HAL
open science

# Transistors bipolaires à hétérojonction: Développement d'une filière InP/GaAsSb pour application ultra-rapides

Melania Lijadi

## To cite this version:

Melania Lijadi. Transistors bipolaires à hétérojonction: Développement d'une filière InP/GaAsSb pour application ultra-rapides. Matière Condensée [cond-mat]. Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, 2005. Français. NNT : . tel-00010627

**HAL Id: tel-00010627**

**https://theses.hal.science/tel-00010627v1**

Submitted on 14 Oct 2005

**HAL** is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

UNIVERSITE PARIS VI - PIERRE ET MARIE CURIE

ECOLE DOCTORALE PHYSIQUE ET CHIMIE DES MATERIAUX

LABORATOIRE DE PHOTONIQUE ET DE NANOSTRUCTURES

THESE

présentée pour obtenir le grade de Docteur en Science de l'Université Paris VI

SPECIALITE: SCIENCES DES MATERIAUX

par

Melania LIJADI

# TRANSISTORS BIPOLAIRES A HETEROJONCTION : DEVELOPPEMENT D'UNE FILIERE InP/GaAsSb POUR APPLICATIONS ULTRA-RAPIDES

Thèse dirigée par M. Jean-Luc PELOUARD

Soutenance le 23 Septembre 2005

Jury:

| | |
|---|---|
| M. Y. GULDNER | Président |
| M. A. MARTY | Rapporteur |
| M. S. DELAGE | Rapporteur |
| M. P. BOVE | |
| M. J. L. PELOUARD | |

# Résumé

Cette thèse est un des premiers travaux sur les transistors bipolaires à hétérojonction (TBH) de la filière InP ayant une base en GaAsSb. Une méthode de mesure précise des offsets des hétérojonctions de type II par électroluminescence, associée aux mesures électriques a permis de clarifier les conditions du transport électronique dans le système InP/GaAsSb et d'initier l'utilisation d'un émetteur en InGaAlAs. Deux briques technologiques spécifiques ont été développées : la gravure chimique sélective de InGaAlAs par rapport à GaAsSb et la réalisation de contacts ohmiques très faiblement résistifs sur p-GaAsSb. Ceci a permis l'assemblage d'un procédé de fabrication de TBH ultra-rapides dans cette filière. La faisabilité de ce procédé a été démontrée par la réalisation de TBH submicroniques ayant des fréquences ($f_T$ ; $f_{max}$) de (155 ; 162) GHz. Son optimisation, protégée par deux brevets, montre des perspectives pour atteindre des fréquences ($f_T$ ; $f_{max}$) de (380 ; 420) GHz.

# Abstract

This thesis is one of the first works on heterojunction bipolar transistors (HBTs) on InP substrate having a base in GaAsSb. It presents a precise measurement method by electroluminescence for determination of conduction band offset for the type II heterojunction such as the InP/GaAsSb system. Along with the analysis of HBT electrical characteristics, we were able to clarify the electronic transport conditions and initiate the use of InGaAlAs as emitter in this system. Two specific technological developments were studied : selective chemical etching of InGaAlAs/GaAsSb and low-resistivity ohmic contacts on p-GaAsSb. The implementation of these keys elements allowed the definition of a fabrication process for high-speed HBTs. The feasibility of this process was demonstrated by the realization of sub-micrometer transistors having frequencies ($f_T$ ; $f_{max}$) of (155 ; 162) GHz. Its optimization, protected by two patents, shows prospects to reach frequencies ($f_T$ ; $f_{max}$) of (380 ; 420) GHz.

# Remerciements

Ce mémoire décrit l'accomplissement de 4 années de travaux au sein du Laboratoire de Photonique et de Nanostructures (LPN-CNRS) qui ont débutées par un stage de DEA au printemps 2001 à Bagneux. Cette thèse a été financée par la société Picogiga International et le LPN-CNRS. Je remercie Monsieur Linh Nguyen, ancien directeur de Picogiga, et Monsieur Jean-Yves Marzin, directeur du LPN-CNRS pour m'avoir accordée leur confiance.

Je tiens à exprimer ma profonde gratitude à mon directeur de thèse Jean-Luc Pelouard. Son engagement, sa disponibilité et son enthousiasme ainsi que la confiance qu'il m'a témoignée au cours de ces années m'ont aidé à surmonter les difficultés qui se sont présentées lors de ce travail.

Ma reconnaissance va également à Philippe Bove de la société Picogiga International. Sa disponibilité pour transformer des nouvelles idées à l'intérieur de plusieurs structures épitaxiales a permis l'aboutissement de ce travail. J'espère que notre collaboration continuera et donnera naissance à des transistors terra Hertz...

Je remercie Monsieur Yves Guldner de l'ENS Paris d'avoir accepté de présider le Jury de cette thèse.

Je tiens également à remercier vivement les rapporteurs, Monsieur Antoine Marty du LAAS-CNRS de Toulouse et Monsieur Sylvain Delage de la société Thalès, pour l'intérêt qu'ils ont porté à mon travail. Leurs commentaires ont permis d'améliorer la qualité de ce manuscrit.

Je remercie particulièrement Fabrice Pardo pour les nombreuses et fructueuses discussions que nous avons eues.

Tout ce travail n'aurait pu être achevé sans le soutien de Christophe Dupuis. Je tiens à le remercier pour sa participation à la construction du procédé de fabrication des TBH

émetteur-up.

Toute ma gratitude va à Nathalie Bardou pour son aide dans l'étape de lithographie électronique aussi bien que pour tant d'autres choses.

Je remercie également Elchuri Rao, dont les clarifications (et les corrections anglaises) ont rendu possible la publication rapide de certains résultats.

Qu'il me soit permis ici de remercier l'ensemble des membres du groupe Physique des dispositifs pour votre accueil chaleureux et votre soutien sans faille pendant la thèse ; je vous souhaite une bonne continuation dans vos travaux et projets.

Parmi les membres de salle blanche et de caractérisation, je remercie particulièrement Christophe David pour la très grande qualité de ses observations en AFM. Elles ont facilité l'analyse des résultats. Ma gratitude va également à Laurent Couraud et Laetitia Leroy pour les nombreuses métallisations, et leurs efforts à poursuivre l'utilisation du tungstène. Merci également à Olivier Boulle et Eric Minoux (Thales R & T) pour leur aide lors du dépôt de tungstène.

Je remercie également Hacène Lahreche (Picogiga International) pour son aide au début des travaux.

Je tiens à remercier particulièrement Jean-Christophe Harmand qui m'a donné certaines de ses précieuses couches GaAs dopées avec lesquelles j'ai pu confirmer des résultats expérimentaux inattendus...

Ma reconnaissance va également à Gilbert Chanconie et Laurent Merzeau, pour leur aide lors de la mise en place à Marcoussis de la manip d'électroluminescence.

Je remercie également Nayla El Dahdah, Laurence Ferlazzo, Stéphane Collin et Yannick Dumeige pour leurs encouragements.

Mes derniers remerciements vont à ma mère, à Laurent et à Adrien.

# Avant-propos

L'idée même d'introduire une hétérojonction dans un transistor bipolaire date de 1948 ; on peut lire dans le brevet US Patent 2 569 347 déposé par W. Shockley :

*"Un dispositif tel que décrit en 1) avec une zone séparée fait d'un matériau semi-conducteur ayant une plus grande bande interdite que celle du matériau utilisé dans le reste du dispositif"*

Néanmoins, les technologies permettant de développer les transistors bipolaires à hétérojonction (TBH) ne devinrent accessibles qu'après l'expiration du brevet. En effet, il a fallu attendre les années 70 pour que se généralisent les technologies de croissance (EJM, MOCVD) offrant aux équipes de recherche les moyens d'explorer cette piste.

"L'ingénierie de bande interdite" est toutefois loin d'être terminée. Ainsi, l'utilisation du système InP/GaAsSb qui possède une hétérojonction de type II pour construire un transistor bipolaire à double hétérojonction (TBDH) a fait l'objet récemment de nombreux travaux de recherche. En effet, le système à double hétérojonction InP/InGaAs se révèle difficile à maîtriser à cause de la présence de l'hétérojonction de type I dans la jonction base-collecteur, qui bloque le transport des électrons en sortie de base.

C'est dans le contexte du développement de cette nouvelle filière de TBH pour des applications ultra-rapides que se situe le thème de cette thèse. Elle fait partie du programme RNRT MELBA [1] qui a pour but de démontrer la faisabilité d'une filière microélectronique pour les TBH InP ayant une base en GaAsSb pour construire des circuits électroniques fonctionnant à 40 Gbit/s.

Les travaux réalisés dans cette thèse se divisent en deux axes principaux. Tout d'abord, il s'agit de concevoir les procédés technologiques afin de réaliser des TBH ultra-rapides

[1] dont les partenaires sont PICOGIGA International, Opto+, LPN-CNRS, IXL-Bordeaux et le LPM-Lyon

avec une base en GaAsSb. Pour ce faire, il a été nécessaire d'étudier l'ensemble des solutions technologiques spécifiques à l'emploi de GaAsSb (gravure chimique sélective, contact ohmique sur la base). De plus, nous avons développé une technologie permettant de réaliser des TBH de petites dimensions pour des structures épitaxiées émetteur en haut.

Le deuxième axe des travaux de recherche a consisté à explorer la physique associée à l'hétérojonction de type II observée dans le système InP/GaAsSb. A partir de l'analyse des caractéristiques électriques de nos transistors, nous avons clarifié plusieurs propriétés du transport dans l'hétérojonction de type II, qui ont été rélativement peu étudiées. De plus nous avons mis en en oeuvre une méthode expérimentale pour caractériser l'offset de bande de conduction pour ce type d'hétérojonction.

Le mémoire est organisé de la manière suivante.

Afin d'illustrer le contexte des travaux réalisés dans cette thèse, nous débutons le chapitre I par une introduction historique qui présente les développements des TBDH pour les systèmes InP/GaAsSb. Ensuite, nous présentons une partie théorique commençant par les propriétés physiques et la caractéristique courant-tension d'un jonction de *pn* établie par Shockley. Nous verrons comment la théorie a été élargie dans le cas du transistor bipolaire à homojonction. C'est ce modèle de diffusion que nous utiliserons pour analyser les caractéristiques électriques des TBH InP/GaAsSb qui possèdent une hétérojonction de type II.

Nous débutons le chapitre II par la description historique du développement du matériau GaAsSb ainsi que la réalisation des premiers TBH InP/GaAsSb à l'Université Simon Fraser au Canada. Ceux-ci ont démontré la pertinence de cette filière pour les applications ultrarapides. Par la suite, nous présentons une analyse des propriétés spécifiques caractérisées sur des premiers TBH réalisés dans cette étude : l'analyse de la jonction émetteur-base, la mesure de l'offset de bande de conduction, l'analyse de l'injection et du transport électronique dans la base et enfin l'effet Kirk. A partir des résultats préliminaires issu des TBH de première génération, un ensemble de choix de conception a été établi pour les structures optimisées.

Le chapitre III regroupe les développements technologiques pour les TBH ultra rapides. Nous y détaillons les approches technologiques spécifiques aux TBH ayant une base en GaAsSb (gravure sélective et contact ohmique) ainsi que l'assemblage d'un procédé

technologique entièrement auto aligné pour réaliser des TBH émetteur en haut dédiés aux applications ultra-rapides.

Le chapitre IV montre les résultats des caractérisations statiques et dynamiques des TBH issus des optimisations des matériaux et réalisés en utilisant les procédés développés dans le chapitre III. Ces résultats ont permis de valider les approches technologiques utilisées et de quantifier leur potentiel pour la réalisation de TBH ultra-rapides. Ce chapitre est suivi par le chapitre V où les conclusions et les perspectives de l'ensemble de l'étude seront exposées.

# Table des matières

**Résumé** **ii**

**Abstract** **iii**

**Remerciements** **iv**

**Avant-propos** **vi**

**1 Introduction aux TBH** **1**

1.1 Evolution historique du transistor bipolaire . . . . . 1

1.1.1 Des tubes à vide triodes au transistor bipolaire . . . . . 1

1.1.2 La venue du silicium et du FET . . . . . 4

1.1.3 L'apport de l'hétérojonction . . . . . 6

1.1.4 Les TBH à double hétérojonction (TBDH) . . . . . 10

1.2 Propriétés physiques des semi-conducteurs étudiés . . . . . 13

1.2.1 Structure cristalline de matériaux étudiés . . . . . 13

1.2.2 Conduction électrique par électrons et par trous . . . . . 14

1.2.3 Quelques données de la littérature sur les semi-conducteurs étudiés. 17

1.3 La jonction *pn* . . . . . 21

1.3.1 La potentiel de diffusion et la zone charge d'espace . . . . . 21

1.3.2 La capacité de zone de charge d'espace . . . . . 25

1.3.3 Le caractéristique courant-tension . . . . . 25

1.4 Le transistor bipolaire . . . . . 30

1.4.1 Gain en courant . . . . . 34

1.5 Hétérojonction . . . . . 35
1.5.1 Facteur d'idéalité de l'hétérojonction abrupte . . . . . 38
1.5.2 Avantage de l'hétérojonction . . . . . 39
1.5.3 Caractéristique courant-tension dans l'hétérojonction de type II . . 39
1.6 Caractéristiques fréquentielles du TBH . . . . . 39
1.6.1 Fréquence de transition . . . . . 40
1.6.2 Fréquence maximale d'oscillation . . . . . 40
1.6.3 Temps de charge du système RC du collecteur . . . . . 41
1.6.4 Temps de transit dans la base . . . . . 42
1.6.5 Temps de transit dans la zone de transition base-collecteur . . . . . 43

**Bibliographie** **44**

**2 Physique des TBH dont la base est en GaAsSb** **50**
2.1 Les premières couches de GaAsSb . . . . . 50
2.1.1 Récapitulatif des propriétés . . . . . 54
2.2 GaAsSb pour les TBH . . . . . 54
2.3 TBH avec une base en GaAsSb sur substrat InP . . . . . 56
2.4 TBH InP/GaAsSb développé au LPN . . . . . 65
2.4.1 Epitaxie de structure TBH InP/GaAsSb . . . . . 65
2.4.2 Caractérisation électrique des TBH de première génération . . . . . 72
2.4.3 Détermination du décalage de bande de conduction par électroluminescence pour l'hétérojonction de type II . . . . . 80
2.4.4 Analyse des théories de transport dans le TBH avec une base en GaAsSb. . . . . 89
2.4.5 Améliorations structurales pour les TBH de deuxième génération . 107

**Bibliographie** **109**

**3 Vers les TBH ultra-rapides** **116**
3.1 Gravure chimique sélective entre InGaAlAs/GaAsSb . . . . . 120
3.1.1 Procédé expérimental . . . . . 121

3.1.2 Résultats et discussion . . . . . 122
3.2 Contact ohmique sur GaAsSb $p^+$, méthode FCTLM . . . . . 128
3.2.1 Méthode FCTLM . . . . . 132
3.2.2 Réalisation du dispositif . . . . . 136
3.2.3 Résultats de mesure des contacts ohmiques sur GaAsSb $p^+$ . . . . . 137
3.2.4 Conclusions sur la mesure de contact ohmique . . . . . 143
3.3 Procédé de fabrication pour TBH de petites dimensions. . . . . 143
3.3.1 Procédé *C-up* auto-aligné . . . . . 144
3.3.2 Adaptation du procédé *C-up* pour une structure *E-up* . . . . . 145
3.3.3 Technologie émetteur-up entièrement auto-alignée . . . . . 154
3.3.4 Les difficultés rencontrées dans le procédé *E-up* auto-aligné . . . . 158
3.4 Comparaison avec les autres technologies de TBH ultra rapides . . . . . 165
3.4.1 Technologie auto-alignée vs. double mesa . . . . . 165
3.4.2 Technologies permettant d'accroître la fréquence $f_{MAX}$ . . . . . 168
3.4.3 Auto-alignement entre les contacts d'émetteur et de base . . . . . 171

**Bibliographie** **178**

**4 Caractérisations électriques de TBH de petites dimensions** **183**
4.1 Dimensions des transistors H7466.3 . . . . . 184
4.1.1 Dimensions de la jonction émetteur-base . . . . . 185
4.1.2 Variations des dimensions de la jonction émetteur-base . . . . . 188
4.1.3 Méthode pour la mesure des dimensions de chaque transistor . . . . 189
4.1.4 Distance entre le contact de base et la zone active . . . . . 190
4.1.5 Sous-gravure InP du doigt collecteur . . . . . 191
4.2 Caractéristiques statiques des TBH de petites dimensions . . . . . 192
4.2.1 Caractéristiques moyennes . . . . . 193
4.2.2 Gain moyen en courant . . . . . 194
4.2.3 Composantes du courant de base . . . . . 194
4.2.4 Composantes du courant de collecteur . . . . . 195
4.2.5 Densités de courant de périphérie . . . . . 197

4.2.6 Densités de courant de surface . . . . . 197
4.2.7 Gain en courant . . . . . 199
4.2.8 Conclusions . . . . . 199
4.3 Comportement dynamique . . . . . 200
4.3.1 Effet de la polarisation base-collecteur sur les fréquences $f_T$ et $f_{MAX}$ 201
4.3.2 Mécanisme de l'effet Kirk dans l'hétérojonction de type II . . . . . 204
4.3.3 Analyse du temps de charges $R_bC_{bc}$ . . . . . 206
4.4 Modélisation des fréquences $f_T$ et $f_{MAX}$ en fonction de la géométrie . . . . 211
4.4.1 Résistance dynamique d'émetteur $r_e$ . . . . . 212
4.4.2 Résistance d'émetteur . . . . . 212
4.4.3 Résistance de base . . . . . 214
4.4.4 Résistance de collecteur . . . . . 216
4.4.5 Capacité base-collecteur . . . . . 217
4.4.6 Capacité émetteur-base . . . . . 217
4.4.7 Conceptions des TBH rapides . . . . . 218
4.4.8 La fréquence de coupure $f_T$ et la fréquence maximale d'oscillation $f_{MAX}$ . . . . . 219
4.5 Conclusions . . . . . 221

**Bibliographie** **223**

**5 Conclusions et perspectives** **224**

# Chapitre 1

# Introduction aux TBH

Dans cette section, une introduction historique et théorique aux transistors bipolaires à l'hétérojonction est présentée. La section est organisée de la manière suivante. D'abord, l'évolution du transistor bipolaire entre son invention et ses formes récentes employant une ou deux hétérojonctions est montrée. Cette évolution historique a été prévue pour illustrer le contexte de ce travail. Puis une partie théorique commençant par les propriétés physiques et la caractéristique courant-tension d'une jonction *pn*, établie par Shockley. Nous verrons comment la théorie a été élargie dans le cas du transistor bipolaire à homojonction. La théorie n'étant pas établie pour l'hétérojonction de type II, c'est ce modèle de transport dû à la diffusion que nous avons utilisé pour caractériser le cas de l'hétérojonction de type II du système InP/GaAsSb étudié dans ce travail. Enfin nous considérons les TBH sous fonctionnement dynamique.

## 1.1 Evolution historique du transistor bipolaire

### 1.1.1 Des tubes à vide triodes au transistor bipolaire

Quand nous considérons le concept du transistor bipolaire, on note sa proximité avec celui des tubes à vide triodes. Les triodes, inventées en 1906 par Lee De Forest étaient le composant clef des systèmes électroniques jusqu'en 1960. Elles furent utilisées comme amplificateur de signaux dans des appareils tels que les radios ou les premiers ordinateurs.

Le terme triode vient du fait que le dispositif a trois éléments actifs : l'anode, la cathode et la grille (Fig. 1.1). Physiquement, c'est un tube de verre qui contient un filament chauffant, une plaque émettant les électrons par chauffage (la cathode), une plaque collectant les électrons accélérés (l'anode) et une grille en métal dans l'intervalle.

Pour comprendre le fonctionnement d'une triode, considérons le cas où il n'y a aucune grille entre la cathode et l'anode. On observe qu'il y a un écoulement de courant quand une tension positive est appliquée à l'anode par rapport à la cathode. Une petite variation de la tension cause une grande variation du courant ($I \propto V^{\frac{3}{2}}$). Remarquons que quand une tension négative est appliquée, il n'y a aucun écoulement de courant : c'est l'effet redresseur de la diode.

Maintenant considérons le cas où on ajoute une grille entre la cathode et l'anode, et observons de quelle manière ce troisième élément change le dispositif. Du fait que la grille est très mince et très ajourée, quand une tension positive est appliquée à la grille par rapport à la cathode, la plupart des électrons injectés de la cathode traverseront la grille et seront accélérés en direction de l'anode sans être collectés par la grille. Seulement une petite partie des électrons sera collectée dans la grille et crée le courant de grille. Ainsi le dispositif devient un amplificateur de courant : au prix d'un petit courant de grille, un courant beaucoup plus important est récupéré dans l'anode. Par ailleurs, l'anode peut être portée à une tension positive élevée. Cette tension produit un champ électrique qui accélère les électrons une fois qu'ils ont traversé la grille. Si une résistance est insérée dans le circuit d'anode, le dispositif peut maintenant fonctionner également comme amplificateur de tension.

Les triodes étaient néanmoins encombrantes, fragiles, et consommaient beaucoup de puissance. C'est pourquoi l'un des principaux thèmes de recherche de l'équipe dirigée par Shockley aux Bell Labs en 1945 a été de réaliser une version à semi-conducteur des tubes à vide triodes. Le premier amplificateur à semi-conducteur a été "le transistor à pointes", réalisé en 1947 par Brattain et Bardeen [Bar48]. Ce dispositif était cependant loin du dispositif idéal, il était fragile et sa performance dépendait de l'état de surface de germanium. En 1948, Shockley développa le premier modèle théorique du transistor bipolaire, qui sert encore aujourd'hui de base à la compréhension de ce composant [Sho49].

Le fonctionnement du transistor bipolaire est basé sur la diode émetteur-base qui est une jonction *pn*. La jonction *pn*, réalisée par la mise en contact d'un semi-conducteur

FIG. 1.1: Les premièrs transistors (a) tube à vide (b) transistor bipolaire de Shockley.

dopé $p$ avec le même semi-conducteur dopé $n$, est la version à semi-conducteur de la diode cathode-grille dans les tubes à vide triodes. Macroscopiquement elle fonctionne de la même façon ; quand une tension positive est appliquée du côté $p$ de la jonction, on observe un écoulement de courant. Microscopiquement, cependant, il y a une différence essentielle entre la conduction électrique dans un semi-conducteur et celle dans une triode. Dans le semi-conducteur il y a deux types de porteurs[1] qui participent à la conduction, l'électron et le trou. Quand une tension positive est appliquée à une jonction $pn$, le courant qui en résulte est la somme du courant trous dont le sens d'écoulement est $p \rightarrow n$ et du courant d'électrons dont le sens d'écoulement est $n \rightarrow p$ .

Le principe d'un transistor bipolaire est de favoriser le transport d'un seul type de porteur, les trous (dans les transistors $pnp$) ou les électrons (dans les transistors $npn$). Le transistor $npn$ signifie que l'émetteur est dopé $n$, la base est dopée $p$ et le collecteur est dopé $n$. C'est le type de transistor que nous allons expliquer en détail par la suite, bien que historiquement les premiers transistors furent du type $pnp$. Le principe de fonctionnement

[1]Dans les semi-conducteurs III-V il y a même 3 types de porteurs, car les trous ont deux types de masses (les trous lourds et les trous légers)

d'un transistor *pnp* est néanmoins identique à celui de type *npn*.

Pour favoriser le transport des électrons dans le transistor homojonction *npn*, l'émetteur est beaucoup plus dopé que la base. De cette façon, l'écoulement des électrons de l'émetteur vers la base est beaucoup plus grand que l'écoulement de trous de la base vers l'émetteur. Comme la grille dans un tube à vide triode, la base dans un transistor bipolaire est très fine de sorte que la majeure partie des électrons puisse traverser la base sans y être ni collecté par le contact ni recombiné avec les trous. A l'autre extrémité de la base, le semi-conducteur dopé inversement de la base (*n* pour le transistor *npn*) est ajouté : le collecteur. Sans polarisation externe, la jonction est déjà le siège d'un champ électrique élevé qui accélère les électrons sortant de la base vers le collecteur. Ce champ électrique peut être renforcé en appliquant une tension positive sur le collecteur. Cette polarisation agit également comme barrière de potentiel pour les électrons dans le collecteur par rapport à la base. Ainsi nous avons un dispositif analogue aux tubes à vide triodes, dans lequel une petite variation de la tension appliquée à la jonction émetteur base cause une grande variation du courant dans le collecteur, mais ici la loi est exponentielle ($I \propto \exp(V)$).

Dans ce schéma simplifié du transistor bipolaire nous n'avons pas insisté sur le courant de base. Le courant de base est en fait la somme du courant de trous injectés de la base vers l'émetteur et du courant d'électrons qui se recombinent avec les trous dans le volume de la base. Ces deux courants sont grosso-modo proportionnels au courant d'émetteur ce qui permet d'introduire le paramètre de gain en courant statique :

$$\beta = \frac{I_c}{I_b} \tag{1.1}$$

Le premier transistor bipolaire fut réalisé en germanium en 1950 (Fig. 1.1b). Brattain, Bardeen et Shockley ont partagé le prix Nobel en 1957 pour leur découverte.

### 1.1.2 La venue du silicium et du FET

Les transistors bipolaires en germanium souffrent de disfonctionnements à température élevée. C'est à Gordon Teal que nous devons le remplacement du germanium par le silicium dans le transistor bipolaire, grâce à ses travaux sur la croissance de cristaux de silicium [Tea52]. A la fin des années 50, les transistors bipolaires étaient manufacturés en utilisant

le silicium en raison de sa plus large bande interdite qui facilite son fonctionnement à température élevée, qui résulte du moindre courant de saturation sous polarisation inverse. De plus, l'oxyde de silicium ($SiO_2$), à l'opposé de l'oxyde de germanium, n'est pas soluble dans l'eau et est plus stable thermiquement.

Une évolution importante du transistor bipolaire fut le développement du procédé de fabrication planaire en utilisant la lithographie optique. Le procédé de fabrication original du transistor bipolaire était basé sur le procédé mesa, dans lequel l'émetteur et la base étaient formés par la gravure chimique des deux premières couches dopées. En 1959, le physicien Jean Hoerni en Suisse a inventé le procédé de fabrication planaire. Dans ce procédé de fabrication, sur la surface de silicium dopé *n* ou *p* on diffuse des impuretés pour créer la base du transistor seulement aux endroits sélectionnés par la lithographie. L'émetteur du transistor est construit de la même manière. La connexion du transistor est alors réalisée à travers la couche d'isolation en dioxyde de silicium ($SiO_2$). Un peu plus tard, Robert Noyce a proposé de réaliser plusieurs transistors par la méthode planaire et de les interconnecter avec des ouvertures dans $SiO_2$. Son idée a rejoint celle de Jack Kilby à Texas Instruments en 1958 : réaliser un circuit électronique où transistors, résistances et condensateurs sont tous réalisés sur une seule plaquette[2]. Les procédés planaires développés par Hoerni et Noyce ont mené directement aux circuits intégrés modernes. L'autre révolution incontournable du monde du semi-conducteur fut l'arrivée en 1962 d'une nouvelle famille de dispositifs appelée les transistors à effet de champ Metal Oxyde Semi-conducteur (MOSFET) inventée par Steven Hofstein et Fredric Heiman au laboratoire RCA à Princeton, New Jersey.

Bien que ces transistors aient été plus lents que les transistors bipolaires, ils étaient meilleur marché, plus petits et consommaient moins de puissance. En effet par rapport au transistor bipolaire, où le courant de base est nécessaire pour son fonctionnement, une fois que la grille d'un MOSFET est chargée, aucun courant n'est plus nécessaire pour maintenir le transistor en fonctionnement. La puissance consommée et la chaleur dissipée des circuits intégrés utilisant des MOSFETS sont moins importantes que celles des transistors bipolaires. Cet avantage du MOSFET en fait le composant de choix dans les circuits intégrés utilisant de nombreux transistors. De nos jours, les circuits intégrés contiennent

[2]Jack Kilby a partagé le prix Nobel de physique en 2000 avec Kroemer et Alferov pour son invention du circuit intégré

couramment des dizaines de millions de MOSFET.

### 1.1.3 L'apport de l'hétérojonction

Le transistor bipolaire possède une limitation intrinsèque dans son mode de fonctionnement. D'un côté un dopage de base $N_A$ élevé est nécessaire pour la rapidité du transistor car la fréquence maximale d'oscillation $f_{MAX}$ du transistor est inversement proportionnelle à la résistance de base $R_b$ (d'autant plus faible que $N_A$ est élevé), de l'autre le dopage de base doit être plus faible que celui de l'émetteur pour accroître l'efficacité d'injection.

Afin de découpler les deux caractéristiques, il a été proposé d'utiliser l'hétérojonction : l'utilisation, pour l'émetteur, d'un matériau possédant une plus grande bande interdite relativement à la base a été imaginée par Shockley dès le premier transistor bipolaire. La théorie du transport à travers l'hétérojonction a été développée par la suite par Anderson [And62] et Kroemer [Kro57]. Kroemer a démontré l'intérêt d'utiliser un matériau ayant une plus large bande interdite pour émetteur. Comme il y a une barrière de potentiel associée à la différence de bande interdite ($\Delta E_g$), celle-ci devrait permettre de minimiser le courant de trous de la base vers l'émetteur dans le transistor et ainsi d'augmenter l'efficacité d'injection dans la jonction émetteur base. En effet la densité de courant de trous varie exponentiellement avec la barrière de potentiel. L'efficacité d'injection pour le transistor *npn*, défini comme le rapport entre le courant de trous de la base vers l'émetteur ($J_p$) et le courant d'électrons de l'émetteur vers la base ($J_n$) est donc réduit dans le cas d'une hétérojonction [Kro57] :

$$(J_p/J_n)_{hetero} = (J_p/J_n)_{homo} \exp(-\Delta E_g/kT) \tag{1.2}$$

Pour $\Delta E_g \sim 8kT$, et en supposant que les masses des porteurs soient identiques, le déficit d'injection est réduit par un facteur 3000. Avec une hétérojonction, une efficacité d'injection, (définie comme $\gamma = \frac{J_n}{J_n+J_p}$) proche de 100 % peut être rapidement obtenue, et ceci quelque soit le niveau de dopage dans la base. Kroemer a également introduit les concepts de quasi-champ électrique dans l'hétérojonction graduelle[Kro82]. Kroemer a obtenu le prix Nobel en 2000 pour l'ensemble de ses travaux sur les hétérostructures semiconduc-

trices.

Néanmoins, ce n'est qu'avec l'essor des technologies de fabrication des hétérostructures par les techniques d'épitaxie (épitaxie en phase liquide (LPE), épitaxie par jet moléculaire (MBE) ou épitaxie en phase vapeur aux organométalliques (MOVPE)) que les TBH purent être réalisés. Parmi les premiers transistors bipolaires à hétérojonction (TBH) étudiés, des systèmes GaAs/Ge, ZnSe/GaAs, ZnSe/Ge et AlGaAs/GaAs, c'est le système AlGaAs/GaAs qui a été le plus prometteur. Ceci est dû à l'accord de maille entre AlGaAs et GaAs qui a permis de réaliser une interface sans défaut cristallin. En 1974, des TBH AlGaAs/GaAs réalisés par LPE ayant des gains en courant supérieurs à 350 ont été obtenus pour une épaisseur de base inférieure à 1$\mu$m [Kon75]. Deux ans plus tard, un phototransistor AlGaAs/GaAs avec un gain en courant supérieur à 1600 a été reporté [Kon77] . Ces résultats ont suscité de nombreux travaux sur le système AlGaAs/GaAs [Kro82][Kro83].

Ce premier système a démontré la pertinence des prédictions de Shockley et de Kroemer. La présence d'une discontinuité dans la bande de valence dans l'hétérojonction AlGaAs/GaAs réalisé par LPE a en effet amélioré considérablement l'efficacité d'injection du transistor et a permis d'augmenter fortement le dopage de la base. Ceci a permis d'améliorer la rapidité de transistor.

Toutefois la compréhension du transport électronique dans le TBH AlGaAs/GaAs possédant une hétérojonction de type I (c'est à dire que la base est en même temps un puits de potentiel pour les électrons et pour les trous (Fig. 1.2) ne faisait que commencer. Les premiers TBH AlGaAs/GaAs réalisés par MBE ont montré que dans une hétérojonction AlGaAs/GaAs abrupte le déficit d'injection est beaucoup plus faible que celui prédit dans l'équation 1.2. Kroemer explique ceci avec le diagramme de bande de la jonction émetteur base AlGaAs/GaAs montré dans Fig. 1.2b [Kro82]. L'alignement de bandes entre deux hétérostructures doit respecter l'affinité électronique de chaque matériau faisant des décalages de bandes à l'hétérojonction, correspondant à l'offset de bande de conduction ($\Delta E_c$) et celle de bande de valence ($\Delta E_v$). L'égalité des niveaux de Fermi des deux côtés de l'hétérojonction impose une courbure des bandes de conduction et de valence. Une zone de charge d'espace apparaît de part et d'autre de l'hétérojonction créant ainsi un champ électrique. Ce champ vient s'opposer à la diffusion des porteurs entre les deux matériaux. On observe alors un puit de potentiel (notch) de coté base et une barrière de potentiel (spike)

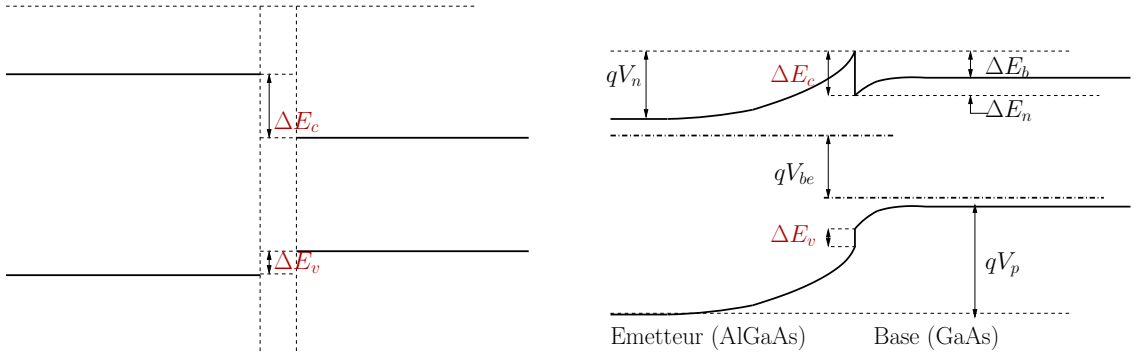



FIG. 1.2: (a) Alignement de bande de l'hétérojonction de type I. (b) Diagramme de bande de la jonction émetteur base de TBH AlGaAs/GaAs [Kro82]

de côté émetteur. Comme le dopage de l'émetteur est moins important que celui de la base, la chute de potentiel coté émetteur ($\Delta E_b$) est plus importante que celle côté base ($\Delta E_n$). La barrière de potentiel ($\Delta E_b \sim \Delta E_c$) s'ajoute donc dans l'efficacité d'injection (équation 1.2) ce qui donne ainsi :

$$(J_p/J_n)_{hetero} = (J_p/J_n)_{homo} \exp\left(-\Delta E_g + \Delta E_b\right)/kT \sim (J_p/J_n)_{homo} \exp(-\Delta E_v/kT) \quad (1.3)$$

Le déficit d'injection dans l'hétérojonction abrupte s'avère proportionnel seulement à $\exp(-\Delta E_v/kT)$.

Mais Kroemer a également montré l'intérêt de la présence de spike dans le système AlGaAs/GaAs abrupt. En effet le spike peut être utilisé pour injecter dans la base les électrons avec un excès d'énergie cinétique (des "électrons chauds"). Ceci doit permettre un transport électronique très rapide dans la base [Kro82]. Cet idée est reprise par la suite par Ankri [Ank82] qui a également montré que la hauteur de spike ne doit pas dépasser la différence d'énergie intervallée $\Gamma - L$ pour éviter que les électrons ne transfèrent de la vallée $\Gamma$ vers la vallée $L$ et y perdent ainsi leur vitesse à cause d'une masse d'électrons plus importante. Cette étude montre la limite intrinsèque du système abrupt $Al_xGa_{1-x}As$/GaAs car pour maintenir la hauteur de spike en dessous de 0.3 eV (la distance intervallée $\Gamma - L$), l'offset de la bande de valence qui en résulte est assez faible ($x_{Al} = 0.28, \Delta E_v = 0.053$ eV).

Afin de surmonter cette limitation, il a été proposé d'utiliser un émetteur avec une concentration graduelle d'Aluminium [Kro83] [Gri84], ainsi que d'utiliser GaInP pour l'émetteur car l'offset de bande de valence entre GaInP/GaAs est plus important que celui de AlGaAs/GaAs [Kro83]. Ces solutions ont été entreprises dans différents laboratoires et utilisées dans les TBH GaAs jusqu'à aujourd'hui.

De nombreux travaux ont également été entrepris pour réaliser les TBH en utilisant d'autres systèmes de matériaux. En particulier, l'identification de la longueur d'onde 1.2-1.3 $\mu$m minimisant la dispersion [Pay75] et la perte en transmission [Hor76a] [Hor76b] de signal dans les fibres optiques à base de silice ont accéléré les études de systèmes sur substrat InP. En effet il a été démontré que les alliages $In_{1-x}Ga_xAs_yP_{1-y}$ en accord de maille avec InP permettent d'obtenir un matériau dont la bande interdite varie entre 1.2-1.3 $\mu$m [Pea77]. Ceci a suscité des travaux sur les phototransistors dans le système InP/InGaAsP épitaxié par LPE qui montre un gain en courant supérieur à 2000 [Tob80][Fri81] et de phototransistors InP/InGaAs [Cam80].

La difficulté d'épitaxier directement InP sur la couche de InGaAs par LPE et par MBE à source solide a longtemps freiné le développement de TBH InP/InGaAs. Il a fallu attendre le développement de l'épitaxie par jets moléculaires à source gazeuse (GS-MBE) pour voir les premières structures TBH InP avec une base en $In_{0.53}Ga_{0.47}As$ réalisées par Nottenburg en 1986 [Not86]. En 1988 Hayes rapporte également la croissance de structures TBH InP/InGaAs par MOCVD avec un gain en courant supérieur à 5000 [Hay87]. Rapidement le système InP/InGaAs montre sa supériorité face aux TBH AlGaAs/GaAs. En 1989, Nottenburg a rapporté la réalisation de TBH InP/InGaAs de petites dimensions (surface émetteur $3.2 \times 3.2$ $\mu m^2$) ayant une fréquence de coupure $f_T$ de 110 GHz. Cette performance a surpassé la meilleure performance de TBH AlGaAs/GaAs de l'époque ($f_T$ 105 GHz) [Not89]. La même année, cette équipe a rapporté le premier TBH ayant un temps transit "sous la pico seconde" ($f_T = 165$ GHz ce qui correspond au temps transit émetteur collecteur $\tau_{ec} = 0.97$ ps)[YKC89]. Cette performance exceptionnelle est attribuée d'un part à la plus grande vitesse d'électrons chauds dans InGaAs que dans GaAs due à la distance intervallées plus importante entre $\Gamma - L$ et $\Gamma - X$, et d'autre part à la moindre vitesse de recombinaison de surface sur InGaAs [Not88][Not89].

Les systèmes InP/InGaAs et InAlAs/InGaAs sont ainsi devenus les systèmes privilégiés

pour la réalisation de transistors rapides. Leur performance s'améliore avec une meilleure maîtrise de la technique d'épitaxie qui permet de réaliser des hétérojunctions abruptes à l'échelle nanométrique. Il devient ainsi possible de réduire considérablement les épaisseurs de la base et du collecteur de transistor. Cette réduction des épaisseurs se répercute directement sur le temps de transit des électrons, car la distance parcourue par les électrons de l'émetteur au collecteur est ainsi réduite. La maîtrise des techniques d'épitaxie a également permis d'introduire un quasi champ électrique par une gradualité de concentration et/ou de dopage, qui permet d'accélérer les électrons dans la base. D'autre part la technologie de fabrication de transistor de petites dimensions s'est aussi améliorée. L'emploi des techniques de lithographie électronique a permis de réduire la dimension du doigt d'émetteur jusqu'à 0.2 $\mu$m. Les travaux récents de Feng [Fen05] ont démontré qu'une fréquence de coupure $f_T$ 600 GHz pour un TBH InP/InGaAs ayant une épaisseur de base de 20 nm et de collecteur de 62.5 nm. Ces performances font du TBH InP/InGaAs le plus rapide des transistors bipolaires jamais réalisés.

