qV_{BE}/kT . Une élévation de température à V_{BE} donné aura pour conséquence une diminution de la pente du courant en coordonnées logarithmiques et une augmentation des courants. Inversement, lorsqu'on polarise la jonction émetteur-base en courant, l'augmentation de température du réseau cristallin se traduit par une diminution de la tension V_{BE} (Figure 3.10).

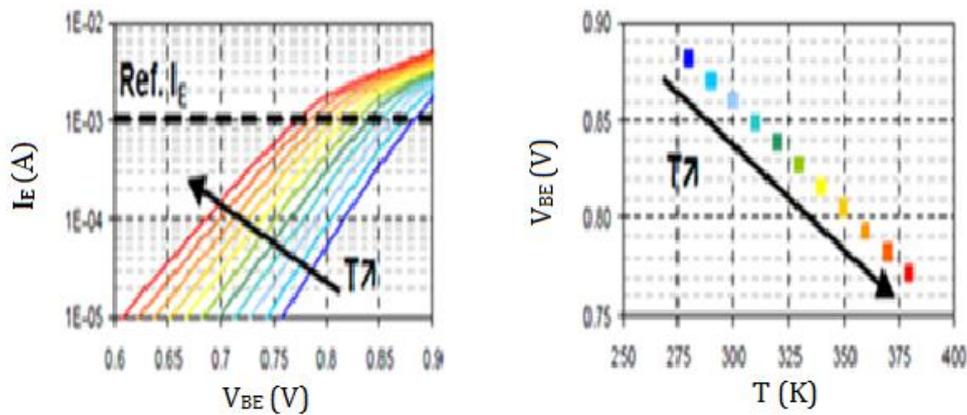


Figure 3.10 : Extraction de la chute de V_{BE} en fonction de la température à I_E constante [25].

Pour illustrer la détérioration des figures de mérite en haute température, la référence [26] a étudié les rapports des gains, des tensions Early, de l'inverse des temps de transit d'un HBT SiGe et d'un BJT Si en fonction de la température. Les résultats sont présentés sur la figure (3.11), nous observons une diminution significative de ces rapports pour les hautes températures.

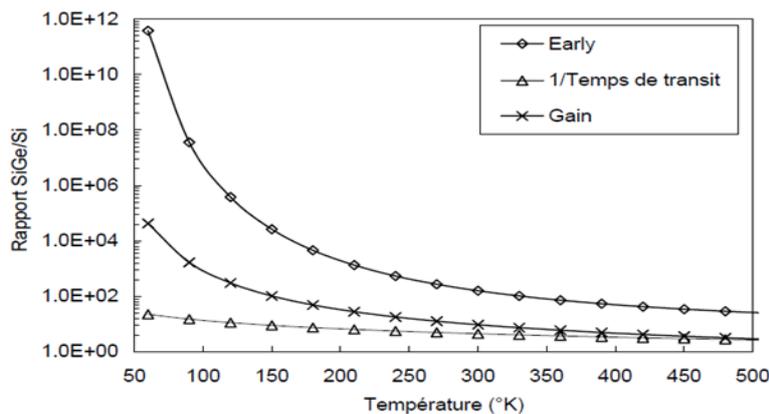


Figure 3.11 : Rapport des figures de mérite d'un HBT SiGe et d'un BJT en fonction de la température [26].

5. Les effets thermiques dans les transistors bipolaires hyperfréquence de puissance

Les progrès récents dans le développement de la filière GaAs pour des applications micro-ondes hautes puissances ayant conduit à l'obtention de fortes densités de puissance, une analyse précise des technologies utilisées du point de vue de la fiabilité est nécessaire afin d'identifier les limites de la conception et de la fabrication. En effet, pour les composants GaAs, une limite intrinsèque électronique (c'est-à-dire sans inclure la limitation due aux effets thermiques et à la topologie) est atteinte pour des densités de puissance de l'ordre de 10^5 W.cm^2 pour des structures verticales comme le HBT [27]. Cette limite s'exprime en densité de puissance par aire d'émetteur. Dans l'HBT, les densités de courant collecteur peuvent être supérieures à $5 \cdot 10^4 \text{ A.cm}^{-2}$ (faible résistance de base, vitesse de saturation des électrons dans le GaAs élevée), et les tensions de collecteur sont souvent supérieures à 10 volts [28], ceci peut donc amener le transistor à fonctionner près des limitations électroniques. Cependant, les fortes densités de puissance (de l'ordre de 24dBm pour les applications de téléphonie mobile [29]) conduisent à un auto-échauffement du dispositif, de telle sorte que les performances sont souvent limitées par les effets thermiques plutôt que par les propriétés intrinsèques du semi-conducteur.

L'augmentation de la puissance dissipée P_{diss} liée au courant de collecteur I_C par :

$$P_{diss} = V_{BE} \cdot I_B + V_{CE} \cdot I_C \quad (3.19)$$

Se traduit par un auto-échauffement du transistor qui entraîne une chute du gain.

La température maximale au centre de la structure augmente avec le courant collecteur, donc avec la puissance dissipée. Le gain est minimum là où la température est maximum. Dans cette étude théorique, la décroissance du gain induite par l'auto-échauffement est attribuée à la dégradation du facteur de transport dans la base.

Cette contre-réaction négative est bénéfique pour la stabilité thermique des composants. Cela procure un avantage au HBT sur les transistors à homojonction Silicium qui souffrent d'une contre-réaction positive conduisant à un emballement thermique et à la destruction du composant aux forts niveaux de courant.

Une étude menée sur les hétérojonctions abruptes [30], attribue la décroissance du gain en courant en fonction de la température à la chute de l'efficacité d'injection γ . Cette décroissance de γ est ici imputée à une augmentation de l'injection de trous de la base vers l'émetteur lorsque la température croît. Cette augmentation est due à une dépendance négative

du gain par rapport à la température, est attribué à l'offset ΔE_V sur la bande de valence ainsi qu'au rétrécissement de la largeur de la bande interdite dans la base en raison du fort dopage dans cette région.

Pour les structures graduelles, la variation maximale du gain intrinsèque en courant est de 33%, alors qu'elle passe à 53% si l'on ajoute les effets des recombinaisons [31].

6. Conclusion

La principale limitation des HBTs de puissance c'est la température. Des nombreuses études menées pour passer outre ces limitations, témoignent de l'intérêt et de la pertinence de comprendre les phénomènes thermiques dans les HBTs. Nous retirons les conclusions suivantes : une élévation de température dégradent le gain en courant et augmente le temps de transit dans la base en raison de la réduction de la mobilité des électrons ce qui conduit à une chutes des pics des fréquences de transition f_T et maximale d'oscillation f_{max} .

Le but du chapitre suivant est de démontrer en détaille toutes les dégradations effectuer par l'élévation de la température sur le fonctionnement du l'HBT InGaP/GaAs.

Références bibliographiques chapitre 3

- [1]. V. Nodjiadjim, « Transistor bipolaire à double hétérojonction submicronique InP/InGaAs pour circuits numériques ou mixtes ultra-rapides », thèse de doctorat, Université LILLE I, Avril 2009, N° d'ordre : 4361
- [2]. H. Dia, « Contribution à la modélisation électrothermique : Elaboration d'un modèle électrique thermosensible du transistor MOS de puissance », Thèse de Doctorat, Université de Toulouse, Juillet 2011.
- [3]. R. Ouhachi, « Mise en œuvre d'un banc de caractérisation non linéaire dans le domaine fréquentiel pour l'analyse de transistors HBT Si/SiGe :C », Thèse de Doctorat, Université des sciences et technologies de Lille, Décembre 2012, N° d'ordre : 40941.
- [4]. P. Saha and S. Basu, « A study of base transit time and gain of InP-InGaAs HBTs for uniform and nearly gaussian base doping profiles », Journal of Electron Devices, Vol. 15, 2012, JED [ISSN : 1682 -3427], pp. 1254-1259.
- [5]. N. LARAQI, S. VINTROU, A. BAIRI, « Température à la jonction d'un composant électronique sur son substrat », Congrès SFT07, Île des Embiez, 29 mai-01 juin 07.
- [6]. M. Abderrezek, M. Fathi, S. Mekhilef, F. Djahli, « Effect of Temperature on the GaInP/GaAs Tandem Solar Cell Performances », International Journal Of Renewable Energy Research, Vol.5, No.2, 2015.
- [7]. H. BOUSBIA, « Analyse et développement de la caractérisation en puissance, rendement et linéarité de transistors de puissance en mode impulsif », Thèse de Doctorat, Université de LIMOGES, Décembre 2006, N° d'ordre : 77-2006.
- [8]. A. Laugier, C. Alibert, « Structure de bandes des alliages $Ga_xIn_{1-x}P$ », Journal de Physique Colloques, 1974, 35 (C3), pp.C3-77-C3-82.
- [9]. G. Sasso, N. Rinaldi, G. Matz, C. Jungemann, « Accurate Mobility and Energy Relaxation Time Models for SiGe HBTs Numerical Simulation », 978-1-4244-3947-8/09/\$25.00 ©2009 IEEE, pp. 241-244.
- [10]. Tzu-Pin Chen, and W-Ch. Liua, « Surface treatment effect on temperature-dependent properties of InGaP/GaAs heterobipolar transistors », Journal of Applied PHYSICS 101, 034501 (2007), American Institute of Physics, pp. 034501-1 : 034501-5.
- [11]. Ch. Teyssandier, « Contribution à la modélisation non-linéaire de transistors de puissance HEMT Pseudo-morphiques sur substrat AsGa : Analyse des effets parasites », Thèse de Doctorat, Université de LIMOGES, 2008, N° d'ordre : 04-2008.
- [12]. D. Ming Lin, F. H. Hang, M-W. Hsieh, H-P. Wang, Y-J. Chan, « Extraction of an empirical temperature-dependence InGaP/GaAs HBT large-signal model », Extended Abstracts of the 2005 International Conference on Solid State Devices and Materials, Kobe, 2005, pp. 1064-1065.
- [13]. D. B. Thomas, « Silicon-germanium devices and circuits for high temperature applications », Master of Science, Georgia Institute of Technology, May 2010.
- [14]. R. Robutel, « Etude des composants passifs pour l'électronique de puissance à "haute température" : application au filtre CEM d'entrée », Thèse de Doctorat, Institut national des sciences appliquées de LYON, 2011, N° d'ordre : 2011ISAL0110.
- [15]. J. McMacken, S. Nedeljkovic, J. Gering, D. Halchin, « HBT Modeling, Compact Modeling of III-V Heterojunction Bipolar Transistors for PA Applications », IEEE microwave magazine, 1527-3342/08/\$25.00.02008 IEEE , April 2008, pp. 2-28.
- [16]. J. Bardin, « Silicon-Germanium Heterojunction Bipolar Transistors For Extremely Low-Noise Applications », Doctorat thesis, California Institute of Technology, May 2009.
- [17]. O. Jardel, « Contribution à la Modélisation des Transistors pour l'Amplification de Puissance

Références bibliographiques chapitre 3

- aux Fréquences Microondes. Développement d'un nouveau Modèle électrothermique de HEMT AlGaIn/GaN incluant les Effets de Pièges », Thèse de Doctorat, Université de LIMOGES, Avril 2008.
- [18]. G. Le Coustre, « Contribution au développement d'une filière de transistor de forte puissance à base de technologie HEMT GaN pour applications télécoms et radar », Thèse de Doctorat, Université des sciences et technologies de Lille 1, 2009, N° d'ordre : 40207.
- [19]. S. Jeon, H-M. Park, and S. Hong, « Thermal Characteristics of InGaP/GaAs HBT Ballasted with Extended Ledge », IEEE TRANSACTIONS ON ELECTRON DEVICES, VOL. 48, NO. 10, OCTOBER 2001, pp. 2442-2445.
- [20]. S. Bousnina, L. Degachi and F. M. Ghannouchi, « Systematic Extraction Method for the Determination of HBT Temperature-Dependent DC Model Parameters », International Journal of Microwave and Optical Technology, Vol. 2, N°.1, January 2007, pp. 28-34.
- [21]. C. N. Dharmasiri, V. T. Vo, K. A. Koon, A. A. Rezazadeh, « Analysis of temperature dependence of GaAs DHBT terminal resistances using the observed Kink effect », 12th GaAs symposium – Amsterdam, 2004, pp. 431-434.
- [22]. M. Murtagha, J.T. Beechinor, N. Cordero, P.V. Kelly, G.M. Crean, I.L. Farrell, G.M. O'Connor, S.W. Bland, « InGaP/GaAs heterojunction bipolar transistor optical and electronic band structure characterization », Thin Solid Films 364 (2000), pp. 58-63.
- [23]. J. Mazeau, « Modélisation électrothermique comportementale dynamique d'amplificateurs de puissance microondes pour les applications radars », Thèse de Doctorat, Université de LIMOGES, septembre 2007, N° d'ordre : 28-2007.
- [24]. H.Beckrich-Ros, « Contribution à la caractérisation et à la modélisation de transistors bipolaires de puissance intégrés dans une filière BICMOS submicronique », Thèse de doctorat, Université BORDEAUX I, Novembre 2006.
- [25]. C. Lagarde, « Modélisation de transistor de puissance en technologie GaN : conception d'un amplificateur de type Doherty pour les émetteurs a puissance adaptative », Thèse de Doctorat, Université de Limoges, septembre 2006.
- [26]. H. Mnif, « Contribution à la modélisation des transistors bipolaires a hétérojonction Si/SiGe en température », Thèse de doctorat, Université BORDEAUX I, Janvier 2004.
- [27]. K. Mochizuki, K. Tanaka, H. Uchiyama, H. Ohta, A. Terano, T. Kikawa, T. Taniguchi, and R. Mita, « Characterization and Modeling of Bias-Stressed InGaP/GaAs Collector-Up Tunneling–Collector HBTs Fabricated With Boron–Ion Implantation », IEEE Transactions On Electron Devices, VOL. 52, NO. 10, October 2005, pp. 2144-2149.
- [28]. S. Mohammadi, J-W Park, D. Pavlidis, J-L. Guyaux, and J. Ch. Garcia, « Design Optimization and Characterization of High-Gain GaInP/GaAs HBT Distributed Amplifiers for High-Bit-Rate Telecommunication », IEEE TRANSACTIONS ON MICROWAVE THEORY AND TECHNIQUES, VOL. 48, NO. 6, JUNE 2000, pp. 1038-1044.
- [29]. M-Ch. Chiang, Shey-Shi Lu, Chin-Chun Meng, Shih-An Yu, Shih-Cheng Yang, and Yi-Jen Chan, « Analysis, Design, and Optimization of InGaP–GaAs HBT Matched-Impedance Wide-Band Amplifiers With Multiple Feedback Loops », IEEE Journal of solid-state circuits, Vol. 37, No. 6, June 2002, pp. 694-701.
- [30]. E. S. Yang, C-Chi Hsu, Hai-Jiang Ou, and H. B. Lo, « Temperature Dependence of Current Gain of GaInP/GaAs Heterojunction and Heterostructure-Emitter Bipolar Transistors », IEEE TRANSACTIONS ON ELECTRON DEVICES, VOL. 46, NO. 2, February 1999.
- [31]. S. Basu, P. Sarkar, « Analytical Modeling of AlGaAs/GaAs and Si/SiGe HBTs Including the Effect of Temperature », Journal of Electron Devices, Vol. 9, 2011, JED [ISSN : 1682 - 3427], pp. 325-329.

Chapitre 4

L'analyse en température des HBTs GaInP/GaAs

1. Introduction

Les composants semi-conducteurs ont subi récemment de grands développements et les niveaux de leurs points de fonctionnement sont plus élevés et ils supportent de plus fortes puissances. En effet, la démarche de conception est principalement longue et coûteuse. 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 semi-conducteurs.

Le but de ce chapitre est en premier lieu de poser toutes les conditions nécessaires à la simulation physique des structures InGaP/GaAs, concernant les simulations aussi bien de dispositifs électriques. Ensuite un deuxième travail a été de rassembler les informations connues à ce jour, puis de les détailler afin de les intégrer de manière adaptée à la convergence et à la précision du simulateur. Tous les paramètres nécessaires ne sont pas connus avec exactitude, pour certains paramètres, nous utiliserons des modèles linéaires issus soit d'interpolations de paramètres InP et du GaP, soit d'observations empiriques. Des modèles plus complexes pourront être évoqués lors d'une recherche plus affinée. Et enfin, notre travail s'inscrit dans le cadre de la modélisation électrique du HBT GaInP/GaAs, permettant de simuler les caractéristiques statiques et dynamiques du composant en fonction de la température. On exposera les principaux résultats obtenus avec une interprétation de ceux-ci, ainsi qu'une comparaison avec d'autres résultats théoriques et expérimentaux.

2. Le modèle physique des HBTs GaAs

La possibilité offerte par les outils de simulation physique de décrire précisément les composants électroniques permet d'accéder à des grandeurs internes aux composants, inaccessibles directement par des mesures, et d'étudier de façon indépendante l'impact des différents phénomènes physiques sur leur fonctionnement global.

Ces outils s'appuient sur la mise en œuvre de différents types de modèles de transport des porteurs de charges et permettent de relier de façon non empirique les caractéristiques électriques avec les causes physiques qui en sont à l'origine [1]. Elles permettent donc de conduire à une compréhension plus fine des effets limitant les performances des composants que l'on souhaite étudier et permet ainsi d'aboutir à une amélioration de celles-ci.

Pour notre étude, nous avons opté pour le modèle le plus simple et le plus rapide, le modèle bidimensionnel de dérive-diffusion, développé sur le logiciel International Atlas de Silvaco.

Ce model a été choisi pour ces performances en termes de temps de calcul et de simplicité de définition de paramètres. Au regard de la littérature, pour les composants à hétérojonctions III-V avec des bases très fine $< 20\text{nm}$, les résultats délivrés par les simulations dérive-diffusion peuvent être faussés de manière optimiste ou pessimiste, [2] à [5]. Nos structures restent cependant peu épaisses et peuvent se contenter du modèle dérive-diffusion.

Une autre raison de ce choix réside dans le fait que tous les paramètres sur le matériau InGaP ne sont pas connus ou incertains. L'utilisation de simulations d'ordres supérieurs, plus gourmandes en ressources, n'est pas justifiée tant que les simulations simples ne sont pas maîtrisées.

2.1. Description de l'environnement de simulation

La modélisation physique de type TCAD (Technology Computer-Aided Design) est un outil puissant qui peut être utilisé pour améliorer les performances statiques ou dynamiques d'une technologie donnée, ainsi que pour analyser l'influence des différents paramètres technologiques sur les performances statiques et dynamiques des dispositifs. Il existe des simulateurs numériques commerciaux TCAD de grande qualité. On peut citer le plus important d'entre eux : ATLAS de la société SILVACO. Il est utilisé par l'ensemble de la communauté industrielle et académique du monde entier [6].

Le logiciel ATLAS de SILVACO est un logiciel de simulation physique qui :

- Autorise la simulation en plusieurs dimensions (2D, 3D) avec des capacités de calculs importantes, en tenant compte des effets parasites inhérents aux semi-conducteurs permettant de simuler le comportement électrique, optique, et thermique des dispositifs de semi-conducteur.
- Il offre une plateforme, facile à utiliser, modulaire, et extensible pour analyser les réponses statiques (DC), dynamiques (AC) et transitoires pour tous composants à base de semi-conducteur.
- Il permet de réaliser des simulations très fines en intégrant les différents modèles physiques connus, ainsi il permet d'effectuer des simulations de type dérive-diffusion, comme nous l'utilisons dans notre travail, ou de type conservation d'énergie.
- Il fournit des informations sur la distribution des variables physiques internes, telles que les concentrations des porteurs de charge, les lignes de courant, le champ électrique, le potentiel électrostatique, etc.

ATLAS est composé de plusieurs modules de simulation. La démarche de simulation de chaque module est indiquée sur la figure (4.1):

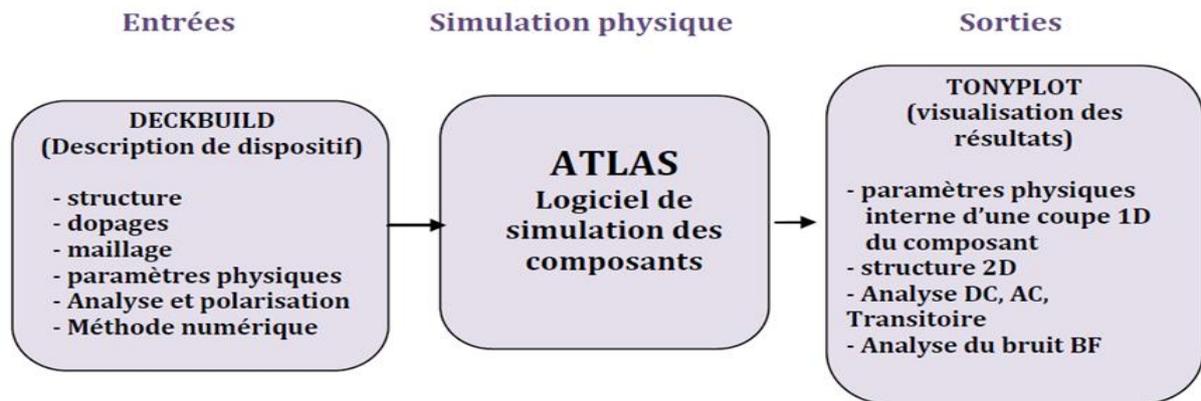


Figure 4.1 : Structure de la simulation physique avec le logiciel ATLAS

DeckBuild : Fournit un environnement d'exécution interactif. C'est l'environnement dans lequel on définit le programme de travail de simulation que l'on souhaite développer.

TonyPlot : Est l'environnement où sont visualisés les résultats de simulations (structure du composant, distributions de grandeurs physiques internes, caractéristiques électriques, etc.).

ATLAS a été conçu de façon à pouvoir utiliser d'autres outils, totalement intégrés, d'une manière synchrone pour donner naissance à un support universel [7]. Par exemple sont ainsi couplés :

- Un outil de construction de la structure (dimensions, dopages, maillage, etc.),
- Un calculateur des équations de transport pour réaliser la simulation en DC, AC, et temporelle (S-Pisces),
- Un simulateur 2D du bruit en petit signal (Noise), des logiciels de visualisation,
- Une vaste base de données des paramètres physiques de différents matériaux semi-conducteurs (BLAZE),
- Une possibilité d'importation directe des résultats et d'extraction des paramètres, et autres données.

Concernant la simulation physique déterministe : DC, AC petit signal et transitoire, nous pouvons dire que le simulateur ATLAS génère des résultats parfaitement corrects et montre une bonne concordance avec les calculs analytiques.

Avec le module SILVACO, nous procédons finalement à la simulation physique bidimensionnelle de la structure étudiée. Dans ce cas SILVACO traite un fichier de maillage défini par le module ATLAS. Le dispositif réel est représenté dans le simulateur par une structure dont les propriétés physiques sont discrétisées en chaque nœud d'un maillage non uniforme. La simulation électrique par SILVACO s'appuie sur une discrétisation de type éléments finis des équations de la physique de semi-conducteur régies par le Modèle Drift Diffusion (DDM). La simulation est basée sur la résolution numérique des trois équations fondamentales de transport de charges dans les semi-conducteurs qui sont respectivement l'équation de Poisson et les équations de continuité pour les électrons et les trous. La statistique d'état de Boltzmann est utilisée pour déterminer la concentration des porteurs.

2.2. Modèles physiques du HBT InGaP/GaAs sous ATLAS/SILVACO

Le logiciel de simulation ATLAS TCAD contient un ensemble complet de modèles physiques qui permet de décrire le comportement des composants semi-conducteurs. L'exactitude des simulations numériques dépend fortement du choix de ces modèles physiques pour décrire le fonctionnement du composant. Généralement ces modèles physiques sont choisis en fonction du type de la structure étudiée et de son mode de fonctionnement.

Cette section du chapitre va préparer la simulation de dispositifs purement électriques. Elle consiste en la mise en place d'un modèle de simulation physique adapté aux matériaux InGaP et GaAs et nécessitera un regroupement original des différents paramètres du matériau qui peuvent être développés de manière indépendante dans la littérature [8] à [11]. C'est donc un travail de synthèse important, qui pousse au-delà de la mise au point, à partir des données existantes, des lois de variations qui pouvaient faire défaut jusqu'alors.

2.2.1. Discontinuité des bandes d'énergie

Lorsque deux matériaux hétérogènes sont mis en contact, il apparaît une discontinuité de bande qui se répercute sur les bandes de conduction et de valence, ΔE_C et ΔE_V , elles ont une influence directe sur les caractéristiques électriques des dispositifs. L'ensemble des publications traitant du sujet concluent de manière unanime à ce que le rétrécissement de la bande interdite puisse être considéré comme se répercutant intégralement sur la bande de valence et non sur la bande de conduction.

Le décalage au niveau de la bande de conduction est presque nul dans le cas d'une couche InGaP contrainte sur du GaAs $\Delta E_C \approx 0$. En revanche, la discontinuité de la bande interdite ΔE_g entre le GaAs et l'InGaP se rapporte au niveau de la bande de valence $\Delta E_V \approx \Delta E_g = 0.38 \text{ eV}$ [12], [13].

Ceci se traduit sous Silvaco par un paramètre **Align** de la commande MATERIAL.

2.2.2. Densités effectives d'états

Comme pour tout paramètre du GaInP, les altérations des bandes d'énergies, provoquées à la fois par la présence de Gallium, et par la contrainte d'adaptation de paramètre de maille, font que les valeurs des densités effectives d'états soient également altérés. Ces derniers sont définis par des relations en fonction des masses effectives des électrons et des trous :

$$N_C = 2 \cdot \left(\frac{2\pi m_n^* kT}{h^2} \right)^{3/2} \quad (4.1)$$

$$N_V = 2 \cdot \left(\frac{2\pi m_p^* kT}{h^2} \right)^{3/2} \quad (4.2)$$

Les masses effectives des électrons et des trous dans le matériau InGaP sont données par les relations suivantes en fonction du pourcentage de Gallium (x) [14] :

$$\frac{m_e^*(x)}{m_0} = 0.0254x^2 - 0.114x + 0.08 \quad (4.3)$$

$$\frac{m_h^*(x)}{m_0} = 0.19x + 0.6 \quad (4.4)$$

La contrainte existante dans une couche d'InGaP conduit à une réduction des masses effectives et donc la densité effective d'états, en est affectée. Le produit $N_C \cdot N_V$ influe directement sur la concentration intrinsèque des porteurs, la densité de courant de collecteur et le gain des HBTs. Il est donc important à évaluer.

2.2.3. Mobilité des porteurs

Dans les composants semi-conducteurs la mobilité est une grandeur physique qui dépend de plusieurs paramètres. La modélisation la plus complète prend donc en compte la variation de la mobilité avec la concentration de dopant ainsi que le champ électrique [15].

Pour l'InGaP, nous avons vu au chapitre (1) que beaucoup de paramètres sont encore incertains ou mal définis, ce qui est le cas de la mobilité des porteurs dans ce matériau. De plus les études présentaient une anisotropie de ce paramètre en fonction de la direction de déplacement des porteurs. Or le logiciel ATLAS ne prend pas en compte ce type de paramètre, les mobilités sont considérées identiques dans toutes les directions. Cette option est activée dans le modèle par la fonction "conmob".

La mobilité varie en fonction du champ électrique suivant les équations (4.5) et (4.6) qui sont exprimées en fonction de la mobilité des porteurs à faible champ μ_{n0} et μ_{p0} , de la vitesse de saturation des porteurs $v_{sat,n}$ et $v_{sat,p}$ et β_n et β_p des paramètres d'ajustement suivant le matériau. Les vitesses de saturation ont été fixées à 1.10^6 cm/s pour les électrons et les trous.

$$\mu_n(E) = \frac{\mu_{n0}}{\left[1 + \left(\frac{\mu_{n0}E}{v_{sat,n}}\right)^{\beta_n}\right]^{\frac{1}{\beta_n}}} \quad (4.5)$$

$$\mu_p(E) = \frac{\mu_{p0}}{\left[1 + \left(\frac{\mu_{p0}E}{v_{sat,p}}\right)^{\beta_p}\right]^{\frac{1}{\beta_p}}} \quad (4.6)$$

L'option "fldmob" d'ATLAS permet de valider l'effet correspondant à la variation de la mobilité des porteurs en fonction du champ électrique. La variation en température est incluse par défaut.

2.2.4. Durée de vie des porteurs minoritaires

Les durées de vie des porteurs sont des données qui interviennent dans l'écriture du courant de base pour lequel les phénomènes de recombinaison dans la base neutre entre en compte de manière importante. Donc leur influence est directement traitée au niveau des grandeurs électriques. La durée de vie des porteurs minoritaires dans les deux matériaux GaAs et GaInP est donnée par l'expression suivante [16] :

$$1/\tau_{n,p} = 1/\tau_{nr} + BN_{A,D} \quad (4.7)$$

B : est le coefficient de la recombinaison radiative, sa valeur moyenne et de l'ordre de $1.36.10^{-10}$ cm³/s pour le GaAs et $(1\pm 0.3).10^{-10}$ cm³/s pour le GaInP à 300K

τ_{nr} : est la durée de vie de la recombinaison non radiative donnée par la formule suivante :

$$\frac{1}{\tau_{nr}} = \frac{1}{\tau_{SRH}} + CN_{A,D}^2 \quad (4.8)$$

C : le coefficient de recombinaison d'Auger dont la valeur optimale pour le GaAs est de $5.10^{-31} \text{ cm}^6/\text{s}$ et pour le GaInP ($x = 0.5$) est $3.10^{-30} \text{ cm}^6/\text{s}$

La valeur expérimentale de τ_{SRH} GaAs est $0.9\mu\text{s}$, alors que pour le GaInP est $5\mu\text{s}$.

2.2.5. Mécanismes de Génération/recombinaison

Les phénomènes de génération/recombinaison représentent les divers mécanismes physiques qui perturbent les densités de porteurs. Ces phénomènes sont exprimés par un taux net de recombinaison de paires électrons/trous, noté :

$$U = R_n - G_n = R_p - G_p \quad (4.9)$$

Si U est positif, il exprimera un effet de recombinaison et si il est négatif un effet de génération. Il y a deux mécanismes de génération/recombinaison qui sont pris en compte dans notre modèle :

- **La recombinaison Auger** : ou recombinaison bande à bande, est un phénomène qui se produit dans les zones de très forte concentration de dopage. L'énergie dégagée dans cette recombinaison est utilisée pour déplacer un porteur sur un niveau d'énergie élevé. Ce mécanisme est faible mais est utilisé dans notre modèle. Il est exprimé par l'équation (4.10) et activé par la fonction "Auger" sous Atlas.

$$U_{Auger} = c_n \cdot (p \cdot n^2 - n \cdot n_{ie}^2) + c_p \cdot (n \cdot p^2 - p \cdot n_{ie}^2) \quad (4.10)$$

Avec c_n et c_p sont les coefficients d'Auger dépendant du matériau.