### 1.1.4 Les TBH à double hétérojonction (TBDH)

La diversification des applications des circuits électroniques a créé également différentes spécifications pour le transistor bipolaire. Ainsi pour certains circuits numériques, la jonction base collecteur peut être au cours du fonctionnement polarisée en direct [Kro82]. Cette polarisation baisse la barrière de potentiel pour les trous et cause une injection de courant trous vers le collecteur. Comme dans la jonction émetteur-base, la solution d'utiliser un matériau à plus grande bande interdite que la base pour le collecteur pour supprimer les injections de courant trous doit être employée. Cette solution en effet permet de réduire l'injection de courant de trous tout en maintenant un niveau de dopage élevé dans la base.

Un autre exemple est le TBH utilisé pour les applications de fortes puissances. Elles nécessitent également un collecteur à grande bande interdite afin de pouvoir appliquer une grande tension de polarisation inverse.

Ces différents besoins font appel à l'utilisation d'une deuxième hétérojonction dans la jonction base-collecteur. Cette solution a été proposée par Kroemer dès 1982 [Kro82]. Elle permet d'optimiser séparément la base et le collecteur du transistor car, à l'exception

d'un même besoin d'une grande vitesse de dérive et d'une grand mobilité d'électrons, les propriétés recherchées pour les semi-conducteurs utilisés sont différentes.

Dans les transistors sur substrat InP avec une base en InGaAs, il n'est pas possible d'utiliser une hétérojonction abrupte dans la jonction base-collecteur ayant pour collecteur le même matériau que l'émetteur. En effet le spike utilisé dans la jonction émetteur base pour lancer des électrons chauds empêche la collection des électrons en sortie de la base. Les études expérimentales confirment le phénomène de blocage du courant de collecteur à faible polarisation base-collecteur. Pour contourner l'effet de la barrière de potentiel, plusieurs solutions ont été proposées. On note l'utilisation de collecteur composite [Rit92], l'utilisation des espaceurs en InGaAs avec dopage contrôlé[Kur93] et/ou l'utilisation de matériaux de transition ayant une bande interdite graduelle tels que l'InGaAsP [Ohk91] [Kur94] ou l'InGaAlAs [Yam94]. La solution de matériaux de transition en InGaAsP s'est révelée être la meilleure (les performances récentes rapportées pour TBDH InP/InGaAs/InP est $f_T, f_{MAX} > 300$ GHz [Ida02]) même si elle induit une condition d'épitaxie particulièrement difficile. Néanmoins l'étude théorique de Tiwari a montré que malgré l'utilisation d'une bande interdite graduelle, il existe toujours une barrière de potentiel pour les électrons à haute densité de courant [Tiw88a].

En 1998 l'équipe du Professeur Bolognesi de l'Université Simon Fraser au Canada a proposé une approche alternative consistant à utiliser une base en GaAsSb [Mat98]. L'intérêt principal de cette structure est que l'alignement de bande de l'hétérojonction InP/GaAsSb$_{0.49}$ (en accord de maille avec InP) est de type II. L'offset de bande de conduction de l'hétérojonction InP/GaAsSb est estimé entre -0.11 à -0.18 eV [Hu98][Pet99]. Dans le type hétérojonction de II (représentée sur la figure 1.3) alors que le matériau à petite bande interdite est comme pour l'hétérojonction de type I, un puit de potentiel pour les trous, il est une barrière de potentiel pour les électrons. Cet alignement de bande convient parfaitement à une jonction base-collecteur car les électrons sortant de la base gagneront une énergie supplémentaire correspondant à l'offset de la bande de conduction ($\Delta E_c$) entre InP/GaAsSb. Par ailleurs le grand offset de bande de valence supprimera toute injection de trous de la base vers le collecteur. En utilisant la base en GaAsSb, il est donc possible d'utiliser le collecteur en InP tout en assurant une collection complète des électrons en sortie de base.

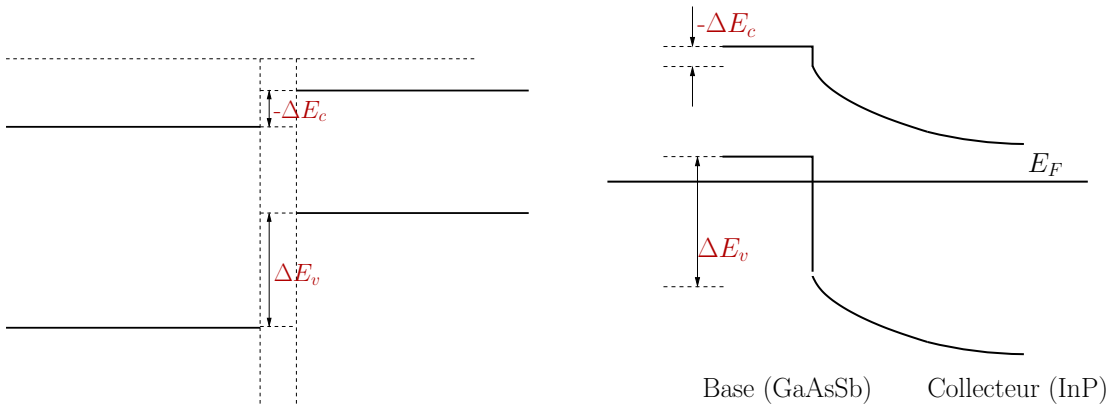



FIG. 1.3: (a) Alignement de bande de l'hétérojonction de type II. (b) Diagramme de bande de la jonction base collecteur InP/GaAsSb

L'autre intérêt de la base en GaAsSb est la possibilité d'utiliser le carbone comme dopant de la base. La découverte que le carbone ne diffuse pas a considérablement amélioré la fiabilité des TBH GaAs [Keu88] [Ren91]. Ceci a entraîné de nombreuses recherches pour remplacer par le carbone les dopants de type p dans la base des TBH à la place des éléments de la colonne II (béryllium), ou des éléments de transition (zinc, magnesium) qui tous, présentent des coefficients de diffusion élevés. Il s'avère que le carbone est un dopant efficace dans le GaAsSb et montre très peu d'effet de passivation par l'hydrogène [Der96] [Bha96] [Wat00]. La propriété non diffusive du carbone permet un très fort niveau de dopage dans la base [Wat00]. Cette possibilité d'augmenter le dopage dans la base permet également de réduire l'épaisseur de la base tout en maintenant une résistance de base peu élevée. Ainsi, il a été mesuré sur les premiers dispositifs submicroniques utilisant ce système des fréquences de coupure à l'état de l'art en 2000 avec $f_T = 270$ GHz et $f_{max} > 300$GHz [Dvo00b]. Ces performances exceptionnelles font des TBH InP/GaAsSb un candidat pour l'accès au domaine THz.

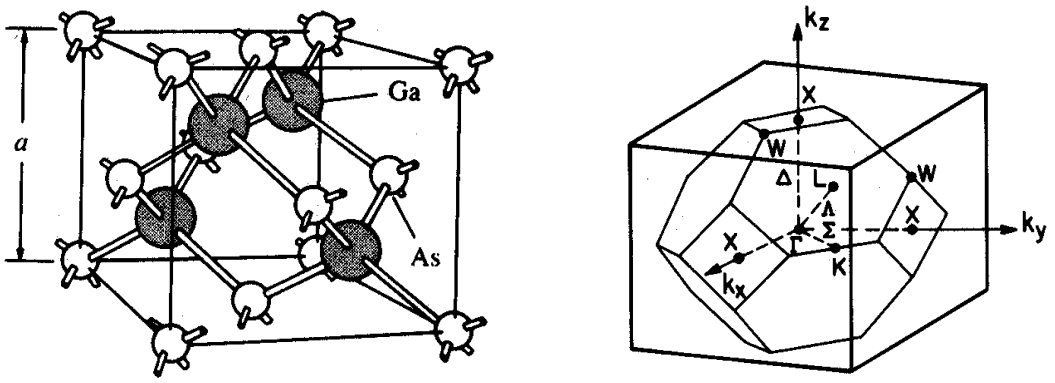



FIG. 1.4: (a) La structure cristalline de la blende de zinc pour le cas du GaAs. Chaque atome occupe le centre d'un tétraèdre formé par les 4 plus proches voisins. (b) La première zone de Brillouin du réseau réciproque [Sze81].

## 1.2 Propriétés physiques des semi-conducteurs étudiés

### 1.2.1 Structure cristalline de matériaux étudiés

Comme la majorité des III-V, l'InP se cristallise dans la structure de la blende de zinc. La structure de la blende de zinc peut être considérée comme l'interpénétration de deux réseaux cubique faces centrées (c.f.c) décalés l'un par rapport à l'autre du quart de diagonale principale. Cette structure est identique à la structure diamant que possèdent les semi-conducteurs élémentaires (Si,Ge), sauf que l'un de sous réseaux de c.f.c est occupé d'un atome de colonne III et l'autre sous réseaux de colonne V. Ceci est illustré (pour le cas du GaAs) dans la figure 1.4a.

La première zone de Brillouin du réseau réciproque correspondant est un octaèdre tronqué (fig 1.4b) dont les points de haute symétrie appelés à jouer un rôle important, sont notés $\Gamma$ (centre de zone), $X$ bord de zone dans les directions (1,0,0) et équivalentes, et $L$ bords de zone dans les directions (1,1,1) et équivalentes. Dans ces structures cristallines, chaque atome occupe le centre d'un tétraèdre formé par les 4 plus proches voisins. Les cations et les anions possèdent respectivement 3 et 5 électrons dans leur couche électronique externe. L'hybridation des orbitales $s$ et $p$ externes de chaque atome avec ses quatre plus proches

voisins va former des liaisons tétraédriques.

### 1.2.2 Conduction électrique par électrons et par trous

Une des propriétés spécifiques aux semi-conducteurs est que la conduction électrique dans les matériaux est faite en même temps par les électrons et les trous. Ce fait est étroitement lié à la structure électronique des électrons extérieurs, et s'explique en considérant la structure de bandes du semi-conducteur.

La structure de bandes décrit les états des énergies permises pour chaque électron de valence dans le cristal en fonction du vecteur d'onde. Ces états des énergies permises sont séparés par une bande d'énergie. Tous les états d'énergie en dessous de la bande interdite forment la bande de valence et sont presque tous remplis d'électrons. Tous les états d'énergie au dessus de la bande interdite forment la bande de conduction qui est presque vide d'électrons. La figure 1.5 illustre la structure de bande de l'InP. L'origine de l'énergie (axe y) est prise égale à 0 aux sommets des premières bandes de valence au point $\Gamma$. La bande de valence se compose de quatre bandes différentes dont 3 de symétrie *p* et 1 de symétrie *s*. Les deux premières qui se rejoignent au point $\Gamma$ (noté $\Gamma_8$), sont la bande de trous lourds (BV hh) et la bande de trous légers (BV lh). La troisième bande (noté $\Gamma_7$) située à une énergie plus basse est la bande de spin orbite. La dernière bande (noté $\Gamma_6$) ne participe pas à la conduction. La bande de conduction se compose également de quatre bandes différentes, mais on ne considère habituellement que la bande de symétrie *s* (noté $\Gamma_6$) qui est la plus proche de la bande de valence.

En effet, dans un semi-conducteur parfait, et quand la température approche le zéro absolu, tous les états dans les bandes de valence sont complètement occupés et tous les états dans les bandes de conduction sont complètement vides. Dans ce cas il n'y a pas de conduction électrique quand un champ électrique est appliqué car il n'y a pas de mouvement possible pour les électrons. La conduction se produit s'il y a des électrons qui occupent des états permis dans la bande de conduction (dus aux défauts cristallins, grâce à absorption d'un photon etc.). En plus d'occuper des états permis dans la bande de conduction, ces électrons créent en même temps des états vacants dans la bande de valence. Ces états vacants dans une bande presque pleine, permettent aux électrons dans la bande de valence de

bouger lorsqu'on applique un champ électrique. C'est le deuxième type de porteurs trouvé dans le semi-conducteur, appelé les trous.

Les électrons dans la structure de bande sont caractérisés par leur masse effective, qui est définie par l'inverse de la courbure de la rélation de dispersion $E(k)$.

$$m_e^* = \frac{\hbar^2}{\partial^2 E/\partial K^2} \tag{1.4}$$

La masse effective est d'autant plus importante que la courbure de bande est grande (d'où la dénomination de trous lourds et de trous légers). On trouve également que la courbure et les masses effectives d'électrons aux sommets de la bande de valence sont négatives. Ces quantités sont associées aux trous. Comme la masse est toujours prise comme une quantité positive, on caractérise les trous comme s'il était porteur d'une charge $+e$.

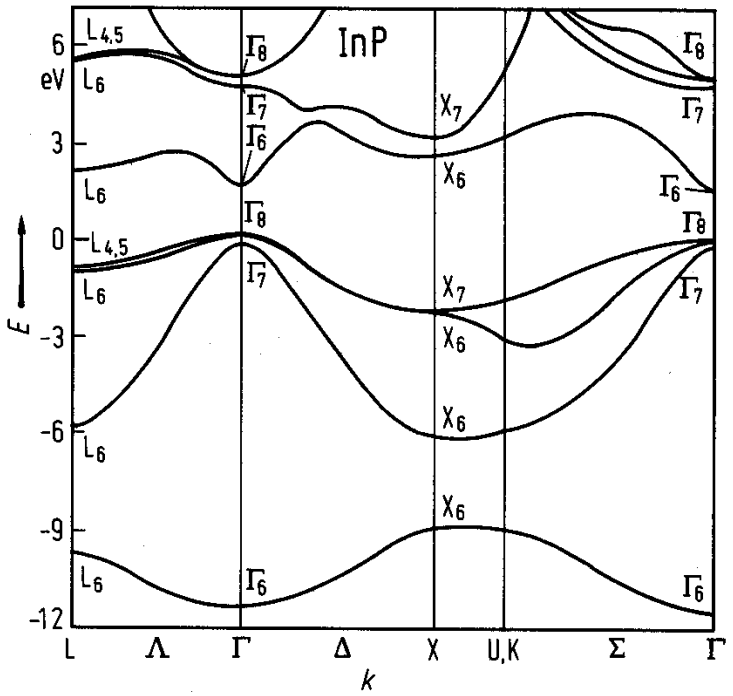



FIG. 1.5: Diagramme de bande d'InP calculé par pseudo potentiel [Che76]. L'origine de l'énergie (axe y) est prise aux sommets des premières bandes de valence au point Γ.

Dans InP, le bas de la bande de conduction est situé en centre de zone de Brillouin

(point $\Gamma$), comme le maximum de bande de valence ; il s'agit d'un semi-conducteur à bande interdite directe. Il existe aussi des minima secondaires dans la bande de conduction aux points $X$ et $L$. Les autres matériaux étudiés dans cette thèse, ternaires GaAsSb, InAlAs, InGaAs et quaternaire InGaAlAs sont également des semi-conducteurs à bande interdite directe.

Le caractère direct ou indirect est essentiel en ce qui concerne les propriétés optiques. Comme les transitions optiques sont permises seulement dans le cas de la conservation du vecteur d'onde $k$, elles ne sont observables que pour les semi-conducteurs à bande interdite directe. En effet, dans le cas d'un semi-conducteur à bande interdite indirecte, les transitions optiques à travers le gap ne peuvent avoir lieu que grâce à une interaction supplémentaire, par exemple celle d'un phonon.

Pour les TBH, l'un des points importants dans la structure de bande est la distance en énergie entre le minimum au point $\Gamma$ et les autres minima (point $L, X$) dans la bande de conduction. Plus la distance en énergie est grande, moins le transfert d'électrons de la vallée $\Gamma$ vers les vallées $L$ et $X$ sera possible. Cette caractéristique est exploitée dans le transport à haute vitesse comme le transport balistique dans la base et dans le transport par dérive sous fort champ électrique dans le collecteur. En effet, la masse effective de l'électron dans la vallée $\Gamma$ étant la plus petite, sa vitesse dans cette vallée est la plus importante. Sous fort champ électrique ou par une grande discontinuité de la bande de conduction, les électrons peuvent acquérir une énergie élevée et être transférés dans les autres vallées, où ils gagneront en masse et perdront en vitesse. Pour le TBH rapide, on recherche donc des matériaux ayant une grande distance intervallée $\Gamma - L$ et $\Gamma - X$ dans leur bande de conduction.

Dans la suite de cette thèse, le diagramme de bandes est tracé en prenant les valeurs au point $\Gamma$. Les bandes sont approchées par des bandes paraboliques avec leurs masses effectives associées, et on ne considère que les énergies proches du minimum de la bande.

### 1.2.3 Quelques données de la littérature sur les semi-conducteurs étudiés.

#### 1.2.3.1 Paramètre de maille

Le paramètre de maille d'un matériau ternaire est déterminé en première approximation par interpolation linéaire des paramètres de maille des matériaux binaires (loi de Vegard) :

$$a_0(A_xB_{1-x}C) = xa_0(AB) + (1-x)a_0(BC) \tag{1.5}$$

| Semi-conducteur | $a_0$ [Å] |
|---|---|
| InP | 5.8687 |
| AlAs | 5.660 |
| GaAs | 5.6532 |
| InAs | 6.0583 |
| GaSb | 6.0959 |

TAB. 1.1: Paramètres de maille des semi-conducteurs binaires de la filière InP et GaAs.

La table 1.1 donne le paramètre de maille du substrat InP et de quatre binaires bases des ternaires $In_{0.53}Ga_{0.47}As$, $In_{0.52}Al_{0.48}As$ et $GaAs_{0.51}Sb_{0.49}$ en accord de maille avec InP. Dans la suite de la thèse on écrira simplement InGaAs, InAlAs et GaAsSb. Le paramètre de maille d'un matériau quaternaire est déterminé en première approximation par interpolation linéaire des paramètres de maille des matériaux ternaires.

$$a_0(ABCD) = za_0(ABC) + (1-z)a_0(BCD) \tag{1.6}$$

Il y a donc une série de matériaux quaternaires InGaAlAs en accord de maille avec InP que l'on peut obtenir en alliant InAlAs et InGaAs.

#### 1.2.3.2 L'énergie de bande interdite des matériaux

Le tableau suivant montre les énergies de bande interdite des semi-conducteurs binaires à température ambiante. La mesure de l'énergie de bande interdite emploie les méthodes d'adsorption (photo luminescence, photo courant, etc). On note une corrélation entre la valeur de la bande interdite et le paramètre de maille présenté dans le tableau 1.1.

| Semi-conducteur | $E_g$ [eV] | $\frac{\partial E_g}{\partial T}$ [ $\times 10^{-4}$eV/K] |
|---|---|---|
| InAs | 0.356 | -3.5 |
| InP | 1.35 | -2.9 |
| GaAs | 1.424 | -3.9 |
| AlAs | 3.14 | -5.2 |

TAB. 1.2: L'énergie de bande interdite des matériaux binaires et le coefficient de variation linéaire avec la température.

La mesure de l'énergie de bande interdite des matériaux ternaires $A_xB_{1-x}C$ en fonction de $x$ a permis de montrer la qualité de l'approximation quadratique de la bande interdite entre les valeurs d'alliages binaires AC et BC :

$$Eg(x) = xE_g(AC) + (1-x)E_g(BC) - x(1-x)c \tag{1.7}$$

où c est le paramètre de courbure (bowing parameter) qui corrige l'interpolation linéaire entre matériaux binaires. La valeur de $c$ pour des alliages III-V est typiquement positive (la bande interdite d'alliage ternaire est plus petite que le résultat de l'interpolation linéaire), et peut en principe dépendre de la température [Vur01].

| Alliage | Energie de bande interdite | Référence |
|---|---|---|
| $In_{1-x}Ga_xAs$ | $0.356 + 0.7x + 0.4x^2$ | [Nah78] |
| $GaAs_{1-x}Sb_x$ | $1.43 - 1.9x + 1.2x^2$ | [Nah77] |

TAB. 1.3: Expression de la bande interdite en fonction de composition d'alliage à 300K

La variation de bande d'interdite en fonction de la température emploie l'expression établie par Varshni :

$$Eg(T) = Eg(0) - \frac{\alpha T^2}{T+\theta} \tag{1.8}$$

| Alliage | Energie de bande interdite | Référence |
|---|---|---|
| InP | $1.421 - 3.63 \times 10^{-4} T^2/(T+162)$ | [Cas87] |
| InGaAs | $0.822 - 4.5 \times 10^{-4} T^2/(T+324)$ | [Yu84] |
| GaAsSb | $0.816 - 8.4 \times 10^{-4} T^2/(T+867)$ | [Bru03] |

TAB. 1.4: La variation de la bande interdite en fonction de la température pour des alliages en accord de maille avec InP

Aux alentours de la température ambiante, la variation de l'énergie de bande interdite avec la température devient linéaire et on peut écrire en première approximation :

$$E_g(T) = E_g(0) + \alpha T \tag{1.9}$$

Avec $\alpha = \frac{\partial E_g}{\partial T}$ (tableau 1.2).

La mesure de bande interdite de l'InGaAs par Zielinski a montré qu'à basse température (<150 K), la bande interdite de l'InGaAs est bien décrite par l'expression de Varshni (equ 1.8) [Zei86], mais que pour T >200 K l'approximation 1.8 surestime légèrement la valeur de la bande interdite et que l'approximation linéaire représente mieux les résultats expérimentaux.

#### 1.2.3.3 Masse effective

La masse d'effective d'un porteur dans un cristal peut être déterminée soit théoriquement (théorie K.P) soit expérimentalement par la mesure des propriétés de magnéto transport des porteurs en régime balistique (résonance cyclotron, oscillations Shubnikov-de-Haas).

Le tableau 1.5 montre la masse des électrons et des trous pour quelques matériaux semi-conducteurs. On observe que l'InGaAs possède les masses effectives d'électron et de trou les plus faibles parmi les semi-conducteurs cités dans le tableau. La faible masse

d'électrons de l'InGaAs en fait le matériau de choix pour le contact ohmique de type $n$ des TBH sur substrat InP.

| | Electrons | $m^*_{lh}/m_0$ | $m^*_{hh}/m_0$ | Référence |
|---|---|---|---|---|
| InP | 0.08 | $0.12 \pm 0.01$ (100) | $0.56 \pm 0.02$ (100) | [Leo74] |
| | | $0.12 \pm 0.01$ (111) | $0.60 \pm 0.02$ (111) | [Leo74] |
| GaAs | 0.067 | 0.087 | 0.62 | [Ada85] |
| InGaAs | 0.041 | 0.050 (001) | 0.47 (001) | [Ala80] |
| GaAsSb | 0.046 | N.A. | N.A. | [Dev81] |

TAB. 1.5: La masse effective de porteurs pour quelques matériaux semi conducteur.

#### 1.2.3.4 Distances en énergie inter vallées

La distance minimale en énergie entre les vallées $\Gamma$, $L$ et $X$ dans les matériaux semi-conducteurs est mesurée par la méthode de photoémission.

| Matériau | $\Delta\Gamma - L$ (eV) | $\Delta\Gamma - X$ (eV) |
|---|---|---|
| InGaAs | 0.55 [Che82] | 0.62 [Por83] |
| GaAs | $0.3 \pm 0.02$ [Dro85] | $0.46 \pm 0.02$ [Dro85] |
| InP | 0.61 [Jam70] | 0.76 [Jam70] |

TAB. 1.6: La distance énergétique inter-vallées des matériaux semi-conducteurs.

L'InP possède la distance en énergie inter vallées la plus importante, suivi par l'InGaAs et GaAs. L'évolution de la vitesse de dérive électronique ($v_d$) en fonction en champ électrique est tracée dans la figure 1.6 pour l'InP, l'InGaAs et GaAs. On note que pour des faibles valeurs de champ électrique, $v_d$InGaAs > $v_d$ GaAs> $v_d$ InP en accord avec la masse de l'électron $m_e$ InGaAs < $m_e$ GaAs < $m_e$ InP. Pour de fortes valeurs du champ électrique la vitesse de dérive décroît à cause du transfert des électrons dans les vallées latérales. La diminution de la vitesse de dérive est située pour InP à des valeurs de champ électrique plus importantes que dans les autres semi-conducteurs, en accord avec la grande distance en

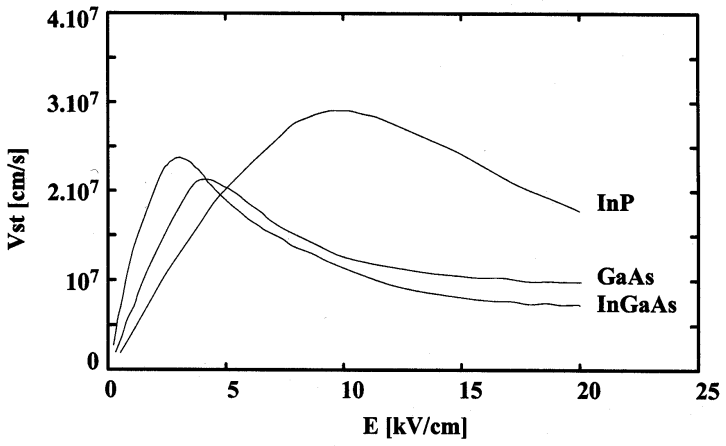



FIG. 1.6: Vitesse de dérive électronique stationnaire dans InP, InGaAs et GaAs nondopés en fonction du champs électrique appliqué [Cas89]

énergie inter vallées de InP. Il en résulte une vitesse de saturation dans l'InP plus importante que dans GaAs et InGaAs.

## 1.3 La jonction *pn*

La jonction *pn* est l'élément fondamental du transistor bipolaire. La théorie de ses modes de fonctionnement a été établie par Shockley et ses collaborateurs puis étendue par Moll.

### 1.3.1 La potentiel de diffusion et la zone charge d'espace

La jonction *pn* est formée par la mise en contact d'un semi-conducteur dopé *p* avec un semi-conducteur dopé *n*. Ceci est obtenu soit par diffusion ou implantation d'impuretés soit directement par l'épitaxie. Dans le TBH la jonction *pn* utilisée est généralement abrupte, c'est à dire que la concentration en impuretés change brusquement à l'interface. La distribution spatiale des impuretés ionisées, du champ électrique, du potentiel de diffusion et le diagramme de bande d'une jonction $p^+n$ à l'équilibre sont décrits dans la figure 1.7 [Sze81].

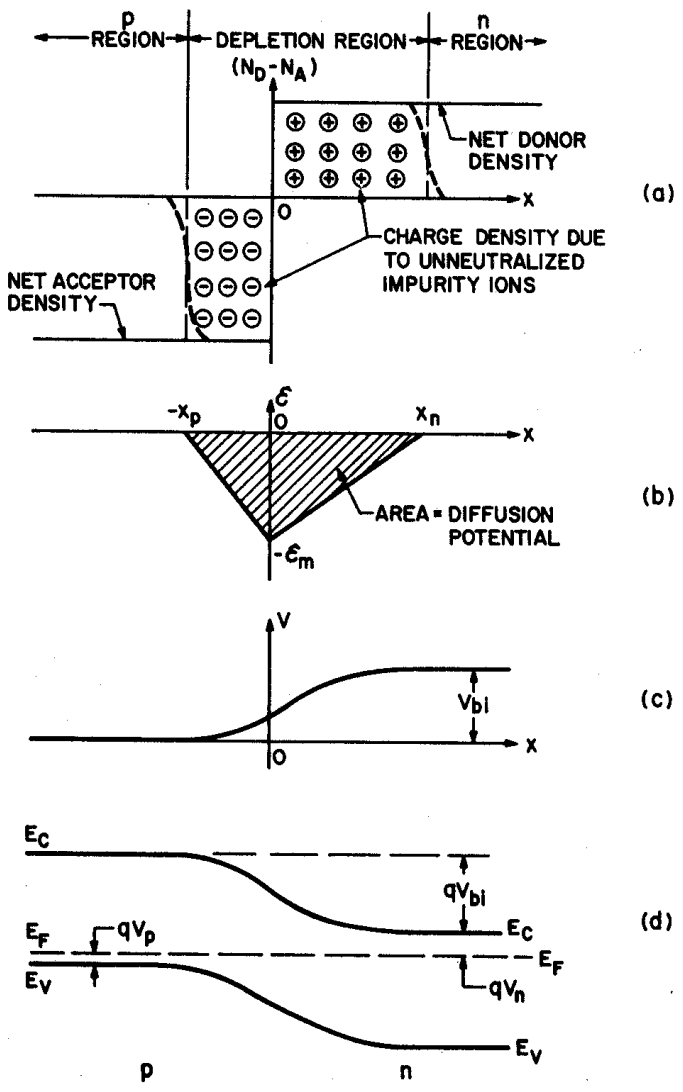



FIG. 1.7: La jonction *pn* à l'équilibre. (a) Distribution des charges dues aux impuretés ionisées. (b) Profil du champ électrique. (c) Profil du potentiel. (d) La diagramme de bande [Sze81].

Le courant d'électrons, somme du courant de dérive $q\mu_n nE$ et du courant de diffusion $qD_n\frac{\partial n}{\partial x}$ est nul à l'équilibre thermodynamique. Dans l'approximation monodimensionnelle il s'écrit :

$$J_n = 0 = q\mu_n\left(nE + \frac{kT}{q}\frac{\partial n}{\partial x}\right) = \mu_n n\frac{\partial E_F}{\partial x} \tag{1.10}$$

De même pour le courant de trous on trouve :

$$J_p = 0 = \mu_p p\frac{\partial E_F}{\partial x}$$

La condition d'équilibre impose que le niveau de Fermi soit constant partout dans la jonction, c'est à dire :

$$\frac{\partial E_F}{\partial x} = 0 \tag{1.11}$$

En notant que les concentrations d'électrons et de trous côté $n$ (resp. $p$) à l'équilibre sont $n_{n0}, p_{n0}$ ($n_{p0}, p_{p0}$), le potentiel de diffusion ($V_{bi}$ dans la figure 1.7) est :

$$\begin{aligned} qV_{bi} = Eg - (qV_n + qV_p) &= kTln(\frac{N_cN_v}{n_i^2}) - [kTln(\frac{N_c}{n_{n0}}) + kTln(\frac{N_v}{p_{p0}})] \\ &= kTln(\frac{n_{no}p_{p0}}{n_i^2}) \sim kTln(\frac{N_AN_D}{n_i^2}) \end{aligned} \tag{1.12}$$

Comme à l'équilibre $n_{n0}p_{n0} = n_{p0}p_{p0} = n_i^2$, alors :

$$qV_{bi} = \frac{kT}{q}ln(\frac{p_{p0}}{p_{n0}}) = \frac{kT}{q}ln(\frac{n_{n0}}{n_{p0}}) \tag{1.13}$$

Les concentrations de porteurs minoritaires au bord de la zone de charge d'espace (ZCE) s'écrivent :

$$p_{n0} = p_{p0}\exp(-\frac{qV_{bi}}{kT}) \tag{1.14}$$

$$n_{p0} = n_{n0}\exp(-\frac{qV_{bi}}{kT}) \tag{1.15}$$

A l'équilibre la neutralité électrique exige que la somme des charges en dehors de la zone de charge d'espace soit nulle. La charge totale côté $n$ est donc égale à la charge totale côté

$p$ :

$$N_A x_p = N_D x_n \tag{1.16}$$

Le profil de potentiel, le champ électrique et le potentiel de diffusion sont obtenus en résolvant les équations de Poisson :

$$-\frac{\partial^2 V}{\partial x^2} \equiv \frac{\partial E}{\partial x} = \frac{\rho(x)}{\varepsilon_s}[p(x) - n(x) + N_D^+(x) - N_A^-(x)] \tag{1.17}$$

dont les solutions ne peuvent être obtenues analytiquement sauf pour approximation d'un dopage abrupt à l'interface. Dans ce cas, l'équation 1.17 se simplifie :

$$\begin{aligned} -\frac{\partial^2 V}{\partial x^2} &\sim \frac{q}{\varepsilon_s} N_D \qquad & 0 < x \leq x_n \\ -\frac{\partial^2 V}{\partial x^2} &\sim \frac{-q}{\varepsilon_s} N_A \qquad & -x_p \leq x < 0 \end{aligned} \tag{1.18}$$

Le champ électrique (Fig 1.7b) est obtenu en intégrant les équations 1.18,

$$\begin{aligned} E(x) &= -\frac{qN_A(x+x_p)}{\varepsilon_s} \qquad & -x_p \leq x < 0 \\ E(x) &= \frac{qN_D(x-x_n)}{\varepsilon_s} \qquad & 0 < x \leq x_n \end{aligned} \tag{1.19}$$

On trouve le champ électrique maximum à $x = 0$ :

$$|E_m| = \frac{qN_D x_n}{\varepsilon_s} = \frac{qN_A x_p}{\varepsilon_s} \tag{1.20}$$

Le profil de potentiel est obtenu par l'intégration de l'équation 1.20 :

$$V(x) = E_m(x - \frac{x^2}{2W}) \tag{1.21}$$

$$V_{bi} = \frac{1}{2} E_m W \equiv \frac{1}{2} E_m (x_n + x_p) \tag{1.22}$$

avec $W$ la largeur de la zone de charge d'espace. Substituant $E_m$ de équation 1.20 à 1.22 on

trouve :

$$W = \sqrt{\frac{2\varepsilon_s}{q}\left(\frac{N_A + N_D}{N_A N_D}\right)V_{bi}} \tag{1.23}$$

La largeur de zone de charge d'espace s'exprime plus simplement quand un coté de la jonction est beaucoup plus dopé que l'autre (pour $N_A \gg N_D, \frac{N_A+N_D}{N_A N_D} \sim \frac{1}{N_D}$ )

$$W = \sqrt{\frac{2\varepsilon_s V_{bi}}{qN_D}} \tag{1.24}$$

### 1.3.2 La capacité de zone de charge d'espace

La capacité de déplétion associée à la zone de charge d'espace est défini comme $C \equiv \frac{\partial Q_c}{\partial V}$, où $Q_c$ est l'augmentation de la concentration de charge causée par la variation de potentiel. De l'équation 1.24 on trouve :

$$C = \sqrt{\frac{q\varepsilon_s N_D}{2V_{bi}}} \tag{1.25}$$

### 1.3.3 Le caractéristique courant-tension

La caractéristique idéale de courant tension est basée sur les quatre approximations suivantes :

- Le profil de dopage est abrupt à l'interface.
- Le semi-conducteur est non dégénéré
- La polarisation de la jonction correspond aux conditions de faible injection (la densité de porteurs minoritaires injectés est petite devant la concentration de porteurs majoritaires).
- Il n'y a pas de courant de génération dans la zone de charge d'espace (les concentrations d'électrons et de trous sont constantes).

Quand on applique une tension, la concentration de porteurs minoritaires de part et d'autre de la jonction change ($np \neq n_i^2$).

En définissant les potentiels $\psi$ et $\phi$ correspondant respectivement à l'énergie intrinsèque $E_i$ et l'énergie Fermi ($\psi \equiv -E_i/q, \phi \equiv -E_F/q$), les concentrations des porteurs mi-

noritaires s'écrivent :

$$n \equiv n_i \exp[\frac{q(\psi - \phi_n)}{kT}] \tag{1.26}$$
$$p \equiv n_i \exp[\frac{q(\phi_p - \psi)}{kT}]$$

où $\phi_n$ et $\phi_p$ sont les quasi niveaux de Fermi côté $n$ et côté $p$. Il vient :

$$\phi_n \equiv \psi - \frac{kT}{q} ln(\frac{n}{n_i}) \tag{1.27}$$
$$\phi_p \equiv \psi + \frac{kT}{q} ln(\frac{p}{n_i})$$

et le produit $pn$ devient :

$$pn = n_i^2 \exp[\frac{q(\phi_p - \phi_n)}{kT}] \tag{1.28}$$

Pour une tension appliquée positive $(\phi_p - \phi_n)$>0 et $pn > n_i^2$ ; dans le cas inverse pour une tension appliquée négative $(\phi_p - \phi_n)$<0 et $pn < n_i^2$. En se rappelant que $\mathbf{E} = -\nabla\psi$, on obtient :

$$\begin{aligned} \mathbf{J}_n = q\mu_n \left( n\mathbf{E} + \frac{kT}{q}\nabla n \right) &= q\mu_n n(-\nabla\psi) + q\mu_n \frac{kT}{q}[\nabla\psi - \nabla\phi_n] \\ &= -q\mu_n n \nabla\phi_n \end{aligned} \tag{1.29}$$

De même on obtient :

$$\mathbf{J}_p = -q\mu_p p \nabla\phi_p \tag{1.30}$$

Les courants d'électrons et de trous sont alors proportionnels au gradient de leur quasi niveau de Fermi respectif. Si le quasi niveau de Fermi est constant (à l'équilibre) le courant est nul. La différence de potentiel sur l'ensemble de la jonction s'écrit :

$$V = \phi_p - \phi_n \tag{1.31}$$

Les équations 1.28 et 1.31 peuvent être utilisées pour déterminer les conditions aux limites des porteurs minoritaires en bordure de zone de charge d'espace. Pour les électrons à $x =$

$-x_p$, on obtient :

$$n_p = \frac{n_i^2}{p_p} \exp\left(\frac{qV}{kT}\right) = n_{p0} \exp\left(\frac{qV}{kT}\right) \tag{1.32}$$

De même pour les trous à $x = x_n$ on obtient :

$$p_n = p_{n0} \exp\left(\frac{qV}{kT}\right) \tag{1.33}$$

La caractéristique de courant tension dans une jonction *pn* est obtenue par la résolution de l'équation de continuité :

$$\begin{aligned} \frac{\partial n_p}{\partial t} &= G_n - \frac{n_p - n_{p0}}{\tau_n} + n_p \mu_n \frac{\partial E}{\partial x} + \mu_n E \frac{\partial n_p}{\partial x} + D_n \frac{\partial^2 n_p}{\partial x^2} \\ \frac{\partial p_n}{\partial t} &= G_p - \frac{p_n - p_{n0}}{\tau_p} - p_n \mu_p \frac{\partial E}{\partial x} - \mu_p E \frac{\partial p_n}{\partial x} + D_p \frac{\partial^2 p_n}{\partial x^2} \end{aligned} \tag{1.34}$$

Sous faible injection, en supposant qu'il n'y a pas de courant de génération ($G = 0$) et en négligeant le terme $p_n \mu_p \frac{\partial E}{\partial x}$, l'équation de continuité 1.34 s'écrit dans le cas des trous :

$$-\frac{p_n - p_{n0}}{\tau_p} - \mu_p E \frac{\partial p_n}{\partial x} + D_p \frac{\partial^2 p_n}{\partial x^2} = 0 \tag{1.35}$$

Dans la zone quasi neutre où il n'y a pas de champ d'électrique, cette équation se réduit à :

$$-\frac{p_n - p_{n0}}{\tau_p} - D_p \frac{\partial^2 p_n}{\partial x^2} = 0 \tag{1.36}$$

Utilisant la condition aux limites (1.32) pour les trous à $x = x_n$ et loin de la jonction ($p_n(x = \infty) = p_{n0}$), l'équation 1.36 a pour solution :

$$p_n - p_{n0} = p_{n0}\left(\exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1\right) \exp\left(-\frac{(x - x_n)}{L_p}\right) \tag{1.37}$$

avec $L_p = \sqrt{D_p \tau_p}$. On utilise maintenant cette solution pour déterminer la densité de courant de porteurs minoritaires en bordure de zone de charge d'espace. Le champ électrique y est nul et le courant des minoritaires se réduit à un courant de diffusion. En $x = x_n$ le

courant de trous s'écrit :

$$J_p = -qD_p \frac{\partial p_n}{\partial_x}|_{x_n} = \frac{qD_p p_{n0}}{L_p}(\exp\frac{qV}{kT} - 1) \tag{1.38}$$

De même pour la densité de courant d'électrons :

$$J_n = qD_n \frac{\partial n_p}{\partial_x}|_{-x_p} = \frac{qD_n n_{p0}}{L_n}(\exp\frac{qV}{kT} - 1) \tag{1.39}$$

La densité de courant total est donnée par la somme des densités de courant d'électrons 1.38 et de trous 1.39 :

$$J = J_p + J_n = Js(\exp(\frac{qV}{kT}) - 1) \tag{1.40}$$

$$Js = \frac{qD_p p_{n0}}{L_p} + \frac{qD_n n_{p0}}{L_n} \tag{1.41}$$

C'est l'équation d'une diode idéale, appelé également l'équation de Shockley.

#### 1.3.3.1 La déviation du cas idéal

Les caractéristiques courant tension des jonctions *pn* sont souvent différentes du cas idéal. Plusieurs effets participent à cette déviation :

- l'effet de surface
- la génération et la recombinaison de porteurs dans la zone de charge d'espace
- l'approximation de faible injection n'est plus valide même à relativement basse tension de polarisation
- l'effet de résistance de série.
- l'effet de claquage de la jonction sous une polarisation inverse importante.

Sous polarisation directe, les processus de génération-recombinaison principaux sont liés aux processus de captures des porteurs. Nous observons donc en plus du courant de diffusion, un courant de recombinaison, qui peut être localisé à la surface ou dans le volume du dispositif.