- **La recombinaison Shockley-Hall (SRH)** : mécanisme qui fait appel à des niveaux d'énergie, dits profonds, situés au voisinage du milieu de la bande interdite et dus à des impuretés ou des défauts cristallins. L'énergie dégagée dans cette recombinaison génère un photon qui le transforme en énergie thermique. La recombinaison SRH est exprimée par l'équation (4.11) et après simplification l'équation (4.12). Elle est activée dans le modèle par la fonction "srh".

$$U_{SRH} = \frac{p \cdot n - n_{ie}^2}{\tau_p \cdot \left[n + n_{ie} e^{\frac{E_t - E_i}{k \cdot T}} \right] + \tau_n \cdot \left[p + n_{ie} e^{\frac{E_i - E_t}{k \cdot T}} \right]} \quad (4.11)$$

Avec τ_n et τ_p les durées de vie des électrons et des trous.

E_t est le niveau d'énergie profond. On a donc $E_t - E_i \approx 0$, ce qui permet de simplifier l'équation (4.11) par l'équation suivante :

$$U_{SRH} = \frac{p \cdot n - n_{ie}^2}{\tau_{n,p} \cdot (n+p+2 \cdot n_{ie})} \quad (4.12)$$

3. Description de la structure d'étude

3.1. Présentation de la technologie

Dans nos études on s'intéresse à la simulation des HBT en technologie InGaP/GaAs de la filière HB20M d'UMS dans le but d'avoir l'effet de la température sur les caractéristiques électriques et fréquentielles de ces transistors.

UMS (United Monolithic Semiconductors) est un fabricant de composant semi-conducteur en Arséniure de Gallium stratégique puisqu'il est le leader sur ce marché en Europe et qu'il est issu d'une collaboration entre l'Allemagne (EADS) et la France (THALES), qui sont ses actionneurs majoritaires.

UMS développe plusieurs filières de transistors bipolaires à hétérojonctions (HBT) de technologie GaInP/GaAs dont une des applications est la réalisation des transistors de puissance. UMS est confrontée à une demande toujours croissante d'augmentation de la puissance de sortie dans le cadre du développement de ses produits amplificateurs, cet accroissement constant des densités de puissance au sein des composants fait de la température un paramètre incontournable dans la conception des circuits. En effet, les effets thermiques peuvent avoir un impact préjudiciable sur la forme des caractéristiques électriques.

3.2. Définition de la structure sous ATLAS

La Figure (4.2) présente une vue en coupe de la structure en deux dimensions (2D) d'un seul doigt d'émetteur d'un transistor HBT de la technologie HB20M d'UMS avec les différentes couches épitaxiales et les accès métalliques. On distingue les trois régions principales qui forment l'émetteur, la base et le collecteur. Les composants de puissance de ce type sont constitués de cette même structure répétée plusieurs fois et dont les électrodes sont reliées.

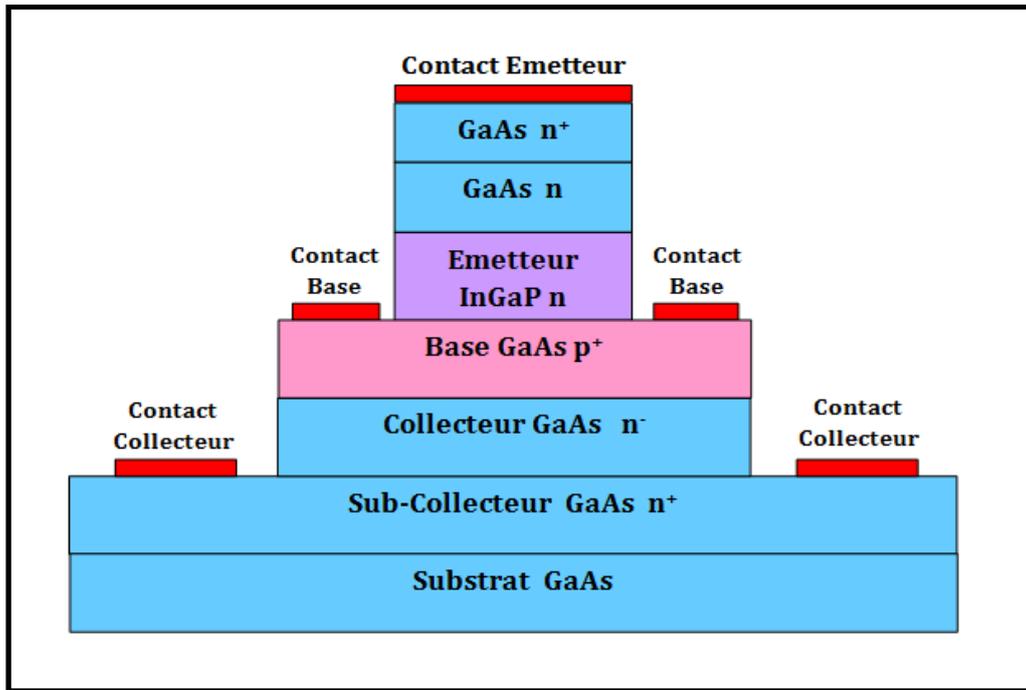


Figure 4.2: Structure en deux dimensions (2D) d'un seul doigt d'émetteur d'un transistor HBT de la technologie HB20M d'UMS

Les études et les simulations physiques qui ont été réalisées sur les HBTs InGaP/GaAs par [17] et [18] ont facilité notre travail surtout au niveau de la structure de notre composant et de l'intégration des paramètres physiques. Cette structure a été utilisée lors de la simulation physique du HBT InGaP/GaAs de dimensions $1 \times 2 \times 30 \mu\text{m}$. Les différents paramètres physiques, les concentrations de dopage ainsi que les différentes dimensions constituant les différentes couches de ces composants ont été fournis par UMS.

Dans notre travail, nous nous sommes servis du modèle du HBT InGaP/GaAs qui a été simulé et nous avons appliqué certains changements de valeurs.

Les différents paramètres de la structure en deux dimensions (2D) d'un seul doigt d'émetteur d'un transistor HBT de la technologie HB20M sont présentés dans le Tableau (4.1).

Tableau 4.1: Les principaux paramètres utilisés dans la simulation [17], [18]

| Paramètres | Valeurs | Unité |
|-------------------------------|--------------------|----------------------|
| $\tau_{n0\ SRH}$ (GaAs) | 4 | ns |
| $\tau_{p0\ SRH}$ (GaAs) | 3 | ns |
| $\tau_{n0\ SRH}$ (InGaP) | 1 | ns |
| $\tau_{p0\ SRH}$ (InGaP) | 10 | ns |
| Mobilité μ_{n0} (Base) | 2000 | cm ² /V.s |
| Mobilité μ_{p0} (Base) | 90 | cm ² /V.s |
| Bande interdite E_g (GaAs) | 1.42 | eV |
| Bande interdite E_g (InGaP) | 1.86 | eV |
| ΔE_c (GaAs / InGaP) | 0.03 | eV |
| Affinité χ_{InGaP} | $\chi_{GaAs} - 30$ | meV |

Les propriétés des couches semi-conductrices de l'HBT InGaP/GaAs avec leurs épaisseurs et leurs concentrations de dopage sont présentées dans le tableau (4.2).

Tableau 4.2: Les propriétés des couches de l'HBT InGaP/GaAs

| Couches | Epaisseur (nm) | Niveau de dopage (cm ⁻³) |
|---------------------------------------|----------------|--------------------------------------|
| GaAs (n ⁺) | 100 | $N_D = 1.10^{19}$ |
| GaAs (n) | 120 | $N_D = 7.10^{17}$ |
| Emetteur InGaP (n) | 50 | $N_D = 3.10^{17}$ |
| Base GaAs (p ⁺) | 90 | $N_A = 4.5.10^{19}$ |
| Collecteur GaAs (n ⁻) | 400 | $N_D = 7.5.10^{16}$ |
| Sub-Collecteur GaAs (n ⁺) | 1000 | $N_D = 5.10^{18}$ |
| Substrat GaAs | 740 | $N_D = 1.10^{12}$ |

La définition de la structure du composant étudié est une étape déterminante de la simulation. Pour le cas de notre étude la structure de simulation est décrite directement de manière analytique à partir de l'interface de création DECKBUILD du logiciel de simulation SILVACO. Cette méthode permet de définir graphiquement la géométrie du composant en précisant la nature du matériau pour chaque zone. Elle permet également de préciser les spécifications des différents profils de dopage relatifs à chaque région du dispositif, de placer les contacts électriques et de générer le maillage pour les composants à deux dimensions.

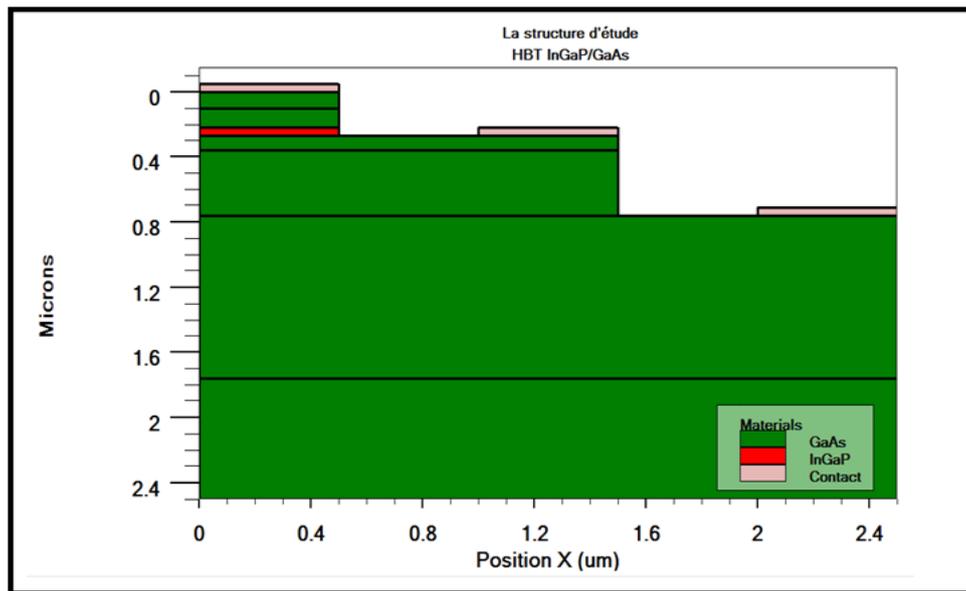


Figure 4.3: La structure épitaxiale de l'HBT InGaP/GaAs sous SILVACO.

La structure présente une symétrie, c'est pour cela que la moitié de la structure est simulée dans le but d'obtenir des résultats de simulation plus rapidement.

Afin d'avoir une simulation la plus proche possible de la réalité et de rester dans les mêmes conditions de mesures, les différents modèles et phénomènes physiques (température, recombinaison, émission des porteurs [19], discontinuité et rétrécissement des bandes d'énergie [20], mobilité [21], effets des forts dopages [22]...) doivent être introduits dans la simulation.

3.3. Optimisation du maillage

Définir un bon maillage est l'un des plus cruciaux problèmes dans la simulation physique des composants semi-conducteurs. Il est donc nécessaire de procéder à un maillage des différentes zones où un compromis doit être trouvé entre un maillage trop grossier pour ne pas perdre en précision des calculs et un maillage trop fin qui impliquerait un temps de calcul trop long, voir des problèmes de convergence. Un maillage non uniforme selon la précision souhaitée est alors choisi qui varie selon la région.

La figure (4.4) montre la structure avec les diverses tailles de mailles dans les régions du composant. Nous avons appliqué un maillage rectangulaire très fin au niveau des régions sensibles, nous citons en particulier les jonctions Emetteur/Base et Base/Collecteur, les régions où les charges s'accumulent, les régions où le dopage varie fortement et les régions

peu dopées mais sous forte polarisation. Cependant le reste de la surface peut être raffinée de façon plus lâche, où les mailles définies ont des dimensions supérieures afin de minimiser le temps de calcul.

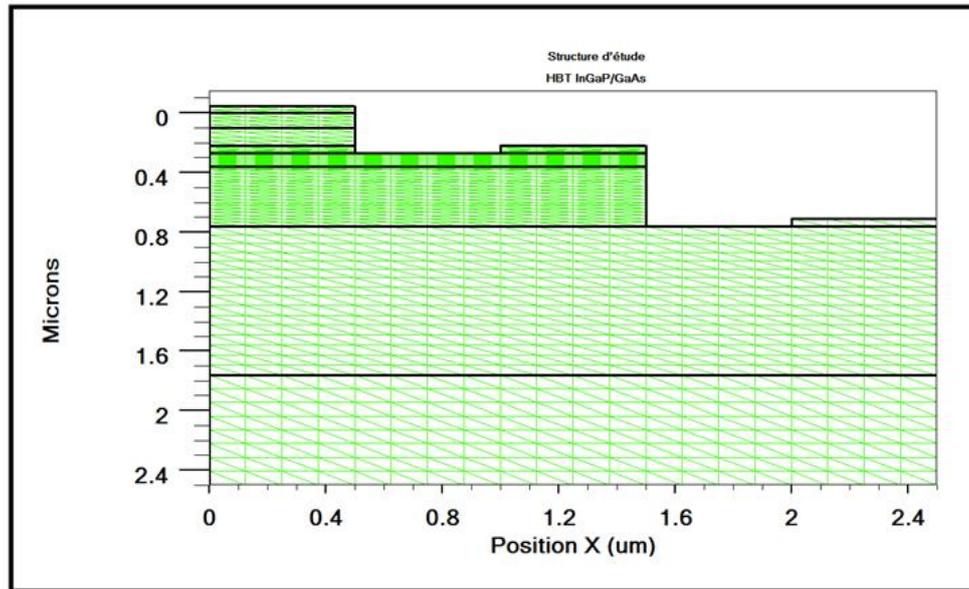


Figure 4.4 : Le maillage de la structure simulé

Une fois les équations différentielles résolues à l'équilibre, nous pouvons choisir, avant de lancer la simulation définitive, les conditions aux limites de la structure. Ensuite le simulateur calcule le flux des porteurs libres en chaque point du maillage le long de la structure pour une tension appliquée donnée, afin de calculer le courant total correspondant.

Les grandeurs physiques définies à chaque nœud (dopages, mobilités ...) vont être reliées entre elles suivant la méthode des différences finies qui discrétise les équations différentielles provenant des variables physiques scalaires inconnues (potentiel électrostatique, densités des porteurs ...), à chaque nœud du maillage. Ces variables sont ensuite utilisées pour calculer les paramètres vectoriels inconnus (champ électrique, densités de courant ...), situés entre deux nœuds adjacents du maillage.

3.4. Dopage

La plus couramment utilisée étant la configuration NPN, plus rapide du fait de la plus grande mobilité des électrons par rapport à celle des trous. Les différents dopages du transistor, ont été ajustés afin de minimiser les effets parasites et maximiser le gain.

3.4.1. Dopage d'émetteur

Le dopage d'émetteur est fixé à 3.10^{17}cm^{-3} [17], [18], il est déterminé par la nécessité d'obtenir une bonne efficacité d'injection de la jonction émetteur-base, tout en conservant une capacité émetteur-base C_{BE} faible.

3.4.2. Dopage de la base

Puisque pour l'HBT l'efficacité d'injection est fortement liée à la différence de bande interdite, le niveau de dopage de la base peut être fixé indépendamment de celui de l'émetteur : en substance on augmente le dopage de base afin de réduire la résistance de la base qui peut également voir son épaisseur réduire afin que les électrons puissent la traverser rapidement. Le dopage de base est fixé à $4.5.10^{19} \text{cm}^{-3}$ [17], [18].

3.4.3. Dopage de collecteur

Le dopage collecteur doit rester plus faible que celui de la base afin de maîtriser la tenue en tension et permettre l'extension de la ZCE BC du côté collecteur, garantit aussi l'idéalité du transistor, il est fixé à $7.5.10^{16} \text{cm}^{-3}$ [17]. [18].

Les profils de dopants de la structure sont approximés par des profils gaussiens. Ils diffèrent peu des profils réels dont la distribution peut être légèrement asymétrique. Ils sont présentés sur la coupe verticale de la figure (4.5), l'axe des abscisses indique l'éloignement par rapport à la surface supérieure de l'émetteur.

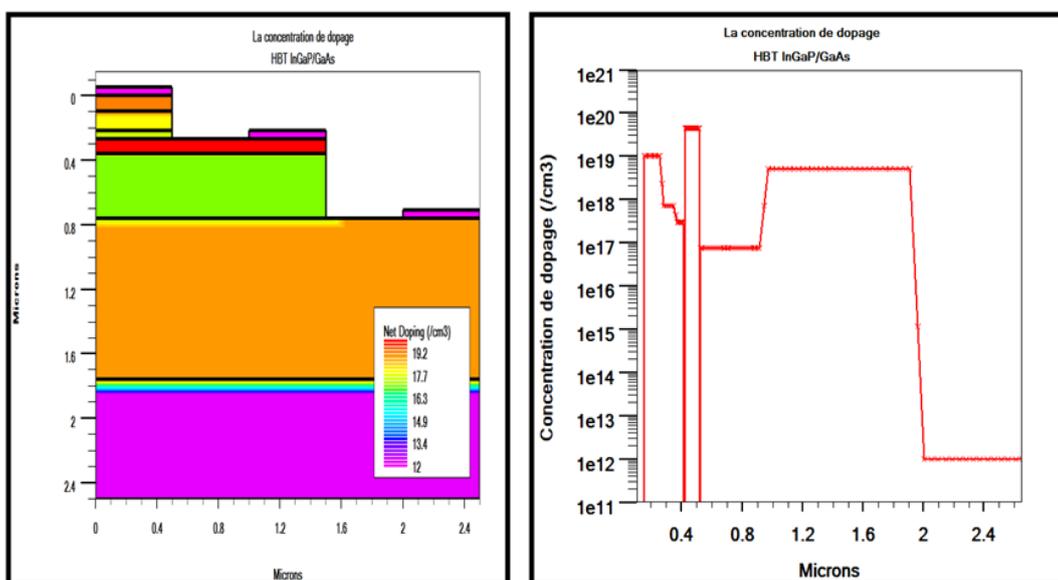


Figure 4.5: Profil de dopage pour la structure d'étude.

3.5. Diagramme des bandes d'énergie

En polarisation directe, la barrière de potentiel vue par les électrons est réduite pour laisser passer les électrons du côté émetteur vers la base. Par contre, celle vue par les trous augmente et bloque le passage de ceux-ci, de manière encore plus importante qu'à l'équilibre thermodynamique.

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

$$\begin{cases} V_{De} = E_{CB} - E_{CE} = V_D - \Delta E_C \\ V_{Dt} = E_{VB} - E_{VE} = V_D + \Delta E_V \end{cases} \quad (4.13)$$

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, 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.

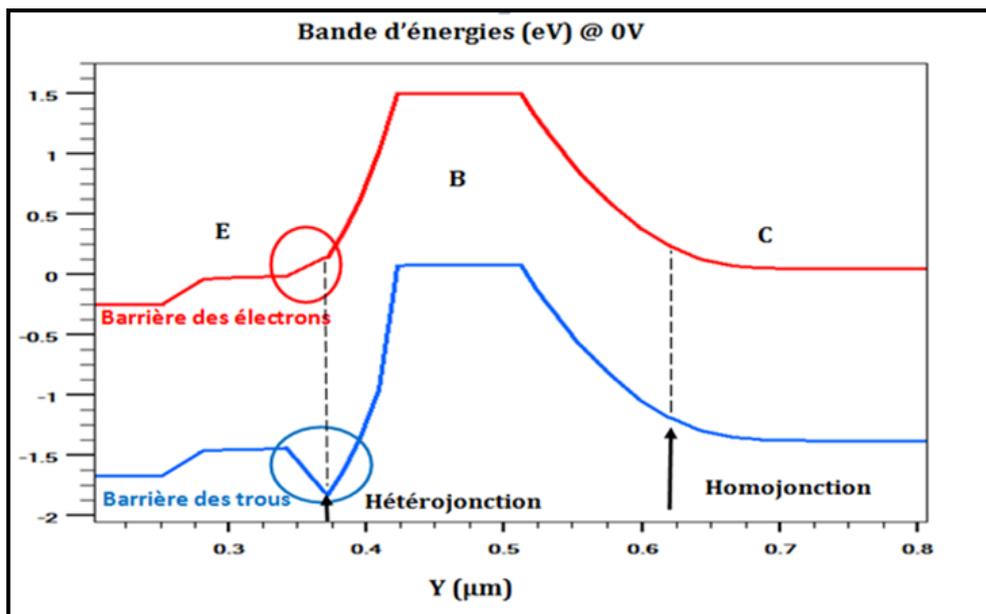


Figure 4.6 : Résultats de la simulation physique des bandes d'énergie de la structure d'étude à l'équilibre thermodynamique

4. Etude des principaux phénomènes physiques et électriques dans la structure

4.1. Grandeurs physiques macroscopiques

L'étude des performances d'un composant semi-conducteur nécessite la connaissance précise et rigoureuse des grandeurs physiques macroscopiques qui régissent son fonctionnement. Ces grandeurs 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 HBT: densités d'électrons et de trous et champ électrique, et ce, à une température fixe de 25 °C. Les évolutions que nous présentons ici sont issues de simulations effectuées au point de polarisation : $V_{BE} = 1.5$ V et $V_{CE} = 3$ V, soit en régime de fonctionnement normal, de façon à ne pas être limité par les zones de saturation ni d'avalanche.

4.1.1. Densité d'électrons

Nous avons représenté sur la figure (4.7), 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.

Pour des structures à dopage de base homogène, les électrons injectés de l'émetteur dans la base traversent cette dernière par diffusion, donc le courant circulant dans la base est essentiellement un courant de diffusion. La densité des électrons décroît de la jonction émetteur-base à la jonction base-collecteur, y formant un gradient de concentration.

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.

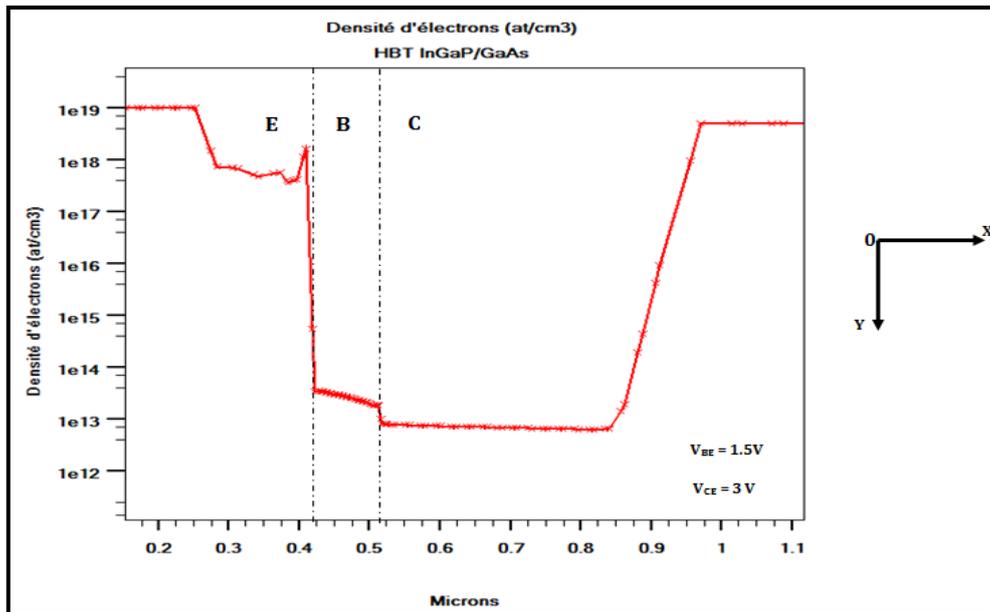


Figure 4.7 : Evolution de la densité d'électrons dans la structure

4.1.2. Densité de trous

Nous avons représenté sur la figure (4.8), 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 à la plus forte barrière de potentiel de la bande de valence vue par les trous à l'hétérojonction émetteur-base.

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.

La diffusion des trous, faible au niveau de l'hétérojonction émetteur-base et plus forte au niveau de l'homojonction base-collecteur, se traduit au niveau de la densité de charges par une absence de zones d'inversions du côté émetteur de l'hétérojonction et par contre par l'apparition d'une zone d'accumulation côté base de l'hétérojonction en polarisation directe. L'apparition de cette zone diminue la largeur de la zone de charge d'espace de la région base. A l'équilibre thermodynamique, les porteurs libres ne se déplacent pas entre les jonctions, et donc il n'existe pas de zone d'accumulation des trous dans la base près de la jonction (Figure (4.9)).

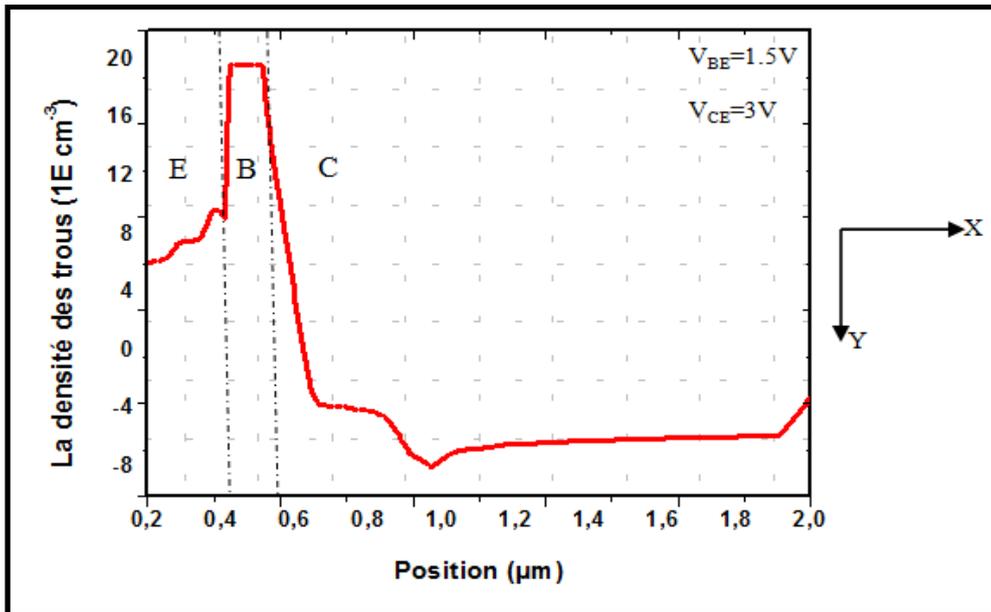


Figure 4.8 : Evolution de la densité des trous dans la structure

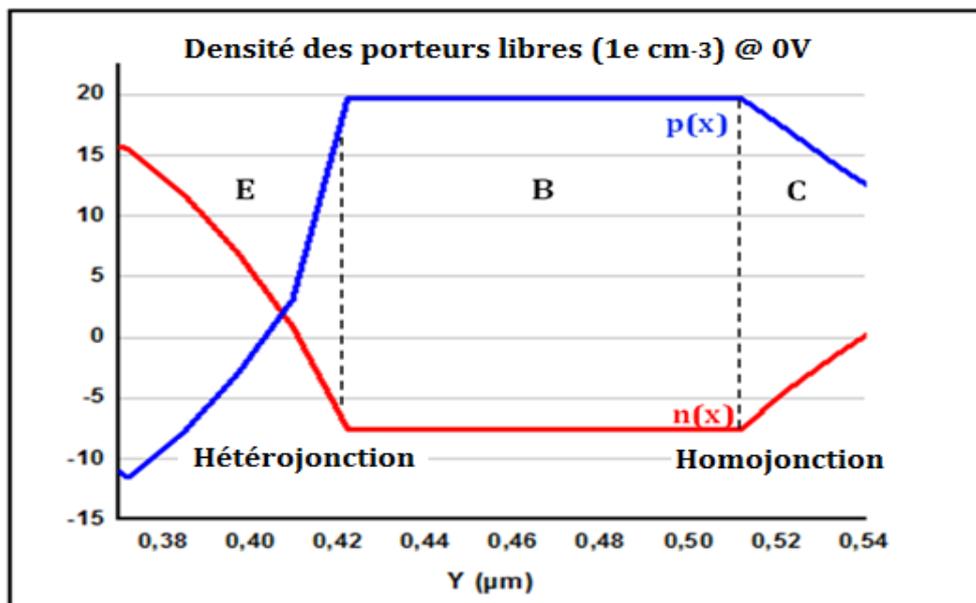


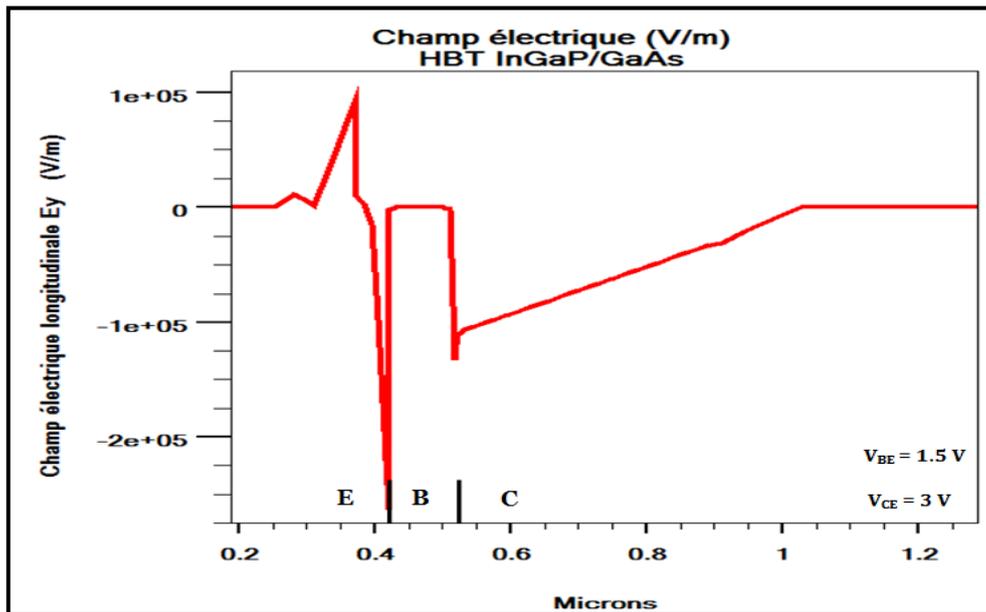
Figure 4.9 : Densités des porteurs libres $n(x)$ et $p(x)$ du transistor à l'équilibre thermodynamique

4.1.3. Champ électrique

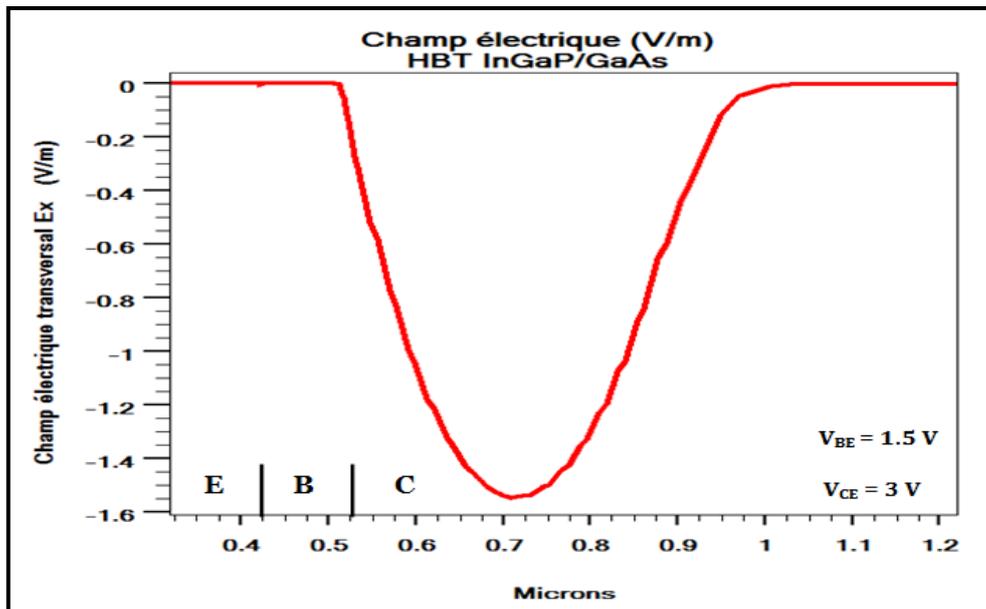
La figure (4.10) représente les évolutions respectives des composantes longitudinale E_y et transversale E_x du champ électrique, et ce, le long de la zone active du transistor, de l'émetteur vers le collecteur. Il apparaît clairement que les amplitudes du champ transversal (suivant (ox)) sont négligeables devant celles du champ longitudinal (suivant (oy)), donc le

profil typique de champ électrique d'une jonction base-émetteur polarisée en direct et d'une jonction collecteur-base polarisée en inverse est celui représenté sur la figure (4.10.a).

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.



(a)



(b)

Figure 4.10: Evolution des composantes du champ électrique (a) longitudinale (E_y)
(b) transversale (E_x)

4.2. Influence de la tension base-émetteur

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

L'évolution de la densité d'électrons dans la structure de l'émetteur vers le collecteur est représentée sur la figure (4.11). Nous pouvons remarquer que la densité d'électrons dans la base augmente exponentiellement avec le niveau d'injection et la densité d'électrons dans la zone désertée de collecteur augmente également avec le niveau d'injection.

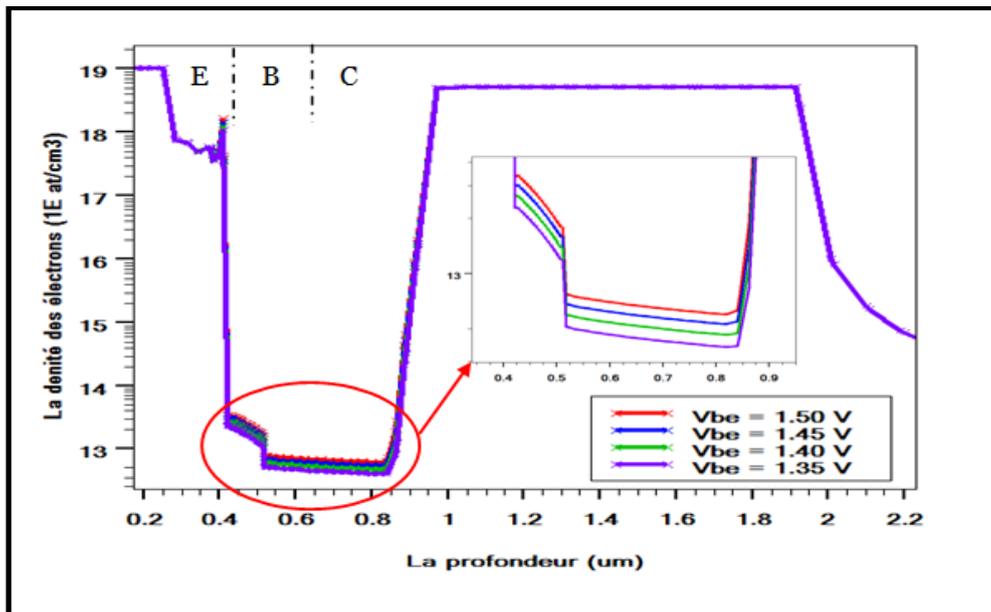


Figure 4.11 : Evolution de la densité des électrons dans la structure pour différents niveaux d'injection

La figure (4.12) 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 1.5 V, la diffusion de trous de la base vers le collecteur varie très peu avec le niveau d'injection et reste pratiquement négligeable.

Le champ électrique dans la structure est influencé par le niveau d'injection, surtout dans la zone de collecteur comme illustré sur la figure (4.13). 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. Le profil de champ électrique est donc sensible à l'amplitude du courant collecteur, essentiellement en régime de moyenne et forte injection.

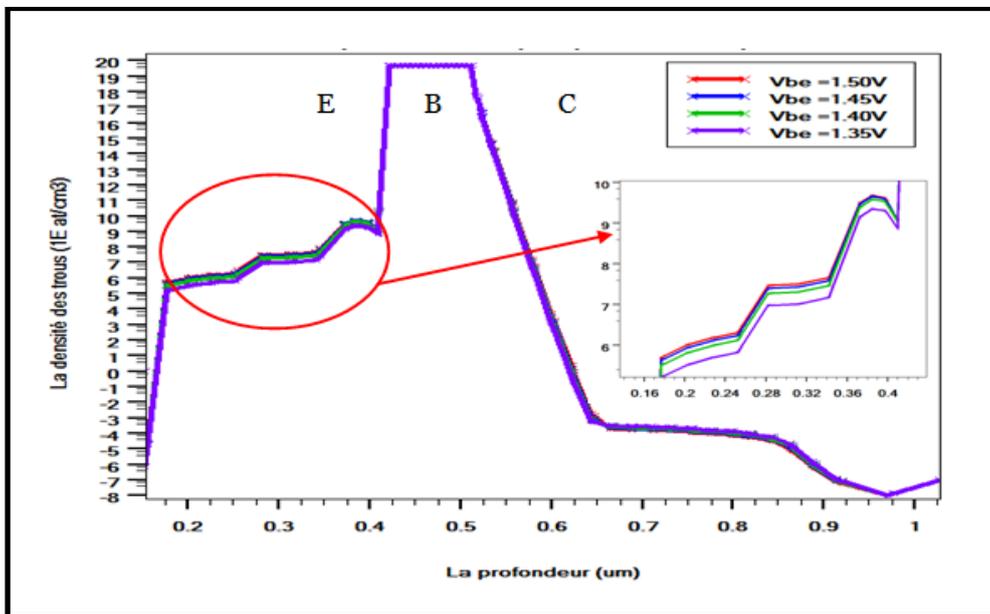


Figure 4.12 : Evolution de la densité des trous dans la structure pour différents niveaux d'injection.

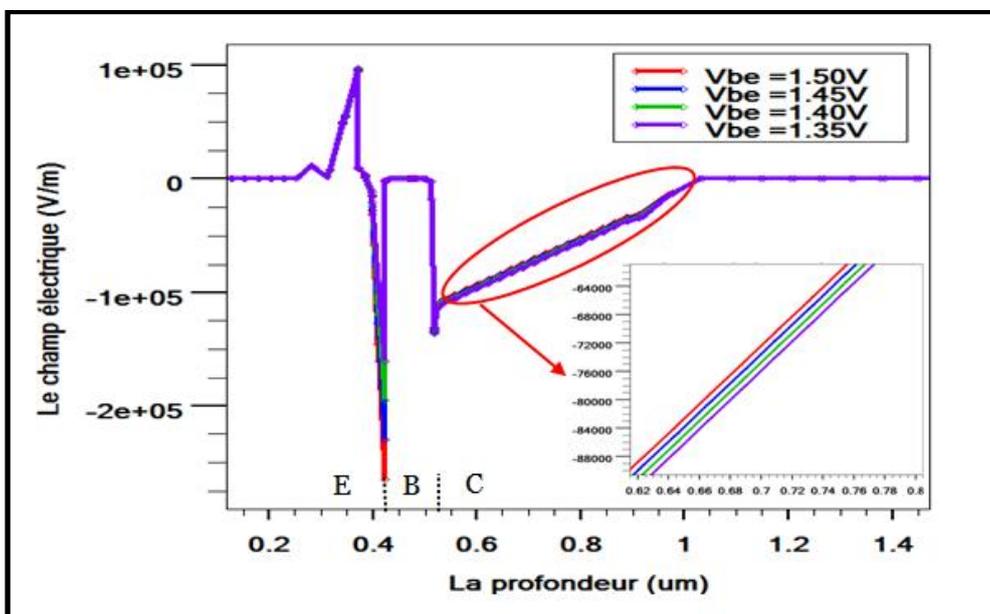


Figure 4.13 : Evolution du champ électrique dans la structure pour différents niveaux d'injection.

4.3. Influence de la tension collecteur-émetteur

Pour effectuer cette étude, nous avons fixé la tension base-émetteur V_{BE} égale à 1.40 V (moyenne injection), alors que la tension collecteur-émetteur varie de 1 V à 7 V.

Pour ces différents points de fonctionnement, nous avons représenté sur la figure (4.14), 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. 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 [23].

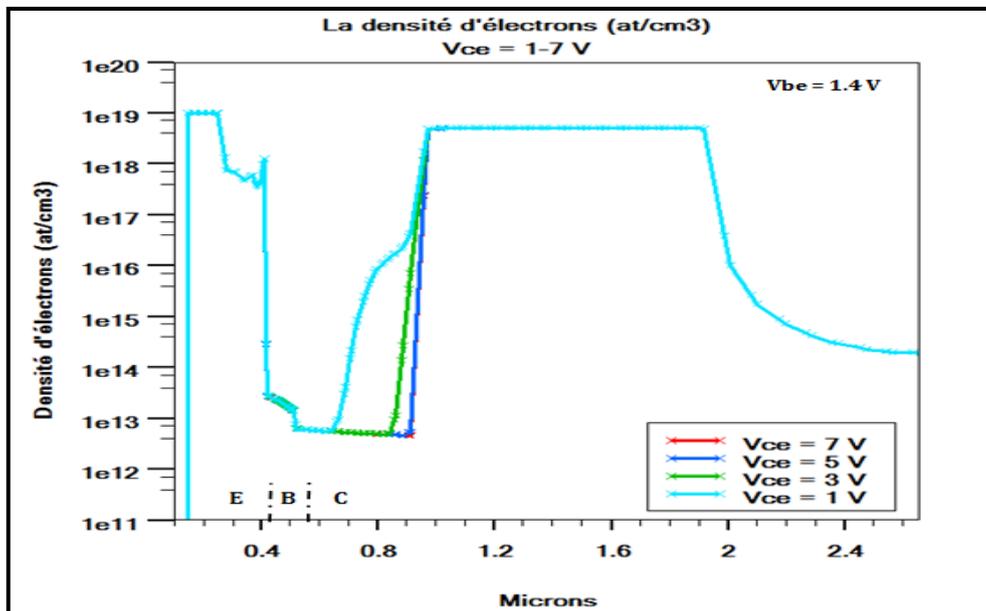


Figure 4.14: Evolution de la densité d'électrons pour différentes valeurs de V_{CE}

Par ailleurs, nous montrons sur la figure (4.15), l'évolution de la densité de trous dans la structure, 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 HBT 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 (chapitre 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.

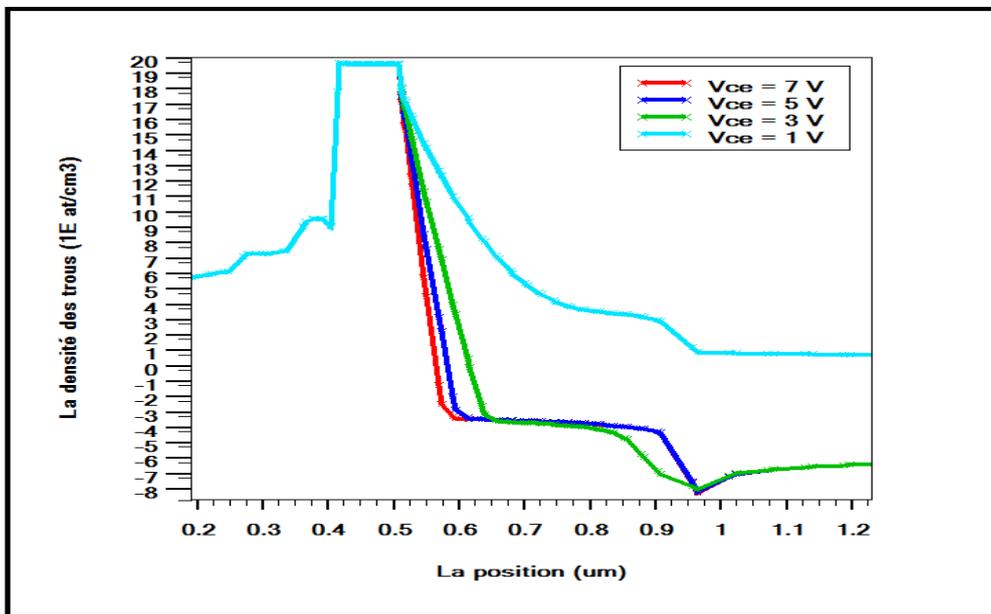


Figure 4.15 : Evolution de la densité de trous pour différentes valeurs de V_{CE}

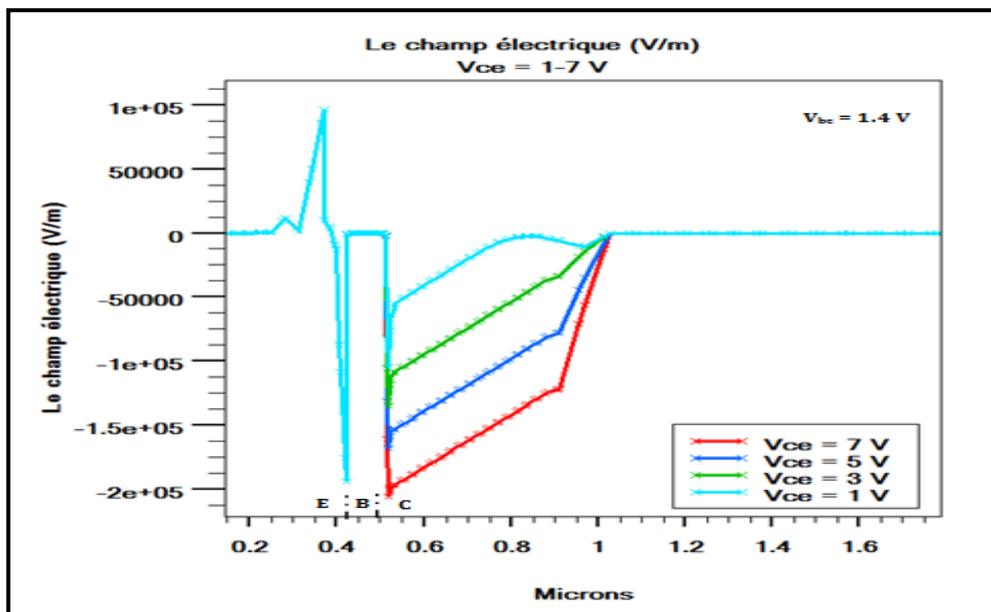


Figure 4.16 : Evolution du champ électrique pour différentes valeurs de V_{CE}

Le profil de champ électrique dans la structure dépend également de la tension collecteur-émetteur appliquée, comme indiqué sur la figure (4.16). 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.

Nous venons de définir les principes de fonctionnement des transistors bipolaires à hétérojonctions InGaP/GaAs. Nous allons maintenant présenter les différentes procédures généralement utilisées pour caractériser électriquement les dispositifs.

4.4. Caractéristiques statiques

L'étude du comportement électrique du composant en régime statique est la première phase de l'analyse du composant. Elle permet de conclure quant au bon fonctionnement des dispositifs, ainsi d'extraire un grand nombre de paramètres, utiles pour la compréhension du fonctionnement du transistor. Celle-ci peut être effectuée de manière manuelle ou automatisée.

4.4.1. Les courbes de Gummel

Une des simulations les plus usuelles pour caractériser le comportement d'un transistor consiste à tracer les courbes de Gummel du dispositif. Cette caractéristique représente l'évolution des courants de base et de collecteur, sur une échelle logarithmique, en fonction de la polarisation émetteur-base avec une tension V_{CB} nulle. Ces courbes permettant de juger rapidement de l'idéalité des courants et du gain en courant représenté par l'écart entre les courbes, Pour cela nous simulons la structure représentée sur la Figure (4.3).

La symétrie du composant permet de simuler qu'une moitié de composant, celui-ci étant divisé en deux parties symétriques suivant l'axe passant par le centre du contact du doigt d'émetteur à $x = 0$. La structure est uniforme suivant z (perpendiculaire à la page). D'après les mesures effectuées dans la référence [18], pour étudier les caractéristiques électriques de ce transistor, le contact émetteur est toujours à la masse, la polarisation DC est appliquée sur le contact base en laissant toujours le contact collecteur en circuit ouvert. La Figure (4.17) montre la coupe 2D de la structure étudiée dans la simulation.

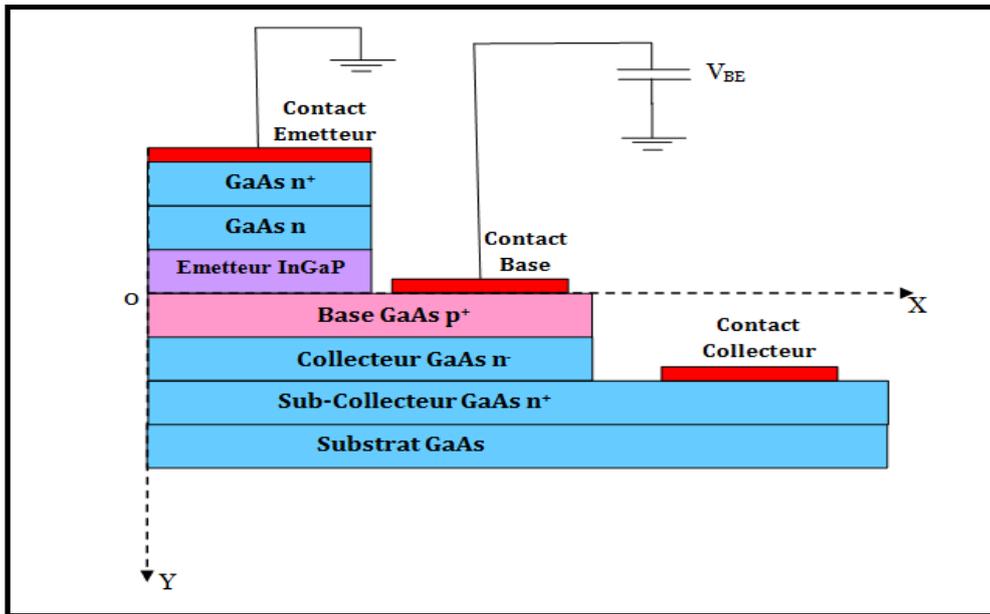


Figure 4.17 : Structure 2D utilisée dans la simulation d'un seul doigt d'émetteur du transistor HBT InGaP/GaAs

L'ensemble des courbes de Gummel présentés lors de cette étude ont été obtenues en faisant varier la tension de la jonction émetteur-base dans un intervalle de 0 à 1.6 V, alors que la jonction base collecteur a été maintenue à une polarisation fixe de 3V. La figure (4.18) présente cette caractéristique pour l'HBT InGaP/GaAs.

Trois zones peuvent être identifiées selon le comportement du courant de base. Elles sont identifiées par les numéros 1 à 3.

La zone 1 : représente la plage de polarisation pour laquelle les phénomènes de recombinaison/génération sont prépondérants. C'est la plage des faibles injections ($V_{BE} < 1V$), nous observons des fuites en courant relativement basses avec des valeurs de courant inférieures à 10^{-15} A. Cette zone est caractérisée par une pente du courant de base, en échelle logarithmique, différente de l'unité. Cette pente est définie par le coefficient de non-idéalité n_{E1} de la diode de recombinaison base-émetteur :

$$I_B = I_{GR} \cdot \exp\left(\frac{q \cdot V_{BE}}{n_{E1} \cdot k \cdot T}\right) \quad (4.14)$$

La zone 2 : est la zone des tensions intermédiaires ($1V < V_{BE} < 1.40V$), le fonctionnement du composant est linéaire. Le courant de base et de collecteur ont un comportement idéal, lorsque

tous les effets parasites et /ou néfastes sont inexistantes ou presque. L'effet des résistances série reste relativement faible. L'écart entre les courbes d' I_C et I_B permet de déterminer le gain en courant statique Béta.

$$I_B = I_{\text{sat}} \cdot \exp\left(\frac{q \cdot V_{BE}}{n_E \cdot k \cdot T}\right) \quad (4.15)$$

La zone 3 : Aux tensions supérieures à 1.45 V, l'effet des résistances série apparaît sur ce transistor, bien que les courants de base et de collecteur augmentent de manière importante. Enfin, à partir d'une tension de 1.5 V, les effets de saturation des courants surviennent et les courants de base et de collecteur s'écartent de la variation exponentielle du régime normal. C'est le début des effets liés au régime de forte polarisation des jonctions. Cependant, la figure (4.18) permet de visualiser entièrement le phénomène de saturation des courants en régime de forte injection pour une tension émetteur-base supérieure à 1.5V.

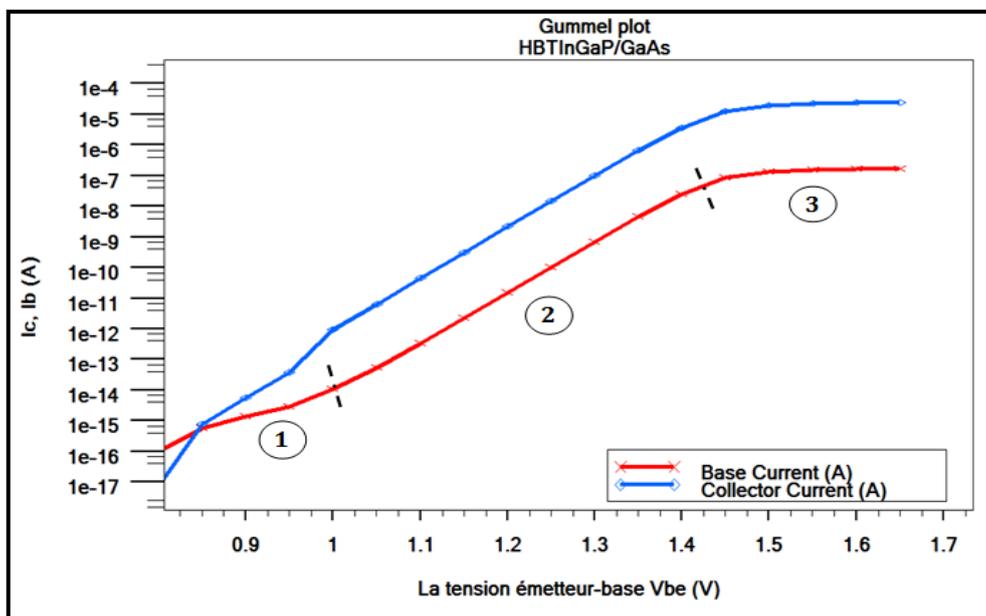


Figure 4.18 : Courbes de Gummel directes pour l'HBT InGaP/GaAs

Des études antérieures [24] ont montré que dans les HBTs 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. En pratique, les HBTs GaInP/GaAs présentent un facteur d'idéalité proche de l'unité [25], cela traduit un comportement idéal des courants de base et de collecteur et de l'efficacité d'injection des différents porteurs.

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. Nous avons relevé des coefficients d'idéalité très proches de 1 (1.05 et 1.09 respectivement pour les jonctions émetteur-base et base-collecteur).

4.4.2. La transconductance

La transconductance des HBTs, 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 :

$$g_m = \frac{\Delta I_C}{\Delta V_{BE}} \quad (4.16)$$

Nous avons représenté sur la figure (4.19), son évolution en fonction de la tension base émetteur pour la structure étudiée avec une tension collecteur émetteur $V_{CE} = 3$ V.

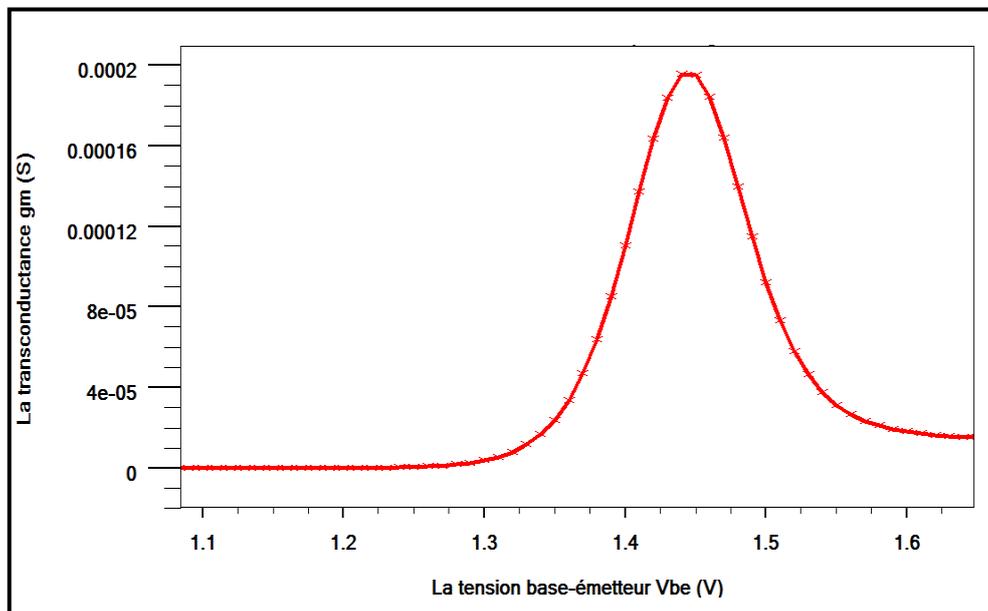


Figure 4.19 : Evolution de la transconductance en fonction de la tension V_{BE}

La transconductance augmente avec la tension base-émetteur jusqu'à une valeur d'environ 1.45 V, puis décroît. Cette décroissance est due à la saturation du courant collecteur en régime de forte injection. Notons cependant que le maximum de la transconductance peut atteindre une valeur de 197 mS. 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 [26].

Les premières simulations statiques réalisées sur nos structures confirment en partie l'intérêt de l'utilisation d'une hétérojonction pour nos HBTs.

4.4.3. Le gain en courant

Théoriquement, dans les HBTs, la recombinaison dans les zones de charge d'espace contribue fortement à la réduction de l'efficacité d'injection. Cependant, dans le cas du HBT 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.

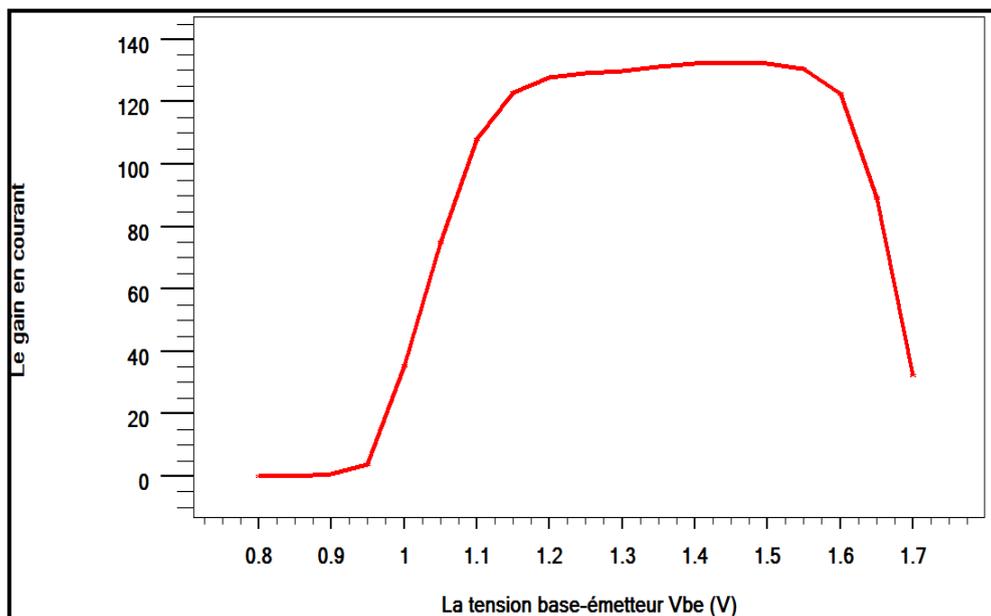


Figure 4.20 : Evolution du gain en courant en fonction de la tension base-émetteur

L'évolution du gain en courant en fonction de la tension base-émetteur est représentée sur la figure (4.20) en échelle linéaire. Nous pouvons observer une dégradation irréversible du gain en courant pour les faibles tensions émetteur-base à cause des composantes non idéales d' I_B . Les HBTs simulés présente un maximum de gain en courant statique approchant de 130 pour une tension V_{BE} égale 1.20 V. Le gain chute ensuite progressivement à partir de tensions supérieures à 1.5 V dû au régime de forte injection des porteurs. Cette valeur du gain est d'autant plus importante qu'elle justifie le choix d'un émetteur composite en InGaP,

effectivement, avec une proportion de Gallium de 51%, l'amélioration du gain Béta est suffisante tout en gardant une bonne efficacité d'injection. Nous pouvons retrouver cette même valeur du gain dans les études effectués par [27], [28], [29] sur l'HBT InGaP/GaAs.

4.4.4. La caractéristique de sortie $I_C(V_{CE})$

Une autre simulation très employée est la simulation des caractéristiques de sortie du composant. Pour réaliser cette simulation, on impose le courant de base, I_B , et on relève la réponse du courant collecteur I_C pour différentes tensions émetteur-collecteur, V_{CE} . Le courant de base est choisi de telle sorte que le dispositif se trouve dans sa zone idéale de fonctionnement. L'intérêt de ces caractéristiques est de permettre l'extraction de paramètres déterminants sur le fonctionnement en régime statique de nos dispositifs.

La Figure (4.21) représente les résultats de la simulation de courant collecteur-émetteur en fonction de la tension collecteur-émetteur ($I_{CE}-V_{CE}$) pour différents courant de base. La simulation du réseau I(V) a été faite à température ambiante.