**1.3.3.1.1 Courant de recombinaison en surface** Les surfaces libres aux alentours des jonctions *pn* comportent généralement des densités de pièges et de centres recombinants, beaucoup plus élevées qu'en volume, du fait de la rupture du réseau et de l'adsorption d'impuretés en surface. Les porteurs minoritaires injectés à la périphérie d'une jonction *pn* sont confinés près de la surface et diffusent superficiellement jusqu'à se recombiner avec l'un des centres qui y sont présents.

L'expression du courant de recombinaison superficielle déterminé par Henry [Hen78] :

$$I_{RS} = qv_{RS}L_S n_i \exp(\frac{qV}{2kT})P \tag{1.42}$$

où $L_S$ la longueur diffusion des porteurs minoritatires en surface, $v_{RS}$ la vitesse de recombinaison en surface, $P$ le périmètre de la jonction *pn*. La dépendance de $I_{RS}$ avec $\exp(\frac{qV}{2kT})$ n'est valable que pour les faibles vitesses de recombinaison en surface pour lesquelles la recombinaison est essentiellement limitée par la vitesse de recombinaison. Pour les grandes vitesse de recombinaison, l'hypothèse du niveau de Fermi plat n'est plus valide. Dans ce cas le courant de recombinaison en surface varie en $\exp(\frac{qV}{n_s kT})$ où $n_s$ est de l'ordre de 1 [Tiw88b].

**1.3.3.1.2 Courant de recombinaison en volume** La vitesse de génération recombinaison par des centres profonds a été établie par Shockley, Read et Hall (modèle SRH) [Sah57], il s'écrit :

$$\begin{aligned} U &= \frac{\sigma v_{th} N_t n_i^2 (e^{qV/kT} - 1)}{n + p + 2n_i} \\ &= \frac{\sigma v_{th} N_t n_i^2 (e^{qV/kT} - 1)}{n_i(\exp[\frac{q(\psi-\phi_n)}{kT}] + \exp[\frac{q(\phi_p-\psi)}{kT}] + 2} \end{aligned} \tag{1.43}$$

où $\sigma$ est la section du capture du piege, $v_{th}$ est la vitesse thermique et $N_t$ la densité de piège. La valeur de U est maximale dans la zone de déplétion quand $\psi = (\phi_p + \phi_n)/2$ ; le dénominateur de l'équation 1.43 devient $2ni[\exp(\frac{qV}{2kT}) + 1]$. On obtient pour $V > kT/q$ :

$$U \sim \frac{1}{2}\sigma v_{th} N_t n_i \exp\frac{qV}{2kT} \tag{1.44}$$

Le courant de recombinaison est alors

$$J_{rec} = \int_0^W qU dx \approx \frac{qW}{2}\sigma v_{th} N_t n_i \exp(\frac{qV}{2kT}) \tag{1.45}$$

On trouve que le courant de recombinaison sous polarisation directe est également proportionnel au $n_i$. Le courant total est alors la somme de courant de diffusion $\propto \exp\frac{qV}{kT}$ (equation 1.40) et de courant de recombinaison $\propto \exp\frac{qV}{2kT}$ (equation 1.45). Il devra donc être caractérisé comme la somme de deux exponentielles.

## 1.4 Le transistor bipolaire

Dans cette section nous considérerons la caractéristique statique des transistors *npn* en fonctionnement normal : c.-à-d., la jonction émetteur base est polarisée en direct et la jonction de base collecteur est polarisée en inverse. La figure 1.8a montre le schéma électrique d'un transistor bipolaire *npn* monté dans la configuration base commune. La figure 1.8b montre le profil de dopage abrupt des trois zones émetteur, base et collecteur, et la figure 1.8c montre le diagramme de bande correspondant sous fonctionnement normal. Dans la suite les notations seront celles de cette figure.

Les caractéristiques statiques d'un transistor bipolaire peuvent être aisément dérivées de la théorie de la jonction *pn* discutée dans la section précédente. Afin d'illustrer les propriétés principales d'un transistor, nous supposons que les relations courant tension de la jonction émetteur base et de la jonction base collecteur sont données par l'équation de la diode idéale, et que la condition de faible injection est valide. Nous ne tenons compte ni des effets de surface, ni de la génération et recombinaison, ni des résistances séries.

Comme dans le cas de la fig. 1.8c toutes les chutes de potentiel se produisent dans les zones de désertion. L'équation de continuité et l'équation de courant régissent les caractéristiques courant tension.

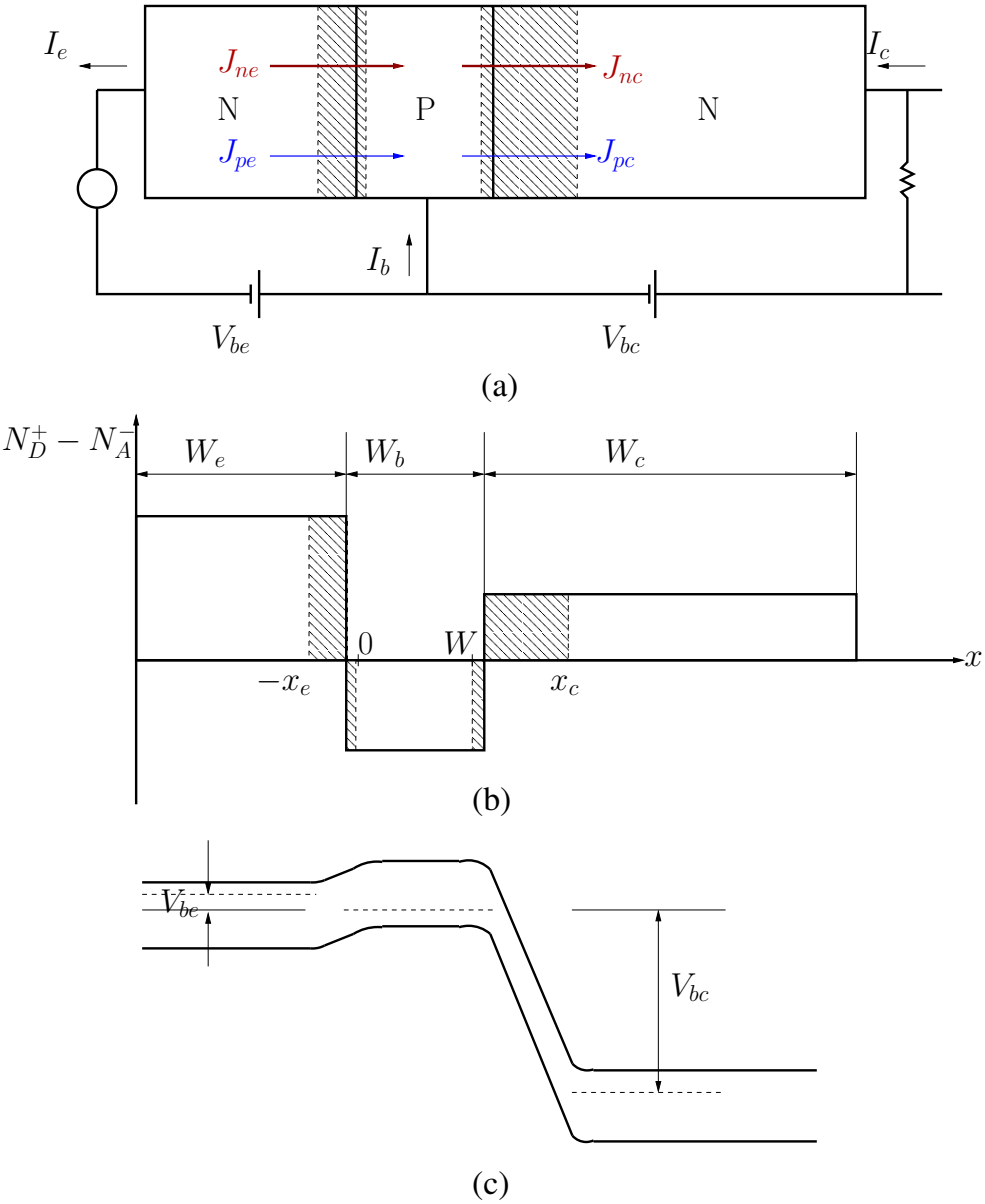



FIG. 1.8: (a) Transistor bipolaire *npn* connecté dans la configuration base commune (b) Le profil de dopage des jonctions abruptes (c) Le diagramme de bande d'un transistor bipolaire en fonctionnement normal.

Pour la région quasi neutre dans la base, ces équations sont données par :

$$-\frac{n_b - n_{0b}}{\tau_{nb}} + D_{nb}\frac{\partial^2 n}{\partial x^2} = 0 \tag{1.46}$$

$$J_n = qD_{nb}\frac{\partial n}{\partial x} \tag{1.47}$$

$$J_p = J_{tot} - qD_{nb}\frac{\partial n}{\partial x} \tag{1.48}$$

Ici :

- $n_b$ est la concentration des électrons minoritaires dans la base
- $n_{0b}$ est la concentration des électrons minoritaires dans la base à l'équilibre thermodynamique
- $\tau_{nb}$ est la durée de vie des électrons minoritaires dans la base
- $D_{nb}$ est le coefficient de diffusion des électrons dans la base
- $J_{tot}$ est la densité de courant total

L'excès de porteurs minoritaires aux bords de la zone de charge d'espace émetteur base ($x = 0$) et ($x = -x_e$) détermine les conditions aux limites :

$$n'(0) \equiv n(0) - n_{0b} = n_{0b}[\exp(\frac{qV_{be}}{kT}) - 1] \tag{1.49}$$

$$p'(-x_e) \equiv p(-x_e) - p_{0e} = p_{0e}[\exp(\frac{qV_{be}}{kT}) - 1] \tag{1.50}$$

De même les conditions aux limites aux bords de la zone de charge d'espace base collecteur sont :

$$n'(W) \equiv n(W) - n_{0b} = n_{0b}[\exp(\frac{qV_{cb}}{kT}) - 1] \tag{1.51}$$

$$p'(x_c) \equiv p(x_c) - p_{0c} = p_{0c}[\exp(\frac{qV_{cb}}{kT}) - 1] \tag{1.52}$$

La concentration de porteurs minoritaires (les électrons dans la base ainsi que les trous dans

l'émetteur et le collecteur) est alors donnée par :

$$n_b(x) = n_{0b} - n'(0)\frac{\sinh(\frac{x-W}{L_{nb}})}{\sinh(\frac{W_b}{L_{nb}})} + n'(W)\frac{\sinh(\frac{x}{L_{nb}})}{\sinh(\frac{W_b}{L_{nb}})} \tag{1.53}$$

$$p_e(x) = p_{0e} + p'(-x_e)\exp[\frac{x+x_e}{L_{pe}}] \qquad x < -x_e \tag{1.54}$$

$$p_c(x) = p_{0c} + p'(x_c)\exp[-\frac{x-x_c}{L_{pc}}] \qquad x > x_c \tag{1.55}$$

L'équation 1.53 est importante car elle relie la longueur de la zone quasi neutre dans la base $W$ à la distribution des porteurs minoritaires. Quand $W/L_{nb} \gg 1$ l'équation 1.53 se simplifie à

$$n(x) = n_{0b} + n'(0)e^{-\frac{x}{L_{nb}}} \tag{1.56}$$

qui est identique au cas d'une jonction *pn*. Dans ce cas, il n'y a pas de lien entre les courants d'émetteur et de collecteur, qui étaient déterminés par la gradient de densité respectivement à $x = 0$ et $x = W$. L'effet de transistor est perdu. De l'équation 1.47 et 1.48 on obtient directement la densité de courant d'émetteur en fonction de tension appliquée :

$$\begin{aligned} J_e &= J_n(x=0) + J_p(x=-x_e) \\ &= (-qD_{nb}\frac{\partial n}{\partial x}|_{x=0}) + (-qD_{pe}\frac{\partial p}{\partial x}|_{x=-x_e}) \\ &= q\frac{D_{nb}n_{0b}}{L_{nb}}\coth(\frac{W}{L_{nb}})[(e^{qV_{be}/kT}-1) - \frac{1}{\cosh(\frac{W}{L_{nb}})}(e^{qV_{cb}/kT}-1)] \\ &\quad + q\frac{D_{pe}p_{0e}}{L_{pe}}(e^{qV_{be}/kT}-1) \end{aligned} \tag{1.57}$$

Et pour la densité de courant collecteur :

$$\begin{aligned} J_c &= J_n(x=W) + J_p(x=x_c) \\ &= (-qD_{nb}\frac{\partial n}{\partial x}|_{x=W}) + (-qD_{pe}\frac{\partial p}{\partial x}|_{x=x_c}) \\ &= q\frac{D_{nb}n_{0b}}{L_{nb}}\frac{1}{\sinh(\frac{W}{L_{nb}})}[(e^{qV_{be}/kT}-1) - \coth(\frac{W}{L_{nb}})(e^{qV_{cb}/kT}-1)] \\ &\quad - q\frac{D_{pc}p_{0c}}{L_{pc}}(e^{qV_{cb}/kT}-1) \end{aligned} \tag{1.58}$$

La densité de courant de base est donnée par l'écart entre ces deux courants :

$$J_b = J_e - J_c \tag{1.59}$$

### 1.4.1 Gain en courant

Le gain en courant dans un montage en base commune $\alpha_0$ est défini comme :

$$\alpha_0 = \frac{I_{ne}}{I_e}\frac{I_{nc}}{I_{ne}}\frac{I_c}{I_{nc}} \tag{1.60}$$

Le premier terme $\frac{I_{ne}}{I_e}$ est défini comme l'efficacité d'émetteur ($\gamma$), le deuxième terme est le facteur de transport dans la base ($\alpha_T$), et le troisième terme est le facteur de multiplication de collecteur ($M$). Sous fonctionnement normal, la polarisation de la jonction base collecteur $V_{bc}$ est plus petite que la tension de claquage et $M \sim 1$. L'équation 1.60 se simplifie donc à :

$$\alpha_0 = \gamma\alpha_T \tag{1.61}$$

Le gain en courant dans un montage émetteur commun $\beta_0$ est défini comme :

$$\beta_0 = \frac{I_c}{I_b} \tag{1.62}$$

De l'équation 1.59, on se rend compte que $\alpha_0$ et $\beta_0$ sont reliés par

$$\beta_0 = \frac{\alpha_0}{1-\alpha_0} \tag{1.63}$$

Pour une transistor bipolaire bien conçu $\alpha_0$ est proche de l'unité et $\beta_0$ est beaucoup plus grand que l'unité. Par exemple quand $\alpha_0 = 0.99$, $\beta_0 = 99$, et quand $\alpha_0 = 0.998$, $\beta_0 = 499$. Sous fonctionnement normal, $V_{be} > 0$ et $V_{bc} < 0$. Les termes en $V_{bc}$ dans les équations 1.57 et 1.58 sont négligeables. L'expression du gain en courant gain dans un montage base commune s'écrit donc comme $\gamma \times \alpha_T$ avec

$$\gamma = \frac{AJ_n(x=0)}{I_e} = [1 + \frac{D_{pe}p0eL_{nb}}{D_{nb}n_{0b}L_{pe}} \tanh(\frac{W}{L_{nb}})] \tag{1.64}$$

et

$$\alpha_T = \frac{J_n(x=W)}{J_n(x=0)} = \frac{1}{\cosh(W/L_{nb})} \approx 1 - \frac{W^2}{2L_{nb}^2} \tag{1.65}$$

Pour un transistor bipolaire ayant une base plus fine qu'un dixième de la longueur de diffusion, $\alpha_T \sim 1$ et le gain en courant est déterminé entièrement par l'efficacité d'injection. En mettant que $p_{0e} = \frac{n_i^2}{N_D}$ et $n_{0b} = \frac{n_i^2}{N_A}$,

$$\beta_0 = \frac{\gamma}{1-\gamma} = \frac{D_{nb}n_{0b}L_{pe}}{D_{pe}p_{0e}L_{nb}} \coth(\frac{W}{L_{nb}}) \sim \frac{N_D}{N_A}(\frac{1}{W}) \tag{1.66}$$

Pour augmenter le gain d'un transistor bipolaire, il faut augmenter le rapport de dopage entre l'émetteur et la base ainsi que diminuer l'épaisseur de la base. Ces deux solutions conduisent à des résistances de base importantes, qui empèchent le fonctionnement rapide du transistor. C'est pour surmonter cette limitation intrinsèque, qu'une hétérojonction a été introduite dans la jonction émetteur-base.

## 1.5 Hétérojonction

Une hétérojonction est une jonction constituée par deux semi-conducteurs différents. Elle peut être graduelle en composition ou en dopage ou bien abrupte. Il faut noter ce-

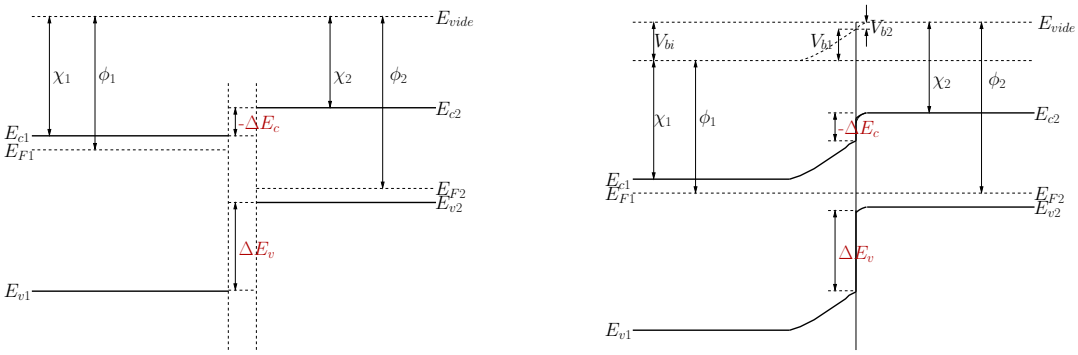



FIG. 1.9: (a) Alignement de bande de l'hétérojonction de type II. (b) Diagramme de bande de la jonction base collecteur InP/GaAsSb

pendant que le caractère abrupt ne peut être totalement obtenu en pratique. Suivant les méthodes d'épitaxie, l'interface peut se faire sur des échelles de quelques monocouches en MBE ou s'étaler sur une dizaine de nm pour une épitaxie en phase liquide.

Pour décrire l'hétérojonction abrupte, nous allons considérer en première approche le modèle d'Anderson. Ce modèle est basé sur l'hypothèse de la continuité du niveau de libération et du niveau de Fermi des électrons dans les deux semi-conducteurs au niveau de l'hétérojonction. Figure 1.9 montre le diagramme de bande de deux semi-conducteurs. On a supposé que la bande interdite ($E_g$), la constante diélectrique ($\varepsilon$), le potentiel $\phi_m$ et l'affinité d'électronique $\chi$ sont différents dans les deux semi-conducteurs. Le potentiel $\phi_m$ (resp. l'affinité d'électronique $\chi$) est défini comme l'énergie nécessaire pour faire passer un électron du niveau de Fermi $E_F$ (resp. du fond de la bande de conduction $E_c$) au niveau du vide. La différence en énergie dans la bande de conduction entre les deux semi-conducteurs est représentée par $\Delta E_c$ et celle dans la bande de valence par $\Delta E_v$. La continuité du niveau du vide à l'interface impose alors que :

$$\Delta E_c = \chi_2 - \chi_1 \tag{1.67}$$

La discontinuité dans la bande de valence est donnée par :

$$\Delta E_v = \Delta E_g - \Delta E_c \tag{1.68}$$

Avec

$$\Delta E_g = Eg_1 - Eg_2 \tag{1.69}$$

Puisque le niveau de Fermi doit coïncider sur les deux cotés de la jonction à l'équilibre, un potentiel de diffusion $V_{bi}$ se crée dans la jonction. Ce potentiel est égal à la somme des potentiels de diffusion contenus dans l'émetteur et dans la base $V_{bi} = V_{b1} + V_{b2}$. Il est égal à la différence des potentiels d'extraction $\phi_m$ :

$$V_{bi} = \phi_2 - \phi_1 \tag{1.70}$$

Dans le cas d'une jonction *pn* il s'écrit :

$$V_{bi} = E_g - \Delta E_c - \xi_n + \xi_p \tag{1.71}$$

où $\xi_n$et $\xi_p$ sont les potentiels chimiques dans les zones *n* et *p*. Les largeurs et les capacités de la zone de charge d'espace peuvent être obtenues en résolvant l'équation de Poisson comme dans le cas d'une homojonction *pn*. Dans l'approximation d'une complète désertion, et en utilisant la continuité du vecteur de déplacement électrique $\varepsilon_1 E_1 = \varepsilon_2 E_2$ à l'interface on trouve :

$$x_1 = [\frac{2N_{A2}\varepsilon_1\varepsilon_2(V_{bi} - V)}{qN_{D1}(\varepsilon_1 N_{D1} + \varepsilon_2 N_{A2})}]^{1/2} \tag{1.72}$$

$$x_2 = [\frac{2N_{D1}\varepsilon_1\varepsilon_2(V_{bi} - V)}{qN_{A2}(\varepsilon_1 N_{D1} + \varepsilon_2 N_{A2})}]^{1/2} \tag{1.73}$$

La capacité est :

$$C = [\frac{qN_{D1}N_{A2}\varepsilon_1\varepsilon_2}{2(V_{bi} - V)(\varepsilon_1 N_{D1} + \varepsilon_2 N_{A2})}]^{1/2} \tag{1.74}$$

La répartition du potentiel de deux côtés de la jonction est donnée par :

$$\frac{V_{b1} - V_1}{V_{b2} - V_2} = \frac{N_{A2}\varepsilon_2}{N_{D1}\varepsilon_1} \tag{1.75}$$

où $V = V_1 + V_2$ est le potentiel appliqué. Cette équation reste vraie quelque soit la polarisation appliquée à la jonction. L'approximation de complète désertion que nous avons considérée pour déterminer le profil de potentiel n'est plus valable quand le rapport de dopage entre la zone *p* (2) et la zone *n* (1) est très grand, comme le cas d'un TBH où la base est très fortement dopée. Si le dopage d'émetteur $N_{D1}$ est de l'ordre $5.10^{17}$ cm$^{-3}$ et le dopage de la base $N_{A2}$ de l'ordre $5.10^{19}$ cm$^{-3}$, la zone de charge d'espace s'étend donc essentiellement dans l'émetteur et les bandes d'énergies sont quasi plates dans la région de base. Comme la constantes diélectriques des matériaux sont très proches, $V_{b1} \sim 100 V_{b2}$. Si $V_{b1} + V_{b2} = 0.7$ eV, alors $V_{b2} \sim 7$ meV $\ll$ kT. On atteint ici la limite du modèle complètement déserté, car le potentiel contenu dans la base n'est pas grand devant kT et la charge locale est différente de $N_{A2}$. Dans ce cas le calcul doit tenir compte du profil de la concentration de porteurs libres en bordure de la zone de charge d'espace.

### 1.5.1 Facteur d'idéalité de l'hétérojonction abrupte

Les hétérojonctions *pn* de type I présentent un facteur d'idéalité théorique supérieur à 1. En effet le courant de nature thermoïonique étant controlé par la barrière de potentiel $V_1$ contenue dans l'émetteur, il s'écrit :

$$J = J_0 \exp(\frac{V_1}{kT}) = J_0 \exp(\frac{V}{nkT}) \tag{1.76}$$

où *n* est le coefficient d'idéalité théorique. Il est égal à :

$$n = 1 + \frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2} \frac{N_{D1}}{N_{A2}} \tag{1.77}$$

Dans les TBH la base est fortement dopée (typiquement $N_A = 5 \times 10^{19}$cm$^{-3}$) devant l'émetteur (typiquement $N_D = 5 \times 10^{17}$cm$^{-3}$). Le coefficient d'idéalité est voisin de $1.03 \sim 1$. Dans les hétérojunction de type II, le courant est de nature diffusive (équilibre thermodynamique dans toute la zone de charge d'espace) c'est donc le potentiel $V = V_1 + V_2$ qui contrôle le courant et le coefficient d'idéalité est égal à 1.

### 1.5.2 Avantage de l'hétérojonction

Le décalage de la bande de valence dans l'hétérojonction présente une barrière de potentiel pour les trous qui vont de la base vers l'émetteur. Comparé au cas d'une homo jonction, l'excès de trous aux bords de la zone de charge d'espace est alors diminué par une facteur $\exp -\frac{\Delta E_v}{kT}$, ce qui amène à une réduction de courant trous $J_{pe}^{hetero} = J_{pe}^{homo} \exp -\frac{\Delta E_v}{kT}$. Si on suppose le transport diffusif dans la jonction émetteur base, l'efficacité d'injection dans un TBH est donc :

$$\gamma = \frac{1}{1+\frac{J_{pe}}{J_{nb}}} = \frac{1}{1+C\frac{N_A}{N_D}e^{-\frac{\Delta E_v}{kT}}} \tag{1.78}$$

Pour $\frac{\Delta E_v}{kT} \gg 1$, l'efficacité d'injection est proche de 1. C'est l'injection sélective qui permet dans un TBH de surdoper la base sans limiter le gain en courant par un efficacité d'injection trop faible. En pratique l'efficacité d'injection réelle devra tenir compte de recombinaison dans la ZCE.

### 1.5.3 Caractéristique courant-tension dans l'hétérojonction de type II

Le profil de potentiel que nous avons discuté ci-dessus a été établi dans la littérature, il reste valide dans le cas des hétérojonctions de type II. Il n'en est pas de même pour la caractéristique courant tension. En effet, il n'existe pas dans la littérature de modèle analytique spécifique de la description des courants dans une hétérojonction de type II. Dans la suite de la thèse nous avons modélisé les données expérimentales en utilisant le modèle de Shockley basé sur la diffusion des porteurs à l'équilibre thermodynamique. La validité de cette approche sera discutée dans la section II-4.

## 1.6 Caractéristiques fréquentielles du TBH

Le gain en puissance d'un TBH est généralement limité à fréquence élevée par la présence d'éléments qui forment un filtre du premier ordre. Il peut donc s'écrire en fonction

de la fréquence sous la forme générale suivante :

$$G(f) = \frac{G_0}{[1 + G_0^2(\frac{f}{f_c})^4]^{\frac{1}{2}}} \tag{1.79}$$

où $G_0$ est le gain en continu du TBH et $f_c$ la fréquence de coupure. Deux paramètres sont les figures de mérite des transistors : la fréquence de coupure $f_T$ et la fréquence maximale d'oscillation $f_{MAX}$.

### 1.6.1 Fréquence de transition

La fréquence de coupure $f_T$ est la fréquence pour laquelle le gain en courant en montage émetteur commun du transistor est égal à 1.

$$f_T = \frac{1}{2\pi\tau_{ec}} \tag{1.80}$$

Cette fréquence rend compte du délai total $\tau_{ec}$ des porteurs à travers la structure du TBH. Ce délai est donné par :

$$\tau_{ec} = (\underbrace{t_b + t_c}_{\text{structurale}} + \underbrace{\tau_e + \tau_c}_{\text{technologique}}) \tag{1.81}$$

avec $\tau_e$ : temps de charge de la capacité de jonction base émetteur $\tau_c$ : temps de charge du système RC du collecteur $t_b$ : temps de transit dans la base $t_c$ : temps de transit à travers la zone de transition base collecteur

### 1.6.2 Fréquence maximale d'oscillation

La fréquence maximale d'oscillation est la fréquence pour laquelle le gain en puissance est égal à l'unité. Elle est donnée par l'approximation suivante [Lin62] :

$$f_{MAX} = \sqrt{\frac{f_T}{8\pi R_b C_{bc}}} \tag{1.82}$$

cette fréquence dépend fortement de la résistance de base $R_b$, de la capacité base collecteur $C_{bc}$ et du délai total émetteur collecteur à travers la fréquence de transition $f_T$.

### 1.6.3 Temps de charge du système RC du collecteur

La capacité de la ZCE base collecteur $C_{bc}$ se charge à travers les résistances séries des régions de collecteur $R_c$ et d'émetteur $R_e$ et la résistance dynamique d'émetteur $r_e$ . Dans ces conditions son temps de charge est donné par :

$$\tau_c = (R_c + R_e + r_e)C_{bc} \tag{1.83}$$

Dans un TBH le dopage collecteur étant très faible devant celui de la base, la capacité de la ZCE base collecteur est donnée par :

$$C_{bc} = S_c\sqrt{\frac{q\varepsilon_s N_D}{2(V_{bi} - V_{bc})}} \tag{1.84}$$

$S_c$ étant la surface de la jonction base collecteur et $\varepsilon_c$ la permittivité relative du matériau de la zone de transition base collecteur. Les résistances $R_c$ et $R_e$ contiennent les résistances de contacts, les résistances de zones d'accès et les résistances des ZQN de collecteur et respectivement d'émetteur. Pour réduire ce temps de charge, il faut réduire les valeurs des différentes résistances et la capacité collecteur. Pour réduire cette dernière, il faut réduire la surface parasite du collecteur. Les autres solutions, telles que l'augmentation de l'épaisseur de la zone de transition et la réduction du dopage collecteur, sont sujet à un compromis, comme nous allons le voir plus loin, avec le temps de transit $t_c$ et les hautes densités de courant nécessaires pour diminuer $\tau_e$.

### 1.6.4 Temps de transit dans la base

Le temps de transit dans la base est lié au gain maximum du transistor à haute efficacité d'injection par l'expression [Gro67] :

$$\beta_{max} = \frac{\tau_{nb}}{t_b(W_b)} \tag{1.85}$$

Si le transport des électrons à travers la jonction émetteur base est de nature diffusive, $\beta_{max}$ est donné par :

$$\beta_{max} = (\frac{2L_{nb}^2}{W_b^2}) \tag{1.86}$$

comme $L_{nb} = \sqrt{D_{nb}\tau_b}$ le temps de transit dans la base $t_b$ s'exprime sous la forme :

$$t_b = \frac{w_b^2}{2D_{nb}} \tag{1.87}$$

Si le transport dans la base est une transport balistique comme dans l'hétérojonction de type I associée à une base très courte, le transport est caractérisé avec une vitesse balistique $v_{bal}$

$$t_b = \frac{W_b}{v_{bal}} \tag{1.88}$$

Dans le cas général le temps de transit s'écrit comme la somme d'un composante balistique et d'un composante diffusive [Liu04] :

$$t_b = \frac{w_b^2}{2D_{nb}} + \frac{W_b}{v_{bal}} \tag{1.89}$$

### 1.6.5 Temps de transit dans la zone de transition base-collecteur

Le transport dans la zone de transistion base-collecteur dans le cas d'une homojonction est donné par :

$$t_c = \frac{W_c}{2v_s} \tag{1.90}$$

où $v_s$ est la vitesse de saturation des électrons (Cf. section I.2). Le décalage des bandes de conduction dans l'hétérojonction de type II agit comme un lanceur d'électrons chauds dans le collecteur. Des résultats expérimentaux récents ont montré que la vitesse de dérive moyenne dans le collecteur des TBDH InP/GaAsSb/InP est autour de 4 $\times 10^7$ cm/s [Liu04]. Cette valeur est nettement plus élevée que la vitesse moyenne de saturation dans InP (ainsi que celle mesurée dans le TBDH InP/InGaAs/InP [Kah03]). Elle montre l'efficacité du transport balistique sur la réduction du temps de transit.

# Bibliographie


[Ada85] Adachi S. GaAs, AlAs, and $Al_xGa_{1-x}As$ material parameters for use in research and device applications. J.Appl. Phys. 1985 ;58 :R1-29.

[Ala80] Alavi K, Aggarwal RL, Groves SH. Interband magnetoabsorption of $In_{0.53}Ga_{0.47}As$. Phys. Rev. B 1980 ;21 :1311-15.

[And62] Anderson RL. Experiments on Ge-GaAs Heterojunctions. Solid-State Electron. 1962 ;5 :341.

[Ank82] Ankri D, Eastman LF. GaAlAs-GaAs ballistic heterojunction bipolar transistor. Elect. Lett. 1982 ;18 :750-1.

[Bar48] Bardeen J, Brattain WH. The Transistor, A Semi-conductor Triode. Phys. Rev. 1948 ;74 :230-1.

[Bha96] Bhat R, Hong WP, Caneau C, Koza MA, Nguyen CK, Goswami S. InP/GaAsSb/InP and InP/GaAsSb/InGaAsP double heterojunction bipolar transistors with a carbon-doped base grown by organometallic chemical vapor deposition. Appl. Phys. Lett. 1996 ;68 :985-7.

[Cam80] Campbell JC, Dentai AG, Burgus CA, Ferguson JF. High sensitivity InP/InGaAs heterojunction phototransistor. Elect. Lett. 1980 ;16 :713-4.

[Cas87] Casey HC, Panish MB. Heterostructure Lasers. Part B Academic Press, 1987.

[Cas89] Castagne C, Duchemin JP, Gloanec M, Rumelhard Ch. Circuits integrés en arséniure de gallium. Edition Masson, 1989.

[Bru03] Bru-Chevalier C. Compte rendu réunion Melba. Février 2003.

[Che76] Chelikowski JR, Cohen ML. Nonlocal pseudopotential calculations for the electronic structure of eleven diamond and zinc-blende semiconductors. Phys.Rev. B 1976 ;14 :556-82.

[Che82] Chen KY, Cho AY, Christman SB, Pearsall TP, Rowe JE. Measurement of the $\Gamma - L$ separation in $Ga_{0.47}In_{0.53}As$ by ultraviolet photoemission. Appl. Phys. Lett. 1982 ;40 :423-25.

[Der96] McDermott BT, Gertner ER, Pittman S, Seabury CW, Chang MF. Growth and doping of GaAsSb via metalorganic chemical vapor deposition for InP heterojunction bipolar transistors. Appl. Phys. Lett. 1996 ;68 :1386-8.

[Dev81] Devlin P, Heravi HM, Woolley JC. Can. J. Phys. 1981 ;59 :939.

[Dro85] Drouhin HJ, Hermann C, Lampel G. Photoemission from activated gallium arsenide. I. Very-high-resolution energy distribution curves. Phys. Rev. B 1985 ;31 :3859-71.

[Dvo00b] Dvorak MW, Pitts OJ, Watkins SP, Bolognesi CR. Abrupt Junction InP/GaAsSb/InP Double Heterojunction Bipolar transistors with $f_T$ as high as 250GHz and $BV_{CE0}$ >6V. IEDM Tech. Dig., San Francisco, 2000 :178-81.

[Fen05] Hafez W, Feng M. Experimental demonstration of pseudomorphic heterojunction bipolar transistors with cutoff frequencies above 600 GHz. Appl. Phys. Lett. 2005 ;86 :152101

[Fri81] Fritzsche D, Kuphal E, Aulbach R. Fast reponse InP/InGaAsP Heterojunction Phototransistor. Electron. Lett. 1981 ;17 :178-80.

[Gri84] Grinberg AA, Shur MS, Fischer RJ, Morkoç H. An investigation of the effect of graded layers and tunneling on the performance of AlGaAs/GaAs Heterojunction Bipolar Transistors. IEEE Trans. Electron Dev. 1984 ;31 :1758-65.

[Gro67] Grove AS, Physics and Technologie of semiconductor devices. Wiley, New York, 1967, 224.

[Hay87] Hayes JR, Bhat R, Schumacher H, Koza M. OMCVD-grown InP/InGaAs heterojunction bipolar transistors. Elect. Lett. 1987 ;23 :1298-9.

[Hen78] Henry CH, Logan RA, Merritt FR. The effect of surface recombination on current in $Al_xGa_{1-x}As$ heterojunctions. J. Appl. Phys. 1978 ;49 :3530-42.

[Hu98] Hu J, Xu XG, Stotz JAH, Watkins SP, Curzon AE, Thewalt MLW, Matine N, Bolognesi CR. Type II photoluminescence and conduction band offsets of GaAsSb/InGaAs and GaAsSb/InP heterostructures grown by metalorganic vapor phase epitaxy. Appl. Phys. Lett. 1998 ;74 :2799-801.

[Hor76a] Horiguchi M, Osanai H. Spectral losses of low-OH-content optical fibres. Elect. Lett. 1976 ;12 :310-12.

[Hor76b] Horiguchi M, Osanai H. Effect of dopants on transmission loss of low-OH-content optical fibres. Elect. Lett. 1976 ;12 :549-50.

[Ida02] Ida M, Kurishima K, Watanabe N. Over 300 GHz $f_T$ and $f_{max}$ InP/InGaAs double heterojunction bipolar transistors with a thin pseudomorphic base. IEEE Electron Dev. Lett.2002 ;23 :694-6.

[Jam70] James LW, Van Dyke JP, Herman F, Chang DM. Band Structure and High-Field Transport Properties of InP. Phys. Rev. B 1970 ;1 :3998-4001.

[Kah03] Kahn M, Blayac S, Riet M, Bedaguer P, Dhalluin V, Alexandre F, Godin J. Measurement of base and collector transit times in thin-base InGaAs-InP HBT. IEEE Electron Device Lett. 2003 ;24 :430-32.

[Keu88] Keuch TF, Tischler MA, Wang PJ, Scilla G, Potemski R, Cardonne F. Controlled carbon doping of GaAs by metalorganic vapor phase epitaxy. Appl. Phys. Lett. 1988 ;53 :1317.

[Kon75] Konagai M, Takahashi K. (GaAl)As-GaAs heterojunction transistors with high injection efficiency. J. Appl. Phys. 1975 ;46 :2120-4.

[Kon77] Konagai M, Katsukawa K, Takahashi K. (GaAl)As/GaAs heterojunction phototransistors with high current gain. J. Appl. Phys. 1977 ;48 :4389-94.

[Kor81] Kordos P, Schumbera P, Heyen M, Balk P. Int. Phys. Conf. Ser. No 63, Int. Symp. GaAs and Related Compounds, Japan, 1981 ;63 :131.

[Kro57] Kroemer H. Theory of a wide gap emitter for transistors. Proc. IRE 1957 :1535-37.

[Kro82] Kroemer H. Heterostructure Bipolar Transistors and integrated circuits. Proc. IEEE 1982 ;70 :13-25.

[Kro83] Kroemer H. Heterostructure bipolar transistors : What should we build ?. J. Vac. Sci. Technol. B1 1983 ;2 :126-30.

[Kur93] Kurishima K, Nakajima H, Kobayashi T, Matsuoka Y, Ishibashi T. High-speed InP/InGaAs double-heterostructure bipolar transistors with suppressed collector current blocking. Appl. Phys. Lett. 1993 ;62 :2372-4.

[Kur94] Kurishima K, Nakajima H, Kobayashi T, Matsuoka Y, Ishibashi T. Fabrication and Characterization of High-Performance InP/InGaAs Double-Heterojunction Bipolar Transistors. IEEE Trans. on Electron Devices 1994 ;41 :1319-25.

[Leo74] Leotin J, Barbaste R, Askenasy S, Skolnick MS, Strading RA, Tuchendler. Hole mass measurement in *p*-type InP and GaP by submillimetre cyclotron resonance in pulsed magnetic fields. Solid State Comm. 1974 ;15 :693-7.

[Lin62] Lindmayer J. Solid State Elect. 1962 ;5 :171.

[Liu04] Liu HG, Tao N, Watkins SP, Bolognesi CR. Extraction of the avarage collector velocity in high speed “Type-II” InP-GaAsSb-InP DHBTs. IEEE Electron Device Letters 2004 ;25 :769-71.

[Mat98] Matine N, Dvorak MW, Bolognesi CR, Xu X, Hu J, Watkins SP, Thewalt MLW, Nearly ideal InP/GaAsSb/InP double heterojunction bipolar transistors with ballistically launched collector electrons. Electron. Lett. 1998 ;34 :1700.

[Nah77] Nahory RE, Pollack MA, DeWinter JC, Williams KM. Growth and properties of liquid-phase epitaxial $GaAs_{1-x}Sb_x$. J. Appl. Phys. 1977 ;48 :1607.

[Nah78] Nahory RE, Pollack MA, Johnston Jr WD, Barns RL. Band gap versus composition and demonstration of Vegard’s law for $In_{1-x}Ga_xAs_yP_{1-y}$ lattice matched to InP. Appl. Phys. Lett. 1978 ;33 :659-61.

[Not86] Nottenburg RN, Temkin H, Panish MB, Hamm R. High gain InGaAs/InP heterostructure bipolar transistors grown by gas source molecular beam epitaxy. Appl. Phys. Lett. 1986 ;49 :1112-4.

[Not88] Nottenburg RN, Chen YK, Panish MB, Hamm R, Humphrey DA. High-Current-Gain Submicrometer InGaAs/InP Heterostructure Bipolar Transistors. IEEE Electron Dev. Lett. 1988 ; 9 :524-6.