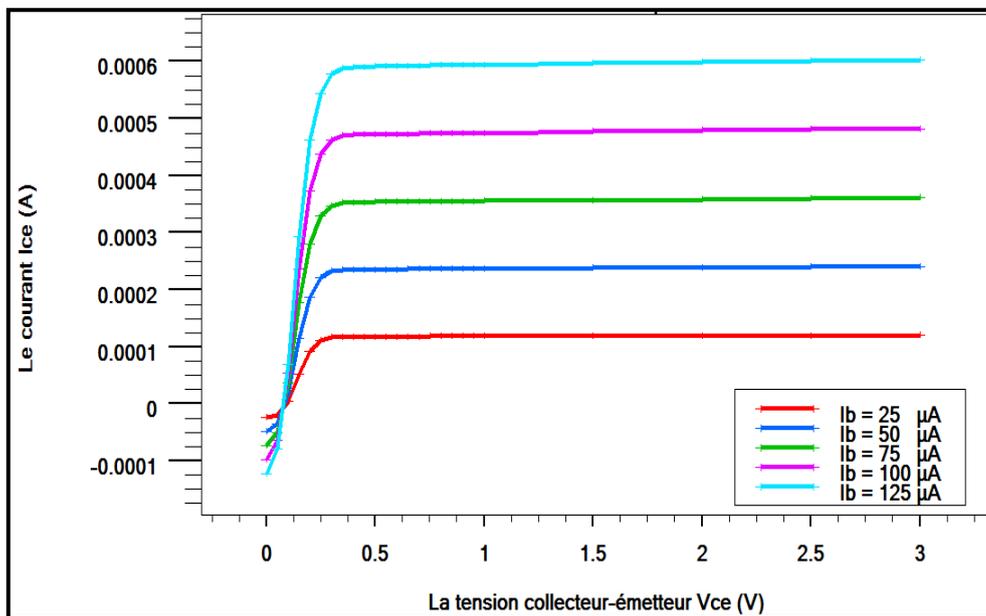


Figure 4.21 : Résultats de simulation du réseau $I_{CE}(V_{CE})$ du HBT InGaP/GaAs

Cette caractéristique de sortie permet d'évaluer à nouveau la valeur du gain en courant, l'écart entre les courbes donne une valeur du gain en courant avoisinant 128 comme observée sur les courbes de Gummel. Elle nous informe également sur l'existence d'une tension de seuil du transistor V_{seuil} pour laquelle $I_C = 0$ qui vaut approximativement 94 mV pour les HBTs

concernés. Enfin, la tension de saturation est d'environ 0.4 V et correspond à la tension au-delà de laquelle le HBT est en régime de fonctionnement normal.

Le courant I_C ne subit pas une forte hausse aux niveaux d'injection les plus élevés. De ce fait, on n'assiste pas à un phénomène Early précoce sur nos structures. En effet, le fort dopage de base utilisé tend à réduire l'apparition de ce phénomène néfaste. De plus l'utilisation d'un collecteur en GaAs faiblement dopé nous permet de limiter l'apparition d'un claquage précoce de nos dispositifs en fonctionnement normal. Enfin aux tensions de polarisation jusqu'à 3 V, les phénomènes d'avalanche sont inexistants.

Les paramètres significatifs que nous avons tirés de ces résultats permettent en outre de confirmer la pertinence de notre choix de structure. Le tableau (4.3) ci-après récapitule les principaux paramètres extraits.

Tableau 4.3 : Les principaux paramètres extraits

| | |
|---|---------------|
| Le gain en courant | ≈ 130 |
| La tension de seuil V_{seuil} | 94 mV |
| La tension de saturation V_{sat} | 0.4 V |
| La tension de claquage | > 3 V |

4.5. Caractéristiques dynamiques

L'analyse dynamique permet d'observer les performances fréquentielles du composant. D'après l'analyse statique, des plages de polarisations, acceptables au regard d'un gain en courant suffisant ou de l'absence de phénomènes parasites gênants comme l'avalanche, peuvent être définies pour la structure choisie. La plage de polarisation envisageable présente une tension de collecteur comprise entre 0,4 et 3 V, pour une tension de base comprise entre 1 et 1.45V. L'analyse dynamique doit traduire l'influence de cette polarisation sur les performances fréquentielles, en courant et en puissance.

Il est alors possible d'extraire le gain dynamique en courant H_{21} , ainsi que le gain en courant unilatéral de Masson U en fonction de la fréquence. Ceci a été réalisé pour notre structure sous une polarisation de 3 V de collecteur et de 1.4 V de base. Les fréquences de coupure f_T et f_{max} du transistor bipolaire sont extraites par l'extrapolation des gains à partir de la pente théorique à -20dB/décade. Le résultat est présenté par la Figure (4.22).

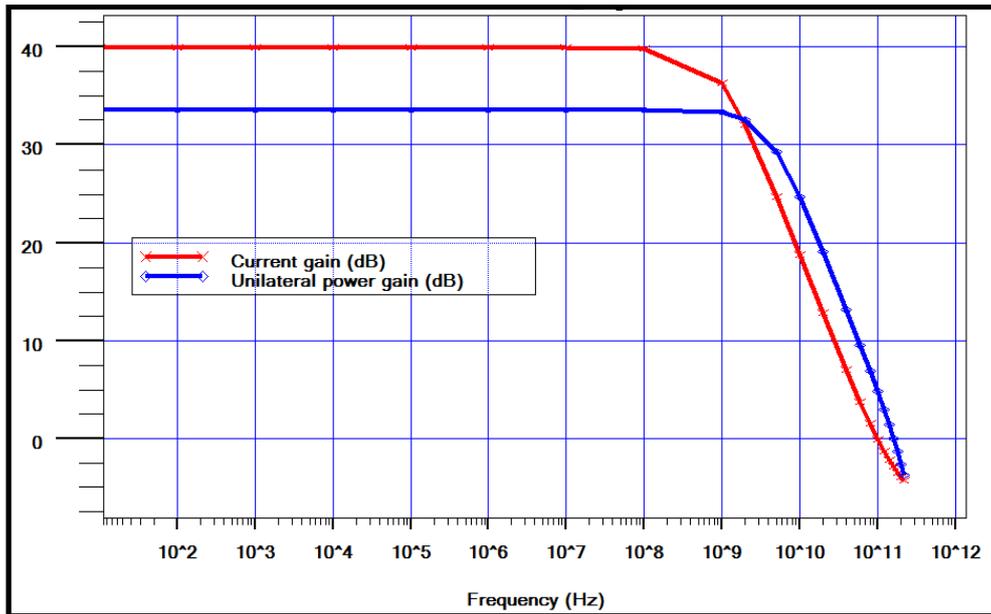


Figure 4.22: Réponse fréquentielle de la structure simulée présentant la courbe de gain en courant sur court-circuit, et la courbe de gain unilatéral de Masson U.

L'exploitation de cette courbe pour les valeurs de gain unitaire (nul en dB) permet de lire les valeurs de fréquence de transition, f_T , à **100GHz** (gain en courant) et de fréquence maximale d'oscillation, f_{max} , à **160GHz** (le gain unilatéral de Masson U). On constate par ailleurs sur ces structures que la fréquence maximale d'oscillation est supérieure à la fréquence de transition, ce qui indique l'amélioration de la technologie par l'utilisation de InGaP dans l'émetteur.

5. Influence des paramètres technologiques des différentes régions sur les performances du HBT InGaP/GaAs

Dans cette partie nous allons essayer de mettre en évidence l'influence des paramètres technologiques des différentes régions du transistor (émetteur, base, et collecteur) sur les performances du HBT InGaP/GaAs. Les propriétés des différentes régions (épaisseur, dopage) sont des paramètres importants pour l'obtention de l'effet de transistor.

5.1. Influence des paramètres technologiques de la base

5.1.1. Influence de l'épaisseur de base à dopage de base constant

La principale partie active du transistor bipolaire est la base, elle détermine en grande partie les performances statiques et dynamiques du composant. Lorsque l'épaisseur de la base change, le gradient d'électrons dans la base neutre varie. Une optimisation de l'épaisseur de la

base aura donc une incidence directe sur les paramètres cruciaux du composant, tels que le gain en courant et les fréquences de transition et d'oscillation. La mise au point d'une structure à base fine permet de réaliser une optimisation conjointe du temps de transit dans la base τ_B , ainsi que de la résistance de celle-ci, améliorant ainsi les performances fréquentielles du composant.

- **Le gain en courant**

Le gain en courant d'un transistor bipolaire, de manière générale, peut s'écrire sous la forme :

$$\beta = \frac{\gamma_E \cdot \alpha_T}{1 - \gamma_E \cdot \alpha_T} \quad (4.17)$$

Où : γ_E désigne l'efficacité d'injection d'émetteur, et α_T le facteur de transport dans la base,

défini par :

$$\alpha_T = \frac{1}{\cosh\left(\frac{W_B}{L_B}\right)} \quad (4.18)$$

Avec : W_B : épaisseur de la 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 HBT), le gain en courant de transistor peut s'écrire :

$$\beta \approx \frac{1}{\cosh\left(\frac{W_B}{L_B}\right) - 1} \quad (4.19)$$

Il apparaît clairement que le gain en courant du transistor augmente lorsque l'épaisseur de base diminue.

Dans les transistors classiques, si la base est trop fine, la largeur de la zone de charge d'espace BC s'étale sur toute la largeur de celle-ci de telle sorte qu'il n'existe au sein du transistor bipolaire aucune région de base neutre. Cependant, l'épaisseur de la base ne peut être diminuée considérablement car on peut se heurter à des phénomènes tel que l'effet tunnel et le perçage de celle-ci. Dans ce cas, l'effet transistor est supprimé et le courant collecteur est fortement réduit. Par contre dans les HBTs, cet effet est minimisé à cause du fort dopage de base. Cependant, pour les applications forte puissance nécessitant un fonctionnement du HBT 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.

La figure (4.23) présente la variation du gain en courant pour différentes épaisseurs de base, avec un dopage de base fixé à $4.5 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$. Dans ce travail trois épaisseurs de la couche de base sont considérées 40, 60 et 90nm. On constate, que le transistor ayant la base la plus fine présente le gain le plus important, donc le gain présente une variation inversement proportionnel à l'épaisseur de la base. Lorsque l'épaisseur de la base varie, le gradient d'électrons dans la base neutre varie. En effet plus la base est fine, plus la densité de trous diminue, ce qui engendre une augmentions des électrons collectés, d'où une augmentation du courant de collecteur, et un gain en courant plus important. 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.

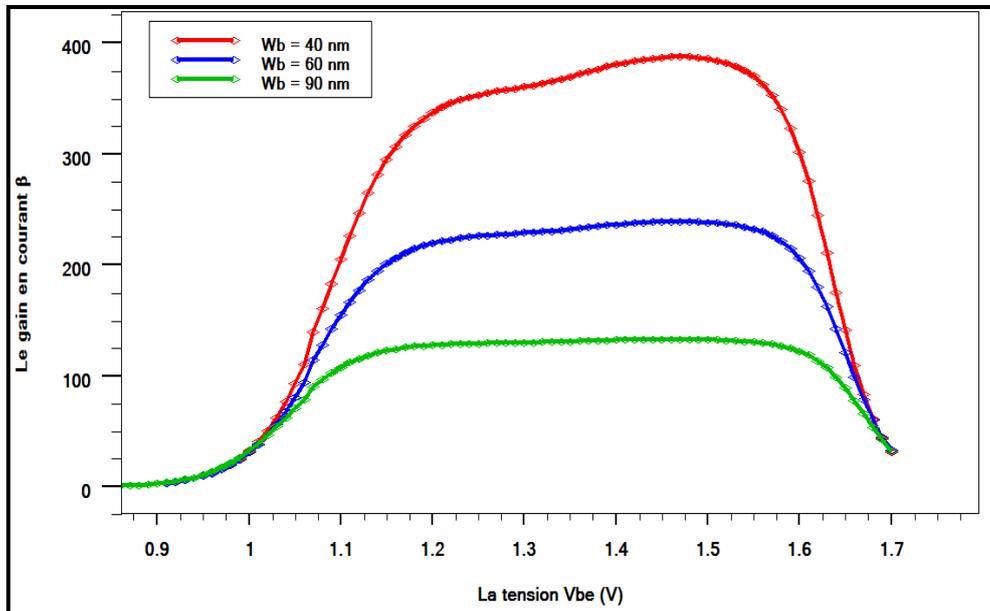


Figure 4.23 : Variation du gain en courant en fonction de l'épaisseur de la base

- **Performances fréquentielles**

Les performances fréquentielles du composant sont également largement liées aux dimensions de la base du composant; celle-ci détermine en grande partie le temps de transit dans le composant par la relation suivante :

$$\tau_B = \frac{W_B^2}{\gamma \cdot D_n} \quad (4.20)$$

En effet, plus la base est mince, plus le temps que mettent les porteurs minoritaires pour la traverser est réduit car le trajet suivi est plus court. L'amélioration des performances fréquentielles est donc envisageable par la réduction de τ_B , grâce à une minimisation de l'épaisseur de la base. Toutefois la réduction de celle-ci va de pair avec une augmentation des résistances et capacités parasites du transistor (R_B, C_{BC}) susceptibles de limiter les performances dynamiques.

La fréquence de coupure f_T de transistors bipolaires est extraite par l'extrapolation du gain à partir de la pente théorique à -20dB/décade. Le résultat est présenté par la figure (4.24) pour des épaisseurs de la base de 90 nm, 60 nm et 40 nm. On constate que le transistor ayant la base la plus fine présente la fréquence de transition la plus importante, grâce à un temps de transit de base réduit. En effet, La base d'épaisseur 40 nm présente une amélioration de 50% de f_T par rapport à la base de 90 nm d'épaisseur.

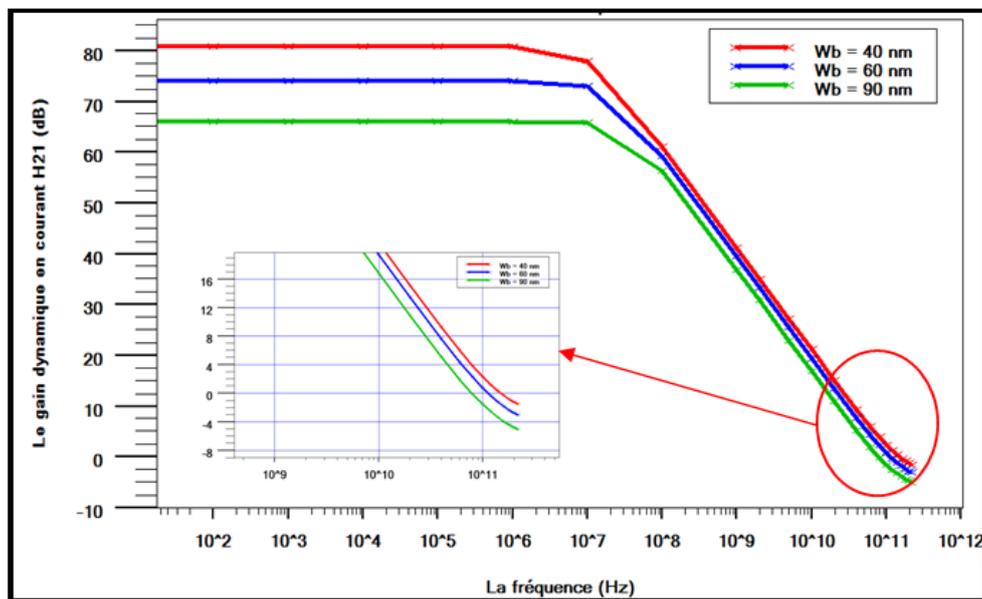


Figure 4.24 : Réponse fréquentielle de la structure simulée présentant la courbe de gain en courant sur court-circuit pour différentes épaisseurs de la base.

Le tableau (4.4) présente les valeurs de la fréquence maximale d'oscillation f_{max} pour les épaisseurs de base 40 nm, 60 nm et 90 nm. On constate une augmentation de f_{max} avec la diminution de la largeur de la base. La fréquence f_{max} atteint une valeur maximale de 175 GHz pour une largeur de base réduite 40 nm. L'épaisseur de la base détermine la résistance de cette couche, l'utilisation d'une base fine induit une résistance de base R_B élevée, ce qui

limite la valeur de f_{max} via le produit $R_B \cdot C_{BC}$. Toutefois f_{max} est augmentée par une réduction de l'épaisseur de la base puisque la diminution du temps de transit de la base τ_B compense l'augmentation du produit $R_B \cdot C_{BC}$.

Tableau 4.4 : Evolution de f_{max} pour des épaisseurs de base variables

| Epaisseur de la base (nm) | 40 | 60 | 90 |
|---------------------------|-----|-----|-----|
| f_{max} (GHz) | 175 | 168 | 160 |

5.1.2. Influence du dopage de base à épaisseur de base constante

- **Le gain en courant**

Nous avons représenté sur la figure (4.25), l'évolution du gain en courant en fonction de la tension émetteur-base (V_{BE}), pour les trois niveaux de dopage de base ; $1.10^{19} \text{ cm}^{-3}$, $4.5.10^{19} \text{ cm}^{-3}$, $7.10^{19} \text{ cm}^{-3}$, à une tension collecteur-émetteur $V_{CE} = 3V$.

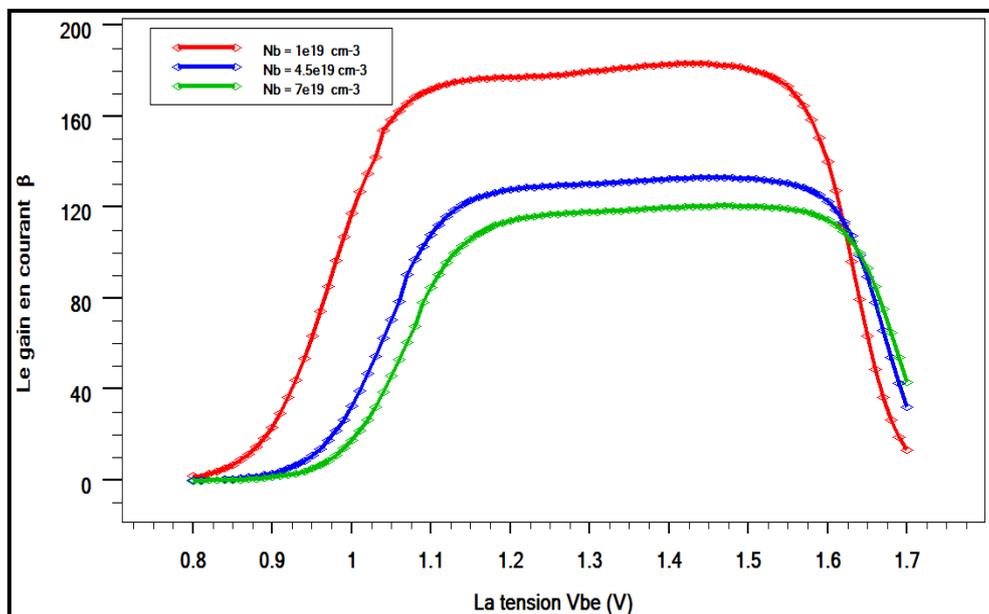


Figure 4.25 : Evolution du gain en courant en fonction de la tension émetteur-base pour différents dopages de base (at/cm^{-3}), pour une épaisseur de base de 90 nm.

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 deux formes de

recombinaison considérées (SHR et Auger) : 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.

- **La fréquence de transition f_T**

Le niveau de dopage de base influe également sur la fréquence de transition du HBT, comme indiqué sur la figure (4.26) pour les différents niveaux de dopage de base considérés, la tension collecteur-émetteur étant maintenue constante égale à 3V.

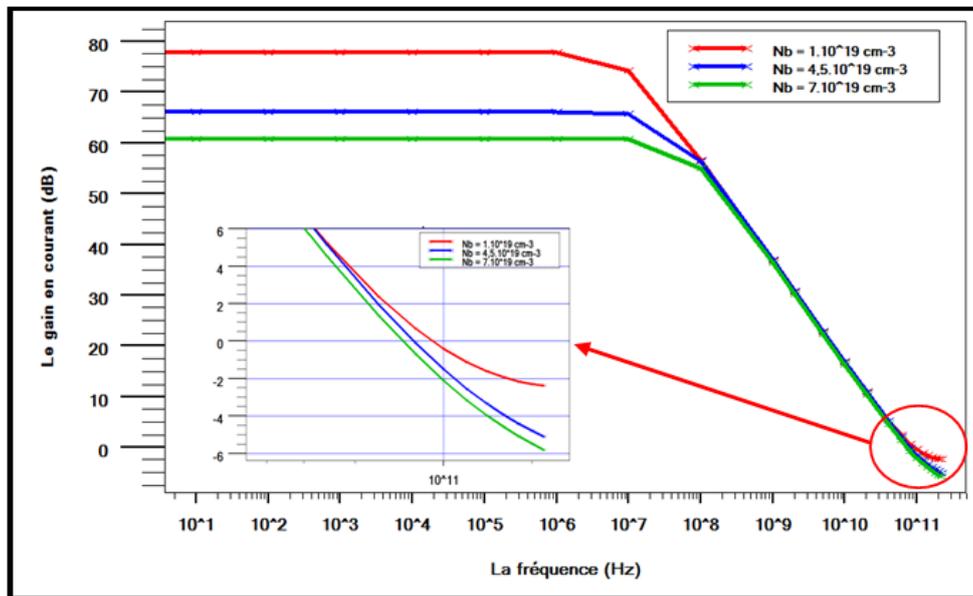


Figure 4.26 : Réponse fréquentielle de la structure simulée pour différents dopages de base et une épaisseur de base de 90 nm

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.

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.

En résumé, la base est une région du transistor déterminante pour son gain en courant. Plus le dopage de la base augmente, plus le gain du transistor se détériore et plus l'épaisseur de la base diminue, plus le gain en courant du transistor augmente. Enfin, le gain dépend également de la nature du dopant utilisé dans la base. C'est pourquoi le choix des paramètres technologiques de la base (nature du dopant, concentration de dopage, épaisseur) sera fonction des applications visées et des performances recherchées.

5.2. Influence des paramètres technologiques de collecteur

5.2.1. Influence de l'épaisseur de collecteur à dopage de collecteur constant

- La fréquence de transition f_T

Le résultat de l'extraction de la fréquence de transition f_T de la structure d'étude est présenté par la Figure (4.27) pour des épaisseurs de collecteur de 400 nm, 700 nm et 1000 nm.

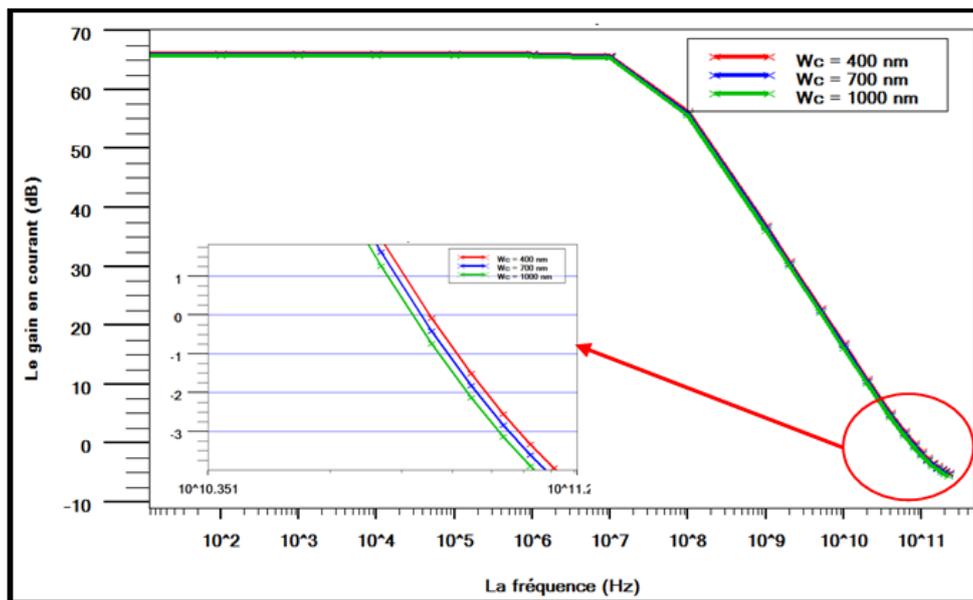


Figure 4.27 : Réponse fréquentielle de la structure simulée présentant la courbe de gain en courant sur court-circuit pour différentes épaisseurs de collecteur.

On peut constater sur cette figure que plus l'épaisseur de la zone de collecteur W_C augmente et plus la valeur de f_T se dégrade. Ces évolutions peuvent être interprétées simplement en effet, pour les forts niveaux d'injection, la chute de tension dans la résistance série de collecteur, n'est plus négligeable. De ce fait, la jonction base-collecteur va passer en régime de polarisation directe pour des valeurs de densité de courant collecteur le plus faibles dans les structures à importante épaisseur de collecteur ($W_C = 1000$ nm) que dans les structures à plus faible épaisseur de collecteur ($W_C = 400$ nm). Ceci contribue à l'établissement plus rapide de l'effet Kirk (chute de f_T) pour les importantes épaisseurs de collecteur [30].

- **Le gain en courant**

Nous retrouvons cet effet sur l'évolution du gain en courant en fonction de la tension émetteur-base, figure (4.28) qui montre que la chute du gain a lieu d'autant que l'épaisseur de collecteur est important.

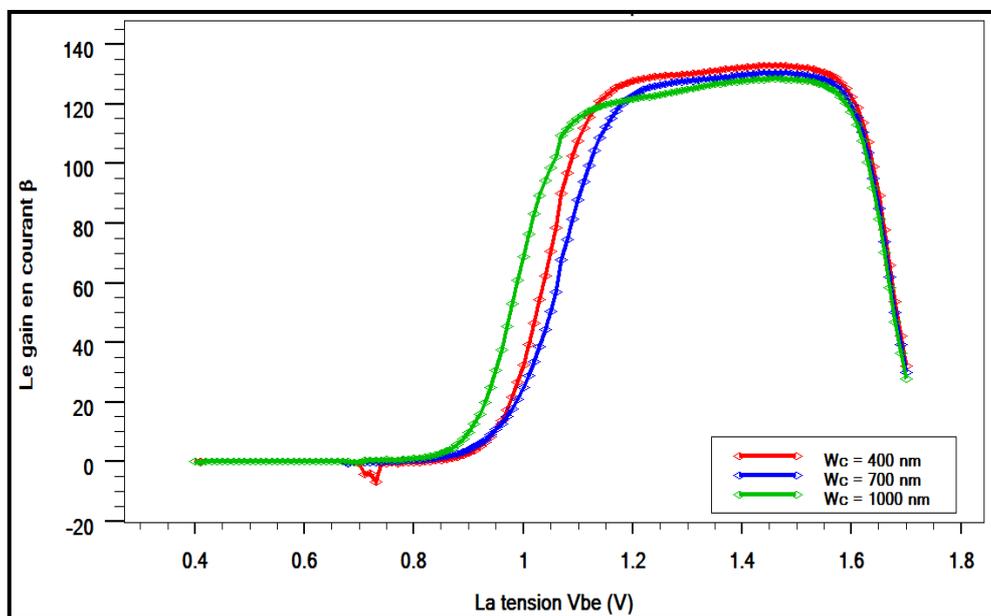


Figure 4.28 : Evolution du gain en fonction de V_{BE} pour différentes épaisseurs de collecteur

5.2.2. Influence du dopage de collecteur à épaisseur de collecteur constant

Nous fixons l'épaisseur de collecteur à 400 nm et faisons varier le dopage de collecteur. Considérons d'abord la configuration du champ électrique dans la structure (figure 4.29), pour trois valeurs de dopage de collecteur $N_C = 1.10^{16} \text{ cm}^{-3}$, $N_C = 5.10^{16} \text{ cm}^{-3}$, $N_C = 1.10^{17} \text{ cm}^{-3}$ au point de fonctionnement: $V_{BE} = 1.6$ V et $V_{CE} = 3$ V.

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.

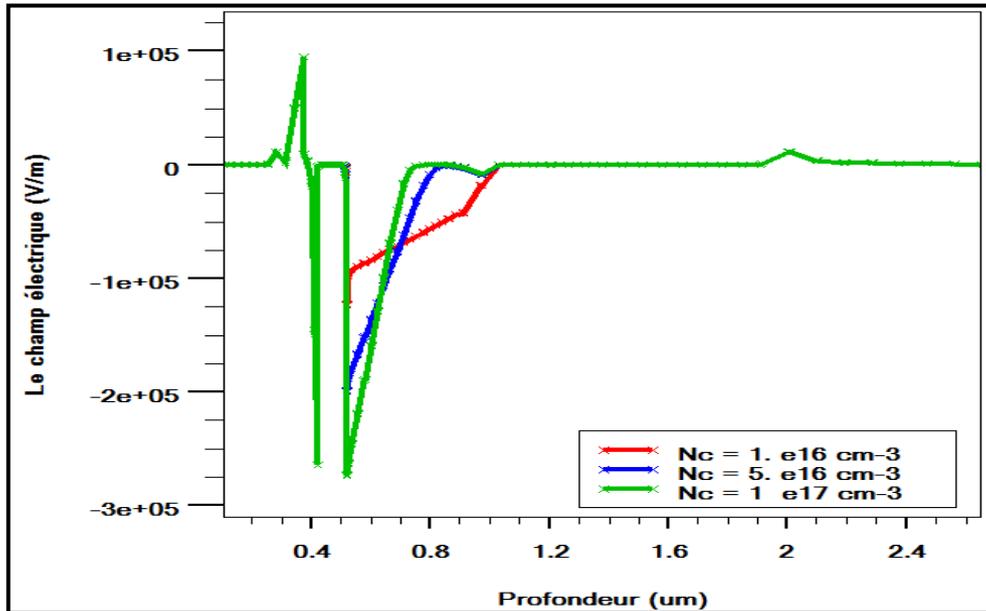


Figure 4.29 : Evolution du champ électrique dans la structure pour différents dopages de collecteur.

De ce fait, plus N_C 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 sur la figure (4.30), où est représentée l'évolution de la fréquence de transition en fonction des différents dopages de collecteur. On constate effectivement, que cette figure met en évidence le rôle d'un dopage de collecteur supplémentaire pour repousser l'activation de l'effet Kirk.

- **Le gain en courant**

À forte injection, le champ électrique à la jonction base-collecteur, est plus important dans le cas de forts niveaux de dopage de collecteur (figure 4.29), ce qui permet de reculer l'apparition de l'effet Kirk, comparativement à un faible dopage de collecteur. De ce fait, l'utilisation d'un fort niveau de dopage de collecteur permet d'avoir un gain en courant de valeur élevée, ce ci apparait clairement sur la figure (4.31) du gain en courant en fonction de la tension pour plusieurs dopage de collecteur.

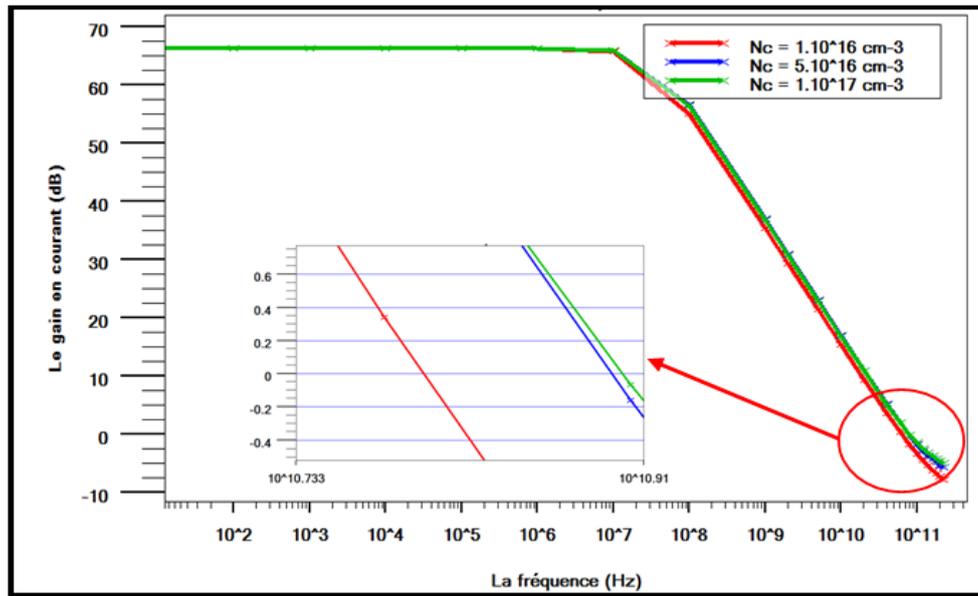


Figure 4.30 : Réponse fréquentielle de la structure simulée présentant la courbe de gain en courant sur court-circuit pour différents dopages de collecteur

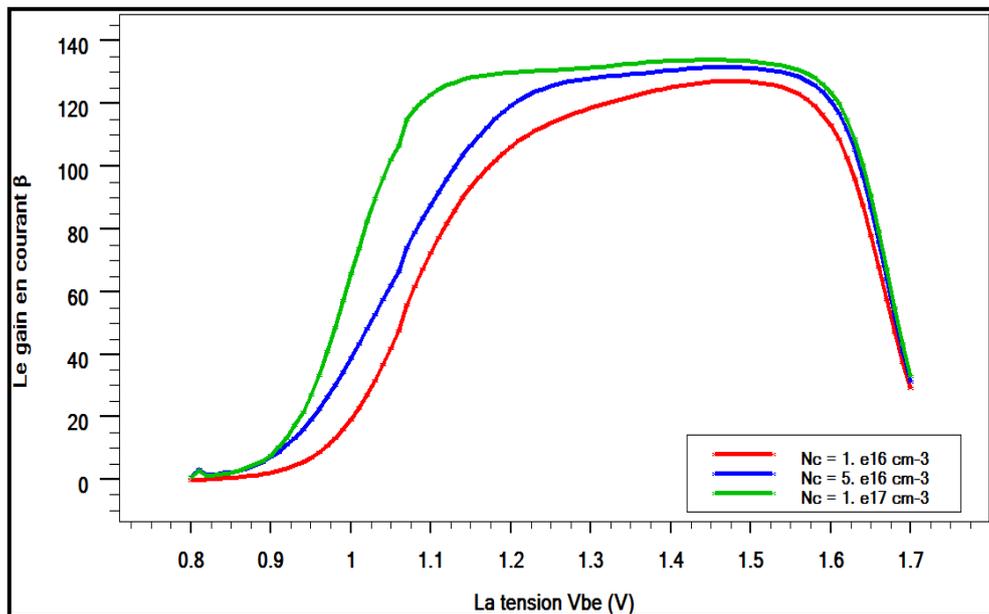


Figure 4.31: Evolution du gain en courant en fonction de la tension émetteur-base pour différents dopages de collecteur.

5.3. Variation du gain en courant en fonction de dopage d'émetteur

Les courbes de gain pour trois dopages d'émetteur différents ont été représentées sur la figure (4.32). Il s'agit des valeurs de concentration de $3 \cdot 10^{17}$, $1 \cdot 10^{18}$ et $7 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$.

Le gain en courant maximal est alors montré comme peu dépendant de la concentration de dopants au sein de l'émetteur pour la plage 3.10^{17}cm^{-3} à 7.10^{18}cm^{-3} . Ceci s'explique par la variation de l'effet de rétrécissement de la bande interdite dans l'émetteur, due au fort dopage, qui compense l'augmentation de gain avec le rapport N_E/N_B .

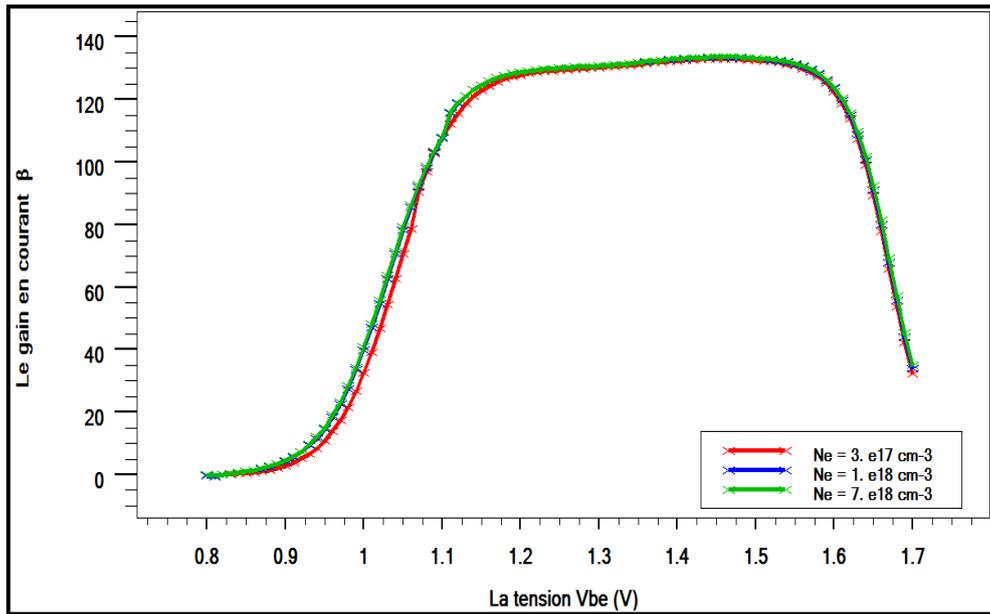


Figure 4.32: Gain en courant en fonction de la tension de base-émetteur pour trois concentrations de dopage d'émetteur différentes

Nos différentes simulations montrent, qu'en définitive, l'ajustement du gain en courant de la structure est essentiellement contrôlé par le dopage de base et le dopage de collecteur, par contre le dopage d'émetteur n'ayant qu'une influence faible.

5.4. Influence de la polarisation de collecteur

La polarisation de collecteur semble avoir un rôle dans l'augmentation des performances fréquentielles du composant. Afin d'évaluer l'influence des conditions de polarisation sur les performances fréquentielles des HBTs, nous avons représenté sur les figures (4.33) et (4.34) l'évolution des fréquences de coupure f_T et f_{max} en fonction de la tension collecteur-émetteur à une tension V_{BE} fixée. Il y est confirmé qu'une variation de la tension de collecteur n'affecte pas beaucoup la valeur de la fréquence de transition f_T en régime de fonctionnement normal, transistor en régime linéaire. En revanche, la fréquence maximale d'oscillation f_{max} profite de la diminution de la capacité base-collecteur, et augmente donc avec V_{CE} .

Une forte polarisation V_{CE} améliore donc ces deux facteurs de mérite mais il faut noter une tendance à la saturation aux très fortes polarisations dues aux effets limitatifs en régime de forte injection (chapitre 2).

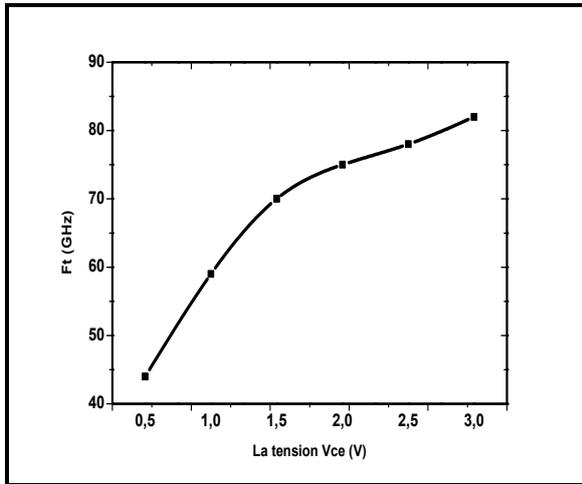


Figure 4.33: La fréquence de transition en fonction de V_{CE}

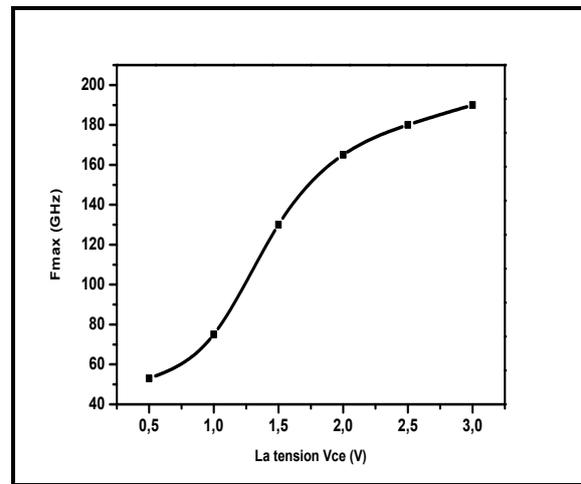


Figure 4.34: La fréquence maximale d'oscillation en fonction de V_{CE}

En définitive, il est souhaitable de choisir une polarisation présentant la plus grande valeur de tension de collecteur afin, en premier lieu d'augmenter f_{max} , et en deuxième lieu permet de retarder l'effet Kirk et de prolonger alors la phase de croissance de la fréquence f_T avec l'augmentation de V_{BE} .

6. Caractérisation thermique du HBT InGaP/GaAs

Les caractérisations tant statiques que fréquentielles réalisées sur nos HBTs ont montré des facteurs de mérite satisfaisants, c'est-à-dire un gain statique en courant près de 130 et des fréquences de coupure dans la gamme entre 100 et 160 GHz. Les HBTs qui atteignent ces fréquences fonctionnent à des densités de courant élevées. En effet, un fonctionnement à des hautes densités de courant est souvent synonyme d'auto-échauffement qui est défini comme l'élévation de la température de jonction due à la dissipation interne de puissance, est devenue de plus en plus considérable dans les composants électroniques, et en particulier dans les HBTs GaAs [31].

L'architecture des transistors de puissance microondes fait qu'il existe au sein de ces structures des zones de fortes densités de puissances où une grande quantité de chaleur est

dissipée [32], [33]. Cela peut détériorer les performances électriques du composant et accélérer son vieillissement. L'augmentation de la température implique une décroissance de la conductivité thermique qui limite la capacité d'évacuation de la chaleur.

Il ne suffit pas d'être capable de générer un maximum de puissance, il faut pouvoir garantir une température de fonctionnement la plus faible possible. Dès lors, la modélisation des effets thermiques avec exactitude devient indispensable dans la prédiction des performances des circuits lors de leur conception pour assurer une longévité satisfaisante et garantir une bonne évacuation de la chaleur générée au cœur des composants.

Tous les éléments intrinsèques du HBT sont susceptibles de varier en fonction de la température. La mobilité des électrons et des trous, la bande interdite et la densité intrinsèque, sont parmi les paramètres physiques les plus importants pour la détermination du courant dans un semi-conducteur et influent directement sur les caractéristiques électriques des HBTs. Dès lors, la prise en compte de la dépendance de ces paramètres avec la température est primordiale lors de la modélisation du transistor.

Dans ce paragraphe, nous étudions la dépendance de ces paramètres physiques avec la température. Ceci nous donne une indication sur la variation de chaque paramètre à travers les différentes régions de notre transistor.

6.1. Effet de la température sur les propriétés physiques de l'HBT InGaP/GaAs

6.1.1. L'énergie de bande interdite « Bandgap »

Nous pouvons remarquer sur la figure (4.35) que l'énergie du gap E_g diminue avec l'augmentation de la température. En effet à haute température les liens interatomique sont affaiblis, et quand on a des liens plus faibles n'a nécessairement besoin que d'une énergie faible pour casser ces liaisons et obtenir un électron dans la bande de conduction. De ce fait en augmentant la température la largeur de la bande interdite diminue, les porteurs de charge ont plus de facilité d'acquérir une énergie thermique supérieure à l'énergie du gap leur permettant de franchir la bande interdite et passer de la bande de valence à la bande de conduction.

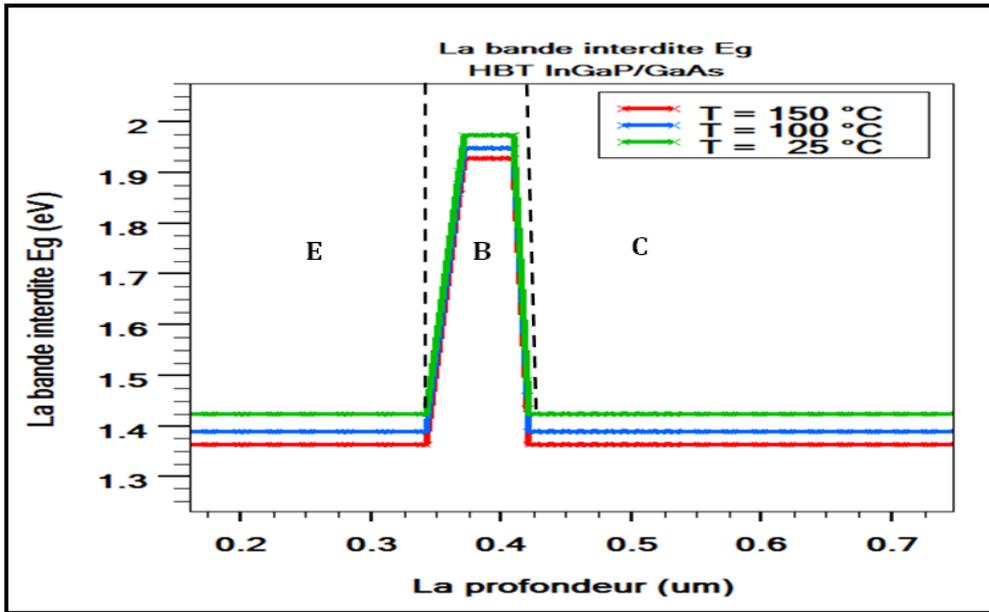


Figure 4.35 : Evolution de l'énergie de la bande interdite dans l'HBT InGaP/GaAs pour différentes températures.

6.1.2. Diagramme de bande d'énergie

La figure (4.36) établit les diagrammes d'énergie de notre HBT InGaP/GaAs pour trois valeurs différentes de température $T = 25\text{ °C}$, 100 °C et 150 °C .

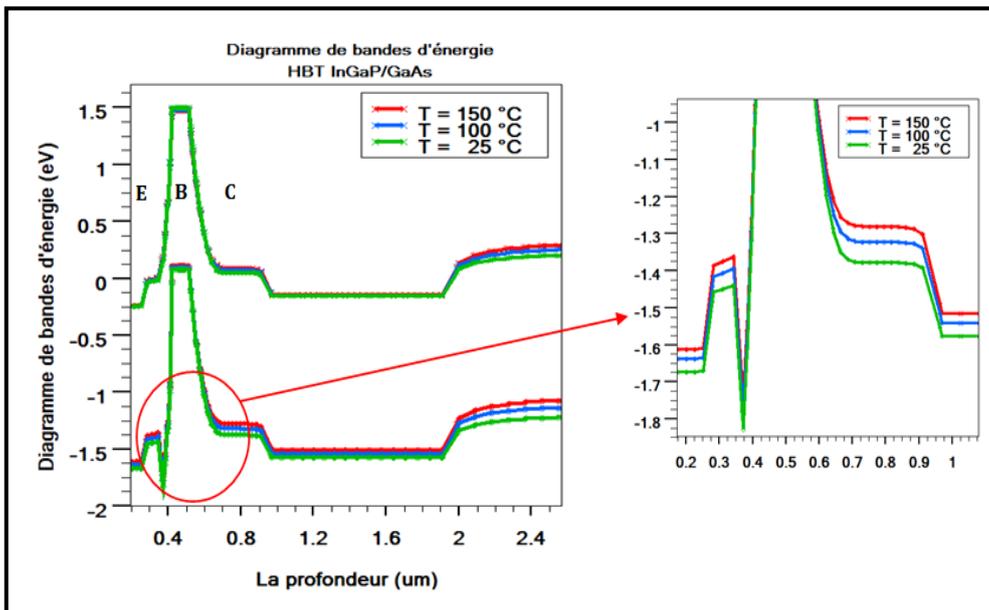


Figure 4.36 : Diagramme des bandes d'énergie de l'HBT d'étude en fonction de la température

On remarque bien que les niveaux énergétiques diminuent d'autant plus que la température augmente. Ceci engendre une diminution des barrières de potentiel des deux jonctions E/B et B/C. Cette diminution favorise l'injection des électrons de l'émetteur vers la base et de la base vers le collecteur, donc l'augmentation des courants de base et de collecteur avec la température.

6.1.3. Les densités effectives d'état

Les densités effectives d'état sont modélisées en fonction de la température sous la forme suivante:

$$N_C = 2 \cdot \left(\frac{2\pi m_n^* kT}{h^2} \right)^{3/2} = \left(\frac{T}{300} \right)^{3/2} \cdot N_{C(300)} \quad (4.21)$$

$$N_V = 2 \cdot \left(\frac{2\pi m_p^* kT}{h^2} \right)^{3/2} = \left(\frac{T}{300} \right)^{3/2} \cdot N_{V(300)} \quad (4.22)$$

La figure (4.37) illustre l'évolution des densités effectives d'état des électrons et des trous en fonction de la température. Nous remarquons une augmentation de ces deux paramètres.

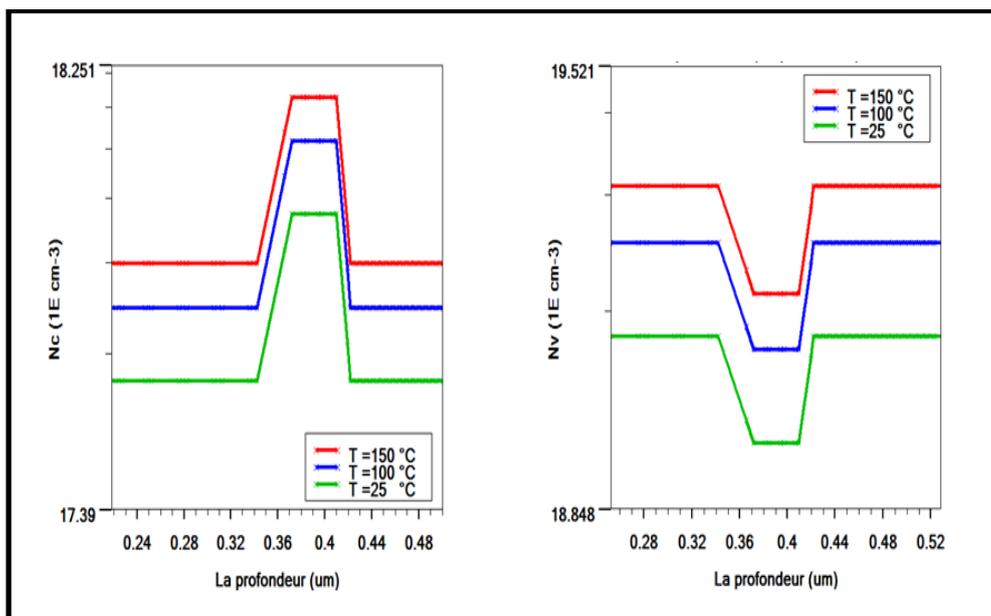


Figure 4.37: Evolution des densités effectives d'état des électrons et des trous dans l'HBT InGaP/GaAs pour différentes températures.

6.1.4. La densité intrinsèque

Les vibrations dans le réseau cristallin augmentent avec la température, entraînant une augmentation globale de l'énergie. Donc les électrons peuvent, à moment donné, acquérir suffisamment d'énergie pour quitter leurs liaisons dans le réseau, créant ainsi des paires électron-trou supplémentaires cela signifie que la concentration intrinsèque n_i augmente avec la température.

L'évolution de la concentration intrinsèque des porteurs avec la température $n_i^2(T)$ s'exprime en fonction de $n_{i0}^2 = n_i^2(T_0)$ où $T_0 = 25\text{ °C}$:

$$n_i^2(T) = n_{i0}^2 \cdot \left(\frac{T}{T_0}\right)^3 \cdot \exp\left(\frac{-2E_g}{kT}\right) \cdot \exp\left(\frac{2E_g}{kT_0}\right) \quad (4.23)$$

Les concentrations en porteurs peuvent être liées aux bandes d'énergie avec la statistique de Boltzmann ou la statistique de Fermi. La diminution de la largeur du gap de façon exponentielle avec la température va augmenter la concentration intrinsèque.

La Figure (4.38) montre l'évolution du carré de la densité intrinsèque dans notre HBT InGaP/GaAs. Nous remarquons une augmentation de ce paramètre avec la température dans la zone active du transistor, cette augmentation résulte essentiellement des densités d'état et du gap qui sont affectées par la température.

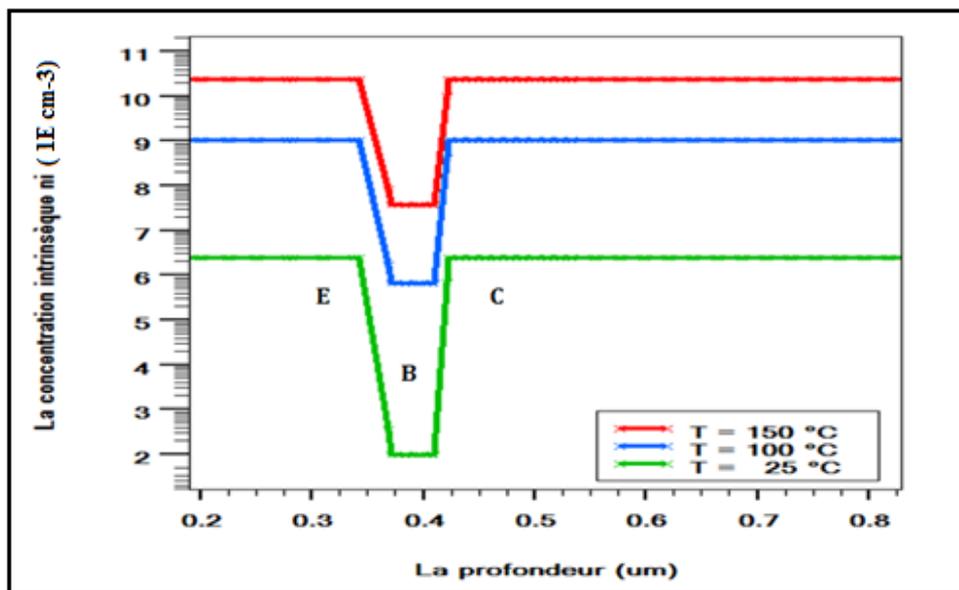


Figure 4.38 : Evolution de la concentration intrinsèque n_i dans l'HBT InGaP/GaAs pour différentes températures.

6.1.5. La mobilité des porteurs

Comme nous l'avons souligné dans le chapitre 3, la mobilité des porteurs libres (trous et électrons) dépend de la température. C'est le cas des différents matériaux semi-conducteurs constituant notre structure épitaxiale. En effet, la mobilité est reliée à la température selon les relations empiriques démontrées dans la littérature sous plusieurs formes selon les systèmes de matériaux étudiés. Pour les hétérostructures qui nous concernent, [34] et [35] ont montré une réduction de la mobilité des électrons lorsque la température augmente. Le GaAs peu dopé connaît par ailleurs une variation de la mobilité des électrons d'environ 50% lorsqu'on passe de 20°C à 200°C [36].

Les Figure (4.39) et (4.40) montrent, respectivement, la distribution de la mobilité d'électrons et de trous pour différentes températures dans l'HBT InGaP/GaAs. Comme prévu, ces figures attestent la forte diminution de la mobilité des trous et des électrons avec la température dans l'émetteur neutre, base neutre, collecteur neutre et dans la région de charge d'espace base-collecteur. En outre, la mobilité dépend aussi du dopage, et elle est également différente pour les porteurs minoritaires et majoritaires.

La modulation de la vitesse des porteurs sous l'effet de la température est due à la variation de leur mobilité. Une faible mobilité de charges induira une augmentation de la résistance parasite, donc la variation avec la température a pour effet de diminuer le gain statique en courant.

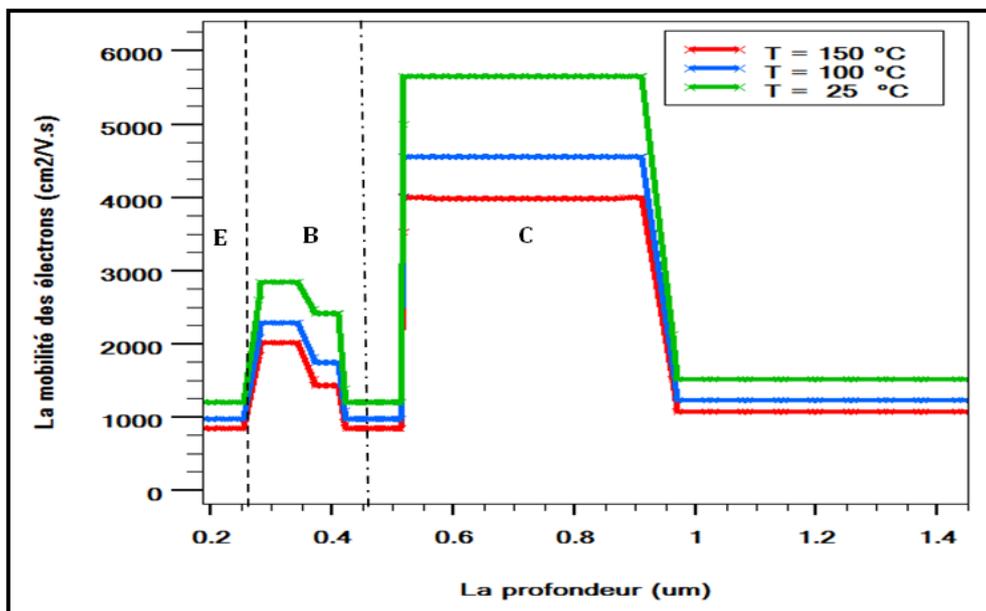


Figure 4.39 : Evolution de la mobilité des électrons dans l'HBT InGaP/GaAs pour différentes températures.

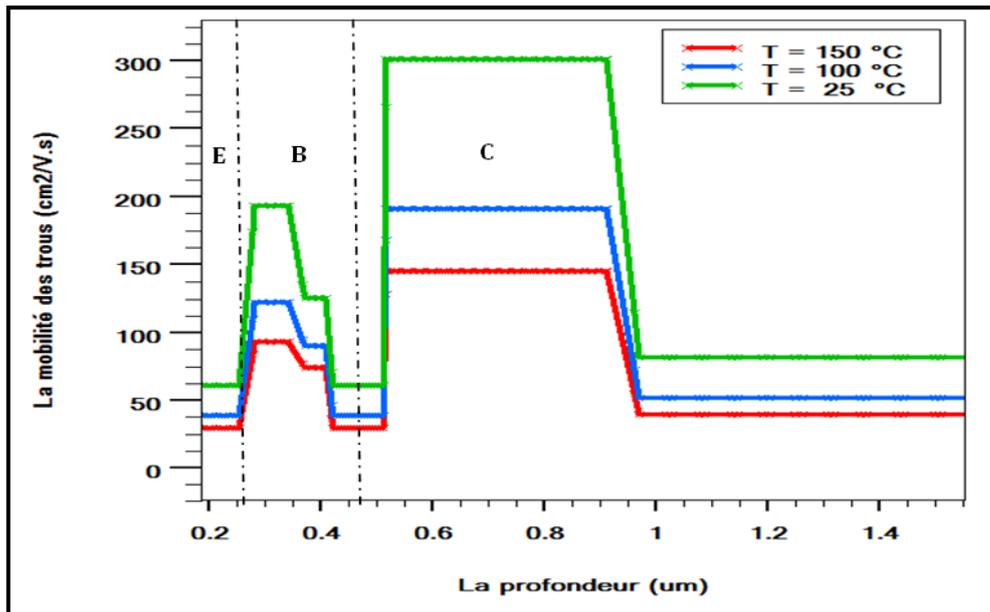


Figure 4.40 : Evolution de la mobilité des trous dans l'HBT InGaP/GaAs pour différentes températures.

6.1.6. Les densités des porteurs

Les figures (4.41) et (4.42) représentent l'évolution des densités de porteurs pour une polarisation de base $V_{BE} = 1.5\text{V}$ et une polarisation de la jonction collecteur-base en inverse $V_{BC} = 0\text{V}$, avec une température variable 25°C , 100°C et 150°C .

Nous pouvons observer sur la figure (4.41) une augmentation de la densité des électrons dans la région N de collecteur lorsque la température augmente. Cette augmentation des porteurs peut être attribuée à la diminution de la barrière de potentiel qui accélère l'injection des électrons de la base vers le collecteur.

Cette influence est également observée sur la densité des trous où leur injection croissante dans le collecteur lorsque la température augmente est illustrée sur la figure (4.42). La base s'élargit et les trous s'injectent également dans la zone épitaxiale pour rétablir la neutralité électrique, nous remarquons donc une modulation de l'épaisseur de la base.

Nous pouvons remarquer aussi que la densité des trous augmente avec la température dans la jonction émetteur-base, ce qui est expliqué par la diminution de la barrière de potentiel à forte température, qui accélère l'injection des trous de la base vers l'émetteur.

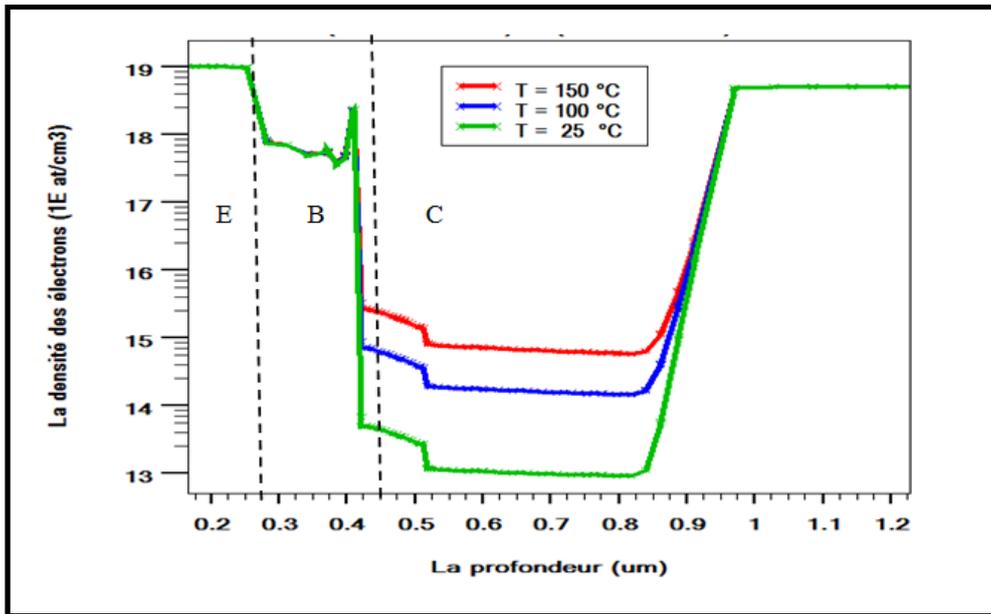


Figure 4.41 : Evolution de la densité des électrons dans l’HBT InGaP/GaAs pour différentes températures.