[Not89] Nottenburg RN, Chen YK, Panish MB, Humphrey DA, Hamm R. Hot-electron InGaAs/InP Heterostructure Bipolar Transistors with $f_T$ of 110GHz. IEEE Electron Dev. Lett. 1989 ;10 :30-32.

[Ohk91] Ohkubo M, Iketani A, Ijichi T, Kikuta T. InGaAs/InP double-heterojunction bipolar transistors with step graded InGaAsP between InGaAs base and InP collector grown by metalorganic chemical vapor deposition. Appl. Phys. Lett. 1991 ;59 :2697-9.

[Pay75] Payne DN, Gambling WA. Zero material dispersion in optical fibres. Electron. Lett. 1975 ; 11 : 176-8.

[Pea77] Pearsall TP, Hopson Jr RW. Growth and characterization of lattice-matched epitaxial films of $Ga_xIn_{1-x}As$/InP by liquid phase epitaxy. J. Appl. Phys. 1977 ;48 :4407-4409.

[Pet99] Peter M, Herres N, Fuchs F, Winkler K, Bachem KH, Wagner J. Band gaps and band offsets in strained $GaAs_{1-y}Sb_y$ on InP grown by metalorganic chemical vapor deposition. Appl. Phys. Lett. 1999 ;74 :410-12.

[Por83] Porod W, Ferry DK. Modification of the virtual-crystal approximation for ternary III-V compounds. Phys.Rev.B 1983 ;27 :2587-9.

[Ren91] Ren F, Fullowan TR, Lothian J, Wisk PW, Abernathy CR, Kopf RF, Emerson AB, Downey SW, Pearton SJ. Stability of carbon and berryllium-doped base GaAs/AlGaAs heterojunction bipolar transistors. Appl. Phys. Lett. 1991 ;59 :3613-5.

[Rit92] Ritter D, Hamm RA, Feygenson A, Temkin H, Panish MB, Chandrasekhar S. Bistable hot electron transport in InP/GaInAs composite collector heterojunction bipolar transistors. Appl. Phys. Lett. 1992 ;61 :70-2.

[Sah57] Sah CT, Noyce RN, Shockley W. Carrier generation and recombination in $p-n$ junction and $p-n$ junction characteristics. Proc. IRE 1957 ;45 :1228.

[Sho49] Shockley W. The theory of p-n junctions in semiconductors and p-n junction transistors. Bell Syst. Tech. J. 1949 ;28 :435.

[Sze81] Sze SM. Physics of semiconductor devices. 2nd ed. John Wiley &Sons, 1981.

[Tiw88a] Tiwari S. A New Effect at High Currents in Heterostructure Bipolar Transistors. IEEE Electron Device Lett. 1988 ;9 :142-4.

[Tiw88b] Tiwari S, Frank DJ, Wright SL. Surface recombination in GaAlAs/GaAs heterostructure bipolar transistors. J. Appl. Phys. 1988 ;64 :5009-12.

[Tea52] Teal GK, Buehler E. Growth of silicon single crystals and of single crystal silicon p-n Junctions. Phys. Rev. 1952 ;87 :190.

[Tob80] Tobe M, Amemita Y, Sakai S, Umeno M. High-sensitivity InGaAsP/InP phototransistors. Appl.Phys. Lett. 1980 ;37 :73-5.

[Vur01] Vurgaftman I, Meyer JR, Ram-Mohan LR. Band parameters for III-V compound semiconductors and their alloys. J. Appl.Phys. 2001 ;89 :5815-75.

[Wal80] Walukiewicz W, Lagowski J, Jastrzebski L, Rava P, Lichtensteiger M, Gatos CH, Gatos HC. Electron mobility and free-carrier absorption in InP ; determination of the compensation ratio. J. Appl. Phys. 1980 ;51 :2659-68.

[Wat00] Watkins SP, Pitts OJ, Dale C, Xu XG, Dvorak MW, Matine N, Bolognesi CR. Heavily carbon-doped GaAsSb grown on InP for HBT applications. J. Cryst. Growth 2000 ;221 :56-65.

[Yam94] Yamada H, Futatsugi T, Shigematsu H, Tomioka T, Fujii T, Yokoyama N. 1991 IEDM Tech. Dig. 1994 :964.

[YKC89] Chen YK, Nottenburg RN, Panish MB, Hamm RA, Humphrey DA. Subpicosecond InP/InGaAs Heterostructure Bipolar Transistors. IEEE Electron Dev. Lett. 1989 ;10 :267-9.

[Yu84] Yu PW, Kuphal E. Photoluminescence of Mn- and Un-doped $Ga_{0.47}In_{0.53}As$ on InP. Solid State Comm. 1984 ;49 :907-910.

[Zei86] Zeilinski E, Schweizer H, Streubel K. Excitonic transistions and exciton damping processes in InGaAs/InP. J. Appl. Phys. 1986 ;59 :2196-204.

# Chapitre 2

# Physique des TBH dont la base est en GaAsSb

## 2.1 Les premières couches de GaAsSb

L'intérêt de GaAsSb pour la réalisation des dispositifs optoélectroniques a été identifié dès le début des années 1970. En effet, la bande interdite de GaSb 0.73 eV (1.7 $\mu$m) étant plus petite que celle de GaAs 1.43 eV (0.87 $\mu$m), on peut espérer réaliser des alliages ayant une bande interdite comprise entre 0.73 et 1.43 eV. Ce spectre d'énergie couvre les longueurs d'onde intéressantes pour les télécommunications optiques infrarouge par fibres optiques.

Cependant, les premières générations d'échantillons de GaAsSb qui étaient réalisé par Epitaxie en Phase Liquide (LPE) furent limitées aux alliages proches des matériaux binaires. En effet, la gamme de composition $GaAs_{1-x}Sb_x$ pour laquelle $x$ est compris entre 0.2 et 0.8 ne correspond pas à une miscibilité de phase pour des conditions de croissance proches de l'équilibre thermodynamique (ici 600°C) [Nah77] [Str83].

Il a fallu attendre 1977 pour que soit employée la technologie de croissance par épitaxie par jet moléculaire (MBE), qui grâce à des conditions de croissance plus éloignées de l'équilibre thermodynamique, a permis de voir les premières couches de GaAsSb développées sur toute une étendue de concentrations [Sak77] [Cha77] [Esa81]. Ce résultat fut obtenu par Esaki et ses collaborateurs au centre de recherches d'IBM à Yorktown. A l'époque,

leur intérêt pour GaAsSb était motivé par le fait que les hétérostructures InAs/GaSb ne présentent pas de chevauchement des bandes interdites (la bande de conduction d'InAs se trouve au-dessous de la bande de valence de la GaSb). Ce système est donc particulièrement intéressant pour l'étude du transport électronique.

Esaki et al ont réalisé également les premières mesures expérimentales de la bande interdite et du paramètre de maille en fonction de la concentration d'antimoine [Sak77]. Sur la figure 2.1(a), on observe une dépendance linéaire du paramètre de maille de GaAsSb avec la concentration (loi de Vegard). La bande interdite montre au contraire la présence d'une courbure prononcée, qui confirme l'approximation donnée par Nahory, (obtenue sur les couches de GaAsSb épitaxiées par LPE pour $x_{Sb}$<0.3) :

$$Eg(x) = 1.43 - 1.9x + 1.2x^2 [\text{Nah77}]. \tag{2.1}$$

Les diagrammes de bande de GaAsSb sont représentés sur la figure 2.1(b) [Esa81]. Les affinités électroniques de GaAs et de GaSb étant très proches, l'interpolation linéaire de la bande de conduction de GaAs et GaSb est une bonne approximation. La variation de la bande interdite déplace alors principalement la bande de valence de l'alliage.

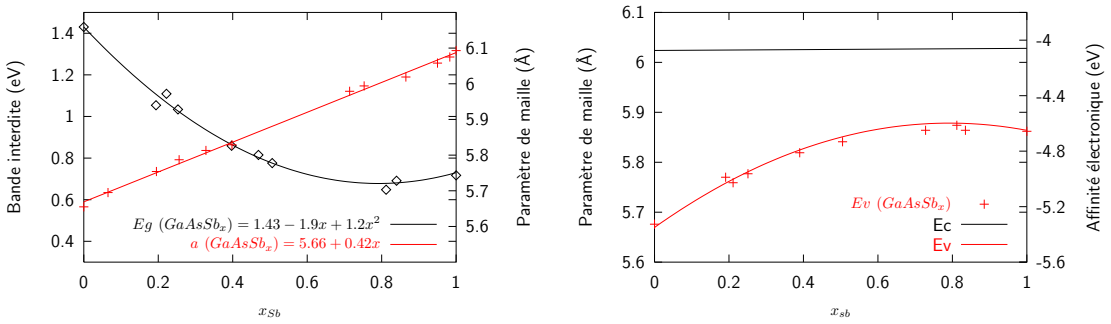



FIG. 2.1: Bande interdite et paramètre de maille (a) et diagramme de bande (b) de $GaAs_{1-x}Sb_x$ en fonction de concentration en antimoine [Sak77] [Esa81].

Les résultats d'Esaki ont encouragé la recherche sur la croissance de matériaux qui ne pouvaient pas être réalisés par LPE. En vue d'applications pour les télécommunications sur fibre optique ; les recherches se focalisèrent sur $GaAs_{0.5}Sb_{0.5}$ qui est en accord de maille avec InP.

En 1984, Cherng et al débutèrent la croissance de $GaAs_{0.5}Sb_{0.5}$ sur InP par l'épitaxie en phase vapeur aux organométalliques (MOVPE) [Che84]. Ils ont aussi mesuré la mobilité des trous dans GaAsSb en fonction de la température de croissance et du désaccord de maille ($0.47 < x_{Sb} < 0.59$), $\Delta a/a_0 \sim \pm 7 \times 10^{-3}$. Ils constatèrent que la mobilité de trous pour les concentrations d'antimoine correspondant à la gamme de non miscibilité de phase est beaucoup plus petite que celles des matériaux binaires. La mobilité des trous dans $GaAs_{1-x}Sb_x$ ($0.2<x_{Sb}<0.8$) non dopé à température ambiante est d'environ 60-100 $cm^2V^{-1}s^{-1}$, beaucoup plus faible que celle de GaAs (280 $cm^2V^{-1}s^{-1}$) et de celle de GaSb (800 $cm^2V^{-1}s^{-1}$) (Figure 2.2). Ils ont attribué cette faible mobilité à la présence d'un alliage qui, générant des fluctuations du potentiel cristallin, introduit un mécanisme supplémentaire de diffusion des porteurs dont la probabilité est proportionnelle à $x(1-x)$ donc maximale à l'accord de maille avec InP ($x = 0.5$). Cette interprétation a été confirmée par des mesures de la mobilité en fonction de la température [Che86].

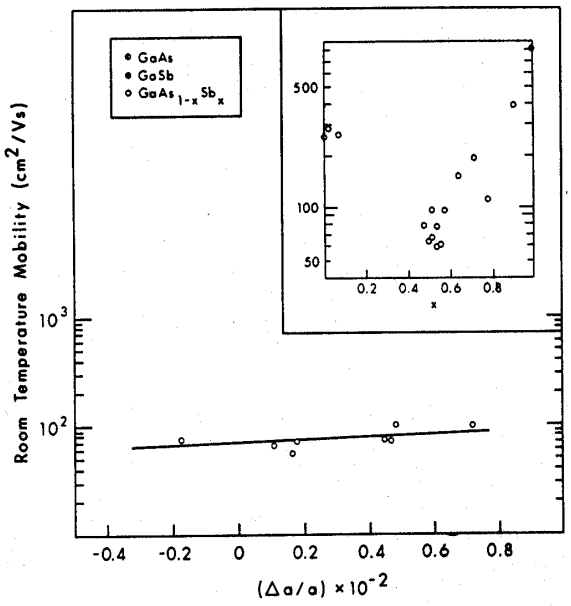



FIG. 2.2: Mobilité des trous des couches $GaAs_{0.5}Sb_{0.5}$ épitaxiées sur InP en fonction du désaccord de maille ($\Delta a/a_0 \sim \pm 7 \times 10^{-3}$). On trace également la mobilité des couches $GaAs_{1-x}Sb_x$ en fonction de la concentration d'antimoine [Che86].

La question de la stabilité des couches de GaAsSb pour les concentrations correspon-

dant à la gamme de non miscibilité de phase a poussé les études sur ses propriétés structurelles. En 1984, Chiu a employé la microscopie électronique en transmission (TEM) pour observer des couches de $GaAs_{0.5}Sb_{0.5}$ épitaxiées sur InP par MBE. Ils ont mis en évidence l'existence d'une modulation spatiale de composition comme dans les couches d'InGaAs et d'InGaAsP [Chi84]. En 1987, Ihm étudia les diagrammes de diffraction de couche de GaAsSb obtenues par TEM. Il observa une anisotropie entre les orientations cristallographiques [011] et $[0\bar{1}1]$. Ceci met en évidence un regroupement ordonné d'antimoine et d'arsenic selon l'orientation cristallographique. Cet arrangement ordonné est à l'opposé d'une distribution aléatoire des éléments V généralement observée dans des alliages semiconducteurs [Ihm87]. Plus tard en 2001, l'équipe de Bolognesi à l'Université Simon Fraser au Canada a mis en evidence une corrélation entre l'anisotropie d'arrangement des élements V et celle observée sur la résistivité des couches de GaAsSb [Fin01].

L'étude des propriétés optiques de $GaAs_{0.5}Sb_{0.5}$ par mesures de photoluminescence (PL) a été entreprise pour la première fois par Cherng [Che86]. Il a observé un pic à 1.56 $\mu$m (0.79 eV) à température ambiante avec une largeur à mi hauteur comprise entre 49 et 60 meV pour des échantillons épitaxiés par MOVPE. Pour les couches épitaxiées par MBE, le pic de GaAsSb est observé autour de 1.76 $\mu$m (0.722 eV), soit à une énergie environ 68 meV plus faible que dans les échantillons MOVPE [Chi84], [Kle87], [Nak88]. Klem explique ce décalage par une différence dans le regroupement et l'ordonnancement des éléments V dans la couche due à la différence de température de croissance utilisée (500-560 °C en MBE comparé à 570-640 °C en MOVPE). En effet, une température de croissance plus élevée amène à une mobilité d'éléments V plus élevée à la surface et ainsi à des degrés d'ordonnancement plus faibles à courte distance. Ceci a été vérifié plus tard par l'équipe de Bolognesi ; ils ont observé une anisotropie de résistivité plus faible pour des couches de GaAsSb épitaxiés à 600 °C, comparée à celles épitaxié à 560 °C [Fin01].

Klem étudia plus tard les super-réseaux GaAsSb/InGaAs en accord de maille avec InP [Kle91]. A partir des mesures et des calculs de l'énergie de la première transition dans ces super réseaux ($n = 1$) pour différentes périodes, il a conclu que le décalage de bande de conduction ($\Delta E_C$) entre GaAsSb et InGaAs est de type II et vaut 0.37 eV. Cette valeur doit être comparée aux valeurs de ($0.47 \pm 0.02$) eV rapportée par Sugiyama à partir de mesures I(V) d'une diode GaAsSb/InGaAs[Sug89] et de 0.54 eV rapportée par Sai-Halasz [Sai78]

de mesure d'absorption de super reseaux $In_{0.45}Ga_{0.55}As/GaSb_{0.55}As_{0.45}$. Klem a fait l'hypothèse que la différence de l'offset de bande mesuré pourrait être due à la gradualité de composition aux interfaces du super réseaux.

### 2.1.1 Récapitulatif des propriétés

| | |
|---|---|
| Eg(x) à 300K (eV) | 1.43-1.9x+1.2x$^2$ [Nah77] |
| a(x) (nm) | 0.566 + 0.042 [Sak77] |
| x=0.5 | |
| Eg à 300K (eV) | 0.72 [Chi84], [Kle87], [Nak88] $\sim$ 0.79 eV [Che86] |
| $\Delta E_c$ GaAsSb/InGaAs (eV) | -0.37 [Kle91] $\sim$ -0.54 [Sai78] |
| $\mu_p$ nid à 300K (cm$^2$V$^{-1}$s$^{-1}$) | 60 $\sim$ 100 [Che86] |
| $\mu_n$ nid à 300k (cm$^2$V$^{-1}$s$^{-1}$) | 3800 [Nak88] |

TAB. 2.1: Les propriétés physiques de GaAsSb.

## 2.2 GaAsSb pour les TBH

L'intérêt d'employer GaAsSb comme matériau pour la base d'un TBH a commencé à apparaître en 1990. Esaki en 1980 avait montré que l'incorporation de Sb dans GaAs réduisait la bande interdite par le décalage ascendant de la bande de valence. Comme il a été expliqué au chapitre 1, une discontinuité relativement grande de la bande de valence est particulièrement recherchée pour des structures de TBH *npn* parce qu'elle fournit un meilleur confinement des trous dans la base donc augmente l'efficacité de l'injection de la jonction émetteur-base.

Le premier TBH avec une base en GaAsSb a été proposé par Khamsehpour et al en 1990 [Kha90]. La motivation de leur recherche était de trouver une combinaison large bande interdite-petite bande interdite alternative à AlGaAs/GaAs pour la jonction émetteur-base

d'un TBH. Khamsehpour a étudié l'hétérojonction GaAs/GaAsSb$_{0.07}$. Anastasiou en 1993 a poursuivi cette étude pour le système AlGaAs/GaAsSb$_{0.15}$ [Ana93].

Les avantages potentiels d'employer GaAsSb pour la base d'un TBH de la filière GaAs ont été mis en évidence par Khamsehpour et Anastasiou :

1. Un offset de la bande de valence ($\Delta E_v$) qui augmente avec la concentration Sb dans GaAsSb.
2. Une plus petite bande interdite de GaAsSb par rapport à GaAs qui se traduit par une plus faible hauteur de barrière dans la jonction émetteur-base. A un courant donné, la tension de polarisation des diodes sera donc plus faible, ce qui permet de réduire la puissance consommée.
3. GaAsSb peut être épitaxié par MBE à une température plus basse que celle exigée pour le système AlGaAs/GaAs. Ceci permet de réduire la diffusion du dopant (béryllium) dans la couche de base en GaAsSb.
4. La masse des porteurs dans la vallée $\Gamma$ de GaAsSb est plus petite que celle dans GaAs. GaSb : $m_e^\Gamma$=0.042$m_0$, $m_{hh}$=0.35$m_0$, $m_{lh}$=0.045$m_0$ comparé à GaAs : $m_e^\Gamma$=0.067$m_0$, $m_{hh}$=0.62$m_0$, $m_{lh}$=0.087$m_0$. Les variations de la masse de l'électron dans GaAsSb pour $x_{Sb} \geq 0.6$ peuvent être approximées par $m_e^\Gamma = 0.0634 - 0.0483x + 0.0252x^2$ [Lan87].
5. En raison de la différence de paramètre de maille entre GaAs et GaSb, le matériau de GaAsSb épitaxié sur GaAs est contraint en tension. Cette contrainte biaxiale entraîne une augmentation de la densité de trous légers ce qui permet de réduire la résistance de base.
6. Un transistor ayant une base en GaAsSb pour une concentration en antimoine ($x_{Sb}$) supérieure à 0.1 peut servir de phototransistor fonctionnant dans la gamme de longueur d'onde de 1.1 à 1.6 $\mu$m donc pour les applications optoélectroniques (1.3-1.5 $\mu$m).
7. Des faibles résistances de contacts ohmiques de type $p$ peuvent être réalisées sur GaAsSb. En effet, le niveau de Fermi en surface est piégé plus près de la bande de valence dans GaSb ($\phi_b$=0.15-0.20 eV) que dans GaAs 0.5-0.6eV ou dans GaInAs $\sim$ 0.45eV [Rho88].

8. La vitesse de recombinaison en surface de GaSb est considérablement inférieure à celle de GaAs. Un des inconvénients principaux des TBH ayant une base en GaAs est que la vitesse élevée de recombinaison en surface limite le gain en courant pour les dispositifs de petites dimensions.

Cependant, les premières caractéristiques électriques des transistors avec une base en GaAsSb furent décevantes en raison de la difficulté d'épitaxier une couche de GaAsSb contraint sans dislocation. Un désaccord de maille de plus de 1.5 % pour $x > 0.2$ rend impossible l'épitaxie de couche de GaAsSb ayant l'épaisseur de base exigée (qui était alors d'environ 100 nm).

Néanmoins, Khamsehpour a obtenu un gain en courant de 25 pour un TBH dont la base possédait une concentration en antimoine $x_{Sb} = 0.07$. Anastasiou a mesuré une excellente résistivité de contact ($8.8 \times 10^{-7} \Omega \text{cm}^2$ pour le contact Au/Zn/Au sur la base en $GaAsSb_{0.15}$ dopée béryllium à $2 \times 10^{19}$ $\text{cm}^{-3}$.

Depuis quelques années, l'exploitation de GaAsSb comme base dans les TBH sur un substrat en GaAs redevient populaire. Cela est certainement dû aux avancés récentes dans les techniques de croissance des cristaux et dans les technologies de réalisation des transistors. Désormais, grâce à l'amélioration du dopage de base, l'épaisseur de la base des TBH peut être réduite jusqu'à 20 nm ce qui permet d'employer des couches contraintes. On constate de nombreuses publications et dépôts de brevet pour ce système [Pan03][Pan04].

## 2.3 TBH avec une base en GaAsSb sur substrat InP

Les recherches pour utiliser une base en GaAsSb dans les TBH sur substrat InP ont été initiées par les travaux de Dermott [Der96] au Rockwell Science Center et de Bhat [Bha96] au laboratoire de Bellcore vers 1996.

Leur motivation première pour explorer un autre matériau que $GaIn_{0.47}As_{0.53}$ pour la base vient d'une part du succès de l'utilisation du carbone comme dopant $p$ dans GaAs en remplacement du béryllium, zinc ou magnésium qui tous présentent des coefficient de diffusion élevés [Keu88] [Ren91]. En effet, la découverte que le carbone ne diffuse pas, a permis d'améliorer considérablement la fiabilité des TBH GaAs. Ceci a entraîné de nom-

breuses recherches pour remplacer par le carbone les dopants de type *p* dans la base des autres types de TBH.

Toutefois, le dopage par le carbone de GaInAs, particulièrement celui obtenu par la croissance utilisant MOVPE, montre une passivation significative par l'hydrogène (jusqu'à 80% du carbone incorporé), limitant la concentration de trous à p $\sim 1.1 \times 10^{19}$ cm$^{-3}$ [Ito96].

La deuxième motivation pour employer GaAsSb, comme rapporté par Bhat [Bha96], est d'éliminer la barrière de potentiel de la bande de conduction rencontrée dans la jonction base-collecteur des transistors à double hétérojonction (TBDH) dont la base est en InGaAs (InAlAs/InGaAs/InAlAs ou InP/InGaAs/InP).

De l'étude théorique, il a été évalué que le décalage de bande de conduction entre GaAsSb/InP devait varier entre -0.145 et 0.045 eV. Cette valeur est cohérente avec la valeur du décalage de la bande de conduction ($Ec_{GaAsSb}$-$Ec_{InP}$ = 120 meV) qui peut être déduite en employant la règle de transitivité pour la mesure de Klem entre InGaAs et GaAsSb [Kle91] et la valeur bien adoptée entre InP et InGaAs.

La troisième raison est que le décalage de la bande de valence d'InP/GaAsSb, qui est de (0.62 $\pm$ 0.095) eV, est beaucoup plus grand que celui d'InP/InGaAs ($\Delta E_v$ = 0.378eV). Comme discuté précédemment, l'augmentation de cette discontinuité entraînant celle de la hauteur de barrière vue par les trous de la base, augmente la limite maximale du niveau de dopage de base au delà de laquelle le courant de trous injectés dans l'émetteur réduit de facon significative le gain en courant de transistor.

Enfin, la quatrième raison est que InP et GaAsSb peuvent être chimiquement gravés de façon sélective ce qui est indispensable pour la technologie de fabrication des TBH à base fine.

Les premiers TBH ayant une structure InP/GaAsSb :C ont été développés par MOVPE. La source de carbone utilisée fut $CCl_4$. Dermott [Der96] et Bhat [Bha96] ont rapporté un niveau de dopage élevé, $N_A = 1.3 \times 10^{20}$ cm$^{-3}$, et tous deux ont constaté que le recuit à 450°C pendant 30 minutes dans un environnement d'azote n'avait pas changé les valeurs de la concentration de trous mesurées par effet Hall contrairement à ce qui avait été observé dans InGaAs :C.

Dermott a étudié les mobilités des trous et des électrons dans $GaAs_{0.5}Sb_{0.5}$ en fonction

du niveau de dopage. Il a constaté que la mobilité des trous est comprise entre 20 et 60 $cm^2V^{-1}s^{-1}$, similaire à celle rapportée par Bhat : 50 $cm^2V^{-1}s^{-1}$ pour un dopage de $N_A = 7 \times 10^{19}$ cm−3. En comparant avec la mobilité des trous de GaInAs dopé au carbone, il a établi (figure 2.3) que la mobilité des trous dans GaAsSb est comprise entre 55% à 60% de la mobilité dans InGaAs.

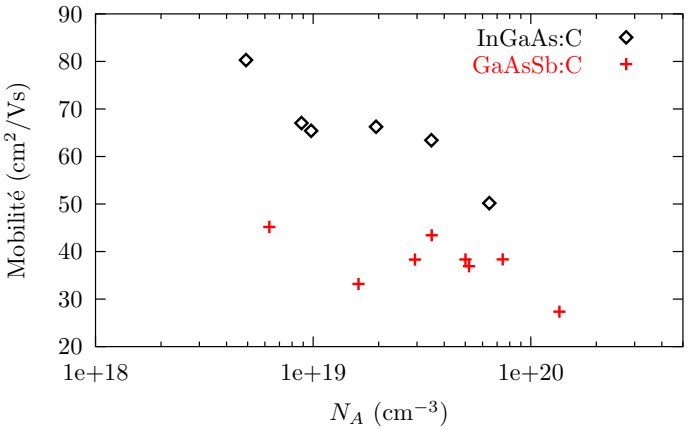



FIG. 2.3: Mobilité de trous en fonction du niveau de dopage pour InGaAs et GaAsSb dopés carbone. La mobilité de trous de GaAsSb est entre 55% et 60% de celle de GaInAs [Der96].

Quant à la mobilité des électrons de *n*-GaAsSb (dopé par Te), il a mesuré une valeur de 750 $cm^2V^{-1}s^{-1}$ pour un niveau de dopage $N_D \sim 10^{19}$ $cm^{-3}$. Nakata avait [Nak88] précédemment trouvé que la mobilité des électrons de la couche GaAsSb intrinsèque avec une concentration d'électrons de $8.3 \times 10^{15}$ $cm^{-3}$ est de 3800 $cm^2V^{-1}s^{-1}$.

Cependant les premières caractéristiques électriques de TBH InP/GaAsSb furent tout à fait médiocres. Dermott [Der96] a obtenu un gain du transistor compris entre 5 et 45 selon le niveau de dopage. Bhat [Bha96] a constaté qu'avec des niveaux de dopage de base identiques ($N_A = 7 \times 10^{19}$ cm−3) le gain en courant pouvait varier entre 14 et 22. Les facteurs d'idéalité de diode émetteur base *n* varient entre 1.26 et 2.4 selon les conditions de croissance. La première caractéristique dynamique d'un transistor avec un émetteur ayant une superficie de 2x20 $\mu m^2$ donne une fréquence $f_T$ = 30 GHz et une fréquence $f_{MAX}$ de 45 GHz. Bhat a attribué ce résultat insatisfaisant à la présence des niveaux accepteur profonds dans GaAsSb [Bha96].

Bhat[Bha96] et Dermott [Der96] ont prouvé, néanmoins, la possibilité d'une tension

de fonctionnement ($V_{CE,offset}$) aussi faible que 0.1 V due à la petite bande interdite de GaAsSb, et une tension de claquage ($BV_{CE0}$) supérieure à 11 V due au collecteur en InP (d'épaisseur 300 nm). Ils ont ainsi démontré l'intérêt du système InP/GaAsSb pour les applications de faible consommation et de forte puissance.

C'est seulement depuis 1998, date à laquelle l'équipe du professeur Bolognesi de l'université Simon Fraser (Canada) a repris les recherches sur le transistor en InP/GaAsSb, que nous observons un progrès continu des TBH dans ce système. Comme nous le verrons plus loin, les raisons principales de ce progrès sont la complète maîtrise de la croissance à l'interface de hétérojonction InP/GaAsSb et l'expertise, apportée par la collaboration avec N. Matine, de la technologie de fabrication des transistors de petites dimensions.

Ils commencèrent leur recherche par la mesure du décalage de bande de conduction entre InGaAs/GaAsSb et InP/GaAsSb. Ils ont rapporté une valeur $\Delta E_c$ de -0.36 eV pour InGaAs/GaAsSb et -0.18 eV pour InP/GaAsSb à 4.2 K [Hu98]. Le décalage de bande de conduction entre InGaAs/GaAsSb est en accord avec la valeur mesurée par Klem [Kle91], tandis que le décalage entre InP/GaAsSb est la première valeur expérimentale reportée. Ils ont alors confirmé l'estimation de Bhat que la nature de l'interface InP/GaAsSb est de type II. De même ils ont confirmé l'avantage d'utiliser GaAsSb à la place d'InGaAs dans la base des TBH pour éliminer la barrière de potentiel de la bande de conduction rencontrée dans la jonction base-collecteur des transistors à double hétérojonction InP/InGaAs/InP ou InAlAs/InGaAs/InAlAs.

Ils ont également repris les travaux de Cherng [Che86] sur la mesure de la mobilité de trous dans GaAsSb en fonction de la concentration d'antimoine. Les couches étudiées sont toutes dopées $p =$ quelques$10^{19}$cm$^{-3}$ [Wat00]. Ils ont observé une baisse importante de la mobilité dans le ternaire GaAsSb comparé aux matériaux binaires pour un niveau de dopage équivalent qui est dû aux fluctuations du potentiel cristallin, propre aux alliages (Cf. Fig. 2.2). Ils ont également constaté que la mobilité dépend faiblement du niveau de dopage dans la couche, comme observé par Dermott [Der96]. Dès lors, pour la couche de la base du TBH, ils proposèrent de doper fortement GaAsSb afin de réduire sa resistivité. Leurs mesures de conductivité de GaAsSb en fonction du niveau de dopage (figure 2.4) montrent une augmentation linéaire de la conductivité avec le niveau dopage jusqu'à $N_A$=2.5 $\times$ $10^{20}$, correspondant à mobilité $\mu_p$=28 cm$^2$V$^{-1}$s$^{-1}$ [Wat00].

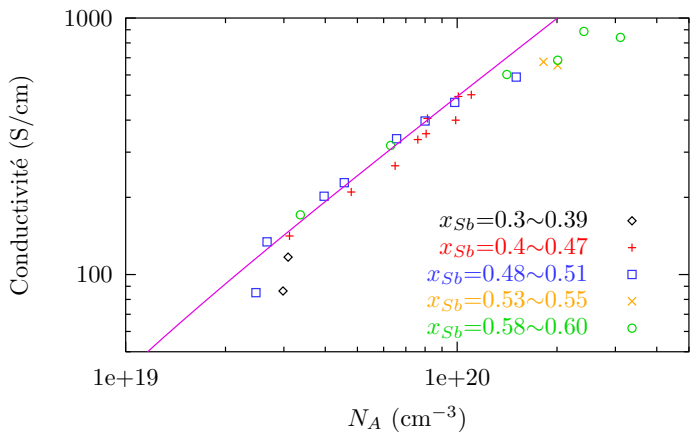



FIG. 2.4: Conductivité de la couche GaAsSb en fonction du niveau de dopage. Les différents symboles correspondent aux concentration d'antimoine ($x_{Sb}$) dans la couche [Wat00].

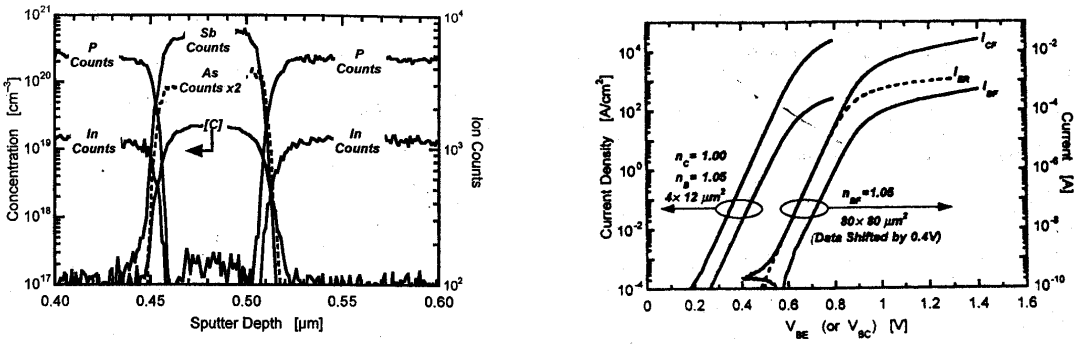
Les structures de TBH sont épitaxiées par MOVPE, $CCl_4$ étant utilisé pour le dopage carbone [Xu99]. La température du porte-échantillon a été maintenue à 560°C pendant la croissance de GaAsSb. La vitesse de croissance était voisine de 1.0 $\mu$m/h pour InP et GaAsSb. Le rapport d'élements V/III était de 2. Les mesures de PL de couches $GaAs_{0.5}Sb_{0.5}$ intrinsèques ont montré un pic centré à 0.790 eV (FWHM 7.7 meV) à 4 K, en accord avec les couches GaAsSb épitaxiées par MBE [Chi84], [Kle87], [Nak88].

Leur premier transistor avait une base d'épaisseur 40 nm et dopée à $4 \times 10^{19}$ cm$^{-3}$ [Mat98] [Bol99]. La mobilité de trous est d'environ 25∼30 cm$^2$V$^{-1}$s$^{-1}$ ce qui correspond à une résistance spécifique de la couche de base de 1400 Ω/sq. Le collecteur, d'épaisseur 300 nm en InP, avait un niveau de dopage de $2 \times 10^{16}$ cm$^{-3}$. Le gain en courant observé est de 30∼40 pour une densité de courant $J_c = 20$ kA/cm$^2$.

La mobilité de trous est inférieure à celle établie par Dermott et Bhat. Toutefois, les facteurs d'idéalité communiqués sont excellents ($n_b$=1.05 et $n_c$=1.00) ce qui indique une qualité cristalline de l'hétérojonction InP/GaAsSb nettement supérieure à celle rapportée par Bhat.

La maîtrise de la transition abrupte de l'hétérojonction InP/GaAsSb/InP est illustrée dans la figure 2.5. La figure 2.5(a) présente le profil SIMS obtenu en haute résolution autour de la couche de base dans un TBDH InP/GaAsSb/InP. Sur l'axe y de gauche est tracé le niveau de dopage en carbone de la base et sur l'axe y de droite est tracé d'autres comptes

d'ion. Le nombre d'ion Sb décroît par un ordre de grandeur lors d'un balayage de profondeur de 1.2 $\sim$ 1.6 nm autour des interfaces [Bol01]. Nous discuterons plus en détail la qualité des interfaces GaAsSb/InP dans la section 2.4.1.




(a) (b)

FIG. 2.5: (a) Profil SIMS autour de la région de la base dans le TBDH InP/GaAsSb/InP de l'équipe Bolognesi [Bol01]. (b) Courbe de Gummel de transistor de grandes dimensions et de petites dimensions, avec excellent coefficient d'idéalité ($n_b$=1.05 et $n_c$=1.00) [Bol99].

Dans la figure 2.5(b) sont tracées les caractéristiques Gummel des transistors de grandes ($80\times80\mu m^2$) et de petites ($4\times12\mu m^2$) dimensions. On observe que tous les deux possèdent d'excellents coefficients d'idéalité ($n_b$=1.05 et $n_c$=1.00). Sont également tracés pour le transistor $80\times80\mu m^2$ le courant collecteur en fonctionnement normal $I_{CF}$ (électrons injectés de l'émetteur vers le collecteur) et le courant d'émetteur dans le mode inverse $I_{ER}$ (les électrons injectés du collecteur vers l'émetteur). Selon la relation de Moll-Ross, $I_{CF}$ et $I_{ER}$ devraient se superposer si les jonctions émetteur-base et collecteur-base sont identiques(i.e. surface et hauteur de barrière) et si le transport dans la base domine le comportement du transistor comme c'est le cas d'un transistor bipolaire à homojonction (c.-à-d. quand le transport à travers les jonctions émetteur-base et collecteur-base ne domine pas le comportement du dispositif.) C'est en effet le cas du transistor du groupe Bolognesi comme le montre la figure 2.5(b) [Bol01].

De même, il a été établi que la vitesse de recombinaison en surface ne joue pas un rôle dominant dans le transistor TBDH InP/GaAsSb. En effet, les gains en courant et les facteurs d'idéalité sont identiques pour les transistors de grandes dimensions (taille d'émet-

teur $80\times80\mu m^2$) et de petites dimensions (taille d'émetteur $4\times12\ \mu m^2$) (Cf. Fig. 2.5(b)). Comme expliqué au chapitre 1, quand la vitesse de recombinaison en surface est importante, le gain en courant diminue avec la taille de l'émetteur car le rapport Périmètre/Surface du transistor est augmenté. Cette observation d'une vitesse de recombinaison faible à la surface de GaAsSb est en accord avec la prévision d'Anastasiou [Ana93].

Les mesures des caractéristiques dynamiques du transistor ayant une surface d'émetteur de $4\times12\mu m^2$ donnent une fréquence $f_T$ 77 GHz et une fréquence $f_{MAX}$ 25 GHz. La faible fréquence $f_{MAX}$ est due à la capacité de la jonction collecteur-base ($C_{bc}$) et à la résistance élevée de la base ($R_b$). La forte valeur de $C_{bc}$ est due à la gradualité involontaire du dopage dans le collecteur. $R_b$ est liée à la résistance carrée élevée et à la grande largeur du doigt d'émetteur. Pour améliorer les performances du transistor il a été proposé :

- de supprimer le dopage graduel dans le collecteur
- de réduire la résistance spécifique de la couche de base en augmentant le dopage dans la base et la mobilité de trou
- de réduire la largeur du doigt d'émetteur.

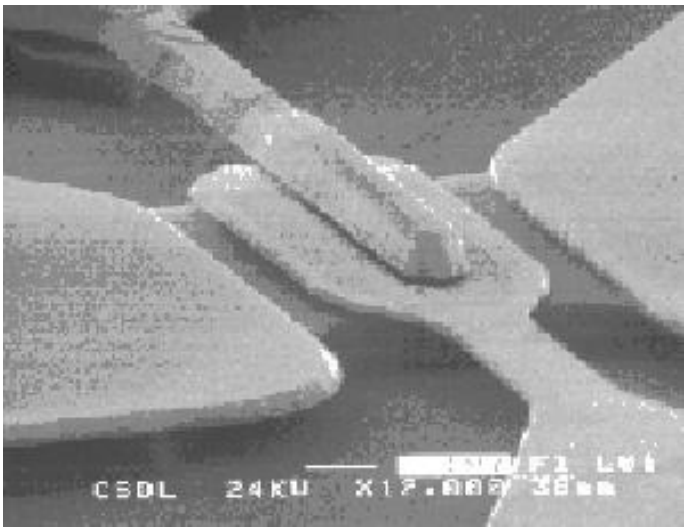



FIG. 2.6: Transistor de l'équipe de Prof. Bolognesi à Université de Simon Fraser avec le doigt d'émetteur 1 $\mu$m [Dvo00b].

C'est ce qui a été réalisé. En 2000, il a été présenté une technique de fabrication de transistor ayant un doigt d'émetteur de 1 $\mu$m. Le dopage abrupt dans le collecteur a égale-

ment été maitrisé. Conservant la même structure nominale, ils obtiennent $f_T = f_{MAX}$ = 80 GHz[Mat98][Bol99]. La fréquence $f_T$ n'a pas été améliorée car les épaisseurs de la base et du collecteur sont conservées. Cependant, il a été observé une nette amélioration de $f_{MAX}$ grâce à la réduction de la largeur du doigt d'émetteur et l'utilisation d'un dopage abrupt dans le collecteur. Le niveau de dopage dans la base et la mobilité de trou sont conservés à $4\times10^{19}$cm$^{-3}$ et à 25-30 cm$^2$V$^{-1}$s$^{-1}$ donnant une résistance carrée de la couche de base de $\sim$ 1400Ω/sq.