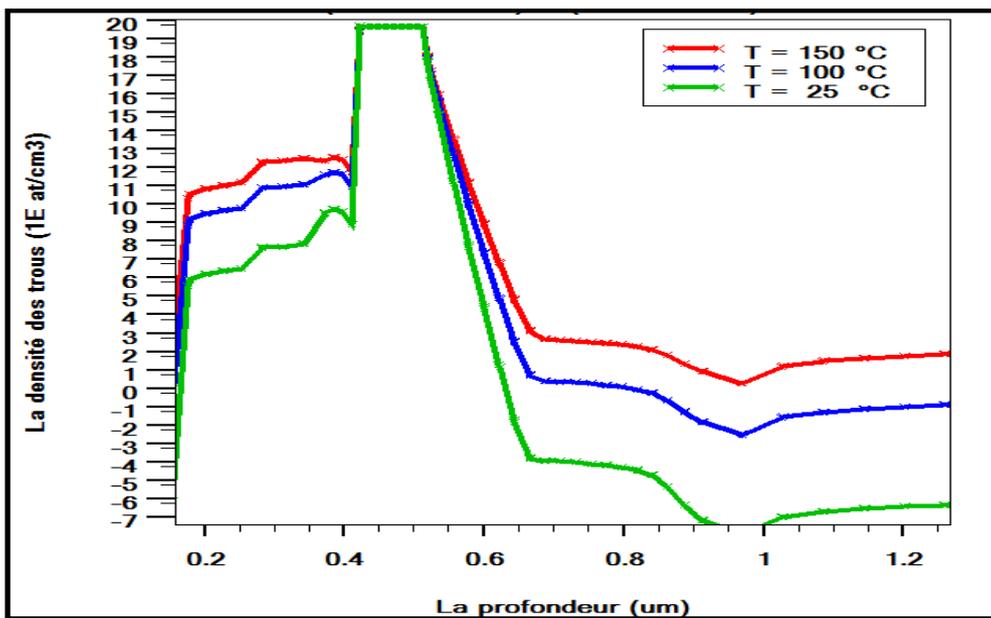


Figure 4.42 : Evolution de la densité des trous dans l’HBT InGaP/GaAs pour différentes températures.

Les phénomènes thermiques se répercutent sur les performances électriques du composant et réduire sa fiabilité. Il est donc nécessaire, afin de modéliser le plus précisément possible les comportements statiques et dynamiques des composants de puissance, de tenir compte de l'impact importants de la température sur ces composants, étant donné les fortes densités de puissances mises en jeu et la faible conductivité thermique de GaAs.

Les nombreuses études menées pour passer outre les limitations thermiques, témoignent de l'intérêt et de la pertinence de comprendre les phénomènes thermiques dans les HBTs. Les références [37], [38] et [39] traitent de ce sujet et apportent les conclusions suivantes : L'emballement thermique et l'auto-échauffement dégradent la densité de courant de collecteur, le gain en courant et les pics des fréquences de transition f_T et maximale d'oscillation f_{max} . La référence [40] indique qu'une élévation trop importante de température augmente le temps de transit dans la base en raison de la réduction de la mobilité des électrons.

Dans la suite de notre étude on va démontrer tout ces dégradations causées par la température sur l'HBT InGaP/GaAs.

6.2. Effet de la température sur le fonctionnement électrique du HBT InGaP/GaAs

Nous avons détaillé dans les parties précédentes le fonctionnement statique et dynamique du HBT InGaP/GaAs à température constante. Or la dépendance des courants du transistor avec $\exp(qV_{BE}/kT)$ rend le composant très sensible aux variations de température.

6.2.1. Fonctionnement statique

La mesure des caractéristiques électriques statiques en fonction de la température est une étape importante de la caractérisation car elle permet d'évaluer l'importance relative des différents mécanismes physiques de transport des porteurs en fonction du niveau de polarisation. Nous décrivons dans ce paragraphe les caractéristiques statiques principales des HBTs GaAs, qui sont censés varier énormément avec la température.

6.2.1.1. Les caractéristiques $I_C(V_{CE})$

Les caractéristiques $I_C(V_{CE})$ du HBT InGaP/GaAs représentées sur la Figure (4.43), montrent les variations du courant collecteur, I_C , en fonction de V_{CE} , avec une polarisation du courant

de base I_B constant balayé à partir de $50 \mu\text{A}$ à $200 \mu\text{A}$ avec un pas de $50 \mu\text{A}$, la température de substrat prend des valeurs égales à 25 , 100 et $150 \text{ }^\circ\text{C}$. Nous observons l'influence notable de la température de substrat qui tend à dégrader la réponse du courant collecteur, à forte température. Les différences sont principalement accentuées pour les forts courants de base.

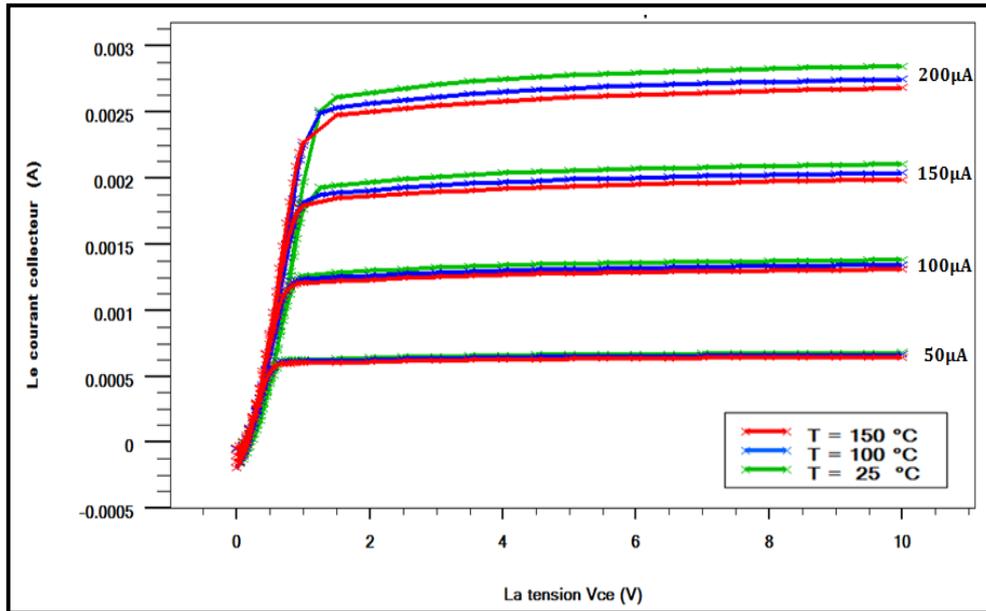


Figure 4.43 : Caractéristique I-V pour le transistor InGaP/GaAs à différentes températures

A plus haute température, pour une densité de puissance élevée, l'effet de l'auto-échauffement augmente grâce à la diminution de la conductivité thermique σ . Toutefois, comme la densité de courant collecteur maximale diminue à haute température l'échauffement peut devenir très important.

6.2.1.2. Les courbes de Gummel

La figure (4.44) montre des caractéristiques typiques de Gummel (l'évolution des courants de collecteur et de base en fonction de V_{BE}) à $V_{BC} = 0$ pour trois températures différentes, $25 \text{ }^\circ\text{C}$, $100 \text{ }^\circ\text{C}$ et $150 \text{ }^\circ\text{C}$. Nous observons pour ces deux courants une augmentation de leurs valeurs lorsque la température augmente, ce qui concorde avec les expressions théoriques données précédemment au chapitre 2.

Aux niveaux d'injection intermédiaires ($1 < V_{BE} < 1.4 \text{ V}$), les niveaux des courants de base et de collecteur suivent une progression logarithmique en fonction de la température. En effet,

les pentes des courants de base et de collecteur sont similaires et le coefficient d'idéalité est proche de 1.

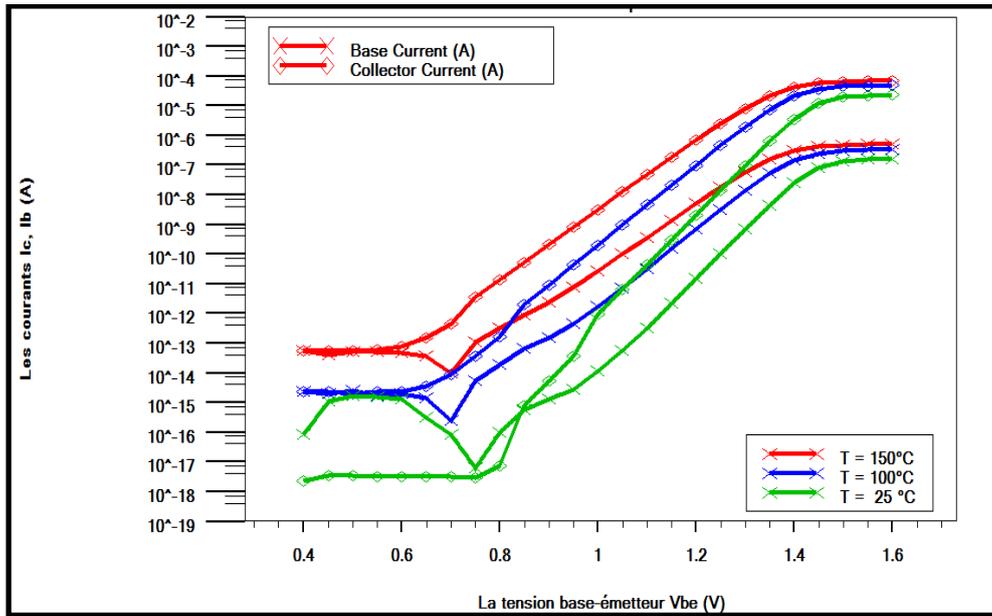


Figure 4.44: Caractéristiques de Gummel de l'HBT InGaP/GaAs pour différentes températures

a) Evolution du courant collecteur avec la température

L'évolution du nombre de Gummel de la base avec la température :

$$G_B(T) = G_B(T_0) \cdot \frac{\mu_n(T_0)}{\mu_n(T)} \cdot \left(\frac{T_0}{T}\right)^4 \cdot \exp\left(\frac{2E_g}{kT}\right) \cdot \exp\left(\frac{-2E_g}{kT_0}\right) \tag{4.24}$$

La mobilité des électrons est fortement dégradée à haute température, et est modélisée empiriquement par la formule donnée dans [41] :

$$\mu_n(T) = A \cdot T^{-m} \quad \left[\frac{cm^2}{V} \cdot s \right] \tag{4.25}$$

On en déduit l'expression du courant collecteur en fonction de la température et de V_{BE} :

$$I_C(V_{BE}, T) = \frac{qA_e}{G_B(T_0)} \cdot \exp\left(\frac{2E_g}{kT_0}\right) \cdot \left(\frac{T}{T_0}\right)^{4-m} \cdot \exp\left(\frac{qV_{BE} - 2E_g}{kT}\right) \tag{4.26}$$

D'après l'équation (4.26), le courant collecteur augmente fortement avec la température lorsqu'on se place à V_{BE} constant. Ceci peut être attribué à la diminution de la mobilité et de la bande interdite des porteurs à haute température.

L'augmentation importante du courant I_C avec la température est illustrée sur la figure (4.45) où les variations du courant de collecteur avec V_{BE} (à $V_{BC} = 0$) pour plusieurs températures sont représentées, la plage de température est choisie entre 25 et 150 °C, température qu'il est possible d'avoir dans nos HBTs dans des conditions normales de polarisation.

Le transistor présente un comportement presque idéal du courant de collecteur quel que soit la température et sur pratiquement toute la plage de polarisation.

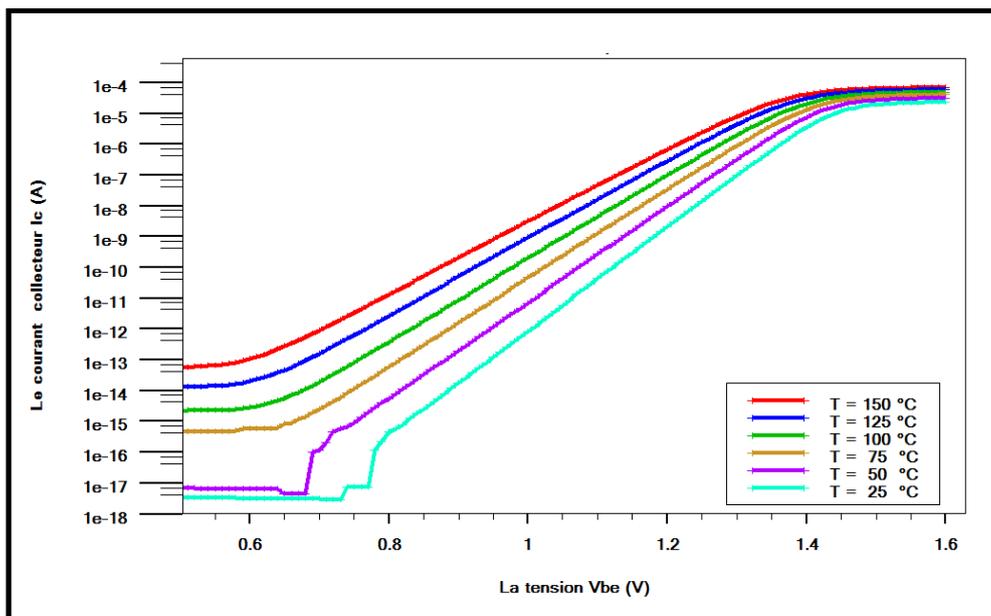


Figure 4.45: Variation du courant collecteur de l'HBT InGaP/GaAs en fonction de V_{BE} Pour différentes températures

b) Evolution de courant de base avec la température

De même que pour le courant collecteur, le courant de base augmente fortement lorsque la température augmente. La figure (4.46) montre l'augmentation du courant de base à des températures élevées. On remarque cependant des non idéalités du courant de base. En effet, les courants non idéaux qui correspondent à des mécanismes indépendants de la température tels que les recombinaisons, l'effet tunnel, etc, sont visibles pour les faibles polarisations et varient peu avec la température (quelques centaines de nA).

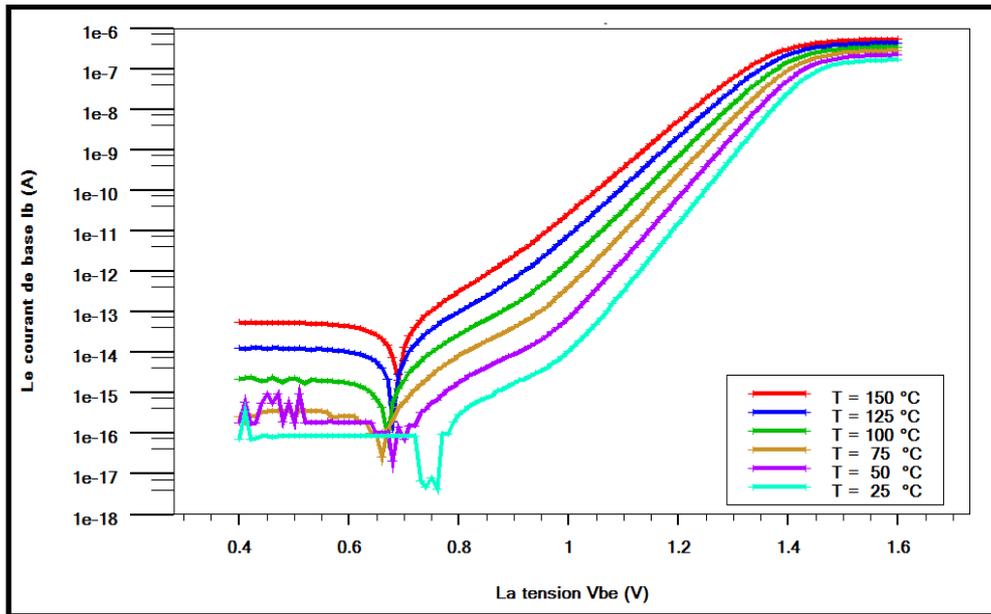


Figure 4.46: Variation du courant de base de l'HBT InGaP/GaAs en fonction de V_{BE} pour différentes températures

6.2.1.3. La transconductance

Le comportement de courant collecteur pour les hautes températures engendre aussi l'augmentation de la transconductance g_m . Ceci est dû à la diminution de la tension électrothermique pour les hautes températures puisque pour les faibles injections, nous pouvons exprimer g_m par :

$$g_m = \frac{dI_C}{dV_{BE}} = \frac{qI_C}{nkT} \propto \frac{\exp(qV_{BE}/kT)}{T} \quad (4.27)$$

L'augmentation de température a donc pour effet d'augmenter la transconductance de manière très importante. Les courants de base et de collecteur étant tous deux proportionnels à la transconductance g_m , lorsque la température augmente, la pente du courant en fonction de V_{BE} augmente.

Si nous fixons la tension base-émetteur V_{BE} sur deux valeurs, la première $V_{BE} = 1.38$ V dans le régime des moyennes injections, et l'autre $V_{BE} = 1.44$ V en régime de forte injection, nous obtenons les variations représentées sur les figures (4.48) et (4.49) de la transconductance en fonction de la température. Il est bien clair sur la figure (4.48) que la transconductance augmente avec la température, et lorsque le régime de forte injection est atteint elle commence à diminuer avec la température (figure 4.49).

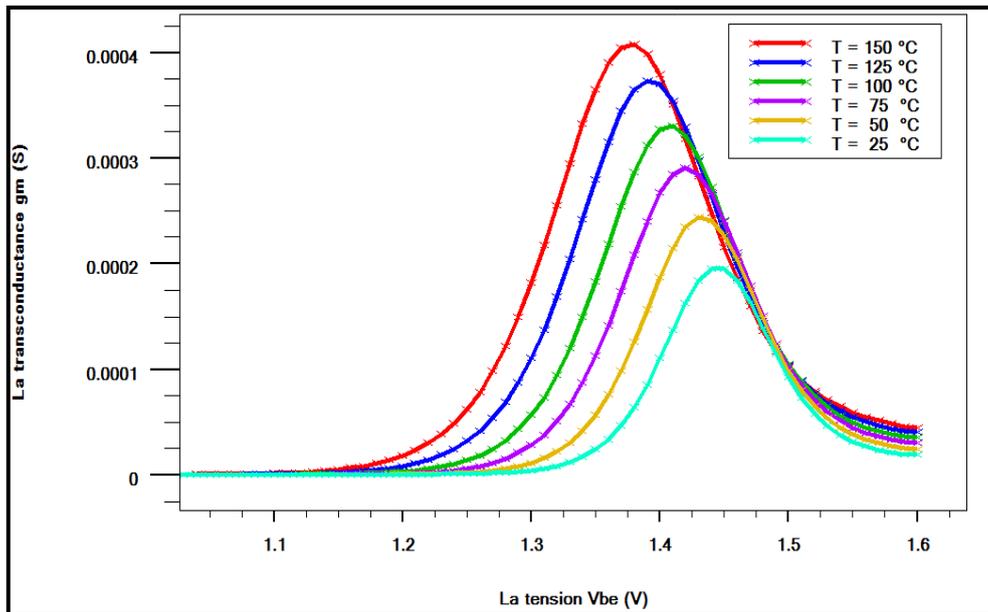


Figure 4.47: Evolution en température de la transconductance de l’HBT InGaP/GaAs

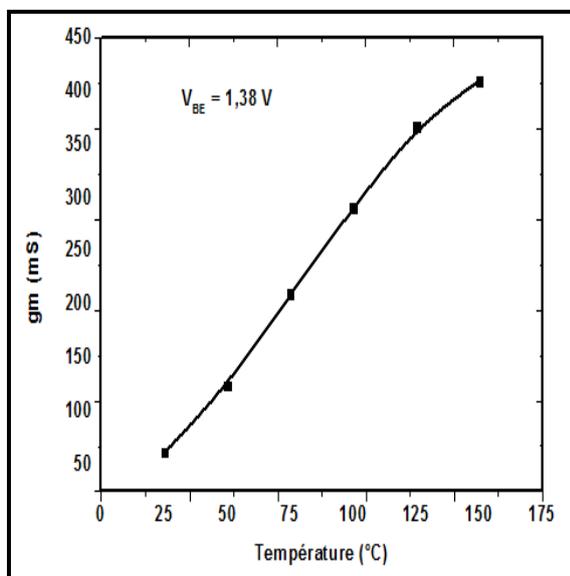


Figure 4.48: Evolution en température de la transconductance pour $V_{BE} = 1.38$ V

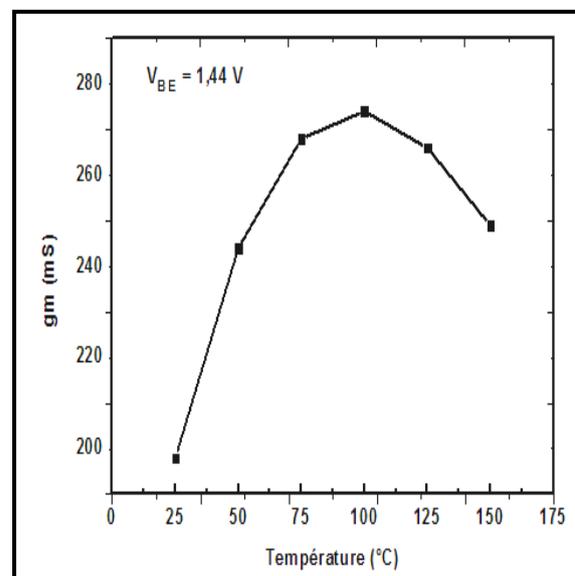


Figure 4.49: Evolution en température de la transconductance pour $V_{BE} = 1.44$ V

6.2.1.4. Le gain en courant

Pour le comportement statique, une différence importante entre l’HBT et le BJT est liée à la dépendance du gain en courant avec la température. Cette différence de comportement provient essentiellement du rapport de dopage entre l’émetteur et la base. Dans le cas du BJT, le fort dopage de l’émetteur par rapport à la base résulte en une réduction de la bande interdite

de l'émetteur plus importante que celle de la base. Par conséquent le gain en courant augmente avec la température. Au contraire dans le cas du HBT, le plus fort dopage de base et la réduction de la bande interdite résultante diminuent le gain en courant avec l'augmentation de la température. Cela montre un comportement opposé vis à vis de la température entre les HBTs GaAs et les BJT classique.

Néanmoins, pour étudier le comportement statique du transistor en fonction de la température, il convient de raisonner à courant constant en regardant l'évolution du gain en courant. En effet, du fait de la dépendance en température des courants de base et de collecteur que nous venons d'observer, le gain en courant statique Béta (β) dépend également de la température. Cette dépendance en fonction de la température pour les HBTs InGaP/GaAs a été étudiée par [42] et [43]. Dans leurs travaux, ils montrent une très forte sensibilité du gain en courant à la température pour les structures InGaP/GaAs.

Nous présentons sur les figures (4.50) et (4.51), les variations du gain en courant (β) en fonction de la tension émetteur-base V_{BE} et du courant de collecteur I_C , respectivement, pour plusieurs températures allant de 25 °C à 150 °C avec $V_{BC} = 0V$. En effet, le maximum du gain en courant β intervient pour un V_{BE} plus faible lorsque la température augmente.

La courbe de β en fonction de V_{BE} peut être divisée en quatre parties :

- Très faible injection où β augmente avec V_{BE} . Dans cette région β augmente avec la température. Ceci est le résultat des courants parasites et des courants de recombinaison en surface ajoutés à la valeur du courant de base I_B . Ces courants de fuite dans la base augmentent pour les plus basses températures.
- Faible injection où le pic de β est atteint
- Moyenne injection où le gain diminue de manière monotone avec l'augmentation de la tension V_{BE} , la dégradation du gain avec l'augmentation de V_{BE} est lié à l'effet Early inverse (modulation de la zone de charge d'espace base-émetteur). L'origine physique de cet effet est due à la dépendance de l'épaisseur de la zone de charge d'espace base-émetteur avec la polarisation. En effet comme la tension V_{BE} augmente pour supporter l'augmentation du courant I_C , la zone de charge d'espace se rétrécit causant ainsi la dégradation de ΔE_g ce qui résulte en une diminution de β .

Par ailleurs, dans cette région, le gain diminue quand nous augmentons la température. Nous rappelons l'expression du gain dans un HBT GaAs :

$$\beta = \frac{I_C}{I_B} = \frac{D_n \cdot W_E \cdot N_E}{D_p \cdot W_B \cdot N_B} \cdot \exp\left(\frac{\Delta E_g(x)}{kT}\right) \quad (4.28)$$

- Haute injection où le gain chute énormément. Dans cette région le gain β diminue également quand la température augmente.

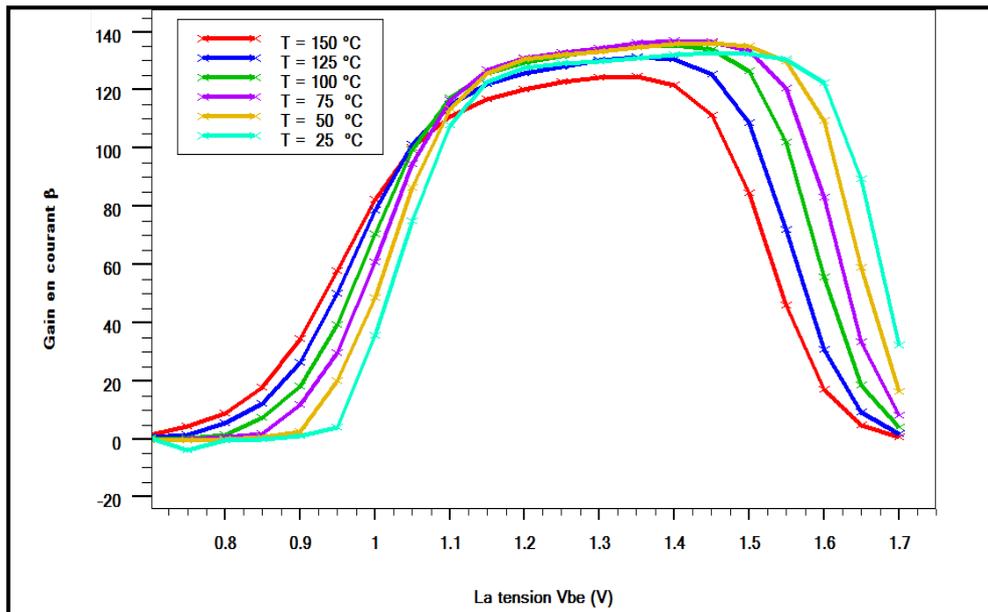


Figure 4.50: Evolution du gain en courant en fonction de V_{BE} pour différentes températures

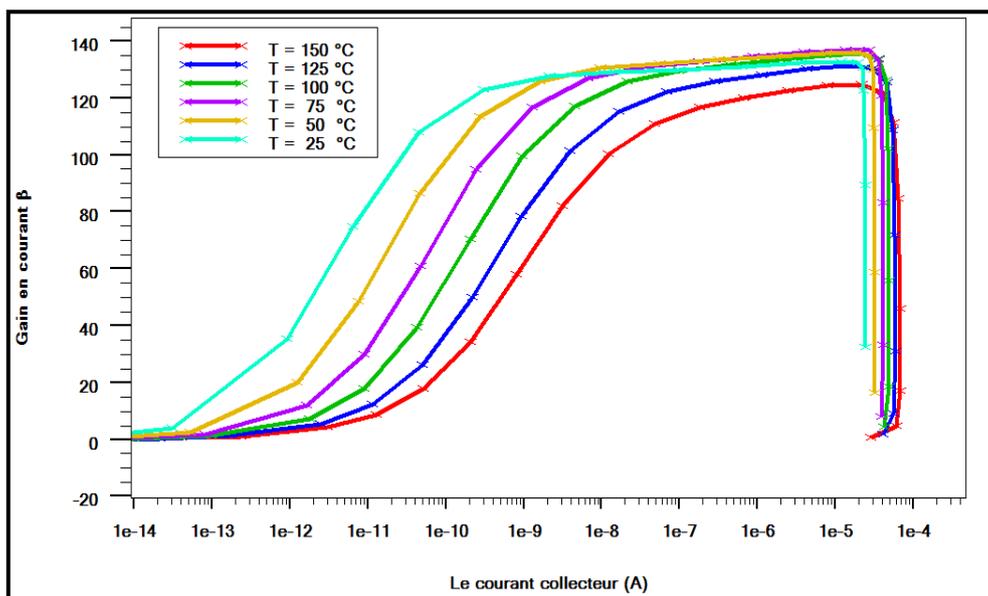


Figure 4.51 : Evolution du gain en courant en fonction d' I_c pour différentes températures

Nous remarquons sur la figure (4.52) une baisse de la valeur maximum du gain en courant de 10 % lorsqu'on passe de 25°C à 150°C. Cette baisse peut s'expliquer du fait de la variation observée sur les courants de base et de collecteur. C'est ce que confirment les travaux

précédemment réalisés par Mnif sur des HBTs de la filière SiGe en se basant sur une expression du gain en courant en fonction de la température [44]. Selon cette expression, on assiste bien à une diminution du gain en courant statique lorsque la température augmente. En effet, le courant de base étant plus affecté par la température que celui de collecteur, son augmentation plus importante avec l'élévation de température entraîne une chute du gain. Le courant de collecteur connaît une augmentation plus modérée.

L'origine de l'augmentation du courant de base ne peut ainsi donc pas être attribuée uniquement à la température. Il s'agit là de la manifestation de phénomènes supplémentaires liés au comportement de la base avec la température. Du fait de sa faible épaisseur et du dopage très élevée de la couche, l'augmentation de la température se traduit par une augmentation plus prononcée de la qualité de la jonction émetteur-base par le biais de phénomènes de diffusion et/ou de recombinaison. Ce sont ces augmentations qu'on observe sur le courant de base, limitant ainsi le gain en courant à température élevée.

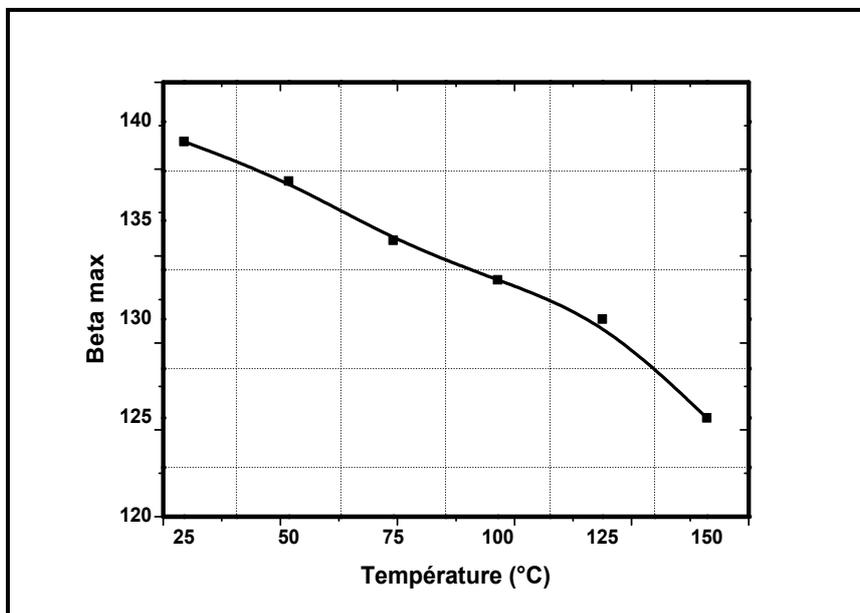


Figure 4.52 : Evolution de β_{max} en fonction de la température

6.2.2. Fonctionnement dynamique

Les paragraphes précédents ont porté sur l'étude de l'influence de la température sur les caractéristiques statiques de notre HBT InGaP/GaAs, on note ainsi une dégradation de ses différentes figures de mérite lorsque la température augmente. Cette dégradation a pour effet la limitation des performances dynamiques des transistors par le biais des temps de transit.

Nous n'étudierons pas tous les paramètres et les facteurs de mérite à l'origine de la variation des caractéristiques hyperfréquences des HBTs avec la température. Nous intéressons surtout au deux fréquences f_T et f_{max} .

Les fréquences de coupure, dont les expressions sont rappelées ci-dessous, vont être étudiées sous l'effet de la température :

$$f_T = \frac{1}{2\pi \cdot \tau_{EC}} \quad (4.29)$$

Avec τ_{EC} est le temps de transit des électrons de l'émetteur vers le collecteur.

$$f_T = \frac{1}{2\pi \left(\tau_F + \frac{1}{g_m} \cdot (C_{BC} + C_{BE}) + (R_E + R_C) C_{BC} \right)} \quad (4.30)$$

$$f_{max} = \sqrt{\frac{f_T}{8\pi \cdot R_B \cdot C_{BC}}} \quad (4.31)$$

Ces équations de f_T et f_{max} montrent quels sont les paramètres qui limitent les fréquences de coupure du composant.

La fréquence f_T est dégradée à haute température grâce à plusieurs effets conjugués :

- L'augmentation de la transconductance g_m avec l'augmentation de la température permet d'augmenter les temps de charge des capacités C_{BE} et C_{BC} .
- La mobilité des porteurs est dégradée à haute température, ce qui a pour effet de diminuer la constante de diffusion des électrons et des trous. Le temps de transit de base et d'émetteur est donc amélioré (le temps de transit τ_F augmente).
- L'augmentation possible des éléments parasites $R_B \cdot C_{BC}$ entraîne une chute de f_T . Toutefois, du fait de la dégradation très faible des résistances série, l'augmentation des produits $R_B \cdot C_{BC}$ serait tributaire de l'augmentation des différentes capacités de jonction avec l'élévation de la température.

Par ailleurs, la fréquence maximale d'oscillation f_{max} étant liée à f_T , elle connaît également une dégradation avec l'élévation de la température du fait de la chute de la fréquence de transition d'une part. D'autre part, sa valeur est fortement dépendante du produit $R_B \cdot C_{BC}$.

Pour le comportement dynamique, [45], [46], [47], attribuent à la dégradation des performances dynamiques à l'augmentation du temps de transit dans la base GaAs avec la diminution de la mobilité à haute température. Ils présupposent que le temps de transit dans le collecteur est légèrement amélioré avec la combinaison de l'augmentation de la vitesse de saturation et de l'importance du régime de survitesse.

Les figures (4.53) et (4.54) représentent les variations des fréquences de coupure f_T et f_{max} en fonction de la température dans l'intervalle 25°C–150°C, de notre transistor HBT InGaP/GaAs. Nous observons à la fois une dégradation des deux fréquences sous l'effet de la température. Nous pouvons ainsi remarquer que la diminution de f_T est plus faible par rapport à celle observée pour f_{max} . En effet, la fréquence de transition diminue par une baisse de 38%, or la fréquence maximale d'oscillation diminue de 112 GHz lorsqu'on passe de 25°C à 150°C, soit une baisse relative de 67%. Ainsi, les chutes respectives de f_T et f_{max} expliquent strictement par la dépendance quadratique entre ces fréquences (équations précédentes) si on suppose que l'évolution en température de $R_B.C_{BC}$ est négligeable.

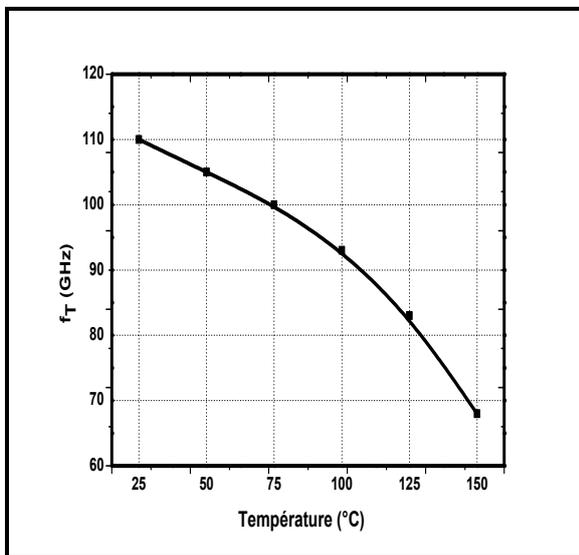


Figure 4.53: Evolution de f_T en fonction de la température

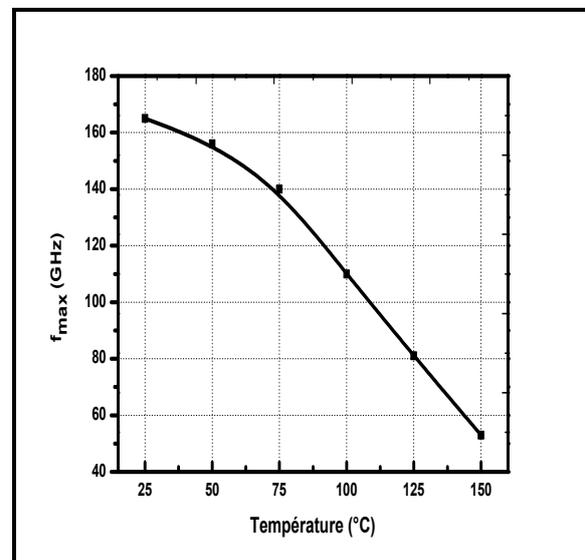


Figure 4.54 : Evolution de f_{max} en fonction de la température

La limitation des transistors à haute température provient essentiellement du temps de transit des porteurs τ_F . Cependant, les simulations que nous avons effectuées ne nous renseignent que sur le temps de transit global des porteurs. Elles ne permettent pas d'évaluer la contribution des différentes zones du HBT et leur influence avec la température. Nous ne

pouvons donc pas identifier clairement le temps de transit à l'impact dominant entre l'émetteur, la base et les jonctions émetteur-base et base-collecteur.

Il est intéressant de réduire les résistances d'accès pour l'obtention de meilleures performances mais également de la réduction des épaisseurs de couches pour minimiser les temps de traversée des différentes zones de notre structure. En effet, la dégradation des propriétés de transport à hautes températures tend à augmenter τ_F .

L'effet de l'augmentation de la température aux jonctions dans les transistors à hétérojonctions InGaP/GaAs a fait l'objet de nombreux travaux dans la littérature. Les conséquences sur les performances des dispositifs lorsque les HBTs fonctionnent à de très fortes densités de courant ont été démontrées par [48]; ils ont annoncé qu'une augmentation de la température aux jonctions de 75 °C se traduisait par une diminution de la fréquence de transition de l'ordre de 40 GHz, et du gain en courant de l'ordre de 10. De même, cette hausse de la température entraîne une hausse de la résistance thermique globale des transistors ; en effet, la conductivité thermique des matériaux dépend fortement de la température.

Plusieurs études menées jusqu'à aujourd'hui ont mis en évidence l'influence de la température sur les performances fréquentielles des HBTs. Une équipe de HRL [49] relève une diminution de 10% de la fréquence de coupure du gain en courant sur des HBT AlInAs/GaInAs de $2 \times 10 \mu\text{m}^2$ lorsque ceux-ci sont soumis à une température de 125 °C. Cette dégradation est due à l'accroissement du temps de transit base-collecteur. Il est montré en effet qu'il augmente linéairement avec la température du substrat. Plus tard cette même équipe montre qu'en diminuant de 25 °C à -50 °C la température de substrat de HBT submicroniques, il est possible d'augmenter f_T de 10%. Des mesures de paramètre S effectuées par l'IEF, sur des HBT InP de $40 \mu\text{m}^2$ ont permis d'améliorer f_T de 32% lorsque l'on passe d'une température de 300 K à 50 K, ces performances étant attribuables à l'augmentation de la vitesse des électrons dans la base et le collecteur lorsque la température diminue.

Finalement, nous pouvons conclure que les effets thermiques ne peuvent pas être négligés lors de la réalisation des modèles, car ils ont une influence importante sur les caractéristiques électriques statiques et dynamiques.

7. Conclusion

Ce chapitre portait sur la caractérisation des HBTs InGaP/GaAs, les performances statiques et dynamiques obtenues sur nos composants montrent la faisabilité de notre modèle. Les gains statiques en courant obtenus sont très satisfaisants. Nous avons ensuite étudié l'influence des paramètres technologiques des trois régions (épaisseurs et niveaux de dopage) sur les performances du composant en gain, et fréquence de transition.

Cependant, ces transistors, comme tout composant utilisé dans les applications à forte densité de puissance, présentent des limitations de fonctionnement notamment liées à des problèmes thermiques. Dans la deuxième partie de ce chapitre, nous avons présenté les résultats de simulation des principales caractéristiques statiques et dynamiques des HBTs InGaP/GaAs pour différentes températures. La diminution de la mobilité des porteurs libres avec la température entraîne l'augmentation des différents courants de l'HBTs, ce qui provoque en outre une baisse du gain en courant statique avec la température. Nous avons également observé une baisse sur les fréquences de coupure du HBTs.

Références bibliographiques chapitre 4

- [1]. R. AUBRY, « Etude des aspects électrothermiques de la filière HEMT AlGaIn/GaN pour application de puissance hyperfréquence », Thèse de doctorat, Université des Sciences et Technologiques de LILLE, 2004, N° d'ordre: 3478.
- [2]. T. Oka, K. Hirata, K. Ouchi, H. Uchiyama, T. Taniguchi, and T. Nakamura, « High-Speed Small-Scale InGaP/GaAs HBT Technology and Its Application to Integrated Circuits », IEEE TRANSACTIONS ON ELECTRON DEVICES, VOL. 48, NO. 11, November 2001.
- [3]. S. S. Lu, and C. C. Huang, « dc characterization of the Ga_{0.51}In_{0.49}P/ GaAs tunneling emitter bipolar Transistor », Appl. Phys. Lett. 60 (17), 27 April 92, American Institute of Physics.
- [4]. K. Mochizuko, R. J. Welty, and P. M. Asbeck, « Zero-offset low-Knee-Voltage GaInP/GaAs collector-up tunneling-collector heterojunction bipolar transistors for high-efficiency high power amplifiers », 2000 GaAs MANTECH Conference, pp. 169-172.
- [5]. C. K. Lin, T. C. Tsai, S. L. Yu, C. C. Chang, J. C. Yuan, C. P. Ho, T. Y. Chou, « Monolithic Integration of E/D-mode pHEMT and InGaP HBT Technology on 150- mm GaAs Wafers », CS MANTECH Conference, May 14-17, 2007, Austin, Texas, USA, pp. 251-254.
- [6]. InGaP HBT Characterization and modeling of InGaP HBT, <http://thesis.lib.ncu.edu.tw/paper.htm>.
- [7]. J. Verdier, « Etude et modélisation des transistors à effet de champ microondes à basse température. Application à la conception d'oscillateurs à haute pureté spectrale », Thèse de Doctorat, Université Paul Sabatier de TOULOUSE, Mai 1997, N° d'ordre : 2647.
- [8]. R. Jin, « Sub-nanosecond Pulse Characteristics of InGaP/GaAs HBTs », Doctor of Philosophy, Lehigh University, May, 2011, N° d'ordre : 1333.
- [9]. X. LIU, « Reliability study of InGaP/GaAs heterojunction bipolar transistor MMIC technology by characterization, modeling and simulation », Doctor of Philosophy, University of Central Florida, 2011.
- [10]. Y-F. Yang, Ch-Chi. Hsu, Hai-Jiang Ou, and E. S. Yang, « Fabrication and Characteristics of a GaInP/GaAs Heterojunction Bipolar Transistor Using a Selective Buried Sub-Collector », IEEE Transactions On Electron Devices, VOL. 44, NO. 12, December 1997, pp. 2122-2127.
- [11]. Shih-An Yu, Chin-Ch. Meng, « A 5.7 GHz Interpolative VCO Using InGaP/GaAs HBT Technology », IEEE microwave and wireless components letters, VOL. 12, NO. 2, FEBRUARY 2002, pp. 37-38.
- [12]. J. W. Park, S. Mohammadi, D. Pavlidis, CH. Dua, J. L. Guyaux and J. Ch. Garcia, « GaInP/GaAs HBT broadband monolithic transimpedance amplifiers and their high frequency small and large signal characteristics », 1998 IEEE Radio Frequency Integrated Circuits Symposium, pp. 179-182.
- [13]. X. Xing, « Small-signal modeling and microwave noise characterization of In_{0.49}Ga_{0.51}P/GaAs HBTs », University of Notre Dame, Indiana, Master of Science Nov2007.
- [14]. A. Tachafine, « Contribution à l'étude des transistors bipolaires à hétérojonction pour la réalisation d'amplificateurs monolithiques de forte puissance en bande X », thèse de doctorat, Université des Sciences et Technologies de Lille, Mars 1994.
- [15]. G. Dutta, S. Basu, « Analysis of the electrical characteristics of GaInP/GaAs HBTs including the recombination effect », Journal of Semiconductors, Vol, 33, No, 5, May 2012, pp. 054002-1:050026.
- [16]. A. Mahfoud, « Modélisation des cellules solaires tandem à couches minces et à haut rendement », Thèse de doctorat, université de Sétif 1, 2015.
- [17]. Kh. Abdel Hadi, « Simulation physique du bruit basse fréquence stationnaire, dans les composants semi-conducteurs », thèse de Doctorat, Université de LIMOGES, Novembre 2012, N° d'ordre : 42-2012.
- [18]. A. Al Hajjar, « Caractérisation basse fréquence et simulation physique de transistors

Références bibliographiques chapitre 4

- bipolaires hétérojonction en vue de l'analyse du bruit GR assisté par pièges », Thèse de Doctorat, Université de LIMOGES, Mai 2016.
- [19]. G. Qin, Y. Yan, N. Jiang, J. Maa, P. Mac, M. Racanelli, Zh. Mab, « RF characteristics of proton radiated large-area SiGe HBTs at extreme temperatures », *Microelectronics Reliability* 52 (2012), Contents lists available at SciVerse ScienceDirect, pp. 2568–2571.
- [20]. S. Bousnina, « Efficient and systematic extraction method for accurate determination of HBT temperature-dependent DC model parameters », *Microwave and Optical Technology Letters*, Vol. 48, N°. 10, October 2006, DOI 10.1002/mop, pp. 2126- 2131.
- [21]. K-K. Chonga, Hsun-Chin Chen, Mau-Phon Houg, Y-Her Wang, and Shr-Ting Lin, « Suppression of the burn-in effect in InGaP/GaAs heterojunction bipolar transistors by constant period of voltage stress », *Journal of Applied Physics* Volume 95, Number 4, 15 February 2004, pp. 2079-2083.
- [22]. J. Cressler, D. Richey, R. Jaeger, E. Crabbé, J. Comfort, J. Stork, « High-injection barrier effects in SiGe HBTs operating at cryogenic temperatures », *Journal de Physique IV, Colloque C6 Supplément au Journal de Physique III, Volume 4, juin 1994*, pp. C6-117- C6-122. <http://dx.doi.org/10.1051/jp4:1994618>.
- [23]. M. Mohiuddin, « InGaAs/InAlAs double heterojunction bipolar transistors for high-speed, low-power digital applications », Doctor of Philosophy, University of Manchester, School of Electrical and Electronic Engineering, 2010.
- [24]. D. B. Thomas, « Silicon-Germanium devices and circuits for high temperature applications », Master of Science, Georgia Institute of Technology, May 2010.
- [25]. Nick GM Tao, Ch-P. Lee, A. St. Denis and T. Henderson, « InGaP/GaAs HBT Safe Operating Area and Thermal Size Effect », CS MANTECH Conference, May 13th - 16th, 2013, New Orleans, Louisiana, USA, pp. 219-222.
- [26]. J. H. Kim, Ji. H. Kim, Y. S. Noh, « An InGaP–GaAs HBT MMIC Smart Power Amplifier for W-CDMA Mobile Handsets », *IEEE Journal of solid-state circuits*, Vol. 38, No. 6, June 2003, pp. 905-910.
- [27]. B. Yeats, P. Chandler, M. Culver, « Reliability of InGaP Emitter HBTs », 2000 GaAs MANTECH Conference
- [28]. J-Chien Huang, Y-Chin Lin, Yu-Ling Tseng, Ke-Shian Chen, « A Cu-Metallized InGaP/GaAs Heterojunction Bipolar Transistor with Reliable Pd/Ge/Cu Ohmic Contact for Power Applications », *Japanese Journal of Applied Physics* 49 (2010), pp 020215-1: 020215-3.
- [29]. C. Cismaru, H. Banbrook, and Peter J. Zampardi, « High Volume Test Methodology for HBT Device Ruggedness Characterization », CS MANTECH Conference, May 17th-20th, 2010, Portland, Oregon, USA.
- [30]. C. Cismaru and Mike Sun, « Improved GaAs HBT Device Linearity with Flattened Cutoff Frequency Curve », CS MANTECH Conference, May 19th - 22nd, 2014, Denver, Colorado, USA, pp. 215-218.
- [31]. D. Baek, J. Kim, « Low phase noise Ku band frequency multiplied and divided MMIC VCOs using InGaP/GaAs HBT technology », 2003 IEEE MTT-S Digest, pp. 2193-2196.
- [32]. J. Kang, K. Lee, D. Yu and B. Kim, « Fabrication of High-Speed InGaP/GaAs HBT's by Using a Wet-Etched SABM Technique », *Journal of the Korean Physical Society*, Vol. 41, No. 4, October 2002, pp. 539-542.
- [33]. Jong-Min Lee, Seong-Il Kim and Byoung-Gue Min, « Fabrication and Characteristics of Multi-Finger InGaP/GaAs Power HBTs for High Power Microwave Applications », *Journal of the Korean Physical Society*, Vol. 42, February 2003, pp. S234_S237
- [34]. N. Pan, R. E. Welsler, C. R. Lutz, J. Elliot, and D. P. Vu, « High DC current gain InGaP/GaAs HBT », *Inst. Phys. Conf. Ser. No 162 : Chapter 6, Paper presented at 25th Int. Symp. Compound Semiconductors, Nara, Japan, 12-16 October 1998*, pp. 291-296.

Références bibliographiques chapitre 4

- [35]. Yi-Chen Wu, Jung-Hui Tsai, Te-Kuang Chiang, Fu-Min Wang, « Comparative Investigation of InGaP/GaAs/GaAsBi and InGaP/GaAs Heterojunction Bipolar Transistors », *Физика и техника полупроводников*, 2015, том 49, вып. 10, pp. 1407-1410.
- [36]. T. T. Thein, C. L. Law, and K. Fu, « Frequency domain dynamic thermal analysis in GaAs HBT for power amplifier applications », *Progress In Electromagnetics Research*, Vol. 118, 2011, pp. 71-87.
- [37]. W. Liu, Shou-Kong Fan, T. Henderson, and D. Davito, « Temperature Dependences of Current Gains in GaInP/GaAs and AlGaAs/GaAs Heterojunction Bipolar Transistors », *IEEE TRANSACTIONS ON ELECTRON DEVICES*, VOL. 40, NO. 7, JULY 1993.
- [38]. E. S. Yang, Yue-Fei Yang, Chung-Chi Hsu, Hai-Jiang Ou, and H. B. Lo, « Temperature Dependence of Current Gain of GaInP/GaAs Heterojunction and Heterostructure-Emitter Bipolar Transistors », *IEEE transactions on electron devices*, vol. 46, no. 2, february 1999, pp. 320-323.
- [39]. T. P. Chen, K. Y. Chu, C. W. Hung, and W. C. Liu, « Temperature Effect of a Heterojunction Bipolar Transistor (HBT) with an Emitter-Edge-Thinning Structure », 1-4244-0637-4/07/\$20.00 ©2007 IEEE, Authorized licensed use limited to: National Cheng Kung University. Downloaded on December 15, 2008 at 23:44 from IEEE Xplore. Restrictions apply, pp. 717-720.
- [40]. P. Saha and S. Basu, « A study of base transit time and gain of InP-InGaAs HBTs for uniform and nearly gaussian base doping profiles », *Journal of Electron Devices*, Vol. 15, 2012, JED [ISSN : 1682 -3427], pp. 1254-1259.
- [41]. J. Laskar, A. W. Hanson, B. T. Cunningham, J. Kolodzey, G. Stillman, and Swamy J. Prasad, « Effect of Reduced Temperature on the f_T of AlGaAs/GaAs Heterojunction Bipolar Transistors », *IEEE electron device letters*. vol. 12, no. 6, june 1991, pp. 329-331.
- [42]. B-Gue Min, J-M. Lee, S-II Kim, K-Ho Lee and Chul-Won Ju, « Current Gain Improvement of InGaP/GaAs HBT by a Newly Developed Emitter Ledge Process », *Journal of the Korean Physical Society*, Vol. 42, February 2003, pp. S518_S521
- [43]. D. A. Ahmari, G.Raghavan, Q. J. Hartmann, M. L. Hattendorf, G. E. Stillman, « Temperature Dependence of InGaP/GaAs Heterojunction Bipolar Transistor DC and Small-Signal Behavior », *IEEE Transactions On Electron Devices*, Vol. 46, N°. 4, April 1999.
- [44]. H. Mnif, « Contribution à la modélisation des transistors bipolaires a hétérojonction Si/SiGe en température », Thèse de doctorat, Université BORDEAUX I, Janvier 2004.
- [45]. H. B. Lo and E. S. Yang, « Thermal effect on current gains of an AlGaAs/GaAs heterostructure-emitter bipolar transistor », *Applied physics letters*, volume 74, number 12, 22 march 1999, pp. 1725-1727.
- [46]. T. Low, T. Shirley, C. Hutchinson, G. Essilfie, W. Whiteley, B. Yeats, D. D'Avanzo, « InGaP HBT technology for RF and microwave instrumentation », *Solid-State Electronics* 43 (1999), pp. 1437-1444.
- [47]. WEI-MIN DU, H-Ch. TSENG, « Study on InGaP/GaAs collector-up HBTs with the graphene base for power-amplifier applications », *International Journal of Electrical, Electronics And Data Communication*, ISSN: 2320-2084 Volume-5, Issue-8, Aug.-2017. <http://iraj.in>.
- [48]. Z. Jincan, Z. Yuming, Lü. Hongliang, Z. Yimen, Liu. Min, Z. Yinghui, and Shi Zheng, «A broadband regenerative frequency divider in InGaP/GaAs HBT technology », Vol. 35, No. 7 *Journal of Semiconductors* July 2014, pp. 075004-1 : 075004-4.
- [49]. M. Mohiuddin, « InGaAs/InAlAs double heterojunction bipolar transistors for high-speed, low-power digital applications », Doctor of Philosophy, University of Manchester, School of Electrical and Electronic Engineering, 2010.

Conclusion générale

Conclusion générale

Conclusion générale

Les transistors bipolaires à hétérojonctions dont cette thèse fait l'objet sont aujourd'hui sujets à de nombreux travaux de recherche sur l'optimisation de leurs performances fréquentielles et en puissance. Le choix s'est porté sur le transistor HBT InGaP/GaAs, pour ses propriétés physiques supérieures permettant d'avoir une forte fréquence de coupure et une puissance élevée. Pour répondre à ces performances les transistors à hétérojonctions sur l'InGaP fonctionnent à des densités de courant de collecteur très élevées ce qui se traduit par une hausse considérable des températures aux jonctions. La gestion thermique apparaît dès lors comme un point principal d'étude en vue de l'optimisation des performances en puissance des transistors à hétérojonctions de la filière GaAs. Ce travail s'inscrit dans cette optique. Il s'agit d'une contribution à la caractérisation et à la modélisation des HBTs de puissance InGaP/GaAs, dont le but principal c'était de développer et mettre en œuvre les variations des caractéristiques statiques et dynamiques en fonction de la température en se basant sur la simulation électrique bidimensionnelle à l'aide du logiciel SILVACO.

Le premier chapitre traduit la première phase de bibliographie qui a été menée, phase de découverte du domaine de la technologie GaAs, du ternaire InGaP et de ses applications de puissance. Après avoir passé en revue le contexte d'application des hétérojonctions et leurs intérêts stratégiques pour l'industrie des semi-conducteurs, nous avons détaillés le principe de fonctionnement du HBT dans le deuxième chapitre. Et enfin, après une étude théorique de la dépendance des paramètres physiques et électriques du HBT avec la température, nous avons dégagés un ensemble de lois régissant le comportement thermique des HBTs dans le troisième chapitre.

Afin de pouvoir analyser les dispositifs HBTs InGaP/GaAs, comprendre les mécanismes dont ils sont le siège, nous avons exposé dans la première partie du quatrième chapitre une synthèse complète des paramètres nécessaires pour la simulation physique des couches InGaP/GaAs (mobilité, durée de vie, masses effectives) afin de reproduire le plus fidèlement possible le comportement des HBTs à base GaAs, un travail important de synthèse, critique vis-à-vis des références et travaux cités, a été décrit. Ensuite, 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 HBT InGaP/GaAs, contribuant ainsi à la compréhension du mécanisme de transport dans ce composant telles que les densités des électrons et des trous, le champ électrique. Nous avons de plus évalué les variations de ces grandeurs en fonction des conditions de polarisation.

Conclusion générale

La deuxième partie de ce chapitre concernait la caractérisation électrique du HBT InGaP/GaAs, il s'agissait de démontrer les performances statiques et hyperfréquences obtenues sur ces transistors à température constante $T=300K$. L'optimisation de notre structure de couche tant d'un point de vue des épaisseurs que des dopages a permis l'obtention de bonnes caractéristiques statiques et dynamiques en comparaison avec de nombreux travaux disponibles dans la littérature. Par conséquent, l'utilisation d'un émetteur composite en InGaP a permis de combiner ces caractéristiques à un gain en courant élevé de 130, et un maximum de transconductance qui peut atteindre une valeur de 197 mS, avec des fréquences optimales de 100 GHz et 160 GHz pour la fréquence de transition f_T et la fréquence maximale d'oscillation f_{max} respectivement. Ensuite, 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 et fréquence de transition. D'après les simulations effectués sur notre HBT InGaP/GaAs, nous pouvons conclure que 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, donc la principale partie active du HBT est la base, elle détermine en grande partie les performances statiques et dynamiques du composant. En effet, pour le collecteur nous avons démontré que pour un dopage élevé nous pouvons obtenir un gain et une fréquence élevés, par contre, il faut minimiser l'épaisseur de collecteur pour avoir des performances en gain et fréquence les plus fortes possible.

Finalement, dans la dernière partie de ce chapitre, nous avons réalisé une étude en température afin de cibler les voies de dégradation possible des composants. La plage de température est choisie entre 25 et 150 °C, température qu'il est possible d'avoir dans nos HBTs dans les conditions normales de polarisation.

La mobilité des électrons et des trous, la bande interdite et la densité intrinsèque, sont parmi les paramètres physiques les plus importants pour la détermination du courant dans un semi-conducteur et influent directement sur les caractéristiques électriques des HBTs. Dès lors, nous avons montrés que l'augmentation de la température fait détériorer considérablement la mobilité et la bande interdite du composant, ce ci peut conduire à une augmentation des courants de base et de collecteur avec la température. Par contre la densité intrinsèque augmente avec la température dans la zone active du transistor.

Ainsi, l'augmentation de la température de 25 à 150°C lors des simulations, a révélé la chute de l'ensemble des facteurs de mérite des transistors sous l'effet de la température. Toutefois, cette chute est très modérée en particulier pour le gain en courant qui diminue de 140 jusqu'à

Conclusion générale

127, ce ci est due à la dépendance en température des courants de base et de collecteur. Nous avons ainsi observé une chute de la fréquence de transition f_T de 110 GHz à 68 GHz or la fréquence maximale d'oscillation f_{max} diminue de 112 GHz lorsqu'on passe de 25°C à 150°C, soit une baisse relative de 67%. Nous pouvons ainsi remarquer que la diminution de f_T est plus faible par rapport à celle observée pour f_{max} . Cette limitation des performances en fréquence du HBT à haute température provient essentiellement du temps de transit des porteurs.

Le travail ainsi décrit dans cette thèse, à la fois théorique et fondamentale, doit servir de base à de nombreuses études complémentaires. Malgré les résultats prometteurs obtenus au cours de ce travail, la méthodologie mise en œuvre ouvre la voie à un ensemble de perspectives :

- Développer la solution analytique de l'équation de chaleur. Par exemple le cas d'une structure à doigts d'émetteurs multiples, structure de base pour les transistors de puissance, mérite d'être étudiée afin d'évaluer l'échauffement mutuel entre les doigts.
- La détermination de la résistance thermique des composants. Dans le milieu industriel, on observe une forte demande pour cette détermination à cause de l'augmentation des puissances et des domaines d'application (spatial, automobile, militaire...).

Le domaine des HBTs reste donc encore largement inexploré et nous réserve encore bien des surprises.....

Recueil de travaux

Publication

N. Mokeddem, K. Ghaffour, « **Characterization and modeling the effect of temperature on power HBTs InGaP/GaAs** », International Journal of Electrical and Computer Engineering (IJECE), pp. 581~588.

Vol. 10, No. 1, February 2020.

Online ISSN: 2088-8708,

DOI: [10.11591/ijece.v10i1.pp581-588](https://doi.org/10.11591/ijece.v10i1.pp581-588).

SCOPUS (Elsevier);

Communication

N. Mokeddem, K. Ghaffour, “**Modelling the Effect of Temperature on the Electrical Performance of an HBT Power Transistor**”, 2018 6th International Renewable and Sustainable Energy Conference (IRSEC), 5-8 Dec. 2018. Rabat, Morocco, pp 103-109.

Date Added to IEEE Xplore: 02 May 2019

IEEE Catalog number: CFP1860U –POD

ISBN (Online): 978-1-7281-1182-7

ISSN: 2380-7385

DOI: [10.1109/IRSEC.2018.8702927](https://doi.org/10.1109/IRSEC.2018.8702927)

Characterization and modeling the effect of temperature on power HBTs InGaP/GaAs

Mokeddem Nadjet, Ghaffour Kheireddine

Research Unit of Materials and Renewable Energies,

Department of Electronic and Electrical Engineering, University of Abou-Bakr Belkaid, Tlemcen, Algeria

Article Info

Article history:

Received Nov 28, 2018

Revised Sep 7, 2019

Accepted Sep 27, 2019

Keywords:

Current gain

HBT

High frequency

InGaP/GaAs

Temperature

ABSTRACT

The variation and stability of HBT's parameters at different temperatures are important for utilizing these devices in high-power integrated circuits. The temperature dependence of the DC current gain of bipolar transistors, as a key device parameter, has been extensively investigated. A major issue of the power HBT's is that the current gain is decreased with junction temperature due to self-heating effect. Hence, how to stabilize the DC current gain and RF performances is important issue to develop the power HBTs. This work describes the DC and high-frequency temperature dependence of InGaP/GaAs HBT's. The substrate temperature (T) was varied from 25 to 150°C. The static and dynamic performances of the HBT are degraded at high temperature, due to the reduced of carrier mobility with increasing temperature. The current gain (β) decreases at high temperatures; from 140 to 127 at 25 to 150°C, while the decreases in the peak F_t and F_{max} are observed from about 110 GHz to 68 GHz and from 165 GHz to 53 GHz respectively in the temperature range of 25 to 150°C.

Copyright © 2020 Institute of Advanced Engineering and Science.
All rights reserved.