Ils sont parvenus à augmenter la fréquence $f_T$ de 80 à 106 GHz seulement en réduisant l'épaisseur du collecteur à 200 nm au lieu de 300 nm[Dvo00a]. Il a été alors observé que la fréquence $f_T$ est limitée par l'augmentation du temps de transit pour les densités de courant élevées. Toutefois, Bolognesi a expliqué que cette augmentation ne peut pas être provoquée par un élargissement de la base dû à l'injection de trou quand le champ électrique est inversé dans la jonction base-collecteur comme dans l'effet de Kirk classique. En effet, il existe un décalage important dans la bande de valence $\Delta E_v$ = 0.78 eV à l'hétérojonction InP/GaAsSb [Bol01]. Un explication possible est l'existence d'une barrière de potentiel à la jonction base-collecteur aux fortes densités de courant comme dans le cas des TBH SiGe [Cot90]. Cet effet sera étudié en détail au section 2.4.3.

Ils ont estimé la somme du temps de transit dans la base, dans le collecteur et dans le circuit RC du collecteur ($t_b + t_c + \tau_c$) à 1 picoseconde pour la structure ayant une épaisseur de collecteur de 200 nm par extrapolation de $J_c$ à l'infini. Les valeurs des $t_c$ et $\tau_c$ sont estimées à environ 0.2 ps et tandis que $t_b$ est estimé à 0.6 ps. Ils ont alors proposé plusieurs méthodes pour améliorer les performances du dispositif InP/GaAsSb. Les quatre voies d'amélioration sont résumées ci-dessous [Dvo00a][Bol01].

La première voie d'amélioration consiste dans la modification de la condition d'injection des électrons dans le système InP/GaAsSb. Ceci pourrait être réalisé en incorporant un émetteur permettant l'injection d'électrons chauds dans la base. En effet les conditions d'injection des électrons dans la base sont moins favorables dans l'hétérojonction émetteur-base de type II InP/GaAsSb que dans InP/InGaAs (type I). Dans une hétérojonction de type II les électrons sont injectés thermiquement. Ils ne bénéficient pas pour réduire leur temps de transit d'une forte vitesse initiale comme dans le cas InP/InGaAs. Afin d'inverser cette situation, l'émetteur peut être réalisé avec un matériau autre qu'InP. Celui-ci doit posséder

un $\Delta E_c$ positif par rapport à la base en GaAsSb (hétérojonction de type I). C'est le cas de $In_{0.52}Al_{0.48}As$ qui est en accord de maille avec InP. Par rapport à GaAsSb son $\Delta E_c$ est estimé à 0.1eV en applicant la règle de transitivité du décalage de bande de conduction. Un autre matériau candidat est GaInP contraint avec une forte concentration en Ga.

Une deuxième option est de modifier le transport des électrons dans la base. On obtient un transport par dérive-diffusion en générant un quasi champ électrique dans la base par l'introduction d'un gradient de la bande interdite dans la base. Il a été proposé d'introduire une base graduelle en AlGaAsSb dont la composition en aluminium décrôit de 10 % près de l'émetteur à 0 près du collecteur. La variation de gap est alors de $\Delta Eg_b$=0.1 eV ce qui correspond à un quasi champ électrique de 25 kV/cm pour une base de 40 nm. Ceci doit diminuer le temps transit dans la base $t_b$ de 0.3 ps, si on conserve l'épaisseur de base à 40 nm et qu'on suppose que la mobilité des électrons minoritaires dans la base ($\mu_n$) dopée à $4 \times 10^{19}$ cm$^{-3}$ est d'environ 650 cm$^2$V$^{-1}$s$^{-1}$[Bol01].

Le troisième axe d'amélioration est de réduire l'épaisseur de l'émetteur afin de diminuer ses résistances séries ($\tau_e$).

Enfin, l'optimisation de l'épaisseur du collecteur doit être entreprise afin d'y maintenir le transport balistique.

Les modifications finalement apportées à la structure sont un peu différentes [Dvo00b].

1. InP a été conservé comme matériau pour l'émetteur
2. La couche de base a été réduite à 20 nm pour diminuer le temps de transit dans la base. Le niveau de dopage de la base a été augmenté jusqu'à $8 \times 10^{19}$ cm$-3$ pour maintenir une résistance spécifique de la couche de base à $\sim$ 1400Ω/sq. Cela a été possible en introduisant un gradient de concentration d'antimoine ($x_{Sb}$) dans la base ($x_{Sb}$=0.45 coté collecteur et $x_{Sb}$=0.49 coté émetteur). La réduction globale du taux d'antimoine permet une meilleure incorporation du carbone comme l'a rapporté Dermott [Der96]. De plus l'introduction du quasi champ électrique généré par le gradient d'antimoine permet de réduire le temps de transit des électrons dans la base. Il est alors possible d'augmenter le niveau de dopage dans la base sans réduire le gain en courant du transistor.
3. L'épaisseur de l'émetteur a été réduite de 150 nm à 75 nm pour y diminuer les résis-

tances séries.

4. Le niveau de dopage dans le collecteur a été augmenté pour permettre l'utilisation des densités de courant plus élevées.

Pour cette structure, le transistor avec une surface émetteur-base de 0.4×11 $\mu$m$^2$, et une surface base-collecteur 2×13 $\mu$m$^2$ donne une $f_T = 305$GHz, $f_{MAX} = 230$GHz à l'état de l'art en 2000. Avec une structure identique mais une épaisseur de base 25 nm, les fréquences $f_T > 270$GHz et $f_{MAX} > 300$GHz ont été mesurées [Dvo00b]. Ces fréquences de coupures mesurées ont surpassé les records de TBDH InP/InGaAs obtenus par l'équipe de NTT en 1996 [Mat96c] et TBSH InP/InGaAs obtenu par l'équipe de l'université de California à Santa Barbara en 1999 [Men99]. Elles ont suscité des nombreuses recherches sur les TBH dont la base est en GaAsSb [Chu04]. Le présent travail, qui s'est déroulé dans le cadre du programme RNRT MELBA, fait partie de cet effort de recherche.

## 2.4 TBH InP/GaAsSb développé au LPN

Dans cette section nous présenterons les propriétés physiques des TBH InP/GaAsSb développés pendant la thèse, revélées par les mesures électriques et optiques de TBH de grandes dimensions. Tout d'abord, un paragraphe sera consacré à l'épitaxie de la structure TBH à Picogiga. Par la suite nous présenterons l'étude de la jonction émetteur-base des transistors de première génération. Le comportement électrique différent du TBH avec émetteur en InP et InGaAlAs a poussé à la mesure du décalage de bande de conduction par électroluminescence. Les derniers paragraphes sont consacrés aux interprétations des caractéristiques électriques sur la condition d'injection, le transport dans la base et l'effet Kirk dans la jonction base-collecteur. Enfin, de l'ensemble de ces résultats, nous avons déterminé l'axe de la recherche pour réaliser des TBH ultra rapides en utilisant l'InGaAlAs comme émetteur.

### 2.4.1 Epitaxie de structure TBH InP/GaAsSb

L'épitaxie des structures de TBH en InP/GaAsSb étudiées au laboratoire a commencé en novembre 2001 chez Picogiga. Les structures ont été réalisées par épitaxie par jets mo-

léculaire (MBE) sur le bati d'épitaxie V100 (construit par VG Semicon). Il s'agit d'un bâti multi-plaques, c'est à dire qu'il offre la possibilité de produire plusieurs plaques épitaxiées lors d'une même manipulation, jusqu'à 5 plaques 3 pouces, ou 3 plaques 4 pouces, ou enfin 1 plaque 6 pouces.

Les sources utilisées sont des sources solides In, Ga, Al pour les élements III et $As_4$, $P_4$ et $Sb_4$ pour les élements V. La majorité de ces éléments se présente à l'état massif sous forme d'un petit lingot de qualité très proche de la pureté absolue (7N). La vitesse de dépôt des éléments III est contrôlée par la température des différentes cellules. Le flux d'arsenic est contrôlé grâce à une vis d'ouverture réglable et une jauge de mesure de flux. Le gaz $CBr_4$ décomposé (contrôle par une fuite fixe) est employé pour fournir un dopage en carbone de type *p* tandis qu'une source solide de silicium est employée comme dopant de type *n*.

Il a été rapporté que le flux d'arsenic joue un rôle très important sur le niveau dopage, car le carbone se place sur les sites des atomes d'arsenic. Plus le flux d'arsenic pendant le dépôt du GaAsSb est élevé, plus la probabilité pour un atome de carbone de trouver un site d'arsenic libre est faible. Il convient donc de contrôler précisément le rapport entre le flux des élements V (As+Sb) et le flux de carbone provenant du $CBr_4$ pour pouvoir obtenir les niveaux de dopage désirés [Bov01]. Ceci est obtenu en faisant des tests de croissance de couches GaAsSb d'une épaisseur pouvant varier de 25 nm à 150 nm et dont le dopage varie de $4 \times 10^{19}$cm$^{-3}$ à $4 \times 10^{20}$cm$^{-3}$sur substrat InP non dopé. Ce test permet de calibrer les différents flux des cellules d'arsenic et d'antimoine dans leurs expèces dimères utilisées. Le comportement de la dérive de la température de croissance observée a conduit à imposer une rampe en température de substrat de facon à préserver le niveau et le gradient de dopage désirés.

L'état structural de la surface pendant la croissance est observé in situ par RHEED (diffraction d'électron en incidence rasante). La vitesse de croissance de GaAsSb est typiquement de 0.2 à 0.5 $\mu$m/h et celui de InP est typiquement de 1 $\mu$m/h. La température du substrat est maintenue autour de 450 à 550 °C pour la croissance des structures de TBH. La concentration en antimoine dans la couche de GaAsSb ainsi que l'épaisseur de la couche ont été déterminées par la diffraction de rayons X en haute résolution (HRXRD).

La croissance par MBE des alliages $GaAs_{1-x}Sb_x$ dopés carbone constituant la base

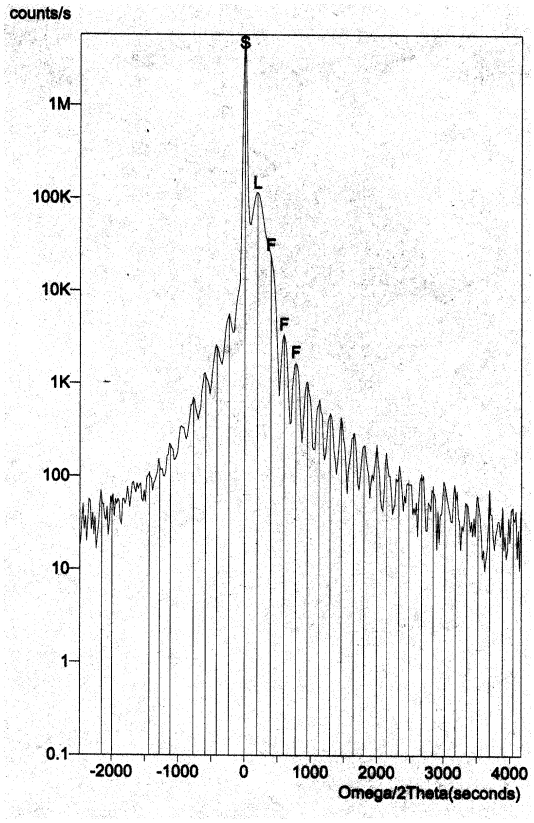



FIG. 2.7: La diagramme de diffraction obtenu par HRXRD du substrat en InP d'une couche de 100nm de $GaAsSb_{0.48}$ dopée carbone en accord de maille avec InP (plaquette H6692). En plus des réflexions fondamentales de Bragg autour de pic 004 de la couche (**L**) et du substrat (**S**), un certain nombre de franges (**F**) d'interférence sont observées.

de la structure TBH a été réalisée pour la première fois dans ces travaux. Il a été obtenu rapidement des couches cristallines de haute qualité. Le diagramme de diffraction (figure 2.7) a été obtenu par HRXRD sur une couche de 100 nm de $GaAsSb_{0.48}$ dopée carbone en accord de maille avec InP. En plus des réflexions fondamentales de Bragg autour de pic 004 de la couche (**L**) et du substrat (**S**), un certain nombre de franges (**F**) sont observées. Ces franges sont dues à la diffraction multiple dans la couche épitaxiée, et atteste d'une bonne qualité cristalline ainsi que d'une faible relaxation de contrainte dans la couche [Cha91].

La résistance carrée de la couche en GaAsSb dopée à $3.6 \times 10^{19}$ $cm^{-3}$ varie de 260-780 $\Omega/\square$ quand l'épaisseur de la couche varie de 150 à 50 nm. Ceci correspond à une

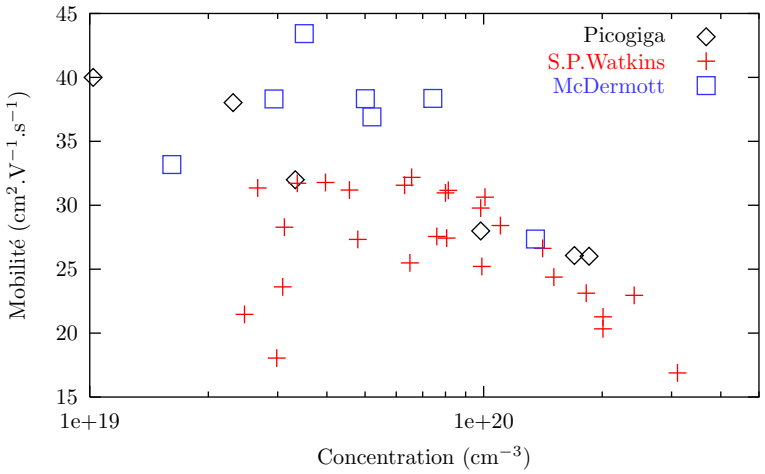



FIG. 2.8: Mobilité de trous dans les couches GaAsSb épitaxiées à Picogiga en fonction du dopage. On trace également les valeurs de mobilité reporté par Dermott [Der96] et l'équipe de Bolognesi [Wat00].

mobilité de trou d'environ 35 cm$^2$V$^{-1}$s$^{-1}$. L'évolution de la mobilité de trou en fonction du niveau de dopage de la couche en GaAsSb est tracée dans la figure 2.8. Nous y avons ajouté celles rapportées par Dermott et Bolognesi obtenues sur des épitaxies par MOVPE.

Nous observons que dans la gamme de $1 \times 10^{19}$ à $2 \times 10^{20}$ cm$^{-3}$, la mobilité change de 40 à 25 cm$^2$V$^{-1}$s$^{-1}$ et dépend faiblement du niveau de dopage. Ce constat est cohérent avec les observations de [Wat00] et de [Der96].

Des premières études des conditions de croissance pour des structures InP/GaAsSb/InP il a été rapporté la difficulté d'épitaxier une couche en InP sur GaAsSb. Ceci est illustré par l'observation du diagramme de diffraction obtenu par RHEED pendant la croissance de la structure du TBH. Lors du début de la croissance de la couche en InP (collecteur du transistor) le diagramme de RHEED montre des lignes verticales qui indiquent d'une part une reconstruction de surface et d'autre part une croissance bidimensionnelle lisse. Ce schéma en ligne continue pendant la croissance de la couche en GaAsSb (base du transistor). Toutefois, au début de la croissance de la couche d'InP (émetteur du transistor) sur la couche en GaAsSb, le schéma en ligne devient "tacheté" ce qui met en évidence une croissance tridimensionnelle. Après le dépôt d'un certain nombre de monocouches en InP, la surface épitaxiée redevient lisse comme l'atteste les diagrammes de RHEED.

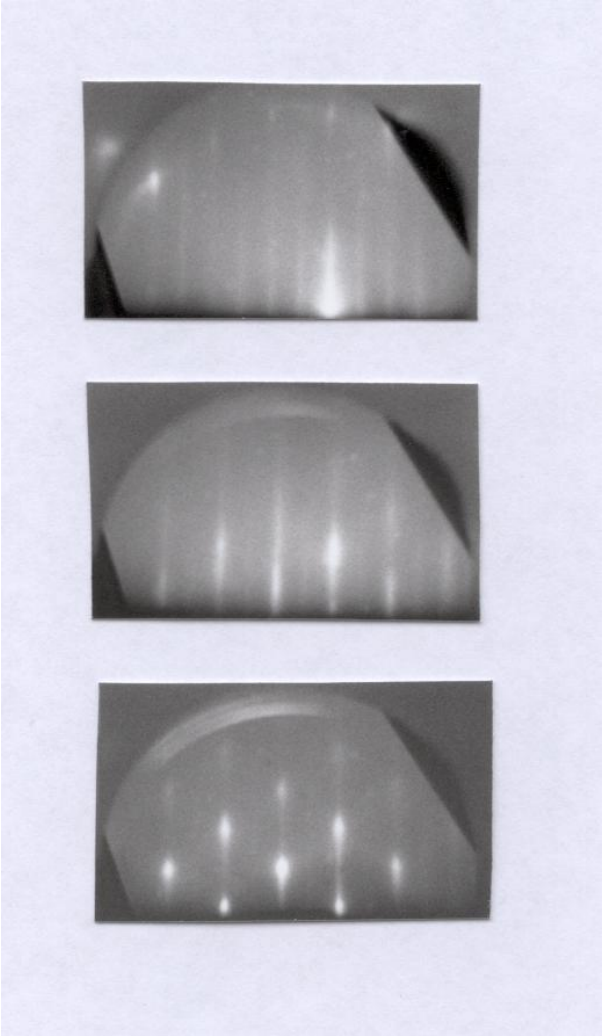


FIG. 2.9: RHEED image de surface InP(001) (a) pendant la croissance d'InP dans la direction $[\overline{1}\overline{1}0]$, (b) pendant la croissance de GaAsSb (direction inconnue), mais du fait de l'observation de lignes, on conclut à une surface lisse, (c) lors du dépôt d'InP sur GaAsSb où la surface devient rugueuse.

Deux raisons peuvent causer la difficulté à déposer une couche d'InP sur la couche en GaAsSb.

Premièrement si on raisonne sur le modèle d'énergie libre, il a été établie que le mode de croissance pendant l'épitaxie est déterminé par le bilan des énergie libres de surface du substrat ($\sigma_s$), de l'interface ($\sigma_i$) et de surface de la couche déposée ($\sigma_f$) [Cop89]. La condition :

$$\sigma_s > \sigma_f + \sigma_i \tag{2.2}$$

détermine le mode de croissance bidimensionnelle (couche par couche, également appelé Frank Van der Merwe=FVDM) au début de croissance. Le mode de croissance peut être modifié pendant la croissance à une croissance par îlots (tridimensionnelle) si la contrainte dans la couche n'est pas favorable. Dans ce cas on appelle le mode de croissance Stranski-Krastanov (SK). Dans le cas inverse, où l'énergie libre de surface de la couche déposée est plus importante que celle du substrat ($\sigma_s < \sigma_f + \sigma_i$), des petits amas sont nucléés directement à la surface du substrat, et se transforment en îlots. La croissance débutera par la croissance en îlots (Volmer-Weber=VW). Ainsi pour deux éléments $A$ et $B$, comme l'un d'entre eux doit posséder une énergie libre plus importante que l'autre, si $A$ peut être crû sur $B$ avec le mode FVDM ou SK, par conséquence la mode de croissance de $B$ sur $A$ sera VM. Ce modèle a été vérifié pour le cas de croissance entre Si et Ge [Asa85] [Mar87] et il semble s'appliquer également dans ce cas.

Deuxièmement, il est connu que l'antimoine tend à ségréger au dessus du front de croissance à cause de son grand rayon atomique (effet surfactant). Ce phénomène a été démontré aussi bien pour les hétérostructures à base de GaAs [Pit01] [Pit03], que pour celles à base d'InP [Wan03]. Dans [Pit01], Pitts a observé la présence d'une couche flottante riche en Sb pendant la croissance de GaAs sur une couche en GaSb. Wang a signalé [Wan03] la présence d'antimoine à la surface de l'échantillon après une croissance de 60 monocouches de InP sur une seule monocouche d'InSb à la température 560°C.

L'étude récente de Brunner[Bru04] sur la croissance par MOVPE d'InP sur une couche en GaAsSb dopée en carbone indique que la ségrégation de Sb est fortement augmentée lorsque la croissance est réalisée à des températures supérieures ou égales à 550°C. Ce constat s'explique par l'existence d'une couche quasi liquide d'InSb fortement mobile pour

des températures supérieures à son point de fusion (525°C). Pour réduire la longueur de ségrégation de Sb, une croissance à plus basse température, par exemple 475°C, et une longue exposition de la couche en GaAsSb dans une atmosphère d'arsenic sont nécessaires. L'exposition directe d'une couche de GaAsSb à un flux de phosphore se révèle moins efficace pour la réduction de la concentration en Sb à la surface. Ceci est dû à l'énergie d'activation plus élevée dans le procédé d'échange de Sb-P que dans l'échange Sb-As [Bru04].

Brunner a cependant mis en évidence l'existence d'une couche graduelle en InPSb d'environ 8 nm à l'interface GaAsSb:C/InP pour une croissance à des températures de 510°C. Ce constat a été réalisé à partir des mesures de HRXRD sur un échantillon contenant de nombreux puits quantiques InP/GaAsSb:C. Il a également été démontré que la concentration en antimoine dans InP à l'interface InP/GaAsSb peut être réduite de $x_{Sb}$= 0.08 à 0.04 en assurant un plus long temps d'exposition de la couche de GaAsSb sous atmosphère d'arsenic avant la croissance d'InP [Bru04].

Afin de réduire la ségrégation de Sb à la surface, l'analyse de sensibilité aux différents paramètres régulant la croissance a été réalisée (température de substrat, procédures de commutation des éléments V, interruptions de croissance...). Il a été observé que l'arrêt du flux en Sb avant celui d'As à la fin de la croissance de la couche en GaAsSb, augmente le gain en courant des TBH [Bov01].

Cependant, comme nous le verrons dans la section suivante, toutes les premières générations de TBH avec un émetteur constitué d'une couche en InP présentent un excès de courant de base pour des faibles tensions de polarisation et un facteur d'idéalité ($n_b$) trop élevé. Il n'a jamais pu être observé un gain en courant indépendant de la densité du courant ou un excellent facteur d'idéalité comme rapporté par Bolognesi. Cette différence est probablement due à l'utilisation d'une couche d'interfaciale en InGaAs par l'équipe de Bolognesi.

Depuis leur étude préliminaire ils ont rapporté l'utilisation d'une couche d'interface en InGaAs de moins de 10 nm entre la base en GaAsSb et l'émetteur en InP [Xu99]. La couche d'interface en InGaAs a été employée pour faciliter le procédé de commutation de gaz ; en effet, les éléments des groupes III et V changent tous à l'interface GaAsSb/InP. De plus, la caractéristique électrique d'un TBH en InP/GaAsSb avec une couche d'interface en InGaAs présente un gain en courant constant et un excellent facteur d'idéalité, à l'opposé

des TBH utilisant d'autres types de couche d'interface telles qu'InAs, GaP, GaSb [Wan03].

De façon similaire, afin d'éviter la croissance directe de la couche d'InP sur GaAsSb, dans ce travail nous avons proposé d'employer l'alliage $In_{0.52}(Ga_{(1-x)}Al_x)_{0.48}As$ comme couche d'émetteur, qui est en accord de maille avec InP. Les avantages apportés par cet alliage sont les suivants.

Premièrement il assure un large décalage de bande de valence ($\Delta E_v$) avec GaAsSb, ce qui permet de supprimer l'injection de trous dans l'émetteur. Le décalage de bande de valence rapporté pour InGaAs/GaAsSb (pour x=0) est entre 0.38 et 0.51 eV [Kle91] [Sug89] et celui pour InAlAs/GaAsSb (x=1) est entre 0.52 [Kle91] et 0.69 eV [Sug86] [Sug89].

Deuxièmement il permet de passer d'une hétérojonction de type II à une hétérojunction de type I en modifiant le taux d'aluminium dans InGaAlAs. En utilisant les données de la littérature [Sug86] [Kle91] [Sug89] et le règle de transitivité, le décalage de bande entre InGaAlAs/GaAsSb est de type II pour $x < 0.7$ (correspondant à taux d'aluminium $x_{Al}$=0.34) et de type I pour $x > 0.7$.

L'utilisation de l'alliage InGaAlAs introduit donc une liberté supplémentaire dans la conception du transistor. La première structure étudiée dans ce travail et utilisant InGaAlAs avec $x = 0.5$, qui correspond à la composition en aluminium 0.24, présente d'excellentes propriétés électriques (gain en courant constant et excellent coefficient d'idéalité pour les courants de base et de collecteur). Comme nous le verrons plus loin à partir des caractérisations électriques et optiques, cet excellent résultat est dû à une meilleure qualité cristalline de l'interface InGaAlAs/GaAsSb par rapport à InP/GaAsSb.

### 2.4.2 Caractérisation électrique des TBH de première génération

Les structures des premiers TBH que nous avons étudiés ont été conçues pour être semblables à celles employées par l'équipe de Bolognesi dans leur étude préliminaire. La structure de couches est détaillée dans la table 2.2. La largeur de la base et son niveau de dopage sont maintenus respectivement à 50 nm et à $3.6 \times 10^{19}$cm$^{-3}$, alors que la largeur du collecteur et son niveau de dopage sont maintenus à 300 nm et à $1 \times 10^{16}$cm$^{-3}$. Dans ce chapitre nous allons caractériser les TBH de grandes dimensions (JUMBO) dont les

surfaces de jonction émetteur-base sont $50 \times 50\mu m^2$, $75 \times 75\mu m^2$ et $100 \times 100\mu m^2$.

Les caractéristiques électriques de nos premiers TBH sont radicalement différentes de celles rapportées par Bolognesi. La caractéristique de Gummel d'un TBH de grande dimension (surface d'émetteur 100x100$\mu m^2$) est présentée sur la figure 2.10a. Bien que le courant collecteur se comporte idéalement (il varie exponentiellement avec la tension de polarisation et son coefficient d'idéalité $n_c$ est de 1.00), le courant base ne varie pas exponentiellement avec la tension de polarisation. Un coefficient d'idéalité moyen peut cependant être déterminé par l'interpolation locale d'une exponentielle. On trouve $n_b = 1.42$ pour les tensions $V_{BE}$ inférieures à 0.3V et $n_b = 1.7$ pour les tensions $V_{BE}$ supérieures. Le gain en courant ($\beta$) du transistor dépend fortement de la tension de polarisation de la jonction émetteur-base. Il est inférieur à 1 quand la densité de courant dans la jonction émetteur base est inférieure à 10 mA/cm$^2$ (correspondant aux tensions de polarisation inférieures à 0.3V), et atteint une valeur de 50 pour une densité de courant supérieure à 10 A/cm$^2$.

| Couche | Composition | Dopage (cm$^{-3}$) | Epaisseur (nm) |
|---|---|---|---|
| Contact Ohmique | InGaAs:Si | $2\times10^{19}$ | 100 |
| Sub-émetteur | InP:Si | $1\times10^{19}$ | 100 |
| Emetteur | InP:Si | $5\times10^{17}$ | 70 |
| Base | GaAsSb:C | $3.6\times10^{19}$ | 50 |
| Collecteur | InP:Si | $1\times10^{16}$ | 300 |
| Sub-collecteur | InP:Si | $1\times10^{19}$ | 50 |
| Contact Ohmique | InGaAs:Si | $5\times10^{18}$ | 50 |
| Buffer | InP | nid | 500 |
| Substrat | InP:Fe | - | |

TAB. 2.2: L'empilement des couches des TBH de première génération (H6594).

A partir de l'analyse de la densité de courant en fonction du rapport périmètre/surface de la jonction émetteur base, nous avons identifié les parties intrinsèque et extrinsèque du courant collecteur ($I_c$) et du courant base ($I_b$). La partie intrinsèque du courant est la partie

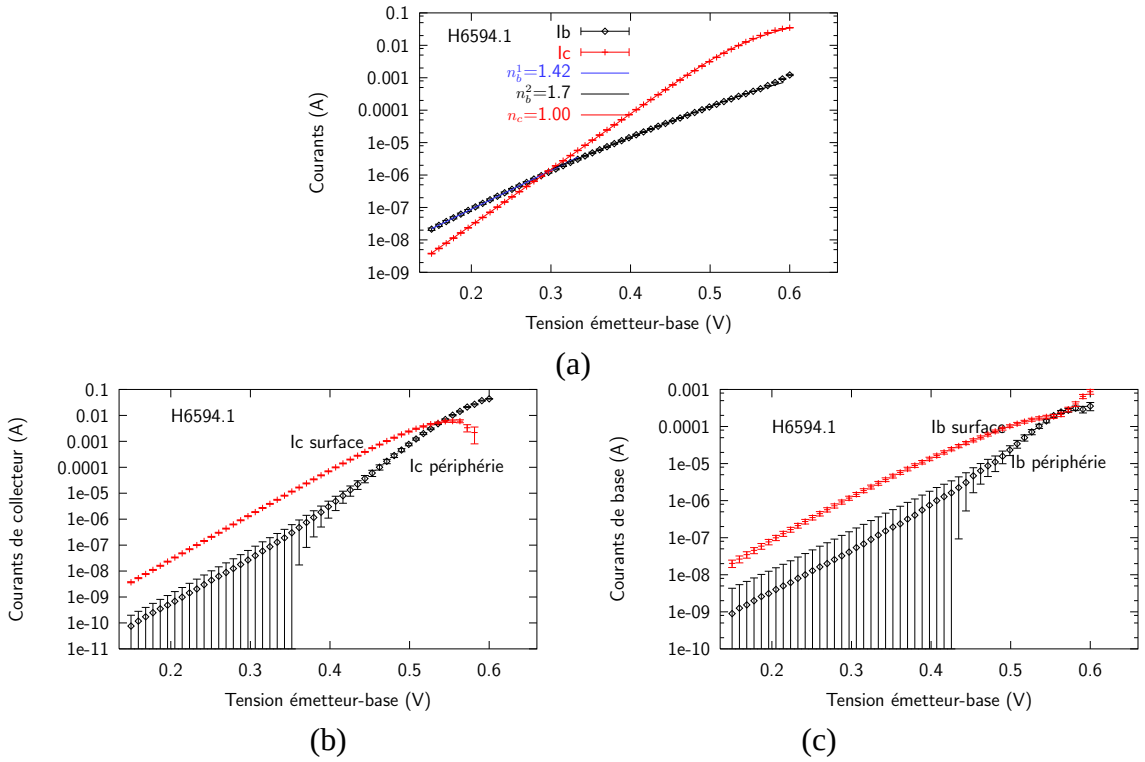



FIG. 2.10: Courbe Gummel TBH H6594 (a) courant collecteur intrinsèque et extrinsèque (b) courant base intrinsèque et extrinsèque (c).

qui varie avec la surface d'injection du dispositif (c'est-à-dire la surface de la jonction émetteur base) tandis que la partie extrinsèque du courant est celle proportionnelle à la périphérie de la surface d'injection (c'est-à-dire la périphérie de la jonction émetteur-base). Ces comportements sont tracés sur la figure 2.10b pour le courant $I_c$ et sur la figure 2.10c pour le courant $I_b$.

Pour le courant collecteur et le courant base, la partie extrinsèque est 100 fois plus petite que la partie intrinsèque pour les tensions de polarisation inférieures à 0.55V. Ensuite, c'est la partie extrinsèque qui domine. Ici comme nous caractérisons seulement les transistors JUMBO, l'effet extrinsèque d'auto-polarisation latérale peut devenir dominant à haut densité de courant. C'est pourquoi nous ne discutons que les comportements électriques à $V_{BE}$<0.5 V. La partie intrinsèque du courant collecteur varie exponentiellement avec la tension de polarisation. Ceci signifie que le courant collecteur est uniquement régi par la tension de polarisation ($V_{BE}$). Nous verrons dans la section 2.4.3 que ceci permet de vérifier

la dépendance de la densité de courant collecteur avec l'épaisseur de la base. Pour les deux parties du courant base, la relation courant / tension est loin d'être exponentielle (faible coefficient d'idéalité).

Nous avons attribué l'excès de courant base pour les faibles tensions de polarisation à la recombinaison croisée entre les électrons dans l'émetteur et les trous dans la base à l'interface InP/GaAsSb. En effet, le décalage de bande de conduction type II à l'interface InP/GaAsSb agit comme une barrière de potentiel sélectionnant les électrons injectés à l'interface. Seuls les électrons ayant la composante orthogonale du vecteur d'onde suffisante ($k_\perp > k_0$) peuvent traverser l'interface. Si cette condition n'est pas satisfaite, les électrons sont réfléchis par l'interface. Ces électrons réfléchis augmentent la probabilité de recombinaison avec les trous. De plus s'il y a un puits de potentiel à l'interface comme rapporté par Brunner [Bru04] (l'alliage InPSb doit posséder une bande interdite plus petite que l'InP), les électrons s'accumulent dans ce puits et se recombinent avec les trous de la base ce qui augmente aussi le courant base. Par conséquent, afin de diminuer le courant base, il est nécessaire de réduire le $\Delta E_c$ de l'hétérojonction InP/GaAsSb. Comme $\Delta E_c$ diminue quand la concentration en Sb dans GaAsSb diminue [Pet99], l'utilisation d'une couche contrainte avec une faible concentration ($x_{Sb}$=0.44) a été essayée. D'autre part, cette réduction de concentration de Sb devrait réduire les concentrations d'antimoine surfactant à l'interface, donc dans l'InP à l'interface, et réduire la profondeur du puits de potentiel à l'interface.

Dans la figure 2.11, nous avons comparé les caractéristiques électriques des transistors ayant une surface émetteur de 100x100$\mu$m$^2$ issus de la plaquette H6378 ($x_{Sb}$=0.49) et H6594 ($x_{Sb}$=0.44). Les courants collecteur se superposent exactement malgré la réduction de $\Delta E_c$ due à la réduction du taux d'antimoine. Ceci est en accord avec la théorie de Shockley adaptée aux hétérojonctions de type II (Chapitre 1). En effet la hauteur de barrière de la jonction *pn* est fixée par les niveaux de dopage dans les ZQN de l'émetteur et la base. En revanche, nous observons une réduction du courant de base pour toutes les tensions de polarisation du TBH H6594. Ceci permet d'obtenir un gain en courant égal à un pour une densité de courant 10 fois inférieure (10 mA/cm$^2$ pour H6594 au lieu de 100 mA/cm$^2$ pour H6378). La réduction de $\Delta E_c$ dans l'hétérojonction de type II augmente à faible polarisation la distance moyenne entre les électrons de l'émetteur et les trous de la base, diminuant ainsi la probabilité de recombinaison croisée. Cette observation conforte l'origine de l'excédent

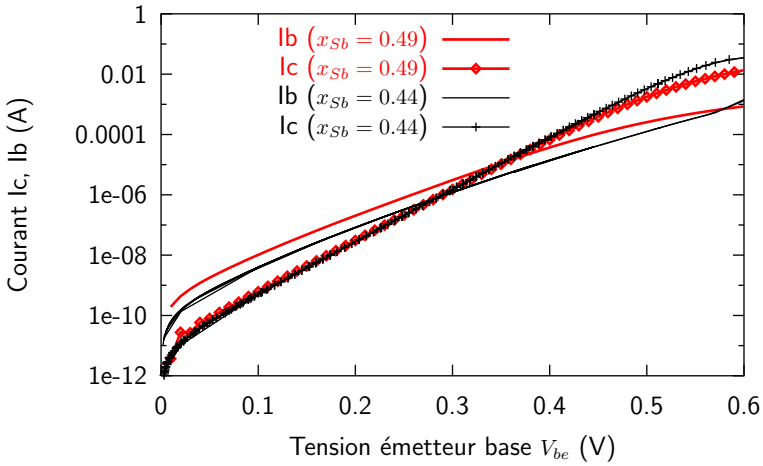



FIG. 2.11: Courbe Gummel illustrant l'effet du taux d'antimoine dans les TBH InP/GaAsSb (plaquette H6378 ($x_{Sb}$=0.49) et H6594 ($x_{Sb}$=0.44)) .

de courant base observé dans la jonction émetteur base InP/GaAsSb.

La première structure utilisant InGaAlAs avec une concentration d'aluminium $x_{Al}$ = 0.24 a montré d'excellentes propriétés électriques. L'empilement de couche est identique à celui décrit dans le tableau 2.2 sauf la couche d'émetteur qui est ici en InGaAlAs. Nous n'observons pas un excès de courant de base à faible tension de polarisation comme dans le cas de l'émetteur en InP. Ceci est présenté sur la figure 2.12a où nous montrons la caractéristique Gummel du dispositif issue de la plaquette H6548 avec une superficie d'émetteur de 100x100 $\mu$m$^2$. Les courants collecteur et base ont un excellent facteur d'idéalité, respectivement $n_c$=1.05 et $n_b$=1.18. De plus, le transistor possède un gain en courant élevé dès les très faibles densités de courant (0.01 mA/cm$^2$), qui augmente à 80 pour une densité de courant $J_c$ = 10 kA/cm$^2$.

En employant une base contrainte ($x_{Sb}$=0.42 au lieu de 0.49), il a été démontré qu'un gain en courant aussi élevé que 120 à $J_c$ = 10 kA/cm$^2$ pouvait être observé avec un émetteur en InGaAlAs (plaquette H6584). Ce gain statique excellent est le plus élevé rapporté pour les structures ayant une base en GaAsSb [Bov02].

L'effet de la contrainte dans la base pour l'émetteur en InGaAlAs est présenté sur la figure 2.12b, où nous avons comparé les densités des courants intrinsèques (i.e. courant proportionnel à la surface) $J_c^S$ et $J_b^S$ issus des plaquettes H6548 ($x_{Sb}$ = 0.49) et H6584 ($x_{Sb}$

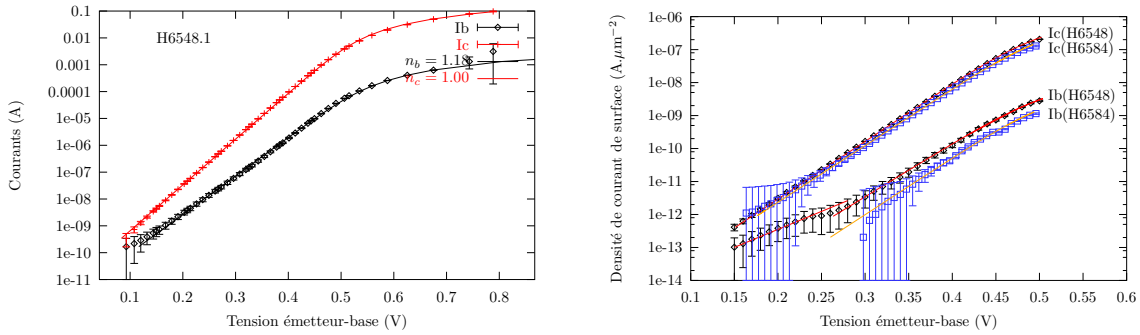



FIG. 2.12: Courbe Gummel de TBH avec émetteur en $InGaAl_{0.24}As$ et base en accord de maille ($x_{Sb}$=0.49) (a). On observe un meilleur comportement du gain en courant et du coefficient d'idéalité du courant base ($n_b$=1.18). Effet de la composition en antimoine dans la base pour émetteur en $InGaAl_{0.24}As$ (plaquette H6548 ($x_{Sb}$=0.49) et H6584 ($x_{Sb}$=0.42)).

=0.42). Les données extraites de ces caractéristiques de Gummel sont regroupées dans le tableau 2.3.

| Epitaxie | $Jb_1$ A.$\mu m^{-2}$ | $nb_1$ | $Jb_2$ A.$\mu m^{-2}$ | $nb_2$ | $Jc_0$ A.$\mu m^{-2}$ | nc |
|---|---|---|---|---|---|---|
| H6548 | $2.34 \times 10^{-15}$ | 1.56 | $4.94 \times 10^{-17}$ | 1.05 | $9.36 \times 10^{-16}$ | 0.97 |
| H6584 | - | - | $6.82 \times 10^{-18}$ | 0.98 | $8.62 \times 10^{-16}$ | 0.98 |

TAB. 2.3: Les données extraites des caractéristiques de Gummel intrinsèques des TBH issu des plaquettes H6548 et H6584.

Comparaison par rapport aux TBH avec la base en accord de maille (H6548), des TBH issus de la plaquette avec la base contrainte (H6584) :

- Le courant collecteur est légèrement réduit (environ 35%) sur toute la gamme de polarisation.
- Le coefficient d'idéalité du courant collecteur est conservé à une valeur très proche de l'unité.
- Le courant de base mesuré à forte polarisation directe est fortement réduit (environ par un facteur 3)

– Le coefficient d'idéalité du courant de base mesuré à forte polarisation directe devient égal à celui du courant collecteur.
– La composante de courant de base à faible polarisation directe n'est plus mesurable car masquée par un courant de fuite.

La faible réduction du courant collecteur n'est sans doute pas significative d'un effet lié à la discontinuité de la bande de conduction. En effet la hauteur de barrière dans la jonction émetteur-base est fixée par les niveaux de dopage des zones de quasi-neutralité de l'émetteur et de la base. L'écart des dopages d'une épitaxie à l'autre est sans doute comparable à l'écart constaté ici ($\Delta\phi \approx 7$ meV).

Le courant de base est fortement réduit (facteur 3) et acquiert le même coefficient d'idéalité que le courant collecteur. Ceci indique que le gain est maintenant limité par la recombinaison dans le volume de la base ou par l'injection de trous dans l'émetteur. La très forte discontinuité de la bande de valence ($\Delta E_v = 540$ meV) rendant cette dernière négligeable, c'est la durée de vie des électrons minoritaires dans la base en GaAsSb qui fixe le gain en courant dans les TBH H6584.

La diminution du décalage de bande de conduction à l'interface émetteur-base due à la réduction du taux d'antimoine dans la base a conduit à une augmentation de la distance moyenne entre les électrons de l'émetteur et les trous de la base, donc à une réduction de la recombinaison croisée à travers cette interface. La contribution correspondante du courant de base (excédent de courant donnant une idéalité supérieure à 1) devient alors négligeable devant celle due à la recombinaison dans le volume de la base. Nous observons une nette réduction de courant de base dans le transistor ayant une base contrainte, ce qui a comme conséquence l'augmentation du gain en courant pour toutes les tensions de polarisation.

A partir de la mesure de la courbe de Gummel, nous avons identifié que l'hétérojonction InGaAlAs/GaAsSb reste de type II. Ceci est démontré dans la figure 2.13 où nous avons tracé la densité du courant collecteur (partie intrinsèque) des dispositifs H6594 (émetteur en InP) et H6596 (émetteur en InGaAlAs). Le courant collecteur du dispositif avec l'émetteur en InGaAlAs se superpose exactement avec celui du dispositif avec l'émetteur en InP. Les deux courants ont le même préfacteur de courant collecteur ($Jc_0$) et un coefficient d'idéalité identique $n_c$=1. Ceci indique que dans les deux cas la hauteur de la barrière de potentiel est la même (elle est déterminée par les niveaux de dopage dans le ZQN d'émetteur et de

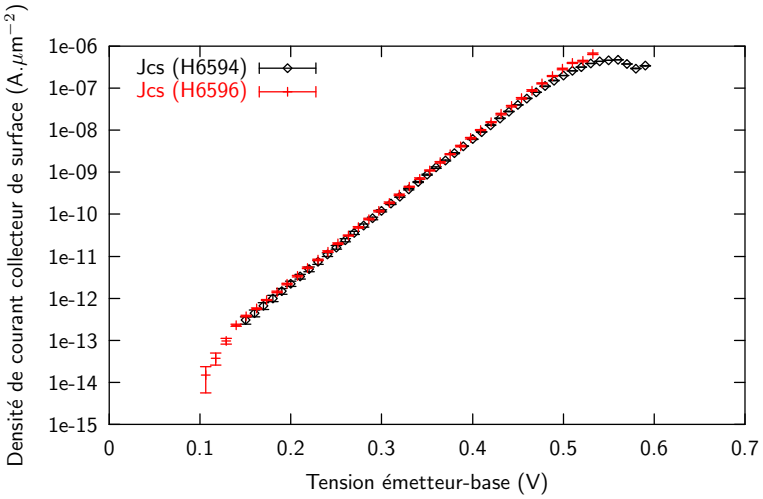



FIG. 2.13: Densité du courant collecteur des dispositifs H6594 (émetteur en InP) et H6596 (émetteur en InGaAlAs). Le courant collecteur du dispositif avec l'émetteur en InGaAlAs se superpose exactement avec celui du dispositif avec l'émetteur en InP.

base). Ainsi l'hétérojonction InGaAlAs/GaAsSb est encore de type II.

#### 2.4.2.1 Conclusions

Nous concluons des observations précédentes que le meilleur comportement Gummel des TBH avec émetteur en InGaAlAs doit résulter d'une meilleure qualité d'interface entre InGaAlAs/GaAsSb comparé à celle d'InP/GaAsSb. Cette meilleure qualité d'interface se traduit par l'absence de puits potentiel côté émetteur. Ceci réduit considérablement la recombinaison croisée à l'interface et par conséquence l'excès de courant base à faible tension de polarisation pour l'émetteur en InGaAlAs. Pour les deux systèmes la réduction de la concentration d'antimoine dans la base ($x_{sb}$<0.49) diminue le décalage de bande de conduction ($\Delta E_c$) à la jonction émetteur base. Ceci permet d'augmenter à faible polarisation la distance moyenne entre les électrons de l'émetteur et les trous de la base, diminuant ainsi la probabilité de recombinaison croisée, ce qui se traduit par une caractéristique électrique plus proche de l'idéal.

Afin d'affiner les comparaisons des décalages de bande de conduction entre les dispositifs avec émetteur en InP et en InGaAlAs, la caractérisation optique des dispositifs

a été menée par les techniques de photoluminescence et d'électroluminescence que nous présentons dans la prochaine section.

### 2.4.3 Détermination du décalage de bande de conduction par électroluminescence pour l'hétérojonction de type II

Les techniques de luminescence consistent à créer des paires électron-trou dans un semiconducteur et à observer la lumière émise issue des processus de recombinaison radiatifs. Dans le cas de la photoluminescence (PL), les porteurs sont créés par absorption de photons d'énergie supérieure à celle de la bande interdite, alors que pour l'électroluminescence (EL) ils sont injectés depuis la zone où ils sont majoritaires. Ainsi l'échantillon pour la mesure par électroluminescence doit être dopé afin de permettre le prise de contact ohmique nécessaire à la polarisation électrique.

Puisque l'échantillon est dopé, les processus de recombinaison radiative peuvent se faire soit avec les trous piégés sur les centres accepteurs, soit avec les trous libres de la bande de valence. Dans le premier cas les trous sont tous à la même énergie et les processus de recombinaison ne conservent pas le vecteur d'onde (états liés de trous). La distribution spectrale de la recombinaison est alors celle des électrons dans la bande de conduction. Dans le deuxième cas, les recombinaisons des paires électrons trous se font parmi les porteurs libres des bandes de conduction et de valence en conservant énergie et vecteur d'onde. La distribution spectrale de la réponse est alors une convolution des distributions en énergie des électrons et des trous libres. En pratique lorsque le niveau de dopage est assez élevé (généralement le cas dans les TBH) les deux réponses se superposent pour donner un spectre d'EL nettement plus large qu'en PL à faible dopage. Ces deux techniques sont donc complémentaires pour la détermination de la bande interdite et du décalage de bande de matériaux.

Le décalage de bande de conduction des systèmes InP/GaAsSb et InGaAlAs/GaAsSb a été mesuré par photoluminescence à l'INSA de Lyon par le groupe de Catherine Bru Chevalier et par électroluminescence au LPN. De la mesure de photoluminescence à l'INSA Lyon, il a été identifié un décalage de bande de conduction de -90meV pour le système InP/GaAsSb$_{0.46}$ [Bru04]. Cette valeur, mesurée sur la plaquette H6372, est en accord avec

[Pet99]. Le décalage de bande de conduction du système $InGaAl_{0.23}As/GaAsSb_{0.42}$ a été mesuré à -110 meV. La mesure a été réalisée sur la plaquette H6584. Cette valeur est la première mesure expérimentale du décalage de bande de conduction pour le système InGaAlAs/GaAsSb. Il est en accord avec les valeurs de la littérature si nous employons la règle de transitivité.

Dans cette section nous présentons les résultats de mesures par électroluminescence de la jonction d'InP/GaAsSb. Ces mesures ont été réalisées pour les TBH issus de la plaquette H6594.

La technique d'électroluminescence a été employée notamment pour observer des électron chauds dans les hétérojonctions de type I. Ce travail a été débuté par Peterson [Pet89] dans le système AlGaAs/GaAs. En effet dû au décalage de bande de conduction $\Delta E_c$ positif, les électrons sont injectés chauds, c'est à dire avec un excès d'énergie cinétique correspondant à $\Delta E_c$ entre l'émetteur en AlGaAs la base en GaAs. L'énergie de recombinaison des électrons chauds se situe alors à une énergie $\Delta E_c$ plus haute que la bande interdite de GaAs. C'est l'observation de cette recombinaison qui a pu mettre en évidence l'existence des électrons chauds. De plus, il a été mesuré une série de pics à plus basse énergie correspondant aux électrons qui ont émis un ou plusieurs phonons [Pet89][Tei95]. Le terme "électron balistique" est ainsi utilisé pour caractériser les électrons qui n'ont subi aucune interaction. L'injection d'électrons balistiques par une hétérojonction abrupte InP/InGaAs ainsi que la relaxation de ce type de transport dans InGaAs dopé $p$ ont été étudiées dans notre groupe au cours de la thèse de D. Sicault [Sic01].

Pour les hétérojonctions de type II, par exemple le système InP/GaAsSb, $\Delta E_c$ étant négatif, les électrons sont injectés thermiquement dans la base. Il est donc nécessaire d'adapter la technique d'électroluminescence pour mesurer le décalage de bande. Pour cela nous employons la recombinaison croisée entre les électrons de l'émetteur et les trous de la base à travers l'interface. En effet, l'énergie de ces derniers est étroitement liée à l'alignement de bande qui varie avec la tension de polarisation, comme décrit figure 2.14.

Nous présentons l'alignement de bande simplifié de la jonction émetteur base qui est constituée des couches de contact émetteur ($n^+$) en InP, de couche d'émetteur ($n$) en InP et de la base ($p^+$) en GaAsSb sous polarisation $V_a$. La tension de polarisation $V_a$ est choisie plus grande que la tension de la bande plate ($\Delta\Phi$) qui correspond à la tension de polarisation

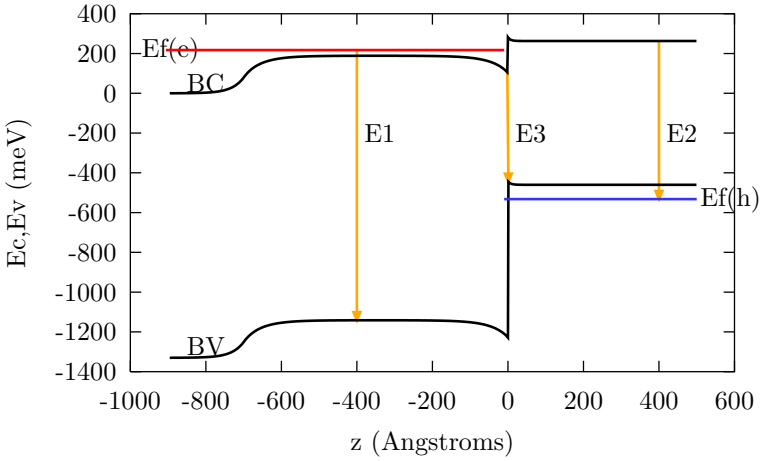



FIG. 2.14: Alignement de bande de l'hétérojonction InP/GaAsSb sous polarisation $V_a > \Delta\Phi$. Les luminescences venaient des recombinaisons dans la volume de InP (E1) et de GaAsSb (E2), et de la recombinaison électrons-trous à l'interface (E3).

où le champ électrique s'annule à l'interface. Nous comptons observer la luminescence aux énergies correspondant aux recombinaisons dans la volume de InP (E1) et de GaAsSb (E2), et à l'énergie correspondant à la recombinaison croisée à l'interface (E3). L'énergie de la recombinaison croisée à l'interface étant liées à l'alignement de bande, nous permettra de déterminer la tension de polarisation correspondant à la tension de bande plate ($\Delta\Phi$). De la tension de bande plate, nous déterminons le décalage de bande de conduction $\Delta E_c$, car ils sont reliés par la relation :

$$q\Delta\Phi = Eg_b + \Delta E_c + qV_n + qV_p \tag{2.3}$$

Ici, $qV_n = E_F(n) - E_c$ et $qV_p = E_v - E_F(p)$, où $E_F(n)$ et $E_F(p)$ sont respectivement les niveaux de Fermi dans l'émetteur et dans la base qui sont calculés avec le programme développé pendant la thèse de D. Sicault. Dans le programme on suppose une densité d'état volumique pour les électrons et les trous. Pour les trous, le niveau de Fermi est calculé en ne considérant que la bande de trous lourds. Comme nous n'avons pas de données sur la masse des trous lourds dans GaAsSb, la masse de trous lourds d'InGaAs a été utilisée.

Le plan du dispositif expérimental pour la mesure d'électroluminescence est présenté dans la figure 2.15. L'échantillon est placé sur un porte-échantillon, dont les plots sont re-

liés aux contacts de dispositifs par de minces fils d'or (25 $\mu$m de diamètre) soudés par thermo-compression. Le porte-échantillon est ensuite introduit dans un cryostat à température variable. On utilise un cryostat à hélium liquide avec une garde thermique d'azote liquide, le tout étant isolé par une enceinte sous vide. La circulation d'hélium est contrôlée à l'aide d'une vanne pointeau. De plus, une résistance chauffante est incorporée dans le porte-échantillon ce qui permet de réguler la température entre 1.8 et 300K.

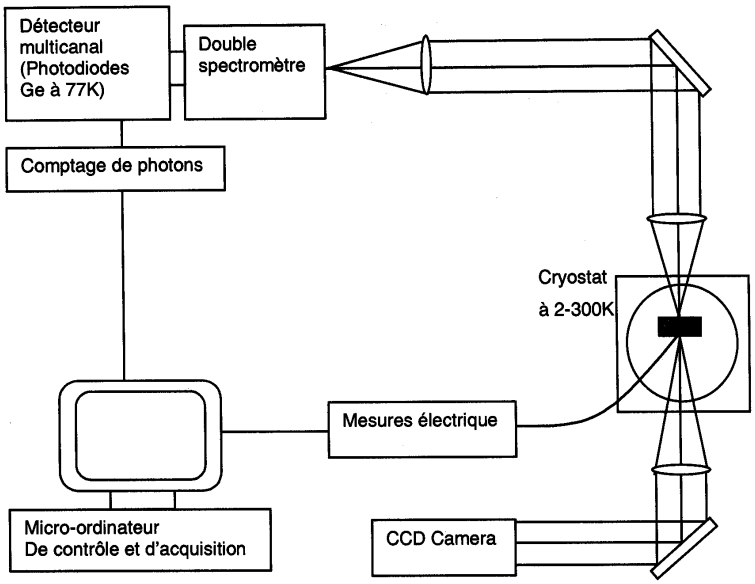



FIG. 2.15: Le plan du dispositif expérimental pour la mesure d'électroluminescence.

Dans les expériences rapportées dans ce travail, nous avons récupéré la lumière émise par la face arrière des échantillons. En effet le substrat InP ayant une largeur de bande interdite plus grande que celle de GaAsSb, il est transparent dans la gamme de longueur d'onde qui nous intéresse ici. Ceci présente l'avantage de pouvoir métalliser toute la surface de mesa émetteur base, assurant ainsi une meilleure homogénéité du courant dans la diode étudiée. Dans ce cas, il faut polir le dos de l'échantillon afin que le signal lumineux ne soit altéré par la diffusion.

Dans la mesure des spectres d'électroluminescence, les photons émis par le dispositif sont collectés et focalisés sur la fente d'entrée d'un double spectrographe à réseaux dont la principale caractéristique est son fort contraste. A la sortie du spectrographe, la lumière est

détectée par un détecteur multicanal composé de 256 photodiodes en germanium (refroidies à 77K), chacune associée individuellement à un amplificateur intégrateur en silicium également refroidi à 77K. Le signal est accumulé pendant un temps de pose allant de une à plusieurs centaines de secondes. L'augmentation du temps de pose permet d'augmenter le rapport signal sur bruit dans la limite de la saturation du détecteur. La sensibilité du montage nous permet de détecter des signaux de quelques dizaines de photons par seconde. Le comptage de photons est interfacé par un micro-ordinateur qui enregistre toutes les données mesurées.

La figure 2.4.3 montre la caractéristique I-V de la jonction émetteur base d'un TBH avec une superficie d'émetteur de 100x100$\mu$m$^2$ à 2K. On observe que le courant I mesuré est représenté par l'approximation $I = I_0 \exp \frac{(qV_a - RI)}{nkT}$, où $V_a$ est la tension appliqué et $R = 16\Omega$. Dans la suite de l'exploitation de la caractéristique optique nous avons remplacé la tension de polarisation appliquée par la tension réelle dans la jonction $V = V_a - RI$.

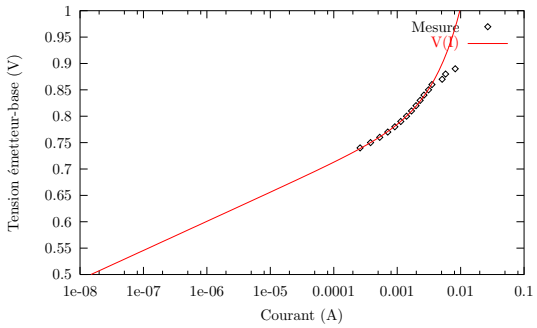



FIG. 2.16: I-V caractéristique de la jonction E-B de H6594 at 2K

Le spectre d'électroluminescence à 2K mesuré sur le même échantillon est présenté dans la figure 2.17a. Nous y observons 3 pics ;

- Le pic 1 correspond à la recombinaison des trous injectés dans l'émetteur en InP dopé de type *n* (transition E1 dans fig. 2.14). Une partie, côté haute énergie de ce pic est tronquée par l'absorption dans le substrat en InP (observation par la face arrière). C'est le fort niveau dopage de l'émetteur qui, par diminution de la largeur de bande interdite, permet l'observation d'une partie de cette émission à travers le substrat semi-isolant.
- Le pic 2 correspond à la recombinaison des électrons injectés dans la base en GaAsSb

(transition E3 dans 2.14). Il permet une mesure de la largeur de bande interdite effective de GaAsSb:C.

– Le pic 3 correspond à la recombinaison à travers l'interface émetteur-base des électrons de l'émetteur avec les trous de la base (transition E2 fig. 2.14). Parce qu'il s'agit d'une recombinaison croisée, son énergie est plus faible que celle du pic 2 (gap de GaAsSb) et les deux pics 2 et 3 sont distincts.

La figure 2.17b regroupe les pics de recombinaison croisée (pic 3) obtenus pour différentes polarisations de la jonction émetteur base. On constate que ce pic se décale vers les hautes énergies quand la polarisation de la jonction augmente, alors que les autres pics (1 et 2) restent à la même énergie. Comme nous le verrons plus loin, c'est ce décalage qui montre le caractère croisé de cette recombinaison.

L'évolution de l'énergie du pic 1 en fonction de la tension de polarisation est tracée dans la figure 2.17c. A faible polarisation ($V_a$ =0.7 à 0.78V), la recombinaison a lieu à une énergie égale à la tension appliquée ($E = V_a$) ; tracé avec "Pente = 1". A plus forte polarisation ($V_a$>0.78), l'énergie de la recombinaison croisée augmente moins vite que la tension appliquée.

Le comportement à faible polarisation (pente=1) est expliqué à l'aide d'une deuxième raie de recombinaison dont l'intensité devient négligeable lorsque la raie de recombinaison croisée apparaît. Ce changement de pente autour 0.78 V va être expliqué en observant les diagrammes de bande, illustrés dans la figure 2.18.

Quand la tension de polarisation est plus petite que la tension de bande plate, il n'y a pas de puits de potentiel dans la bande de conduction côté émetteur. La recombinaison majoritaire se produit alors entre les électrons de l'émetteur ayant une énergie proche du niveau de Fermi avec les trous dans la base dont l'énergie correspond à E3* (Fig.2.18a). L'énergie E3* est égale à la tension de polarisation (Pente=1).

Pour les tensions de polarisation plus grandes que la tension de bande plate (Fig. 2.18b), il y a un puits de potentiel dans la bande de conduction côté émetteur. Les recombinaisons se produisent alors majoritairement entre les électrons du puits de potentiel et les trous dans la base, à une énergie E3, moins importante que la tension de polarisation. La variation de l'énergie de recombinaison avec la tension appliquée suit alors une pente < 1.

Quand la tension de polarisation est très grande devant la tension de bande plate, le

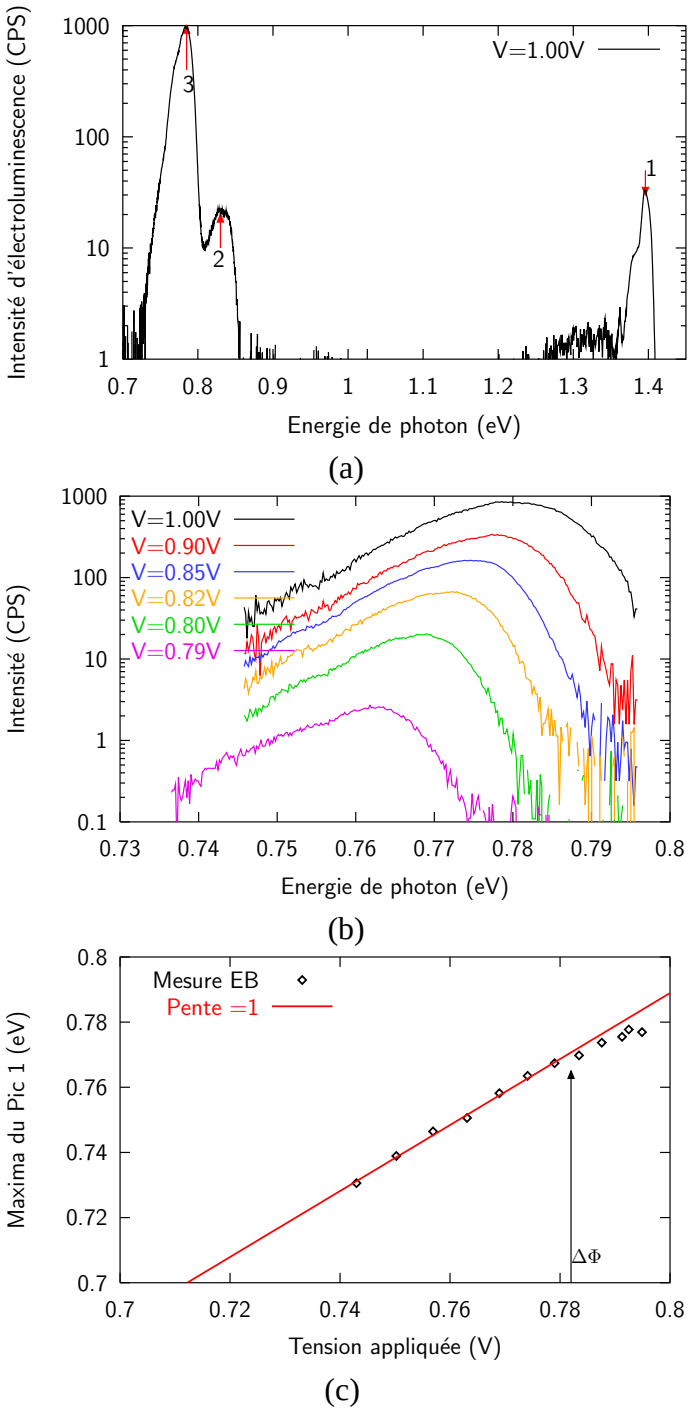



FIG. 2.17: Spectre d'électroluminescence d'échantillon H6594 à 2K (a). L'évolution de l'énergie de pic de recombinaison croisée pour plusieurs tension de polarisation (b) Le décalage de l'énergie de pic de recombinaison croisée vs. la tension de polarisation (c).

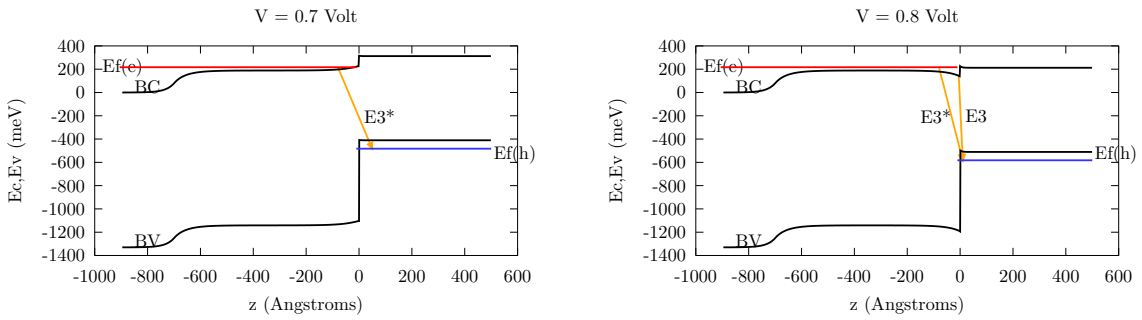



FIG. 2.18: Les structures de bande pour deux tensions de polarisation : (a) plus petite ($V_a < \Delta\Phi$), (b) plus grande ($V_a > \Delta\Phi$) que la tension de bande plate. L'énergie E3* correspond à la recombinaison croisée entre les électrons et les trous proches des niveaux de Fermi (Pente=1). L'énergie E3 correspond à la recombinaison croisée entre les électrons du puits de potentiel avec les trous dans la base.

niveau de Fermi côté émetteur est plus haut que la bande de conduction coté base. Les recombinaisons se produisent alors majoritairement entre les électrons injectés dans la base et les trous dans la base. L'énergie de recombinaison correspond alors à la largeur de bande interdite dans la base. Nous n'avons pas pu atteindre cette situation car elle correspond à un courant trop important.

En conclusion, la courbe 2.17c permet de déterminer la tension de bandes plates $\Delta\Phi = 0,782V$. En utilisant la largeur de bande interdite de GaAsSb (pic 2) de (0.83 $\pm$ 0.01) eV à 2K et en utilisant $qV_n$=0.029 eV et $qV_p$=0.072 eV, on trouve le décalage de bande conduction $\Delta E_c$ = (-0.15 $\pm$ 0.01) eV.

#### 2.4.3.1 Conclusion sur les mesures du décalage de bande de conduction et du courant de base

Comme résumé dans le tableau 2.4, le décalage de bande de conduction des systèmes InGaAlAs/GaAsSb et InP/GaAsSb sont tous deux négatifs. Ceci est en accord avec les résultats électriques des TBH JUMBO des deux systèmes que nous avons évoqués dans la section 2.4.2.

Nous avons mesuré une valeur plus importante que celle rapportée par INSA Lyon. Cette différence s'explique d'une part par la différence de gap de GaAsSb que nous avons

mesuré par rapport à INSA Lyon (0.83 eV comparé à 0.81 eV [Bru04]) et aux approximations que nous avons utilisées pour calculer le niveau de Fermi des trous (nous avons utilisé la masse effective des trous lourds d'InGaAs). La différence de gap peut venir de la différence de la concentration d'antimoine entre notre échantillon ($x_{Sb} = 0.44$) et celui de l'INSA Lyon ($x_{Sb} = 0.47$). Nous estimons que l'écart dû à l'effet de la masse effective est faible. D'autre part, l'échantillon de l'équipe de l'INSA Lyon était constitué d'une couche de GaAsSb épitaxiée sur InP (jonction GaAsSb/InP : plaquette H6372), à l'opposé de notre échantillon, où nous avons mesuré la jonction InP épitaxiée sur GaAsSb (jonction InP/GaAsSb plaquette H6594). Comme expliqué dans la section 2.4.1 c'est particulièrement dans cette interface InP/GaAsSb qu'il a été observé des puits InPSb à l'interface [Bru04]. C'est très probablement à cause de l'existence de ce puits de potentiel à l'interface que nous avons observé une valeur de $\Delta E_c$ plus importante que [Bru04] [Pet99]. Notant que notre valeur mesurée est proche de celle rapportée par l'équipe de Bolognesi (-180 meV) [Hu98], également mesurée sur la jonction InP/GaAsSb. Ceci démontre que des mesures expérimentales supplémentaires sont nécessaires pour caractériser le décalage de bande de conduction dans ces systèmes.

| $\Delta E_c$ InP/GaAsSb (meV) | $\Delta E_c$ $InGaAl_{0.2}As/GaAsSb$ (meV) | Méthode de mesure |
|---|---|---|
| -150 $\pm$ 10 | | EL |
| -90[Bru04], -110[Pet99] | -110[Bru04] | PL type II |
| -180[Hu98] | | PL |
| | -110 $\pm$ 20 [Sug86] [Kle91] | Transitivité |

TAB. 2.4: Le décalage de bande de conduction pour InP/GaAsSb et InGaAlAs/GaAsSb pour concentration d'Antimoine proche de 0.5.

Dans la section suivante nous montrerons les analyses des théories de transport pour le TBH avec une base en GaAsSb.

### 2.4.4 Analyse des théories de transport dans le TBH avec une base en GaAsSb.

L'hétérojonction de type II aux interfaces émetteur-base et base-collecteur nous incite à reconsidérer la validité de la théorie employée pour décrire le mode de transport dans les TBH. Les théories analytiques du transport ont été établies dans le cas d'une homojonction (par exemple la théorie du transport diffusif, et l'effet de Kirk dans la jonction base-collecteur). Leur validité dans le cas d'une hétérojonction de type II est inconnue. C'est pourquoi dans la prochaine sous-section, nous effectuerons les analyses des théories de transport à partir de la caractérisation électrique d'un TBH avec une base en GaAsSb.

#### 2.4.4.1 La dépendance du préfacteur de courant collecteur avec l'épaisseur de base

La dépendance purement exponentielle de la partie intrinsèque du courant collecteur $J_c$ avec la tension base-émetteur $V_{BE}$ nous permet d'écrire le préfacteur de la densité de courant collecteur sous la forme $J_{c0}$. Dans un mode de transport diffusif, $J_{c0}$ est lié avec l'épaisseur de la base ($W_b$) par la relation (voir le chapitre 1) :

$$J_c = J_{c0}[\exp(\frac{qV_{be}}{nkT}) - 1] \tag{2.4}$$

$$J_{c0} = \frac{qD_n n_i^2}{N_A L_n \sinh(W_b/L_n)} \tag{2.5}$$

équation dans laquelle $D_n$ et $L_n$ sont respectivement le coefficient de diffusion et la longueur de diffusion des électrons dans la base, $n_i$ la concentration intrinsèque d'électron dans la base et $N_A$ le niveau de dopage de la base. En supposant que $L_n \gg W_b$ (on vérifiera la véracité de cette hypothèse dans la prochaine section), la relation devient :

$$J_{c0} = \frac{qD_n n_i^2}{N_A W_b} \tag{2.6}$$

Dans ces conditions ($L_n \gg W_b$) $J_{c0}$ est donc inversement proportionnel à l'épaisseur de la base. Il a été montré que cette relation est en accord avec les données expérimentales pour le cas de transistor à homojonction (BJT) [Sze81].

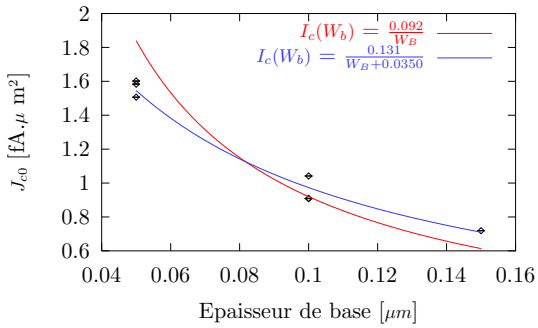



FIG. 2.19: La dépendance du préfacteur de courant collecteur avec l'épaisseur de base. L'expression de la forme $Jc_0 = \frac{A}{(W_b+dW_b)}$ permet de corréler les résultats expérimentaux. Ceci montre que si on utilise le modèle diffusif, le transport dans l'hétérojunction de type II montre un prolongement de l'épaisseur effective de la base.

Au cours des premières études sur l'hétérojonction de type I, l'existence d'un transport balistique d'électrons dans la base n'avait pas été encore prouvée expérimentalement. Cependant, les résultats expérimentaux avaient montré une anomalie dans l'évolution de $J_{c0}$ et du gain statique $\beta$ avec l'épaisseur de la base [Lev92] [Hsi96]. Il fut prouvé que ceci est dû à l'existence dans la base d'électrons balistiques, dont la vitesse est beaucoup plus importante que la vitesse de diffusion [Tei98] [Tei99].

Afin de vérifier la validité de la relation entre $J_{c0}$ et l'épaisseur de la base dans le cas d'hétérojonction de type II, nous avons déterminé $J_{c0}$ pour les TBH avec émetteur en InP issus de six épitaxies différentes réparties sur trois épaisseurs de base. La partie intrinsèque de la densité de courant collecteur $J_c$ est déduite de la mesure des caractéristiques de Gummel de l'ensemble des transistors JUMBO. La valeur et l'incertitude associée du préfacteur $J_{c0}$ sont ensuite déterminées par une adéquation de l'expression 2.5 à la caractéristique intrinsèque $J_c(V_{be})$ ainsi déterminée.

Le résultat est tracé dans la figure 2.19. Nous pouvons observer qu'une interpolation de la forme $J_{c0} = \frac{A}{W_b}$ ne convient pas. Par contre, l'emploi d'une expression de la forme $J_{c0} = \frac{A}{(W_b+\mathrm{d}W_b)}$ permet de décrire les résultats expérimentaux. Ce résultat suggère que le mode de transport dans l'hétérojonction de type II n'est pas un transport purement diffusif. En effet, la longueur des zones où le mode de transport est diffusif (c.-à-d. l'épaisseur effective de la base) est prolongée. Notre interprétation est la suivante.

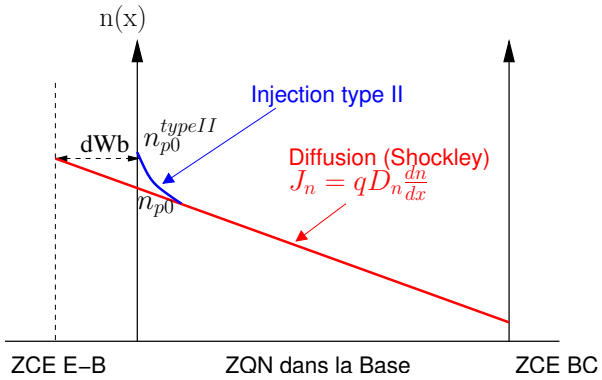



FIG. 2.20: Schéma simplifié de la concentration d'électrons en fonction de l'épaisseur de la base dans le cas de l'hétérojonction de type II.

La barrière de potentiel à la jonction émetteur-base agit comme un outil de sélection pour les électrons injectés dans la base. Seuls ceux qui possèdent une énergie perpendiculaire au plan d'hétérojonction supérieure à la barrière de potentiel peuvent franchir l'hétérojonction. Il en résulte que la population des électrons injectés forme une population hors d'équilibre thermodynamique. Ainsi la concentration d'électrons au début de la base ($n_{p0}^{typeII}$) est plus importante que la concentration d'électrons dans le cas d'une homojonction ($n_{p0}$).

Dans la ZQN de la base le transport électronique est de nature diffusive. La densité de courant portée par les électrons minoritaires s'écrit :

$$J(x) = qD_n \frac{dn(x)}{dx} \tag{2.7}$$

A l'état stationnaire la densité de courant est constante dans tout le dispositif. Dans le cas des bases courtes où les courants de recombinaison sont négligeables, la concentration d'électrons minoritaires varie donc linéairement dans la base (fig. 2.20). Près de l'hétérojonction émetteur-base de type II, les électrons injectés dans la base forment une population hors d'équilibre thermodynamique qui présente un coefficient de diffusion inférieur à celui observé dans la population relaxée. La conservation de la densité de courant dans tout le dispositif impose alors un excès de porteur minoritaires dans cette région (tracé bleu fig. 2.20).

L'utilisation dans le cas des hétérojonctions émetteur-base de type II d'un modèle diffusif se traduit par un allongement apparent de l'épaisseur de base pour pouvoir établir le gradient de concentration d'électrons minoritaires (imposé par le courant) entre les concentrations d'électrons minoritaires fixées à la jonction émetteur-base (injection depuis l'émetteur) et à la jonction base-collecteur (condition de collection). L'allongement apparent de la base ($dW_b$) est illustré fig. 2.20 par l'intersection du profil linéaire d'électrons minoritaires avec la concentration d'électron minoritaires imposée en début de base ($n_{p0}$) par la jonction émetteur-base.

Cette illustration est très simplifiée et doit être affinée. L'emploi de la technique de simulation Monte Carlo permet de sortir de l'approximation diffusive et d'inclure l'effet de la barrière de potentiel dans la vitesse des électrons injectés. Elle est donc très adaptée pour décrire le transport dans l'hétérojonction de type II. Ce thème de recherche est étudié dans le groupe par L. Bernardi. Les résultats ne sont cependant pas encore disponibles.

#### 2.4.4.2 Mesure de la longueur diffusion des électrons $L_n$ dans la base.

Dans cette section nous détaillerons l'extraction de la longueur de diffusion des électrons dans la base à partir des caractéristiques électriques des transistors issus de la plaquette H6548 (émetteur en InGaAlAs). La longueur de diffusion des porteurs minoritaires est un paramètre important car, reliée à la durée de vie des porteurs minoritaires ($\tau_n$) par $L_n = \sqrt{D_n \tau_n}$ (avec $D_n = \mu_n \frac{kT}{q}$), elle détermine le gain en courant du transistor :

$$\beta = \frac{\tau_n}{\tau_b(W_b)} \tag{2.8}$$

qui s'écrit comme le rapport de la durée de vie des porteurs minoritaires ($\tau_n$) au temps de transit dans la base $\tau_b$. La dépendance de $\tau_b$ avec $W_b$ est gouvernée par le type de transport dans la base (Cf. Chapitre I). Dans le cas du transport diffusif, $\tau_b = \frac{W_b^2}{2D_n}$. Il en résulte :

$$\beta = \frac{2L_n^2}{W_b^2} \tag{2.9}$$

Le gain ne dépend alors que de la longueur de diffusion des porteurs minoritaires et de l'épaisseur de la base. C'est donc un facteur intrinsèque à la structure. Une façon de

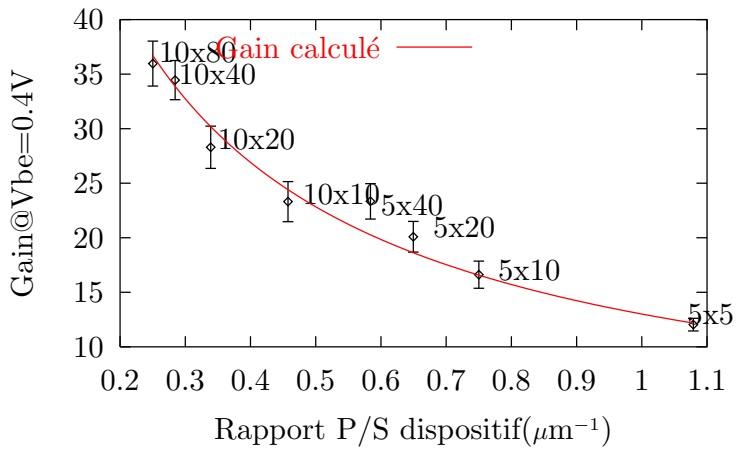



FIG. 2.21: Le gain statique des TBH H6548 en fonction de rapport périmètre sur surface de la jonction émetteur-base. Le gain calculé en utilisant l'équation 2.19 [Nak85], permet de déduire la longueur de diffusion des électrons dans la base ($L_n$).

mesurer $L_n$ est donc de comparer la partie intrinsèque du gain en courant (i.e. associée à la recombinaison dans le volume de la base) issue de TBH ayant des épaisseurs de base différentes. Cette méthode a été employée par Ritter et al [Rit91] à Bell Labs sur le système InP/InGaAs. Ils ont rapporté une valeur $L_n$=300 nm pour une base en InGaAs dopée Beryllium à $7\times 10^{19}$ cm$^{-3}$. La durée de vie des électrons a été évaluée à 17 ps.

Dans cette étude, nous avons utilisé une autre méthode pour déterminer la longueur de diffusion des électrons dans la base. Elle est basée sur la dépendance du gain à la géométrie du transistor [Nak85]. Ceci est illustré dans la figure 2.21, où nous avons tracé le gain en courant mesuré à $V_{BE}$ =0.4 V sur la plaquette H6548 pour les huit géométries différentes de la jonction émetteur base en fonction du rapport périmètre/surface de cette jonction. On observe que le gain diminue quand le rapport périmètre/surface augmente.