Corresponding Author:

Mokeddem Nadjet,

Research Unit of Materials and Renewable Energies,

Department of Electronic and Electrical Engineering,

University of Abou-Bakr Belkaid, 13000, Tlemcen, Algeria.

Email: nd.mokeddem@yahoo.fr

1. INTRODUCTION

Because of their higher electron mobility and less parasitic, compared with Si, Gallium Arsenide (GaAs) [1] devices have been chosen for use in wireless applications for military and space service. In today's growing demand for wireless communications and the explosive growth of high-speed commercial applications, GaAs technology is widely accepted as a main technology for producing high-power, high-frequency, and low-noise products for these applications [2]. The GaAs substrate is a relatively poor thermal conductor, and the internal III-V ternary compound materials of the HBT structure possess thermal conductivities an order of magnitude lower than that for GaAs [3]. These factors lead to aggravated thermal issues that may not only degrade the device performance but also impact the device reliability. Hetero-junction bipolar transistors (HBTs) have a high potential for high-power, high efficiency microwave amplifier applications [4]. Current trends in GaAs HBT for power amplifier application are fabrication of devices with a smaller size, higher power density, and behavior less affected by thermal limitation. GaAs HBTs have higher speed and power than those of Si bipolar junction transistors (BJTs). In particular, the advantages of III-V materials enable GaAs HBTs to have a higher product of frequency and breakdown voltage even when compared to the SiGe HBTs [5]. Although the GaAs HBT technology is becoming mature, the model development lags behind. However, these devices are prone to suffer from self-heating effects, such as a decrease in dc current gain ($\beta = I_C/I_B$) with increase in V_{CE} for individual devices.

The use of InGaP as the wide bandgap emitter plus the technological and electrical advantages of the InGaP/GaAs heterostructure have pushed InGaP/GaAs heterojunction bipolar transistors (HBT) to reach considerable interest for a large range of applications from ultra-high speed logic to microwave power devices [6]. The power amplifiers using GaInP/GaAs HBT's have showed excellent performance. Working at high power densities results in heat generation that limits transistor performance so studying the variation and stability of HBT parameters at different temperatures is important for using these devices in high-level integrated circuits power. For these high-power applications, the temperature rise at any point within the junction of the power HBT can be attributed to two effects: 1) the self-heating effect caused by heat being dissipated at the point of measurement, and 2) the mutual heating effect caused by heat being dissipated by adjacent junctions. Self-heating within HBTs can bring about unusual high-power behaviors, such as thermal runaway and current-gain collapse [7]. These phenomena can seriously worsen the thermal stability of the devices, and eventually lead to catastrophic damage.

In power GaAs HBT, The temperature dependence of the DC current gain of bipolar transistors as a key device parameter has been extensively investigated [8]. A major issue of the power HBT's is that the current gain is decreased with junction temperature due to self-heating effect giving rise to a negative differential resistance. Several researches have proposed specific configurations to enhance the thermal stability of GaAs-based HBTs [9, 10]. This work describes three issues about temperature dependence: Gummel plot, current gain and RF performances of InGaP/GaAs HBT's. New data are presented that describe in detail the variation of the static characteristics (Gummel diagrams, $I_C(V_{CE})$, current gain (β)) and dynamics characteristics (F_t, F_{max}) at high temperature.

2. RESEARCH METHOD

In our studies we are interested in the simulation of HBT in InGaP / GaAs technology of UMS HB20M industry in order to have the effect of temperature on the electrical and frequency characteristics of these transistors. The properties of the InGaP/GaAs semiconductor layers with their thicknesses and their doping concentrations are presented in Table 1. Power components of this type consist of this same structure repeated several times and whose electrodes are connected. The simplified band alignments of an InGaP/GaAs heterostructures in Figure 1 suggest that the larger valence band discontinuity in InGaP/GaAs reduces the reverse injection of holes into emitter more efficiently, thereby further increasing the current gain and leaving a larger design space to optimize doping levels.

Table 1. The properties of the InGaP/GaAs Semiconductor Layer

| Layers | Thickness (nm) | Doping level (cm ⁻³) |
|--------------------------------------|----------------|----------------------------------|
| Cap GaAs (n ⁺) | 100 | $N_D = 1.10^{19}$ |
| Cap GaAs (n) | 120 | $N_D = 7.10^{17}$ |
| Emitter InGaP (n) | 50 | $N_D = 3.10^{17}$ |
| Base GaAs (p ⁺) | 90 | $N_A = 4.5.10^{19}$ |
| Collector GaAs (n ⁻) | 400 | $N_D = 7.5.10^{16}$ |
| Sub-Collector GaAs (n ⁺) | 1000 | $N_D = 5.10^{18}$ |
| Substrat GaAs | 740 | $N_D = 1.10^{12}$ |



Figure 1. Block band diagram InGaP/GaAs [6]

The HBT InGaP/GaAs is a dominated material system for high speed semiconductor devices due to the high etching selectively between InGaP and GaAs material layers at $x = 0.51$ [11]. This mole fraction is considered in the present analysis with a high ratio of valence band discontinuity ($\Delta E_V \approx 0.40$ eV) at the heterojunction. The discontinuity of the conduction band at the emitter/base hetero-interface is very low, of the order of 0.03 eV, which can allow the effect of thermo-ionic emission to be neglected and resolved using the drift-diffusion model, if simulations are to be simplified [12].

A two-dimensional (2D) semiconductor simulation package SILVACO was used to analyze the energy band, distributions of electrons and holes and DC performances of the devices. The two-dimensional analysis takes into account the Poisson equation, Continuity equation of electrons and holes, Shockley-Read-Hall (SRH) recombination, Auger recombination, and Boltzmann statistics, simultaneously.

The first part of the simulation consists in defining the materials and the dimensions of the different layers of the structure. Then, these layers will be divided into several regions before moving on to the definition of the mesh. The model equations account for valence band discontinuity, heavy doping effects and high collector current effects. More details of the physical models can be found in [13]. The variation in base current (I_B) and collector current (I_C) with base-emitter voltage (V_{BE}) is given by:

$$I_B = \frac{qA_E D_{pE} n_{iE}^2}{W_E N_{DE}} \exp\left(\frac{qV_{BE}}{kT}\right) \quad (1)$$

$$I_C = \frac{qA_E D_{nB} n_{iB}^2}{W_B N_{AB}} \exp\left(\frac{qV_{BE}}{kT}\right) \quad (2)$$

where q is the electronic charge, A_E is the emitter area, n_{iE} (n_{iB}) is the intrinsic carrier concentration of the emitter (base), k is the Boltzmann constant and T is the temperature, in Kelvin.

It is necessary to mesh the different areas where a compromise must be found between a mesh fines enough not to lose precision calculations. A non-uniform mesh according to the desired precision is then chosen. Figure 2 shows the mesh of different areas. For the InGaP/GaAs structure, the difference in electronic affinities between these two materials introduces discontinuities of bands. Thus, the discontinuity observed in valence bands constitutes a barrier to the passage of holes from the base to the emitter, which increases the injection efficiency. In thermodynamic equilibrium, the free carriers do not move between the junctions, and therefore there is no zone of accumulation of holes in the base near the junction as shown in Figure 3.

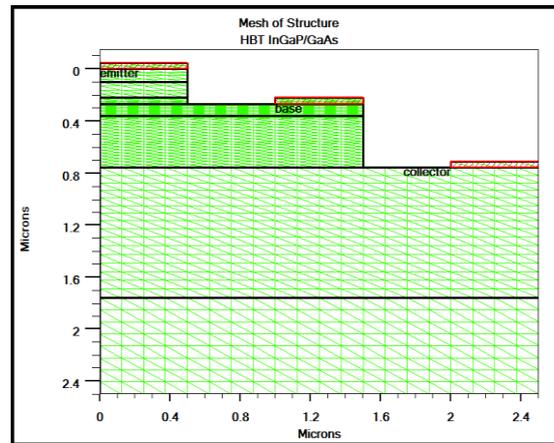


Figure 2. Mesh structure for an InGaP/GaAs HBT

The advantage of the HBT results directly from the valence-band discontinuity ΔE_V at the heterointerface, which comes from the proper choice of the heterojunction system with emitter bandgap E_{gE} greater than base bandgap E_{gB} . ΔE_V increases the valence-band barrier height in the emitter-base heterojunction and thus reduces the back injection of the holes from the base to emitter. The heavily base doping is allowed while maintaining a large current gain, and maintains the lower base series resistance. The very thin base reduces the base transit time and improves the high frequency response of the HBT [14].

The GaInP/GaAs heterojunction favors the passage of electrons from the emitter to the base and tends to block the passage of holes to the base. Indeed, the potential barrier seen by electrons is weak compared to that seen by holes (see Figure 4). We can see that the holes density in the emitter is much lower than that of the electrons in the base, even if the holes density in the base is much higher than that of the emitter. This is due to the higher potential barrier of the valence band seen through the holes at the emitter-base heterojunction.

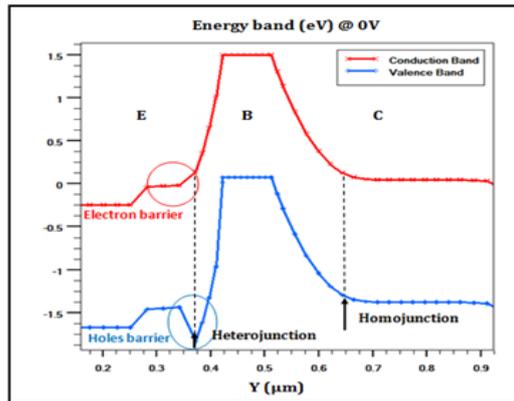


Figure 3. Energy bands of the InGaP/GaAs HBT at thermodynamic equilibrium (Along the center line going from the emitter to the collector contact)

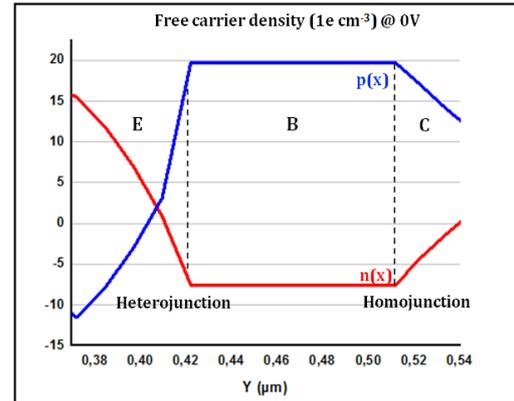
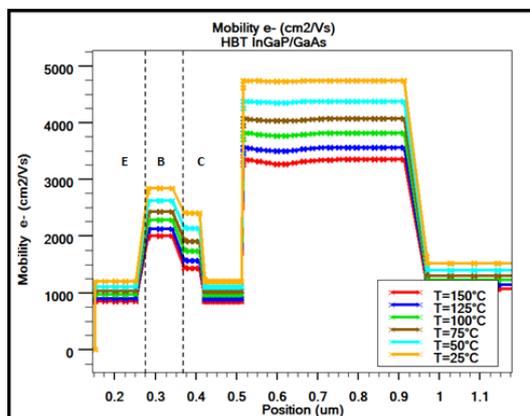


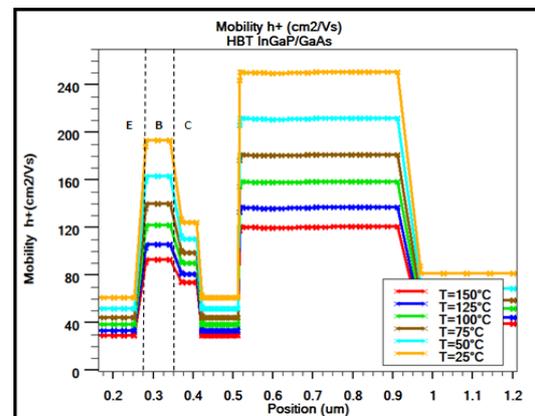
Figure 4. Results of free carrier densities $n(x)$ and $p(x)$ of the InGaP/GaAs HBT at thermodynamic equilibrium

With significant mobility, these are interesting elements for power and microelectronic applications [15]. The carrier mobility in the semiconductor determines the operating frequencies and the gain of the device. In fact, mobility is related to temperature according to the empirical relationships demonstrated in the literature in several forms according to the material systems concerned [16]. The increase in temperature reduces the carrier mobility and change the bandgap of making semiconductors. With the change in temperature, the mobility changes significantly, considering the degradation of electron mobility in GaAs with temperature as $T^{-2/3}$ [17].

Figure 5(a) and 5(b) shows, respectively, the distribution of mobility of electrons and holes for different temperatures in HBT InGaP. As expected, these figures show the sharp decrease in the mobility of holes and electrons with the temperature in the neutral emitter, neutral base, and neutral collector and in the region of base-collector space charge. Our studies have shown a reduction of the electron mobility of about 45% when the temperature increases from 25 °C to 150 °C.



(a)



(b)

Figure 5. Evolution of carrier mobility in HBT InGaP for $T = 25-150^{\circ}\text{C}$.
(a) Electron mobility, (b) Holes mobility

However, to study the static behavior of the transistor as a function of temperature, it is necessary to reason at constant current by looking at the evolution of the gain in static current. Indeed, due to the temperature dependence of the base and collector currents that we have just observed, the static current gain (β) also costs temperature.

The performance advantage of HBTs is primarily derived from the use of wide bandgap emitters. If the emitter bandgap is larger than that in the base for an n-p-n HBT, the bandgap discontinuity sets up a barrier to the forward injection of electrons [18], resulting in a higher turn-on voltage for the emitter-base diode. More importantly, however, this discontinuity provides a barrier to the reverse injection of holes from the base into the emitter, increasing injection efficiency γ significantly, as modeled by Equation (3):

$$\beta \propto \gamma \propto \frac{N_E}{N_B} \exp\left(\frac{\Delta E_g}{kT}\right) \quad (3)$$

The exponential term releases the $N_E > N_B$ design constraint that limits homojunction device performance [19], and provides solutions to deal with the trade-off between current gain and power performance. While a reasonable current gain is still achievable, higher base doping level N_B and shorter base width W_B are allowable, which will improve F_t and F_{max} through reducing the base charging time τ_B and base resistance R_B , as suggested in equation (4). In addition, lower emitter doping level N_E will also lower emitter-base capacitance and related emitter junction charging time τ_E , further improving the power performance.

$$F_t \approx \frac{1}{2\pi(\tau_E + \tau_C + \tau_B)}, \quad \tau_B = \frac{W_B^2}{2D_n}, \quad F_{max} = \sqrt{\frac{F_t}{8\pi C_{BC} R_B}} \quad (4)$$

3. RESULTS AND DISCUSSION

3.1. DC characteristics of InGaP/GaAs HBTs

In the field of power electronics, temperature variation has a very important impact and can considerably affect the electrical characteristics of components and electronic circuits, which means that temperature is an essential parameter in semiconductor equations. As part of our measurements, the operating temperature range is 25 °C to 150 °C, this range is however sufficient to observe the influence of temperature on the operation of our HBTs. In the first step, we have simulated the Gummel characteristics of the InGaP transistor, which show the evolution of the logarithm of the base and collector currents as a function of the emitter-base voltage V_{BE} at $V_{BC} = 0$ V.

Figure 6 and Figure 7 plot the evolution of collector and base currents as a function of V_{BE} for different temperatures. Thus, we observe for these two currents an increase in their value when the temperature increases, which is consistent with the previous expressions (equations 1.2). This can be attributed to increased carrier mobility at low temperatures and increased low temperature bandgap.

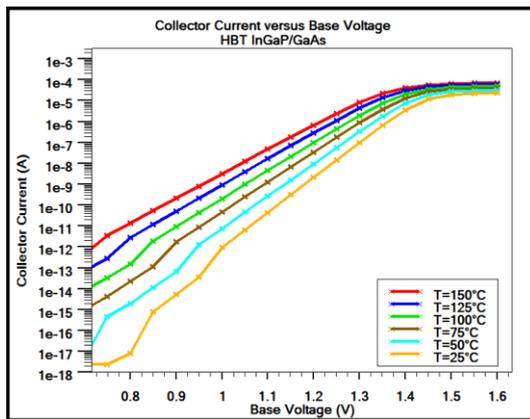


Figure 6. Collector current as a function of base-emitter voltage at various temperatures (25-150°C) for InGaP/GaAs HBT

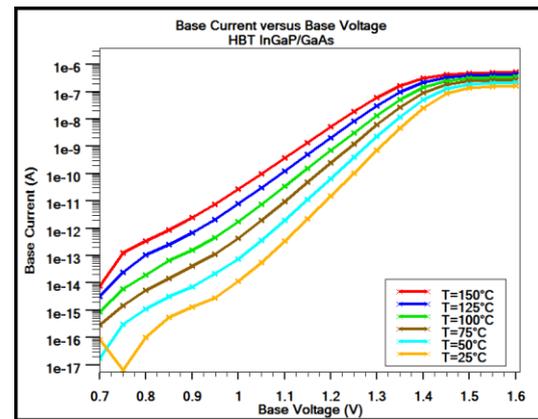


Figure 7. Base current as a function of base-emitter voltage at various temperatures (25-150°C) for InGaP/GaAs HBT

The DC base-emitter voltage (V_{BE}) is a good indicator of the junction temperature (T_j) of the HBTs. The turn-on voltage (V_{BE}) decrease with increase in temperature, this decrease is most likely due to the rise in intrinsic carrier concentration with temperature [20]. The temperature dependence of saturation currents in HBT is usually complicated due to the fact that both base transport and B-E barrier transport limitations may be important; it can be seen from the results that the saturation currents have changed with temperature.

The I_C - V_{CE} output characteristics for different constant values of I_B and for three temperatures varying between $T = 25, 75, 150^\circ\text{C}$ is shown in Figure 8. We notice that the output characteristics (I_C, V_{CE}) change when the temperature increases. The differences are accentuated for the strong base currents. Our results are very similar with that demonstrated in [10] with the same type of HBT (InGaP/GaAs) but with different dimensions.

In this study, the current gain of GaInP/GaAs HBT's operated at substrate temperatures between 25 and 150°C was measured. The base-collector bias was maintained at 0V such that the junction temperature can be approximated as the substrate temperature. As shown in Figure 9, current gain decreased with increasing temperature. A 42% drop in β is observed between 25°C and 150°C . The drop in β in this temperature range has been well studied in [9]. The current gain of the HBT decreases with increasing temperature in the entire current range it can be observed in Figure 9, that the maximum gain varies from 127 at 150°C to more than 140 at 25°C . In particular, most studies have been focused on the current gain of InGaP/GaAs HBT that prove that the lower β value in HBTs operating at high temperatures [20, 21]. This is exactly the result that we found on the gain.

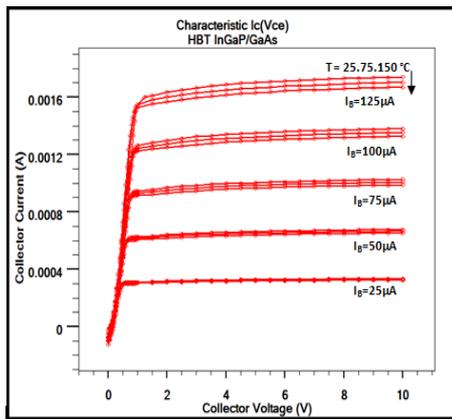


Figure 8. The output characteristics (I_C, V_{CE}) for three temperatures $T= 25.75.150^\circ\text{C}$

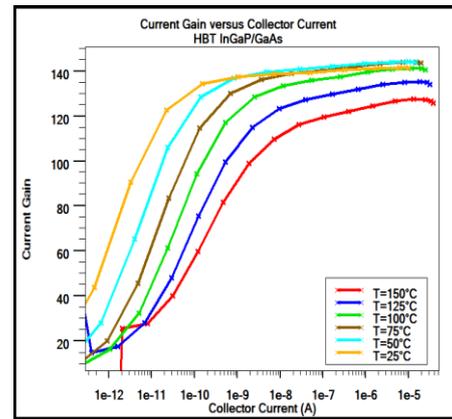


Figure 9. Evolution of current Gain (β) versus collector current (I_C) for InGaP HBT for $T= 25-150^\circ\text{C}$

The main reason for the current gain degradation in HBT is the high offset of the valence band (ΔE_V) at the emitter-base heterojunction (InGaP/GaAs). It is based on the assumption that the diffusion dominates the current of the holes injected from the base to the emitter. If, however, the mechanism of the hole current is controlled by thermionic emission rather than by diffusion, the temperature dependence of the current gain will be significantly changed. Current gain for $\text{Ga}_{0.51}\text{In}_{0.49}\text{P}/\text{GaAs}$ HBTs at 300K ($\approx 25^\circ\text{C}$) comes out to be 140, which shows a close proximity with the experimental current gain value of 132[22]. If we continue to raise the temperature up to 150°C , we obtain the same results for the current gain (β) in the range $25^\circ\text{C}-150^\circ\text{C}$. The peak of β as a function of temperature is shown in Figure 10, we observe that the peak increases from about 38 at 425°C ($\approx 700\text{K}$) to 140 at 25°C ($\approx 300\text{K}$).

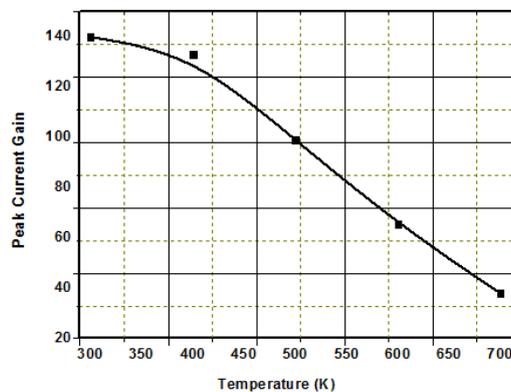


Figure 10. Peak β as a function of temperature for InGaP HBT for $T= 300-700\text{K}$

3.2. RF characteristics of InGaP/GaAs HBTs

The preceding paragraphs have focused on the study of the influence of temperature on the static characteristics of the HBT; we note a degradation of its various figures of merit when the temperature increases. This degradation has the effect of limiting the dynamic performance of transistors through transit times [23]. The cut-off frequencies will be studied under the effect of temperature. Thus, the possible degradation of the transition frequency F_t under the effect of the temperature can be explained on the one hand by the increase of the various transit times because of the decrease of the mobility of the carriers thus of their speeds through the transistor [24]. On the other hand, the possible increase of the parasitic elements $R_B \times C_{BC}$ leads to a fall of F_t .

Figure 11 and Figure 12 shows respectively the cut-off frequencies F_t and F_{max} as a function of the measurement temperature. We observe both degradation for these two frequencies under the effect of temperature because the low field mobility and diffusion constant are functions of temperature. Thus, the respective F_t and F_{max} falls are strictly explained by the quadratic dependence between these frequencies (equation 4) if we assume that the temperature evolution of $R_B \times C_{BC}$ is negligible [25]. The decrease in F_{max} is smaller compared to that observed for F_t . Indeed, the maximum frequency decreases by 112GHz when one goes from 25°C to 150°C, i.e. a relative decrease of 32%. However, F_t decreases with temperature, and these function versus temperature are not linear. Besides, the minimum/maximum values of them are not located at the same temperature.

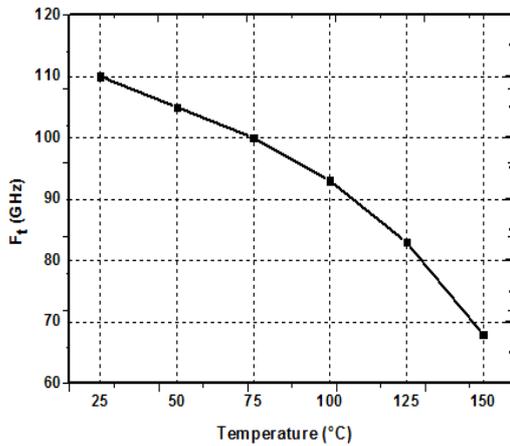


Figure 11. Evolution of F_t as a function of temperature for InGaP HBT T= 25-150°C

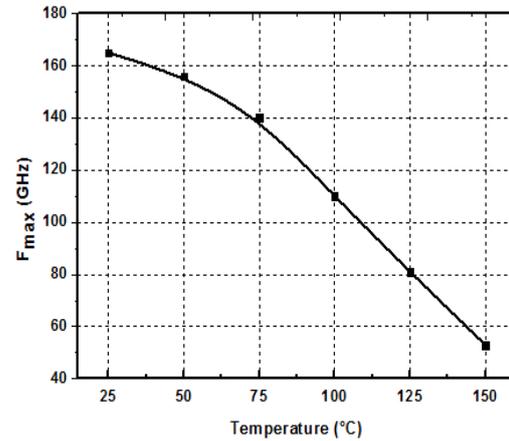


Figure 12. Evolution of F_{max} as a function of temperature for InGaP HBT T= 25-150°C

4. CONCLUSION

The static and frequency characterizations performed on our HBTs have shown satisfactory merit factors, i.e. a static current gain of nearly 140 and transition (F_t) and oscillation (F_{max}) frequencies of 110 and 165 respectively. The DC and RF performance of InGaP/GaAs are presented three issues about temperature dependence are studied: Gummel plot, current gain and RF performances. The increase of the mobility of the free carriers with temperature leads to the increase of the different currents of HBTs. The pronounced degradation of the base current also causes a decrease in the static current gain with temperature. However, this drop is very moderate and does not prevent satisfactory gain values at high temperatures. We also observed a decrease on the different transition frequencies of HBTs.

REFERENCES

- [1] A. P. Catalano, et al., "Influence of Layout and Technology Parameters on the Thermal Behavior of InGaP/GaAs HBTs," *IEEE Reliability and Resiliency*, pp. 233-236, 2017.
- [2] H. Ch. Tseng, et al., "Thermal-Stability Enhancement of InGaP/GaAs Collector-Up HBTs," *IEEE Transactions on Device and Materials Reliability*, vol. 11, pp.387-390, 2011.
- [3] H. C. Tseng and J. L. Lin, "Enhanced Thermal Performance of InGaP/GaAs Collector-Up HBTs with a Miniaturized Backside Heat-Dissipation Structure," *IEEE Transactions on Components, Packaging and Manufacturing Technology*, vol. 2, pp. 2040-2043, 2012.
- [4] J. L. Su and H. C. Tseng, "A Comparative Study of InGaP/GaAs Collector-Up HBTs for High-Reliability Small-Scale PA Applications," *IEEE Transactions on Device and Materials Reliability*, 2017.

- [5] S. Choi, et al., "Thermal Design and Characterization of Heterogeneously Integrated InGaP/GaAs HBTs," *IEEE Transactions on Components, Packaging and Manufacturing Technology*, vol. 6, pp. 740-748, 2016.
- [6] T. Oka, et al., "High-Speed Small-Scale InGaP/GaAs HBT Technology and Its Application to Integrated Circuits," *IEEE Transactions on Electron Devices*, vol. 48, pp. 2625-2630, 2001.
- [7] J. H. Joe and M. Missous, "High-Performance InGaP/GaAs HBTs With Compositionally Graded Bases Grown by Solid-Source MBE," *IEEE Transactions on Electron Devices*, vol. 52, pp. 1693-1697, 2005.
- [8] S. Mohammadi, et al., "Design Optimization and Characterization of High-Gain GaInP/GaAs HBT Distributed Amplifiers for High-Bit-Rate Telecommunication," *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, vol. 48, pp.1038-1044, 2000.
- [9] E. S. Yang, et al., "Temperature Dependence of Current Gain of GaInP/GaAs Heterojunction and Heterostructure-Emmitter Bipolar Transistors," *IEEE Transactions on Electron Devices*, vol. 46, pp. 320-323, 1999.
- [10] O. Sevimli, et al., "Measurement and Modeling of Thermal Behavior in InGaP/GaAs HBTs," *IEEE Transactions on Electron Devices*, vol. 60, pp. 1632-1639, 2013.
- [11] K. Cherkaoui, et al., "Defect study of GaInP/GaAs based heterojunction bipolar transistor emitter layer," *Journal of Applied Physics*, vol. 92, 2002.
- [12] G.Dutta and S.Basu, "Analysis of the Electrical Characteristics of GaInP/GaAs HBTs Including the Recombination Effect," *Journal of Semiconductors*, vol. 33, pp. 054002-1-5, 2012.
- [13] M.Lakhdara, et al., "Numerical Modelling and Optimization of SiGeC HBT for 0.13 μ m BiCMOS Technology," *IEEE Electrical and Electronic Engineering, International Conference on Electrical and Electronics Engineering*, pp. 218-222, 2009.
- [14] G.Dutta and S.Basu, "Analytical Modelling of InGaP/GaAs HBTs," IEEE, 2010.
- [15] Y. C. Wu, et al., "Comparative Investigation of InGaP/GaAs/GaAsBi and InGaP/GaAs Heterojunction Bipolar Transistors," *Journal de Physique et Technologie Des Semi-Conducteurs-Russe*, vol. 49, pp. 1407-1410, 2015.
- [16] P.Saha and S.Basu, "A Study of Base Transit Time and Gain of InP-InGaAs HBTs for Uniform and Nearly Gaussian Base Doping Profiles," *Journal of electron devices*, vol. 15, pp. 1254-1259, 2012.
- [17] M. Azizi and C. Azizi, "Effect of Mobility on (I-V) Characteristics of GaAs MESFET," *International Journal of Electrical and Computer Engineering (IJECE)*, vol. 7, no 1, pp. 169-175, 2017.
- [18] P.Behera, et al., "A Comparative Study on SiGe HBTs and Si BJTs in Nanoscale," *International Journal of Advanced Science and Technology*, vol.71, pp.59-66, 2014.
- [19] Y. Berrichi and K. Ghaffour, "Modelling Electronic Characteristic of InP/InGaAs Double Heterojunction Bipolar Transistor," *International Journal of Electrical and Computer Engineering (IJECE)*, vol. 5, no 3, pp. 525-530, 2015.
- [20] S. K. W. Liu, et al., "Temperature Dependences of Current Gains in GaInP/GaAs and AlGaAs/GaAs Heterojunction Bipolar Transistors," *IEEE Transactions on Electron Devices*, vol. 40, pp. 1351-1353, 1993.
- [21] D. A. Ahmari, et al., "Temperature Dependence of InGaP/GaAs Heterojunction Bipolar Transistor DC and Small-Signal Behavior," *IEEE Transactions on Electron Devices*, vol. 46, pp.634-640, 1999.
- [22] T.Low, et al., "Migration from an AlGaAs to an InGaP emitter HBT IC process for improved reliability," *Conference: Gallium Arsenide Integrated Circuit (GaAs IC) Symposium, Technical Digest, 20th Annual*, 1998.
- [23] Fu Qiang, et al, « Collector optimization for tradeoff between breakdown voltage and cut-off frequency in SiGe HBT », *Chin. Phys. B* Vol. 23, No. 11 (2014), Chinese Physical Society and IOP Publishing Ltd, pp. 114402-1:5.
- [24] M.Lakhdara and S.Latreche, "Modeling and Numerical Simulation of a very High Speed SiGe HBT at High Temperature," *Nanoscience and Nanotechnology*, vol. 6, pp.92-96, 2016.C.
- [25] Z. Jincan, et al, «A broadband regenerative frequency divider in InGaP/GaAs HBT technology », Vol. 35, No. 7 *Journal of Semiconductors* July 2014, pp. 075004-1: 075004-4.