Cette dépendance du gain avec le périmètre est due aux effets parasites (localisés à la périphérie du TBH). La modélisation doit donc tenir compte des parties intrinsèque et extrinsèque du courant base. En supposant la jonction base-collecteur non polarisée ($V_{bc} = 0$) et le courant de trous injectés dans l'émetteur négligeable, les courants intrinsèques du TBH s'écrivent d'après le modèle de Shockley :

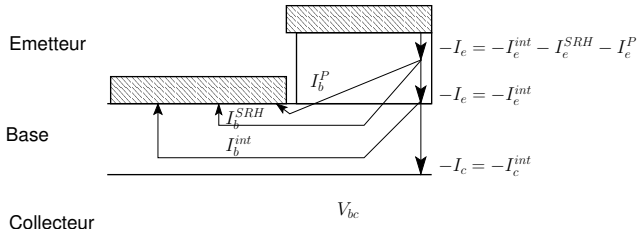



FIG. 2.22: Composantes intrinsèque et parasite des courants présents dans la jonction émetteur-base étudiées.

$$I_e^{int} = SJ_0 \cot(\frac{W}{L_n})[\exp(\frac{qV_{be}}{kT}) - 1] \tag{2.10}$$

$$I_c^{int} = SJ_0 \frac{1}{\sinh(\frac{W}{L_n})}[\exp(\frac{qV_{be}}{kT}) - 1] \tag{2.11}$$

$$I_b^{int} = I_e^{int} - I_c^{int} = SJ_0(\cot(\frac{W}{L_n}) - \frac{1}{\sinh(\frac{W}{L_n})})[\exp(\frac{qV_{be}}{kT}) - 1] \tag{2.12}$$

$$J_0 = \frac{qD_n n_i^2}{L_n N_A} \tag{2.13}$$

Les courants parasites sont de deux types :

1. Courant de recombinaison dans la ZCE émetteur base (recombinaison sur des centres dans la bande interdite décrits dans le modèle SRH, Cf. Section 1.3.3) Ce courant est proportionnel à la surface $S$ de la jonction émetteur base et présente une idéalité ($n$) égale à 2.

2. Courant extrinsèque injecté dans la base à la périphérie de la jonction émetteur-base. Il est proportionnel au périmètre $P$ de la jonction et son idéalité ($n$) égale à 1.

Le bilan des courants s'écrit alors (figure 2.2) :

$$I_e = I_e^{int} + I_e^{SRH} + I_e^P \tag{2.14}$$

$$I_c = I_c^{int} \tag{2.15}$$

$$I_b = I_b^{int} + I_b^{SRH} + I_b^P \tag{2.16}$$

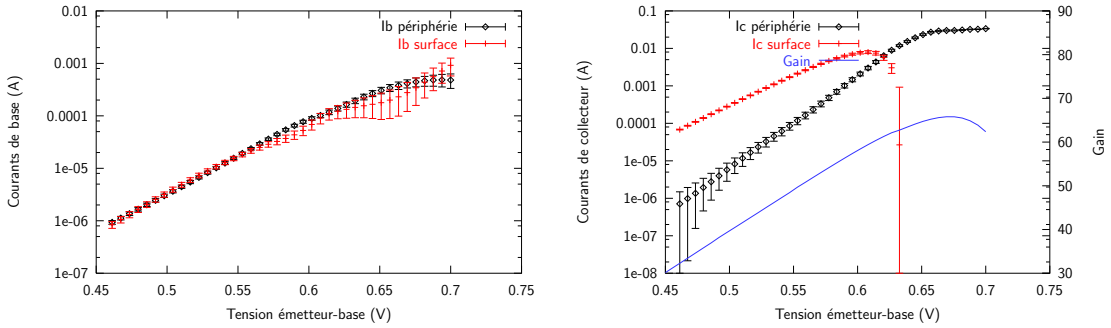



FIG. 2.23: Parties intrinsèques (∝ surface) et extrinsèques (∝ périphérie) des courants de base (a) et de collecteur de TBH H6548. On trace le cas du dispositif 10x80. On observe une augmentation brusque de la partie extrinsèque du courant collecteur avant la chute de gain statique (Cf. Section Effet Kirk 2.4.4.3).

Avec :

$$I_b^{SRH} = I_e^{SRH} = SJ^{SRH}[\exp(\frac{qV_{be}}{kT}) - 1] \tag{2.17}$$

$$I_b^{P} = I_e^{P} = PJ^{P}[\exp(\frac{qV_{be}}{kT}) - 1] \tag{2.18}$$

En supposant que $V_{be} \gg kT$ alors $\exp(\frac{qV_{be}}{kT}) \gg 1$, le gain en courant $\beta = \frac{I_c}{I_b}$ s'écrit alors :

$$\begin{aligned}\beta &= \frac{SJ_0 \frac{1}{\sinh(\frac{W_b}{L_n})}[\exp(\frac{qV_{be}}{kT})]}{SJ_0(\coth(\frac{W_b}{L_n}) - \frac{1}{\sinh(\frac{W_b}{L_n})})[\exp(\frac{qV_{be}}{kT})] + SJ^{SRH}[\exp(-\frac{qV_{be}}{2k_BT})] + PJ^{P}[\exp(\frac{qV_{be}}{kT})]} \\ &= \frac{1}{\underbrace{\cosh(\frac{W_b}{L_n}) - 1} + \underbrace{\frac{J^{SRH}}{J_0}\sinh(\frac{W_b}{L_n})\exp(-\frac{qV_{be}}{2k_BT})} + \underbrace{\frac{J^{P}\sinh(\frac{W_b}{L_n})}{J_0} \times \frac{P}{S}}}\end{aligned} \tag{2.19}$$

On trouve alors la dépendance du gain avec la géométrie du transistor. Dans le dénominateur de l'équation 2.19, le premier terme est le gain intrinsèque des dispositifs, le deuxième terme est la partie qui dépend du courant génération-recombination et le troisième terme est la partie qui dépend de la géométrie du transistor. De l'adéquation de l'expression 2.19 avec les valeurs de gain en courant mesurées sur H6548, nous pouvons déterminer $\frac{W_b}{L_n}$. L'analyse des résultats expérimentaux se fait en deux étapes.

1. Chaque point de polarisation ($V_{be}$) de la caractéristique de Gummel est exploité de façon à extraire pour le courant collecteur et le courant de base les composantes de surface et de périmètre (Fig.2.23)

$$I_c(V_{be}) = SJ_c^S(V_{be}) + PJ_c^P(V_{be}) \tag{2.20}$$

$$I_c(V_{be}) = SJ_b^S(V_{be}) + PJ_b^P(V_{be}) \tag{2.21}$$

2. Connaissant la densité de courant de la composante de périphérie ($J^P$) l'adéquation de la variation du gain avec le rapport $\frac{P}{S}$ à l'expression 2.19 permet de déterminer le rapport $\frac{W_b}{L_n}$

Le résultat de l'adéquation est montré dans la figure 2.21. On trouve $\frac{W_b}{L_n} = 0.145 \pm 0.005$. En utilisant l'épaisseur de base épitaxiée $W_b = 50$ nm on obtient $L_n = (344 \pm 13)$ nm. Par contre si on considère que la longueur de base utilisée dans ce modèle est la longueur de base effective ($W_b = W_b^0 +$ 35 nm) déterminée précédemment (Section 2.4.4.1) on obtient $L_n = (584 \pm 22)$ nm.

Nos valeurs de la longueur de diffusion sont comparables à la valeur rapportée pour la base en InGaAs [Rit91]. De la valeur de $L_n$ mesurée et en utilisant la mobilité des électrons minoritaires $\mu_n$ nous pouvons déterminer la durée de vie $\tau_n$. Toutefois, la valeur de mobilité des électrons minoritaires dans $p^+$ GaAsSb n'est pas disponible dans la littérature.

Il a été montré par l'étude théorique de Lowney [Low91] sur la mobilité des porteurs majoritaires et minoritaires dans GaAs dopé que la mobilité des porteurs minoritaires dans un matériau fortement dopé augmente. Cette augmentation est due à la réduction des plasmons et des collisions entre les porteurs majoritaires et minoritaires. Ceci a été expérimentalement démontré par [Har93a] [Har93b] [Kim93] sur $p^+$ InGaAs et GaAs. Dans [Har93b], il a été rapporté les valeurs de mobilité d'électrons dans $p^+$InGaAs entre 2900 à 3300 cm$^2$V$^{-1}$s$^{-1}$ pour un niveau de dopage de 0.9 à 3.1 $\times 10^{19}$ cm$^{-3}$. Ces valeurs de mobilité sont plus importantes que celle rapportée pour les électrons dans $n^+$InGaAs de même niveau de dopage (autour 1200 cm$^2$/V$^{-1}$s$^{-1}$)[Lan87].

Si on utilise la valeur de mobilité des électrons dans GaAsSb reportée par Dermott de 750 cm$^2$V$^{-1}$s$^{-1}$ pour $n^+$GaAsSb dopé Te à qq $10^{19}$ cm$^{-3}$ [Der96] la durée de vie dans la base serait de 60 ps (pour $L_n$= 344 nm) et de 175 ps (pour $L_n$=584 nm). Prenant le même

rapport $\frac{\mu_n^p}{\mu_n^n} \sim 2.5$ que pour InGaAs, nous estimons que la durée de vie des électrons dans GaAsSb dopé $3.6 \times 10^{19}$ cm$^{-3}$ est de 25 à 70 ps. Certes, cette estimation doit être comparée aux valeurs expérimentales mais elle semble plus élevée que celles rapportées pour la base en InGaAs pour un niveau de dopage similaire : 17 ps pour $N_A = 7 \times 10^{19}$ cm$^{-3}$ [Rit91] et 16.8 ps pour $N_A = 2.4 \times 10^{19}$ cm$^{-3}$ [Cui02].

#### 2.4.4.3 Effet Kirk dans l'hétérojonction de type II.

L'effet Kirk s'observe dans tous les transistors bipolaires par une forte décroissance des gains en courant statique ($\beta$) et dynamique ($h_{FE}$). Au-delà d'un seuil de densité de courant collecteur, introduisant ainsi une borne maximale à la densité de courant collecteur, cet effet impose une borne minimale à la résistance dynamique d'émetteur. L'effet Kirk apparaît donc comme une limitation majeure à l'obtention de fréquences élevées. Dans ce paragraphe nous établirons les bases physiques de cet effet, en particulier dans le cas de l'hétérojonction de type II, et nous présenterons une caractérisation de l'effet dans les TBH de notre étude.

Dans le cas d'une homo-jonction, il a été démontré que l'effet se manifeste lorsque la densité du courant collecteur dépasse la valeur critique [Whi69] :

$$J_{ck} = qv_s\left(N_D + \frac{2V_{CB}\varepsilon_r\varepsilon_0}{qW^2}\right) \tag{2.22}$$

Ici, $v_s$ est la vitesse de saturation des électrons dans le collecteur, $N_D$ le niveau de dopage dans le collecteur, $V_{CB}$ la chute de potentiel dans la jonction base-collecteur et $W$ l'épaisseur de la zone de charge d'espace de la jonction base-collecteur côté collecteur. Un bref rappel de la détermination de ce seuil est présenté dans ce qui suit.

Considérons la jonction base-collecteur de notre transistor $n^+p^{++}n$. En tout point de $x$, la densité de charges s'écrit :

$$\rho = q\big(N_D(x) - N_A(x) + p(x) - n(x)\big) \approx q\big(N_D - N_A\big) \tag{2.23}$$

Aux faibles densités de courant collecteur ($J_c$), les densités de trous ($p(x)$) et d'électrons ($n(x)$) sont, dans la zone de charge d'espace base-collecteur, négligeables devant celles dues

aux accepteurs ($N_A(x)$) et aux donneurs ($N_D(x)$). La densité de charges est donc approximée par

$$\rho = q\big(N_D(x) - N_A(x)\big) \tag{2.24}$$

D'autre part la densité du courant collecteur s'écrit en tout point :

$$J_C = -q\bar{v}(x)n(x) \tag{2.25}$$

Où $\bar{v}(x)$ est la vitesse moyenne des électrons. Dans la jonction base-collecteur, le champ électrique étant intense, le transport électronique est dominé par la composante de dérive. La vitesse moyenne est alors fixée par le champ électrique. Dans ces conditions l'augmentation du courant collecteur se traduit par une augmentation de la densité d'électrons dans la jonction. Il existe donc une densité de courant collecteur au-delà de laquelle la densité d'électrons dans la zone de charge d'espace base-collecteur n'est plus négligeable devant celle des donneurs $N_D(x)$. Dans la partie collecteur de la ZCE l'équation 2.23 est approximée par

$$\rho = q\big(N_D - n(x)\big) \tag{2.26}$$

En utilisant l'équation 2.24 il est possible d'écrire l'équation de Poisson sous la forme :

$$\frac{dE}{dx} = \frac{q}{\varepsilon_r\varepsilon_0}\big(N_D - \frac{J_C}{q\bar{v}(x)}\big) \tag{2.27}$$

L'intégration de cette équation, avec la condition limite $E = E(0)$ à l'interface base collecteur ($x = 0$) est assez compliquée sauf si on suppose que $\bar{v}(x)$ est constante. Pour un champ électrique intense ($E \gg 10^5$ V/cm), la vitesse de dérive des électrons est proche de leur vitesse de saturation($\bar{v}(x) \approx v_s = 10^7$ cm/s). On trouve ainsi :

$$E(x) = E(0) + \frac{q}{\varepsilon_r\varepsilon_0}\big(N_D - \frac{J_C}{qv_s}\big)x \tag{2.28}$$

Ici $E(0) = -\frac{2V_{CB}}{W}$ est le champ électrique à $x = 0$, et $V_{CB}$ et $W$ sont respectivement la chute de potentiel totale dans la jonction base collecteur ($V_{CB} = V_{bi} + V_{CB,App}$) et l'épaisseur du collecteur. On voit dans l'équation 2.28 que la distribution du champ dans la zone de charge d'espace est linéaire. Le champ est maximum à la jonction base collecteur ($x = 0$)

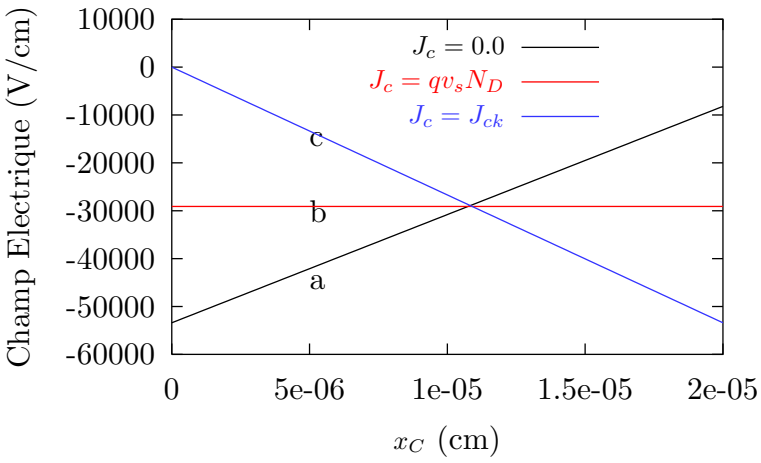



FIG. 2.24: Profil du champ électrique dans la ZCE coté collecteur calculés pour $V_{CB,App} = 0$ pour 3 valeurs différentes $J_C$

et le gradient dépend maintenant de la valeur de la densité du courant collecteur. La figure 2.24 montre les profils du champ électrique calculés avec les données expérimentales de H6548 pour $V_{CB,App} = 0$ pour trois valeurs différentes de $J_C$. La courbe **a** montre le profil du champ quand $J_C = 0$. On constate que le champ est maximum à la jonction base collecteur $x = 0$ ($E(0) = -\frac{2V_{CB}}{W}$). La valeur négative du champ électrique correspond à une force accélératrice pour les électrons dont la vitesse est en direction de $+x$ (flux majoritaire).

Quand $J_C \approx qv_sN_D$ (courbe **b**), la densité de charge dans la ZCE est nulle (l'équation 2.26), et le champ électrique devient uniforme. En augmentant davantage $J_C$, la densité d'électrons ($n(x)$) dans la ZCE augmente. D'après l'équation 2.28, le champ électrique est alors décroissant et présente un maximum en $x = W$. Ceci diminue le champ électrique à $x = 0$, jusqu'à ce que celui-ci devienne nul (courbe **c**).

Pour des densités de courant encore supérieures le champ électrique en sortie de base deviendrait positif. La jonction base-collecteur ne serait plus un bon collecteur. Cette situation (courbe **c**) correspond donc au cas limite, c'est-à-dire à la densité de courant collecteur maximale possible dans cette structure. On remarque que cette limite a été obtenue dans une approximation unidimensionnelle.

En prenant les conditions aux limites $E(0) = 0$, $E(W) = \frac{2V_{CB}}{W}$, on obtient la densité du courant Kirk $J_{ck}$ donnée à l'équation 2.22.

Que se passe-t-il après ? Pourquoi voit-on une chute du gain et de la fréquence de coupure ?

L'explication de Kirk pour le cas d'une homojonction est la suivante [Kir62].

Lorsque la densité de courant est plus grande que $J_{ck}$, l'intégration numérique de l'équation de Poisson dans la jonction base collecteur, donne la solution où le champ électrique est nul dans une partie du collecteur. Kirk interprète ce résultat par un déplacement vers le collecteur du profil de la concentration de trous (abaissement de la barrière de potentiel vu par les trous) qui neutralisent localement les charges dues aux électrons transportant le courant collecteur. Une augmentation de la densité de courant collecteur entraîne une augmentation du nombre d'électrons et de trous dans le collecteur.

N'ayant plus l'accélération nécessaire pour traverser cette zone par dérive, les électrons continuent de diffuser. Cela se passe comme si la base était allongée, d'où la dénomination de cette partie de ZCE du collecteur comme "base induite par le courant". Comme la vitesse de diffusion est beaucoup plus petite que la vitesse de saturation, on observe une augmentation du temps de transit dans la base effective qui se traduit par une augmentation du courant de base. D'autre part, le champ électrique étant faible en sortie de base les conditions de collection ne sont plus idéales. Le gradient de concentration des électrons dans la base est réduit ce qui se traduit par une réduction du courant collecteur. Notons que cet effet n'existe pas quand l'hétérojonction émetteur-base est de type I.

Plus tard, Cottrell et Yu ont étendu l'analyse réalisée par Kirk au cas d'une hétérojonction dans laquelle le décalage de bande de valence ($\Delta E_v$) réduit le transfert de trous dans le collecteur [Cot90]. Ils ont étudié le système Si/SiGe où le décalage de bande de valence est évalué entre 0.05 et 0.20 eV, et celui de la bande de conduction peut être négligé. Ainsi, comme il n'y a pas de trous pour compenser les accumulations d'électrons dans le collecteur lorsque la densité de courant s'approche de la densité critique, une barrière de potentiel se crée. Cette barrière de potentiel situé en sortie de base ($\Delta E_c = 0$) s'oppose au courant d'électrons. On observe ainsi une saturation du courant collecteur et une augmentation du courant base. Cottrell a proposé également une formalisation de la barrière de potentiel ainsi créée. On note également l'étude de Mazhari [Maz91] et celle de Yee [Yee05] sur la formalisation de cette barrière de potentiel.

Une autre explication tout à fait différente du mécanisme de chute de gain et de la

fréquence de coupure est donnée par van der Ziel [Zie66]. Celle-ci est basée sur l'hypothèse que la densité de courant collecteur ne peut excéder $J_{ck}$, et que les trous ne peuvent pas être stockés dans le collecteur. Il propose un schéma d'injection latérale des électrons (transport 2D) lorsque la densité de courant collecteur excède $J_{ck}$. La surface de collection ($A$) est alors agrandie proportionnellement à la densité de courant collecteur.

$$A = A_E \frac{I_c}{I_{ck}} \tag{2.29}$$

où $A_E$ est la surface de la jonction émetteur base. Cet agrandissement de la surface de collection a pour conséquence la diminution de la densité du courant collecteur et l'augmentation du courant base. La conséquence est une réduction du gain et de la fréquence de coupure.

Comme les deux modèles proposés sont basés sur des approximations, on peut penser que la situation réelle est une combinaison des deux cas présentés.

Dans les TBH de type II comme ceux étudiés ici, les mécanismes d'allongement de la base ne peuvent pas être appliqués pour expliquer la chute de gain en courant. En effet, le grand décalage de bande de valence entre InP/GaAsSb à la jonction de base collecteur ($\Delta E_v$ =0.7eV) supprime toute injection de trous dans le collecteur.

Or, il a été observé une réduction du gain en courant semblable à celui dû à l'effet Kirk pour des densités de courant élevées dans la caractéristique électrique de transistors issus de la plaquette H6548. Ceci est illustré dans la figure 2.25 où est représenté le gain en courant en fonction de la densité de courant collecteur pour différentes tensions de polarisation base collecteur $V_{BC}$. Nous avons observé un décalage de la densité de courant critique vers les densités plus élevées lorsque $V_{BC}$ augmente : ce constat est cohérent avec l'équation 2.22.

Nous avons cependant observé que la densité de courant critique dépend de la taille du dispositif. Ceci est illustré dans la figure 2.26 où nous montrons une caractéristique de Gummel pour deux dispositifs ayant une surface émetteur de $10\times80$ et de $5\times5$ $\mu$m$^2$ (Figure 2.26a). Dans les deux cas on observe une saturation du courant collecteur et une augmentation du courant base à forte densité de courant. Ce qui entraîne une chute du gain en courant (Figure 2.26b) au-delà d'une densité de courant seuil qui est beaucoup plus importante pour le petit dispositif (32 kA/cm$^2$) que pour le plus grand (1 kA/cm$^2$). Ce

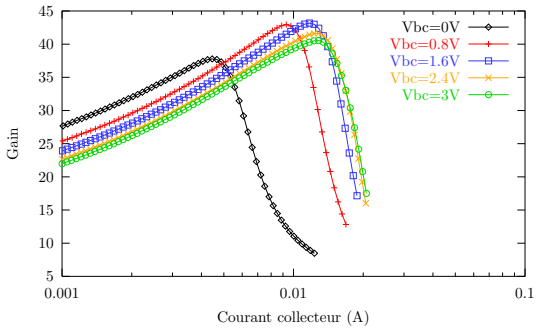



FIG. 2.25: Le gain en courant en fonction de la densité de courant collecteur pour différentes tensions de polarisation base collecteur $V_{bc}$.

constat est en contradiction avec l'équation 2.22 dans laquelle la densité de courant critique (début de l'effet Kirk) est intrinsèque à l'hétérojonction base-collecteur et ne dépend pas de la géométrie du transistor.

Ce phénomène peut être expliqué si la chute de potentiel $V_{CB}$ dans la partie intrinsèque de la jonction base-collecteur tient compte de la chute de potentiel dans la résistance d'accès à cette jonction :

$$V_{CB} = V_{bi} - V_{CB,App} - R_C I_C = V_{bi} - V_{CB,App} - R_C J_C S \tag{2.30}$$

Introduisant l'équation 2.30 dans 2.22 il vient :

$$J_{ck} = \frac{q v_s N_D W^2 + 2 v_s \varepsilon_0 \varepsilon_r (V_{bi} - V_{CB,App})}{W^2 + 2 \varepsilon_0 \varepsilon_r v_s R_C S} \tag{2.31}$$

L'adéquation de l'expression 2.31 aux valeurs expérimentales issues de H6548 a été faite en ne gardant qu'un seul paramètre ajustable : $R_C$, la résistance d'accès au collecteur. Les autres paramètres utilisés dans l'équation 2.31 sont issus de la littérature et regroupés dans le tableau 2.5. Les points expérimentaux sont issus de la statistique (valeur moyenne et écart type) portant sur l'ensemble des transistors de l'échantillon, de la densité de courant correspondant au maximum du gain en courant.

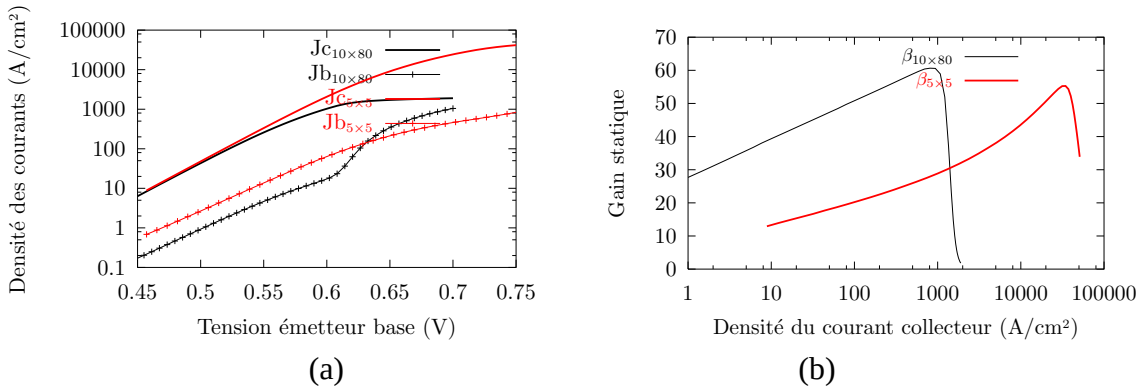



FIG. 2.26: Caractéristiques de Gummel moyennes pour deux géométries (10×80 et 5×5 $\mu$m$^2$) de TBH issus de l'épitaxie H6548 (a). On observe un effet Kirk (saturation du courant de collecteur et excès du courant de base) plus ou moins marqué et à plus ou moins forte tension émetteur-base suivant la géométrie du dispositif. Le gain en courant présente un maximum à la densité de courant Kirk (b), qui en désaccord avec l'équation 2.22 varie avec la géométrie du TBH.

| Paramètres | Valeur utilisée |
|---|---|
| $v_s$ | $1.6 \times 10^7$ cm/s |
| $\varepsilon_r^{\mathrm{InP}}$ | 9.6 |
| $N_D$ | $1 \times 10^{16}$ cm$^{-3}$ |
| $W$ | 0.3 $\mu$m |
| $V_{bi}$ | 0.56 V |
| $V_{CB,App}$ | 0 V |

TAB. 2.5: Paramètres utilisés dans l'adéquation de l'équation 2.31 aux données expérimentales issues de H6548.

Le résultat est tracé dans la figure 2.27 pour les deux séries de transistors présents sur l'échantillon. Les résistances séries $R_C$ ainsi déterminées (107 et 273 $\Omega$) sont dans le même rapport que les distances séparant le contact collecteur de la zone active du transistor.

L'excellence des fits tracés figure 2.27 confirme la présence d'un effet Kirk dans les TBH de la plaquette H6548. En supposant la résistance série du collecteur nulle ($R_C = 0$) on trouve par extrapolation la densité de courant seuil intrinsèque à cette épitaxie $J_{Kirk} \sim$

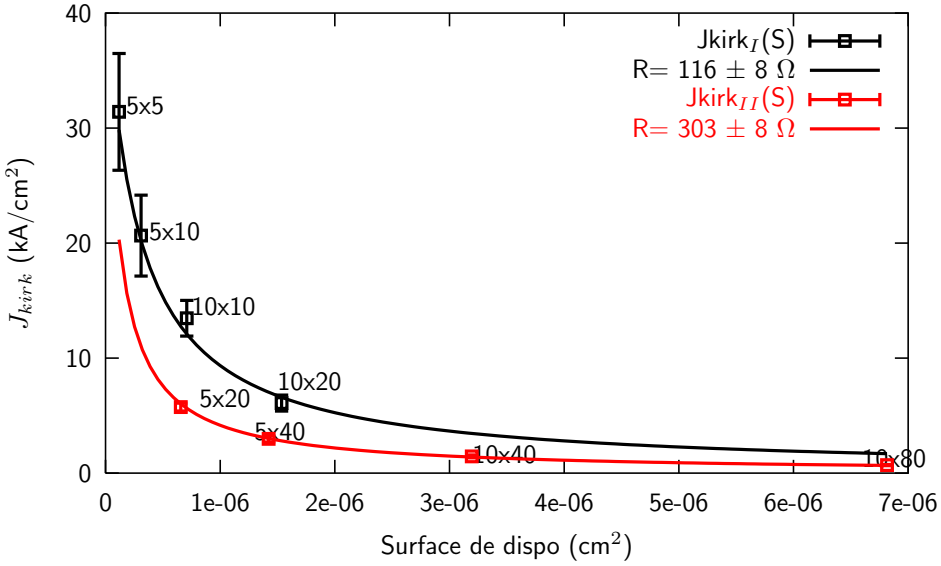



FIG. 2.27: Variation du courant Kirk avec la surface du dispositif : Deux domaines correspondant aux positions du mésa d'émetteur du dispositif par rapport au contact collecteur

45.6 kA/cm$^2$ pour $V_{BC} = 0$.

En utilisant la variation du seuil du courant Kirk avec la tension base-collecteur (Cf. Section 4.3.1), nous pouvons également déterminer la vitesse de saturation des électrons : $v_s = 1.9 \times 10^7$ cm/s (Fig. 2.28). On constate le bon accord entre cette valeur et celle rapportée dans tableau 2.5

Nous nous intéressons maintenant au mécanisme de l'effet Kirk observé.

De l'analyse des parties intrinsèque et extrinsèque des courants, nous avons observé une diminution brusque de la partie intrinsèque ($\propto$ surface) avant la chute de gain statique (qui marque le début de l'effet Kirk). Cette partie intrinsèque devient même négative, pour des tensions d'émetteur-base ($V_{be}$>0.63V). En même temps la partie extrinsèque du courant collecteur ($\propto$ périphérie) augmente brusquement et devient dominante.

Evidemment une partie intrinsèque négative du courant collecteur n'a pas de sens. Pourquoi observe-t-on ce phénomène ?

Pour séparer la partie intrinsèque et extrinsèque du courant nous avons utilisé l'expression suivante :

$$I = J_S \times S + J_P \times P \tag{2.32}$$

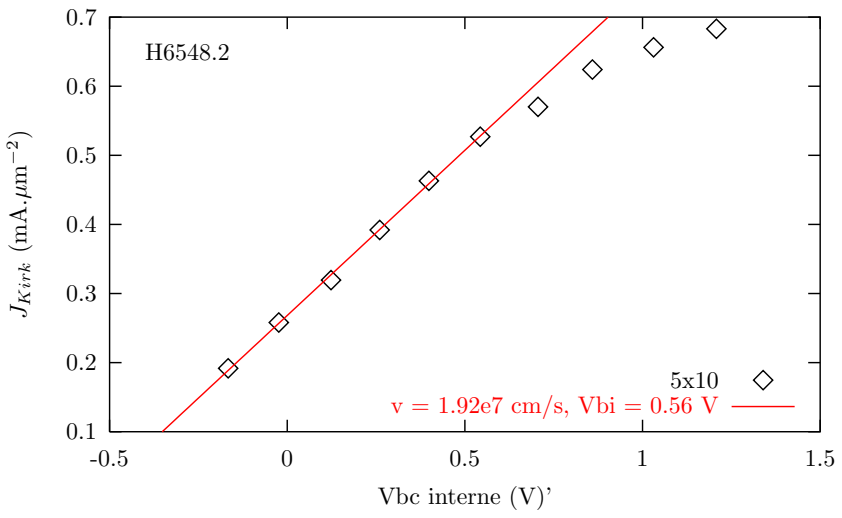



FIG. 2.28: Détermination de la vitesse de saturation des électrons dans le collecteur par la variation de $J_{kirk}$ avec $V_{bc}$. On retrouve la même vitesse de saturation des électrons $v_s = 1.9 \times 10^7$ cm/s

où $S$ et $P$ sont respectivement la surface et le périmètre de la jonction émetteur base. Divisons les deux côtés par la surface, l'équation devient :

$$\frac{I}{S} = J_S + J_P \times \frac{P}{S} \tag{2.33}$$

Connaissant la valeur de courant mesuré ($I$) pour une tension $V_{BE}$ donnée ainsi que les géométries de dispositifs (nous disposons de huit géométries dont la surface varie entre $5\times5$ $\mu$m$^2$ et $10\times80$ $\mu$m$^2$), les parties intrinsèque et extrinsèque du courant ($J_S$) et ($J_P$) sont déterminées par régression linéaire en fonction de $\frac{P}{S}$. Ceci est illustré dans la figure 2.29, où nous montrons la détermination de $J_S$ et $J_P$ pour $V_{be}$ = 0.58 V (avant l'effet Kirk) et pour $V_{be}$ = 0.63 V (après l'effet Kirk) en utilisant quatre géométries possédant la même résistance série de collecteur.

On observe que pour $V_{be}$ = 0.58V (avant l'effet Kirk), la partie intrinsèque de courant ($J_S$ = l'ordonnée à l'origine) domine, tandis que la partie extrinsèque ($J_P$= la pente) est faible. La situation est inversée pour $V_{be}$ = 0.63 V (après l'effet Kirk). La pente de régression linéaire augmente, et l'ordonnée à l'origine diminue jusqu'à une valeur légèrement

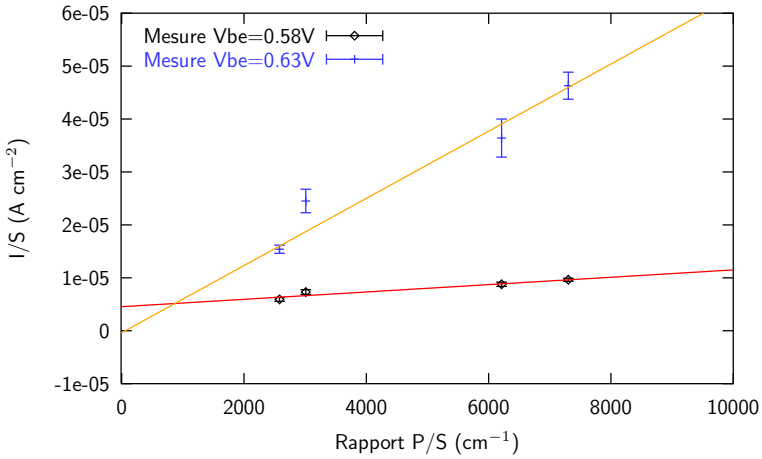



FIG. 2.29: Détermination de partie intrinsèque et extrinsèque du courant collecteur à Vbe=0.58 V et Vbe=0.63 V. On trouve une valeur légèrement négative de ($J_S$) pour Vbe=0.63 V.

négative.

Comme une valeur négative de la densité de courant n'a pas de sens, on peut penser que :

1. Soit les géométries de transistor ne sont pas conservées. En effet, une façon de réduire $J_P^{fit}$ et d'augmenter $J_S^{fit}$ est de décaler les points de mesure vers la gauche, c'est à dire de diminuer le rapport $\frac{P}{S}$ des dispositifs. Comme la variation de surface est beaucoup plus rapide que la variation de périphérie, la réduction de $\frac{P}{S}$ nécessite une élargissement de $S$, c'est à dire un élargissement de la surface d'injection dans le collecteur. Ce schéma est donc en accord avec le mécanisme d'injection latérale (transport 2D) lorsque la densité de courant dépasse la densité de courant Kirk.

2. Soit la densité de courant pour une $V_{BE}$ donnée n'est plus identique d'une géométrie de dispositif à l'autre à cause d'autres effets comme la résistance série dans le circuit émetteur base. Cette hypothèse nécessite toutefois de modéliser en même temps l'effet Kirk et la résistance série pour toutes les géométries, en supposant qu'il n'y a pas d'injection latérale de courant.

On peut penser que la situation réelle est une combinaison des deux cas présentés. La zone de charge d'espace créée par l'accumulation des électrons dans le collecteur pour des

densités de courant approchant $J_{ck}$ génère une barrière de potentiel. Cette barrière de potentiel est plus grande dans la zone active du dispositif (zone sous la surface de l'émetteur). Elle est inférieure dans les parties extrinsèques de la jonction de base-collecteur, parce que la densité de courant y est inférieure. Cette barrière de potentiel inférieure dans la partie extrinsèque favorise l'injection de courant. Ainsi, même pour des courants inférieurs au courant critique, une injection latérale doit exister [Whi69]. Nos résultats ont montré que l'injection latérale pourrait être le mécanisme prépondérant dans l'effet Kirk pour l'hétérojonction de type II.

### 2.4.5 Améliorations structurales pour les TBH de deuxième génération

Les premières performances dynamiques du transistor InP/GaAsSb/InP ont été mesurées par Opto+ en janvier 2002 sur le transistor réalisé à partir de la plaquette H6378.

Un gain en courant maximum de 65 a été mesuré pour des dispositifs ayant une surface émetteur de 1.5x6 $\mu$m$^2$.

Une fréquence de coupure $f_T$=100 GHz et une fréquence d'oscillation $f_{MAX}$=140 GHz ont été mesurées pour une densité de courant égale à 109kA/cm$^2$.

D'autre part, les performances dynamiques d'un transistor avec émetteur en InGaAlAs ont été mesurées à Université de Michigan [Zhu03]. Pour des dispositifs ayant une surface émetteur de 1x20 $\mu$m$^2$, une fréquence de coupure de 57 GHz et une fréquence maximale d'oscillation de 66 GHz ont été rapportées.

L'ensemble de ces résultats sont comparables à ceux rapportés par l'équipe de Bolognesi pour les transistors en InP/GaAsSb de première génération. En cohérence avec les résultats de Bolognesi, il a été également observé une réduction du gain en courant pour des densités de courant supérieures à 109kA/cm$^2$. Cette réduction est similaire à celle occasionnée par l'apparition d'un effet Kirk.

A partir de ces premiers résultats, des propositions d'amélioration pour les TBH de 2ème génération ont été proposées.

Tout d'abord, nous avons réduit l'épaisseur de la base jusqu'à 25 nm tout en y augmentant le dopage afin de maintenir constante la résistance carrée de la base (visée à 800

Ω/□).

Ensuite, nous avons exploité une base contrainte (en réduisant la concentration en Antimoine en dessous de 0.5), puisque la mise en contrainte de la base permet d'augmenter le gain statique.

Un autre axe d'amélioration est de diminuer l'épaisseur du collecteur et d'y augmenter le dopage afin de repousser le seuil de la densité de courant critique $J_{ck}$. En effet, les fréquences de coupure et d'oscillation maximale sont obtenues pour des densités de courant élevées.

Afin de réduire la résistance de collecteur, nous avons augmenté l'épaisseur de couche de contact collecteur constituée de couches en InP et en InGaAs fortement dopées.

Enfin, nous avons choisi pour l'émetteur le matériau InGaAlAs afin d'augmenter le gain statique en travaillant sur les performances de la jonction émetteur base. InGaAlAs assure une meilleure qualité de l'interface émetteur base grâce à une meilleure compatibilité avec l'antimoine. Elle permet également de modifier la condition d'injection d'électrons en modifiant la concentration d'aluminium dans InGaAlAs. Ainsi, il est possible d'avoir un décalage de bande de conduction positif qui permet d'injecter les électrons balistiques dans la base, donc de réduire le temps de transit dans la base.

Cette décision a nécessité toutefois le développement d'une nouvelle solution chimique pour la gravure sélective, nécessaire pour la réalisation de TBH rapides, entre InGaAlAs et GaAsSb. En effet, les solutions chimiques utilisées pour graver les couches d'arséniures (à base de $H_3PO_4$:$H_2O_2$:$H_2O$) ne permettent pas de différencier suffisamment les attaques de InGaAlAs et de GaAsSb.

Une alternative à l'emploi d'une solution chimique sélective est d'employer une couche dite de "etch stop" (une couche semi-conductrice qui n'est pas gravée par la solution chimique utilisée). C'est le cas de InP qui n'est pas soluble dans les solutions à base de $H_3PO_4$:$H_2O_2$:$H_2O$. Toutefois, comme nous avons vu plus haut, l'utilisation de couche de "etch stop" en InP réduit l'intérêt de l'emploi de InGaAlAs.

La situation économique de Picogiga n'a pas permis la réalisation de structures TBH entre juin 2002 et juillet 2004. De nouvelles structures ont été disponibles à partir de janvier 2005. Les résultats de l'optimisation réalisée sur deux plaquettes sont présentés dans le chapitre 4.

# Bibliographie


[Ana93] Anastasiou KI. GaAsSb for Heterojunction Bipolar Transistor. IEEE Trans. Electron Dev. 1993 ;40 :878-84.

[Asa85] Asai M, Ueba H, Tatsuyama C. Heteroepitaxial growth of Ge films on the Si(100)-2×1 surface. J. Appl. Phys. 1985 ;58 :2577-83.

[Bha96] Bhat R, Hong WP, Caneau C, Koza MA, Nguyen CK, Goswami S. InP/GaAsSb/InP and InP/GaAsSb/InGaAsP double heterojunction bipolar transistors with a carbon-doped base grown by organometallic chemical vapor deposition. Appl. Phys. Lett. 1996 ;68 :985-7.

[Bol99] Bolognesi CR, Matine N, Dvorak MW, Xu XG, Hu J, Watkins SP. Non-blocking collector InP/GaAs0.51Sb0.49/InP Double Heterojunction Bipolar Transistors with a staggered lineup base-collector junction. IEEE Electron Device Lett. 1999 ;20 :155-7.

[Bol01] Bolognesi CR, Matine N, Dvorak MW, Yeo P, Xu XG, Watkins SP. InP/GaAsSb/InP Double HBTs : A New Alternative for InP-Based DHBTs. IEEE Transactions on Electron Devices 2001 ;48 :2631-9.

[Bov01] Bove P, Communication privé.

[Bov02] Bove P, Lahrèche H, Langer R. InP/GaAsSb and (Al,Ga)InAs/GaAsSb DHBT material grown in a 4 inches multiwafer MBE machine. Proc. 8th Int. Conf. Indium Phosphide and Related materials (IPRM), Stockholm, Sweden, 2002 :607-10.

[BrC04] Bru-Chevallier C, Chouaib H, Arcamone J, Benyattou T, Lahreche H, Bove P. Photoreflectance spectroscopy for the study of GaAsSb/InP heterojunction bipolar transistors. Thin Solid Films 2004 ;450 :151-4.

[Bru04] Brunner F, Weeke S, Zorn M, Weyers M. Growth monitoring of GaAsSb :C/InP heterostructures with reflectance anisotropy spectroscopy. J. Crystal Growth 2004 ;272 :111-7.

[Cha77] Chang CA, Ludeke R, Chang LL, Esaki L. Molecular beam epitaxy of $In_{1-x}Ga_xAs$ and $GaSb_{1-y}As_y$. Appl. Phys. Lett. 1977 ;31 :759-761.

[Cha91] Chang JCP, Chin TP, Kavanagh KL, Tu CW. High resolution x-ray diffraction of InAlAs/InP superlattices grown by gas source molecular beam epitaxy. Appl. Phys. Lett. 1991 ;58 :1530-2.

[Che84] Cherng MJ, Stringfellow GG, Cohen RM. Organometallic vapor phase epitaxial growth of $GaAs_{0.5}Sb_{0.5}$. Appl. Phys. Lett. 1984 ;44 :677-9.

[Che86] Cherng MJ, Cherng YT, Jen HR, Harper P, Cohen RM, Stringfellow GB. OMVPE Growth of the Metastable III/V Alloy $GaAs_{0.5}Sb_{0.5}$. J. Electron Mater 1986 ;15 :79-85.

[Chi84] Chiu TH, Tsang WT, Chu SNG, Shah J, Ditzenberger JA. Molecular beam epitaxy of $GaSb_{0.5}As_{0.5}$ and $Al_xGa_{1-x}Sb_yAs_{1-y}$ lattice matched to InP. Appl. Phys. Lett. 1985 ;46 :408-10.

[Chu04] Chu-Kung BF, Feng M. InP/GaAsSb type II DHBTs with $f_T$>350 GHz. IEE Electron. Lett. 2004 ;40 :20.

[Cop89] Copel M, Reuter MC, Kaxiras E, Tromp RM. Surfactants in Epitaxial Growth. Phys. Rev. Lett. 1989 ;63 :632-5.

[Cot90] Cottrell PE and Yu Z. Velocity saturation in the collector of Si/$Ge_xSi_{1-x}$/Si HBTs. IEEE Electron Device Lett. 1990 ;11 :431-3.

[Cui02] Cui D, Hubbard SM, Pavlidis D, Eisenbach A, Chelli C. Impact of doping and MOCVD conditions on minority carrier lifetime of zinc- and carbon-doped InGaAs and its applications to zinc- and carbon-doped InP/InGaAs heterostructure bipolar transistor. Semicond. Sci. Technol. 2002 ;17 :503-9.

[Der96] McDermott BT, Gertner ER, Pittman S, Seabury CW, Chang MF. Growth and doping of GaAsSb via metalorganic chemical vapor deposition for InP heterojunction bipolar transistors. Appl. Phys. Lett. 1996 ;68 :1386-8.

[Dvo00a] Dvorak MW, Matine N, Bolognesi CR, Xu XG, Watkins SP. Design and performance of InP/GaAsSb/InP double heterojunction bipolar transistor. J. Vac. Sci. Technol. A 2000 ;18 :761-4.

[Dvo00b] Dvorak MW, Pitts OJ, Watkins SP, Bolognesi CR. Abrupt Junction InP/GaAsSb/InP Double Heterojunction Bipolar transistors with $f_T$ as high as 250GHz and $BV_{CE0}$ >6V. IEDM Tech. Dig. San Francisco. 2000 ;178-81.

[Esa81] Esaki L. InAs-GaSb Superlattices synthesized semiconductors and semimetals. J. Cryst. Growth 1981 ;52 :227-40.

[Fin01] Fink V, Chevalier E, Pitts OJ, Dvorak MW, Kavanagh KL, Bolognesi CR, Watkins SP, Hummel S, Moll N. Anisotropic resistivity correlated with atomic ordering in *p*-type GaAsSb. Appl. Phys. Lett. 2001 ;79 :2384-6.

[Har93a] Harmon ES, Lovejoy ML, Melloch MR, Lundstrom MS, De Lyon TJ, Woodall JM. Experimental observation of a minority electron mobility enhancement in degenerately doped p-type GaAs. Appl. Phys. Lett. 1993 ;63 :536-8.

[Har93b] Harmon ES, Lovejoy ML, Melloch MR, Lundstrom MS, Ritter D, Hamm RA. Minority-carrier mobility enhancement in $p+$ InGaAs lattice matched to InP. Appl. Phys. Lett. 1993 ;63 :636-8..

[Hsi96] Hsin YM, Vu DP, Asbeck PM. Experimental I-V characteristics of AlGaAs/GaAs heterojunction bipolar transistors with very thin bases. Electronics Lett. 1996 ;32 :1323-4.

[Hu98] Hu J, Xu XG, Stotz JAH, Watkins SP, Curzon AE, Thewalt MLW, Matine N, Bolognesi CR. Type II photoluminescence and conduction band offsets of GaAsSb/InGaAs and GaAsSb/InP heterostructures grown by metalorganic vapor phase epitaxy. Appl. Phys. Lett. 1998 ;74 :2799-801.

[Ihm87] Ihm YE, Otsuka N, Klem J, Morkoç H. Ordering in $Ga_{1-x}Sb_x$ grown by molecular beam epitaxy. Appl. Phys. Lett. 1987 ;51 :2013-5.

[Ito96] Ito H, Yamahata S, Shigekawa N, Kurishima K, Matsuoka Y. Growth and Characterization of High-Speed Carbon-Doped-Base InP/InGaAs Heterojunction Bipolar Transistors by Metalorganic Chemical Vapor Deposition. Jpn. J. Appl. Phys. 1996 ;35 :3343-9.

[Keu88] Keuch TF, Tischler MA, Wang PJ, Scilla G, Potemski R, Cardonne F. Controlled carbon doping of GaAs by metalorganic vapor phase epitaxy. Appl. Phys. Lett. 1988 ;53 :1317.

[Kha90] Khamsehpour B, Singer KE. GaAs-GaAsSb based heterojunction bipolar transistor. Electron. Lett. 1990 ;26 :965-7.

[Kim93] Kim DM, Lee S, Nathan MI, Gopinath A, Williamson F, Beyzavi K, Ghiasi A. Minority electron mobility and lifetime in the $p^+$GaAs base of AlGaAs/GaAs heterojunction bipolar transistors. Appl. Phys. Lett. 1993 ;62 :861-3.

[Kir62] Kirk Jr CT. A Theory of transistor cutoff frequency ($f_T$) fallof at high current densities, IRE Trans. Electron Devices 1962 ;9 :164-74.

[Kle87] Klem J, Huang D, Morkoç H, Ihm YE, Otsuka N. Molecular beam epitaxial growth and low temperature optical characterization of $GaAs_{0.5}Sb_{0.5}$ on InP. Appl. Phys. Lett. 1987 ;50 :1364-6.

[Kle91] Klem JF, Kurtz SR, Datye A. Growth and properties of GaAsSb/InGaAs superlattices on InP. J. Cryst. Growth 1991 ;111 :628-32.

[Lan87] Madelung O, Schulz M. Landolt-Börnstein New series III/22a, Semiconductors : Intrinsic properties of Group IV elements and III-V, II-VI and I-VII compounds. Heidelberg : Springer Verlag, 1987.

[Lev92] Levi AFJ, Jalali B, Nottenburg RN, Cho AY. Vertical scaling in heterojunction bipolar transistors with nonequilibrium base transport. Appl. Phys. Lett. 1992 ;60 :460-2.

[Low91] Lowney JR, Bennett HS. Majority and minority electron and hole mobilities in heavily doped GaAs. J. Appl. Phys. 1991 ;69 :7102-10.

[Mar87] Marée PMJ, Nakagawa K, Mulders FM, Van der Veen JF, Kavanagh KL. Thin epitaxial Ge-Si(111) Films : Study and control of morphology. Surf. Sci. 1987 ;191 :305-28.

[Mat96] Matsuoka Y, Yamahata S, Kurishima K, Ito H. Ultrahigh speed InP/InGaAs Double-Heterojunction Bipolar Transistors and analyses of their operation. Jpn. J. Appl. Phys. 1996 ;35 :5646-54.

[Mat98] Matine N, Dvorak MW, Bolognesi CR, Xu X, Hu J, Watkins SP, Thewalt MLW. Nearly ideal InP/GaAsSb/InP double heterojunction bipolar transistors with ballistically launched collector electrons. Electron. Lett. 1998 ;34 :1700-1.

[Maz91] Mazhari B, Morkoc H. Effect of collector-base valence band discontinuity on Kirk effect in double-heterojunction bipolar transistors. Appl. Phys. Lett. 1991 ;59 :2162-4.

[Men99] Mensa D, Lee Q, Guthrie J, Jaganathan S, Rodwell MJW. Transferred-substrate HBTs with 254 GHz $f_T$. Electron. Lett., 1999 ;35 :605-6.

[Nah77] Nahory RE, Pollack MA, DeWinter JC, Williams KM. Growth and properties of liquid-phase epitaxial $GaAs_{1-x}Sb_x$. J. Appl. Phys. 1977 ;48 :1607-14.

[Nak85] Nakajima O, Nagata K, Ito H, Ishibashi T, Sugeta T. Emitter-Base junction size effect on current gain $H_{fe}$ of AlGaAs/GaAs Heterojunction Bipolar Transistors. Jpn. J. Appl. Phys. 1985 ;24 :L596-8.

[Nak88] Nakata Y, Fujii T, Sandhu A, Sugiyama Y, Miyauchi E. Growth and characterization of $GaAs_{0.5}Sb_{0.5}$ lattice-matched to InP by Molecular beam epitaxy. J. Cryst. Growth 1988 ;91 :655-8.

[Pan03] Pan N, Han BK. Low emitter resistance contacts to GaAs high speed HBT. US patent 6,661,037 (2003).

[Pan04] Pan N, Han BK. Graded base GaAsSb for high speed GaAs HBT. US patent 6,784,450 (2004).

[Pet89] Petersen CL, Frei MR, Lyon SA. Electroluminescence of ballistically injected electrons in AlGaAs/GaAs heterodiodes. Phys. Rev. Lett. 1989 ;63 :2849-52.

[Pet99] Peter M, Herres N, Fuchs F, Winkler K, Bachem KH, Wagner J. Band gaps and band offsets in strained $GaAs_{1-y}Sb_y$ on InP grown by metalorganic chemical vapor deposition. Appl. Phys. Lett. 1999 ;74 :410-2.

[Pit01] Pitts OJ, Watkins SP, Wang CX, Stotz JAH, Thewalt MLW. In situ monitoring, structural and optical properties of ultrathin GaSb/GaAs quantum wells, grown by OMVPE. J. Electron. Mater. 2001 ;30 :1412.

[Pit03] Pitts OJ, Watkins SP, Wang CX, Fink V, Kavanagh KL. Antimony segregation in GaAs-based multiple quantum well structures. J. Crystal Growth 2003 ;254 :28.

[Ren91] Ren F, Fullowan TR, Lothian J, Wisk PW, Abernathy CR, Kopf RF, Emerson AB, Downey SW, Pearton SJ. Stability of carbon and berryllium-doped base GaAs/AlGaAs heterojunction bipolar transistors. Appl. Phys. Lett. 1991 ;59 :3613-15.

[Rit91] Ritter D, Hamm RA, Feygenson A, Panish MB, Chandrasekhar S. Diffusive base transport in narrow base InP/$Ga_{0.47}In_{0.53}As$ heterojunction bipolar transistors. Appl. Phys. Lett. 1991 ;59 :3431-3.

[Rho88] Rhoderick EH, Williams RH. Metal-Semiconductor contacts. 2nd ed. Oxford, U.K. : Clarendon Press, 1988, vol. 19.

[Sai78] Sai-Halasz GA, Chang LL, Welter JM, Chang CA, Esaki L. Optical absorption of $In_{1-x}Ga_xAs$-$GaSb_{1-y}As_y$ superlattices. Solid State Commun. 1978 ;27 :935-7.

[Sak77] Sakaki H, Chang LL, Ludeke R, Chang CA, Sai-Halasz GA, Esaki L. $In_{1-x}GaAs$-$GaSb_{1-y}As$ heterojunctions by molecular beam epitaxy. Appl. Phys. Lett. 1977 ;31 :211-13.

[Sic01] Sicault D. Physique du transport balistique dans le Transistor Bipolaire à Hétérojonction sur substrat InP : étude et application à des structures innovantes ultrarapides. Thèse doctorat Paris VI (2001) 202p.

[Str83] Pessetto JR, Stringfellow GB. $Al_xGa_{1-x}As_ySb_{1-y}$ phase diagram. J. Cryst. Growth 1983 ;62 :1-6.

[Sug86] Sugiyama Y, Inata T, Fujii T, Nakata Y, Muto S, Hiyamizu S. Conduction Band Edge Discontinuity of $In_{0.52}Ga_{0.48}As/In_{0.52}(Ga_{1-x}Al_x)_{0.48}As$ $(0 \leq x \leq 1)$ Heterostructures. Jpn. J. Appl. Phys. 1986 ;25 :L648-50.

[Sug89] Sugiyama Y, Fujii T, Nakata Y, Muto S, Miyauchi E. Conduction-band edge discontinuity of InGaAs/GaAsSb heterostructures lattice matched to InP grown by molecular beam epitaxy. J. Cryst. Growth 1989 ;95 :363-6.

[Tei95] Teissier R, Finley JJ, Skolnick MS, Cockburn JW, Grey R, Hill G, Pate MA. Electroluminescence spectroscopy in a high magnetic field of the ballistic-electron energy distribution in single-barrier heterostructures. Phys. Rev. B 1995 ;51 :5562-5.

[Tei98] Teissier R, Pelouard JL. Direct measurement of ballistic electron distribution and relaxation length in InP-based heterojunction bipolar transistors using electroluminescence spectroscopy. Appl. Phys. Lett. 1998 ;72 :2730-2.

[Tei99] Teissier R, Sicault D, Goujon A, Pelouard JL, Pardo F, Mollot F. Radiative emission rate modulation in semiconductor heterostructures coupled to a mirror : A probe of ballistic electron mean free path. Appl. Phys. Lett. 1999 ;75 :103-5.

[Wan03] Wang CX, Pitts OJ, Watkins SP. Time-resolved reflectance difference spectroscopy study of Sb- and As- terminated InP(100) surfaces. J. Crystal Growth 2003 ;248 :259-64.

[Wat00] Watkins SP, Pitts OJ, Dale C, Xu XG, Dvorak MW, Matine N, Bolognesi CR. Heavily carbon-doped GaAsSb grown on InP for HBT applications. J. Cryst. Growth, 2000 ;221 :56-65.

[Whi69] Whittier RJ, Tremere DA. Current Gain and Cutoff Frequency Fallof at High Currents. IEEE Trans. Electron Devices 1969 ;16 :39-57.

[Xu99] Xu XG, Hu J, Watkins SP, Matine N, Dvorak MW, Bolognesi CR. Metalorganic vapor phase epitaxy of high-quality $GaAs_{0.5}Sb_{0.5}$ and its application to heterostructure bipolar transistors. Appl. Phys. Lett. 1999 ;74 :976-8.

[Yee05] Yee M, Houston PA. High current effects in double heterojunction bipolar transistors. Semicond. Sci. Technol. 2005 ;20 :412-417.

[Zhu03] Zhu X, Pavlidis D, Zhao G, Bove P, Lahreche H, Langer R. First microwave characteristics of InGaAlAs/GaAsSb/InP Double HBTs. IEICE Trans. Electron. 2003 ;86 :2010-4.

[Zie66] Van der Ziel A, Agouridis D. The cutoff frequency fallof in UHF transistors at high currents. Proc. IEEE (Letters) 1966 ;54 :411-2.

# Chapitre 3

# Vers les TBH ultra-rapides

Nous avons vu dans le chapitre I que l'accroissement de la fréquence de transition ($f_T$) du TBH passe par la réduction du temps de transit $\tau_{ec}$ entre l'émetteur et le collecteur.

A mesure que les performances fréquentielles des transistors s'améliorent, l'augmentation des fréquences de fonctionnement apparaît comme étant de plus en plus difficile à obtenir, bien que la réduction nécessaire du temps de transit $\tau_{ec}$ soit de plus en plus faible. En effet une réduction de 200 fs du temps de transit correspond à une augmentation de 130 GHz à 160 GHz également de 220 GHz à 300 GHz ainsi que de 300 GHz à 500 GHz.

Ce paradoxe n'est pas qu'apparent. Certes les transistors fonctionnant déjà à 300 GHz sont difficiles à améliorer car ils sont le résultat d'une optimisation minutieuse. Mais les réductions de $\tau_{ec}$ deviennent si faibles que des effets physiques jusqu'ici du second ordre tels que le transport électronique non stationnaire, la géométrie des zones extrinsèques deviennent comme nous le verrons l'axe principal d'évolution.

Rappelons que l'expression de $\tau_{ec}$ est donnée par :

$$\tau_{ec} = t_b + t_c + \tau_e + \tau_c \qquad \text{avec} \tag{3.1}$$

$$\tau_e + \tau_c = r_e(C_{je} + C_{bc}) + (R_e + R_c)C_{bc} \tag{3.2}$$

Le temps de transit se décompose en termes qui sont intrinsèques à l'hétérojonction ($t_b$ +$t_c$) et en termes qui dépendent de la géométrie du transistor (temps de charge des jonctions émetteur-base et base-collecteur $\tau_e + \tau_c$).

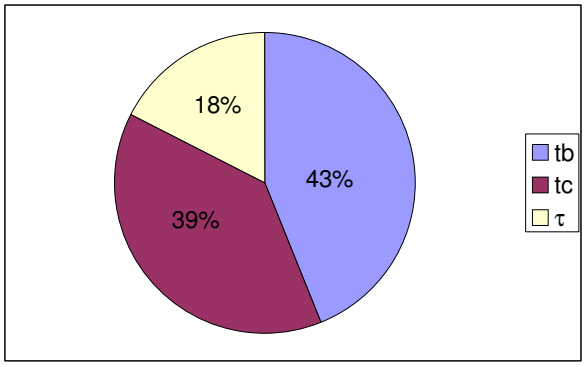



FIG. 3.1: Répartition du temps de transit $\tau_{ec}$ d'environ 0.57 ps du TBH InP/InGaAs avec épaisseur de base 40 nm et épaisseur de collecteur de 180nm, réalisé avec procédé *C-up* pendant la thèse de S. Demichel [Dem01]. Ici $\tau = \tau_e + \tau_c < 20$ % du temps de transit.

La contribution des différents termes au temps de transit total $\tau_{ec}$ d'un TBH InP/InGaAs à l'état de l'art en 2001 est donnée dans la figure 3.1. Ce temps transit a été mesuré à 0.57 ps sur un TBH ayant une épaisseur de base de 40 nm et une épaisseur de collecteur de 180 nm, réalisé avec un procédé collecteur en haut (*C-up*) pendant la thèse de S. Demichel [Dem01]. Ce transistor, qui possède une surface émetteur-base de 3.3 $\mu$m$^2$ et une surface base-collecteur de 11.9 $\mu$m$^2$, a montré les fréquences $f_T$=250 GHz et $f_{MAX}$=275 GHz. On observe que les temps de charge de la jonction émetteur-base et base-collecteur ($\tau = \tau_e + \tau_c$) représentent moins de 20 % du temps transit total.

La recherche de l'accroissement des performances des transistors se déroule durant les deux phases principales de la construction du transistor.

Tout d'abord, durant la phase de conception ; nous y définissons l'empilement des couches épitaxiées visant à réduire les termes intrinsèques ($t_b$ + $t_c$) du temps de transit total ($\tau_{ec}$). Nous avons vu dans la section 2.5 les différentes voies d'amélioration pour les transistors ayant une base en GaAsSb.

Ensuite, durant la phase de réalisation ; nous y proposons des pistes d'amélioration des termes qui dépendent de la géométrie du transistor ($\tau_e$ et $\tau_c$). L'objectif est de réduire l'ensemble des résistances et capacités parasites tout en assurant un accès peu résistif aux trois

terminaux (Emetteur, Base, Collecteur). Nous regarderons dans ce chapitre les développements technologiques permettant de réaliser un dispositif ultrarapide avec une structure épitaxiée émetteur en haut (*E-up*).

La recherche de l'accroissement des performances des transistors n'est pas un problème parfaitement diagonalisable. L'interdépendance entre les deux phases principales de la construction du transistor nécessite donc de progresser parallèlement sur ces deux aspects.

L'un des objectifs de cette thèse est de développer les briques technologiques nécessaires à la réalisation de TBH de dimensions submicroniques ayant une base en GaAsSb et une configuration *E-up*.

En effet, les procédés précédemment développés lors de la thèse de N. Matine en 1996 [Mat96a] et optimisés lors de la thèse de S. Demichel en 2001 [Dem01] ont été conçus pour réaliser des TBH InP/InGaAs dans une configuration *C-up* exploitant les propriétés du collecteur métallique.

Ces procédés qui sont basés sur une technologie entièrement auto-alignée avec des sorties de contact par pont à air ont permis des réalisations à l'état de l'art de l'époque tant dans la thèse de N. Matine $f_T = f_{MAX} = 160$ GHz en 1995 que dans celle de S. Demichel $f_T$ =250 GHz $f_{MAX}$ 275 GHz en 2001.

Ces performances remarquables ont été obtenues notamment grâce à la réduction des temps de charge induits par les résistances et capacités parasites. Ces derniers représentent alors moins de 20 % du temps de transit total (figure 3.1).

Dans ce contexte, nous avons voulu conserver les principales caractéristiques de cette démarche (auto-alignement, gravure chimique sélective, sorties de contact par pont à air, rapport $S_{eb}/S_{bc}$ proche de 1) tout en les adaptant aux spécificités du développement d'un transistor en configuration *E-up* comportant une base en GaAsSb.

L'organisation de ce sous-chapitre est la suivante.

Nous verrons tout d'abord les briques technologiques développées pour les TBH ayant une base en GaAsSb. Deux principaux thèmes seront abordés : la gravure chimique sélective entre InGaAlAs et GaAsSb (section 3.1) et le contact ohmique sur GaAsSb (section 3.2).

Nous avons vu dans la chapitre II que les caractéristiques statiques des TBH avec émet-

teur en InGaAlAs sont remarquables, et qu'ils possèdent un grand potentiel en terme de fonctionnement ultra rapide. Néanmoins, un obstacle pour réaliser un dispositif rapide avec émetteur en InGaAlAs est que la gravure sélective du quaternaire InGaAlAs par rapport à GaAsSb n'était pas connue avant ce travail. La sélectivité de la gravure est, comme nous le verrons, indispensable à la réalisation de TBH à base fine (par exemple $W_b$ = 20 nm).

La maîtrise des caractéristiques du contact ohmique est essentielle à l'amélioration des performances fréquentielles du transistor. En effet, un très bon contact ohmique permet d'une part de réduire la résistance d'accès à la base du transistor (donc d'augmenter $f_{MAX}$ Cf. Section 1.4) et d'autre part de réduire le débordement de la casquette de base (donc de faciliter la réalisation du rapport $S_{eb}/S_{bc}$ proche de 1).

Dans la section 3.2 nous avons étudié en détail le contact ohmique sur GaAsSb dopé $p^+$. Il s'agit, à notre connaissance de la première étude quantitative de ce contact. Pour ce faire, il a été nécessaire de développer une méthode de mesure des paramètres du contact ohmique avec une longueur de transfert de courant $L_T$ submicronique. En effet, la méthode conventionnelle de caractérisation Transmission Line Model (TLM) se révèle insuffisante. Nous montrerons dans la section 3.3 qu'en utilisant la méthode par contact flottant (FCTLM) initiée par Fabrice Pardo [Mat96a], on parvient à déterminer précisément les paramètres du contact ohmique sur GaAsSb dopé $p^+$ même pour des longueurs de transfert de courant $L_T$ aussi faible que 0.3 $\mu$m.

Dans la section 3.3, nous verrons le développement du procédé technologique pour réaliser des transistors de petites dimensions dans la configuration *E-up*. Nous commencerons par un bref rappel du procédé *C-up*. Par la suite, nous présenterons l'adaptation de ce procédé *C-up* aux structures *E-up*. Une amélioration apportée est la maîtrise du profil rentrant du contact émetteur en tungstène par gravure et sous-gravure chimique. Ce profil rentrant est crucial pour un procédé auto-aligné, car il évite le court-circuit entre l'émetteur et la base (distance $d$, figure 3.2). La maîtrise de cette distance $d$ entre la zone active et la métallisation de base est essentielle car elle forme une résistance supplémentaire dans le circuit de base.

Enfin, dans la section 3.4, nous comparerons la technologie développée avec celles employées dans la littérature pour réaliser des TBH performants. Nous verrons que les approches conservées des thèses précédentes (auto-alignement, égalisation de surface d'in-

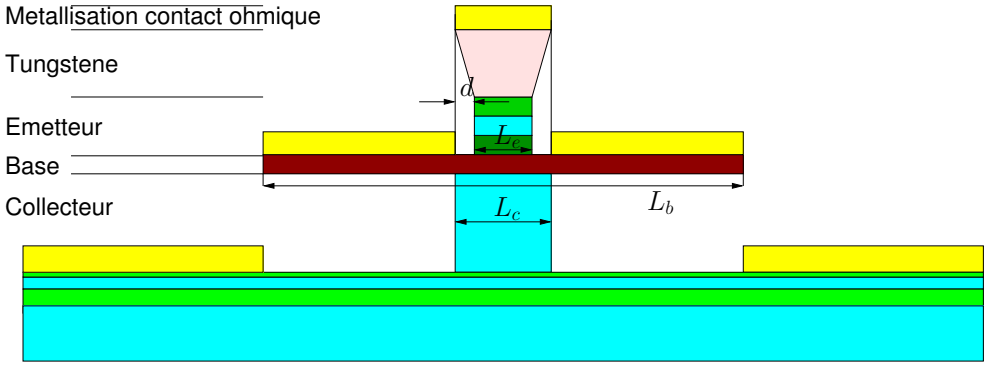



FIG. 3.2: Schéma du transistor *E-up* entièrement auto-aligné avec le contact émetteur en tungstène. Le profil rentrant du tungstène est crucial pour un procédé complètement auto-aligné car il permet d'éviter le court-circuit entre l'émetteur et la base.

jection et de collection, utilisation de gravure chimique...) combinées avec la maîtrise du profil du tungstène permet de réaliser un transistor possédant moins d'effets parasites.

## 3.1 Gravure chimique sélective entre InGaAlAs/GaAsSb

La gravure sélective du matériau de l'émetteur relativement à celui de la base est cruciale afin de permettre un positionnement optimum du contact ohmique sur la fine couche de la base. Ceci est indispensable à la réalisation de TBH. En effet, la gravure par solution non sélective (juste en contrôlant le temps de gravure) induit, dans le meilleur des cas, une incertitude de 10 nm sur la profondeur gravée. Ceci entraîne une augmentation jusqu'à 100% de la résistance carrée pour une épaisseur de base de 20 nm, ce qui pénalise le comportement à hautes fréquences du TBH. La gravure sélective est également un point clé pour assurer l'uniformité des dispositifs de la plaquette et maîtriser la dispersion entre process. Cependant, la gravure sélective du quaternaire InGaAlAs relativement à GaAsSb n'a pas été jusqu'ici étudiée, en dépit des caractéristiques statiques remarquables pour les TBH avec émetteur en InGaAlAs.

De plus, au-delà de la sélectivité de la gravure, l'état de la surface ainsi gravée est important pour la maîtrise des dispersions du dispositif et les performances de ces caractéristiques électriques. Il est en effet connu que les alliages III-V possèdent une grande

densité d'états à leur surface ce qui y fige le niveau de Fermi et a un impact sur leurs propriétés électriques [Spi79]. Récemment, Witte[Wit00] a mis en évidence une corrélation entre d'une part la tension de claquage du contact Schottky de Pt/*n*-GaN et d'autre part la rugosité de la surface mesurée par AFM.

Dans cette section, nous étudierons la gravure chimique du quaternaire InGaAlAs par une solution d'acide citrique et de peroxyde hydrogène pour différentes concentrations. La gravure par des solutions d'acide citrique et de peroxyde d'hydrogène ($C_6H_8O_7$:$H_2O_2$) pour les matériaux sur substrat en GaAs et en InP a déjà été étudiée dans [Jua90] [DeS92] [DeS94]. Dans [DeS94] il a été montré qu'une gravure sélective et uniforme peut être obtenue pour les systèmes InAlAs/GaAsSb et InGaAs/GaAsSb en fonction du rapport entre les volumes d'acide citrique et de peroxyde d'hydrogène de la solution. Nous nous intéresserons quant à nous particulièrement à la sélectivité de la gravure par rapport à GaAsSb et à la rugosité des surfaces gravées.

### 3.1.1 Procédé expérimental

Les études ont été réalisées à partir des plaquettes H6692 et H6745, H6748. L'épaisseur de InGaAlAs dopé au silicium ($n = 1\times 10^{19}$ cm$^{-3}$) est de 200 nm. Celle de GaAsSb dopé au carbone ($p = 4 \times 10^{19}$ cm$^{-3}$) est 100 nm.

Toutes les expériences de gravure ont été exécutées à température ambiante. La solution d'acide citrique a été obtenue par la dissolution de monohydrate d'acide citrique dans de l'eau désionisée dans un rapport de 1.207g de $C_6H_8O_7{\cdot}H_2O$ pour 1 ml d'eau désionisée (EDI).

Comme la dissolution de l'acide citrique dans l'eau est endothermique et lente, la solution est préparée au moins un jour à l'avance. Le peroxyde d'hydrogène (30%) est ajouté 15 minutes avant la gravure. La gravure a été exécutée dans un becher en verre d'une contenance de 50 ml ; un agitateur magnétique tournant à approximativement 400 tr/mn a été employé. Nous avons utilisé la résine photosensible AZ-5214 comme masque. Après chaque étape de gravure (en général 30 s pour InGaAlAs et 5 minutes pour GaAsSb) la résine photosensible a été enlevée et l'épaisseur gravée a été mesurée en employant un profilomètre (DEKTAK) sur 5 points de l'échantillon.

La vitesse de gravure moyenne a été déterminée en utilisant une régression linéaire des épaisseurs gravées en fonction du temps de gravure.

Les images AFM des surfaces gravées ont été acquises à l'aide du Nanoscope III de Digital Instrument en utilisant une tête en silicium avec un rayon de 10 nm et possédant un champ de balayage de 16 $\mu$m. Les images ont été acquises en mode tapping. Nous balayons 3 points différents sur chaque échantillon avec un balayage 3×3 $\mu m^2$. Les images ont été alors traitées pour déterminer la distribution de hauteur et la rugosité moyenne ($R_{rms}$).

Le $R_{rms}$ est défini par

$$R_{rms} = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^{N} (Z_i - Z_{ave})^2}{N-1}} \tag{3.3}$$

équation dans laquelle $Z_i$ est la mesure de la hauteur du pixel $i$ (sur un nombre total de N pixels) et $Z_{ave}$ est la moyenne arithmétique de la hauteur. Pour chaque solution chimique étudiée, au moins deux expériences différentes ont été exécutées pour assurer la reproductibilité et l'uniformité du résultat.

### 3.1.2 Résultats et discussion

| Vitesse de gravure en (Å/min) pour différents rapport acide citrique : peroxyde d'hydrogène | | |
|---|---|---|
| $\frac{C_6H_8O_7}{H_2O_2}$ rapport de volume | $InGaAl_{0.2}As$ | $GaAsSb_{0.5}$ |
| 1:1 | 535 ± 14 | 35 ± 1 |
| 2:1 | 946 ± 12 | 29 ± 3 |
| 20:7 | 1286 ± 50 | 40 ± 5 |
| 5:1 | 1198 ± 21 | 34 ± 3 |
| 20:3 | 1157 ± 22 | 29 ± 2 |
| 10:1 | 476 ± 5 | 34 ± 2 |

TAB. 3.1: Vitesse de gravure moyenne d'$InGaAl_{0.24}As$ et de $GaAsSb_{0.5}$ pour des solutions d'acide citrique et de peroxyde d'hydrogène dont le rapport en volume varie de 1 :1 à 10 :1.

Le tableau 3.1 présente les vitesses de gravure mesurées d'InGaAlAs et de GaAsSb

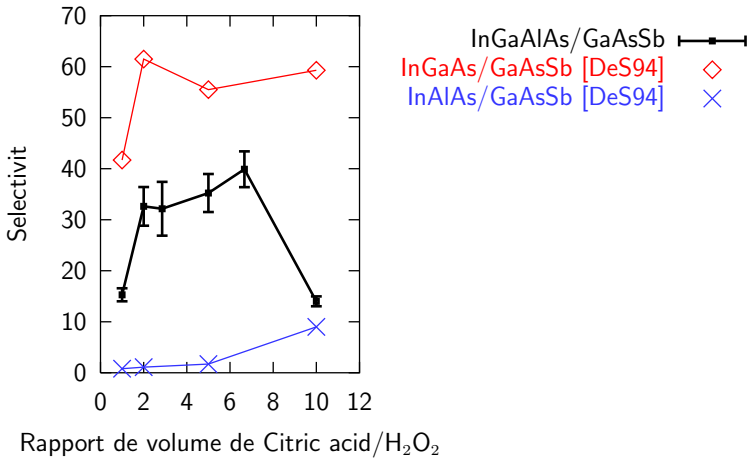



FIG. 3.3: Sélectivité de la gravure par une solution d'acide citrique et de peroxyde d'hydrogène du système $InGaAl_{0.24}2As/GaAsSb_{0.5}$ en fonction du rapport en volume. Sont aussi traçées les données pour $InGaAs/GaAsSb_{0.5}$ et $InAlAs/GaAsSb_{0.5}$ [DeS94].

pour des solutions d'acide citrique et de peroxyde d'hydrogène dont le rapport en volume varie de 1:1 à 10:1.

Les vitesses de gravure d'$InGaAl_{0.2}As$ montrent de fortes variations pour les rapports de volume étudiés, alors que ceux de GaAsSb sont presque constants.

La sélectivité, définie comme le rapport des taux de gravure des deux matériaux, est tracée dans la figure 3.3 pour InGaAlAs/GaAsSb. Nous avons ajouté les données extraites de [DeS94] pour la sélectivité dans les systèmes InGaAs/GaAsSb et InAlAs/GaAsSb.

Comme prévu, la sélectivité pour InGaAlAs/GaAsSb se trouve entre les données de référence du taux de gravure par la solution d'acide citrique et de peroxyde d'hydrogène. Cependant ces valeurs ne suivent pas une interpolation linéaire des valeurs d'InGaAs et d'InAlAs.

Nous observons une bonne sélectivité (> 30) pour des rapports de volume acide citrique / peroxyde d'hydrogène dans la gamme de rapport 2:1 à 7:1. On note une sélectivité supérieure à 40 pour le rapport 20:3.

Dans la figure 3.4, nous avons tracé la rugosité mesurée ($R_{rms}$) de la surface gravée d'InGaAlAs en fonction du rapport de volume acide citrique / peroxyde d'hydrogène. C'est un résultat des observations par AFM à l'aide d'un balayage de $3\times3$ $\mu m^2$ sur 3 points de

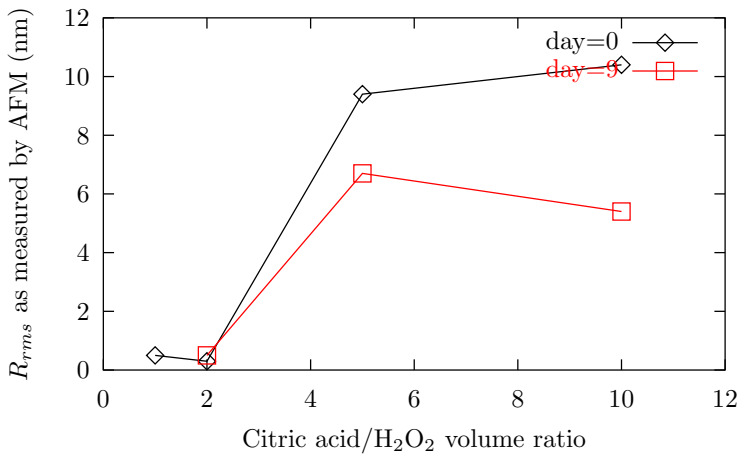



FIG. 3.4: La rugosité (Rrms) de la surface gravée d'InGaAlAs en fonction du rapport de volume acide citrique / peroxyde d'hydrogène mesurée 30 minutes et 9 jours après gravure.

l'échantillon. Les rugosités présentées ont été mesurées 30 minutes et puis 9 jours après la gravure. Nous observons clairement deux domaines. On constate que pour un faible rapport de volume (inférieur à 2:1) les surfaces gravées sont lisses tandis que pour un rapport de volume élevé (supérieur à 5:1) les surfaces gravées sont beaucoup plus rugueuses ($R_{rms}$ 20 à 30 fois plus grand). De plus, nous avons observé une diminution significative de la rugosité après une exposition de 9 jours à l'air libre uniquement pour les échantillons gravés avec un rapport de volume élevé. Ceci démontre la stabilité de la surface pour des échantillons gravés avec un faible rapport de volume.

Pour une meilleure analyse des phénomènes, des images par AFM et des profils de distribution des hauteurs des échantillons lisses et rugueux réalisés 30 minutes et 9 jours après la gravure sont présentés dans la figure 3.5. Comme la rugosité des échantillons est très différente, le contraste maximum des images est calibré à 5 nm pour les échantillons lisses et à 100 nm pour les échantillons rugueux.

Pour les profils de distribution de hauteur, nous traçons l'histogramme (le pourcentage de points de la surface dont la hauteur est $Z$ en $Z$). Pour clarifier la présentation, les valeurs de $Z$ sont décalées afin de placer le plus haut pourcentage à $Z = 0$.

L'échantillon (a), gravé avec un rapport de volume 2:1, présente une surface lisse avec une rugosité de la surface de 0.3 nm, égale à la valeur mesurée avant gravure. Le profil de

distribution de la hauteur montre un pic pointu (largeur à mi hauteur : FWHM = 0.6 nm). L'image par AFM prise 9 jours après la gravure ne montre aucun changement apparent de la morphologie de la surface. La rugosité augmente légèrement de 0.3 à 0.5 nm. Ceci correspond à une diminution par un facteur 2 du maximum du pic et d'un élargissement de FWHM du pic de 0.6 à 1.1 nm.

L'image par AFM de l'échantillon (c), gravé avec un rapport de volume 10:1, montre une surface rugueuse ($R_{rms}$ = 10.4 nm), qui se compose d'un fond rugueux sur lequel beaucoup d'objets élevés sont restés. La partie inférieure de l'image correspond au grand pic (FWHM = 5.8 nm) du profil de distribution de la hauteur, alors que les objets élevés correspondent à la queue de la distribution. L'image prise après exposition de 9 jours à l'air libre présente une évolution significative dans la morphologie de la surface. Les objets élevés sont plus espacés et diminués en hauteur.

La rugosité dans la partie inférieure diminue aussi, comme de montre la diminution du pic FWHM de 5.8 à 3.7 nm sur le profil de distribution de hauteur. Le $R_{rms}$ résultant diminue de 10.4 à 5.4 nm. L'échantillon (b), gravé dans une solution d'un rapport de volume intermédiaire (5:1), présente une surface sur laquelle on trouve aussi bien des zones rugueuses que des zones lisses. Nous avons cependant observé, une grande disparité du rapport Surfaces rugueuses / Surfaces lisses entre les différents balayages sur le même échantillon ainsi qu'entre échantillons différents.

L'image prise 9 jours après la gravure présente la même morphologie de surface. A partir des mesures de rugosité sur la partie lisse de l'échantillon, nous observons la même évolution que celle de l'échantillon (a). De même, la partie rugueuse de l'échantillon subit la même évolution que l'échantillon (c), avec une diminution de $R_{rms}$ de 9.4 à 6.7 nm.

L'influence de la concentration en peroxyde d'hydrogène sur la rugosité de la surface a été étudiée dans les procédés de nettoyage du silicium avec les solutions dites SC1 ($NH_4OH$:$H_2O_2$:$H_2O$) par Meuris et autres [Meu92]. Comme dans nos travaux, ils ont observé qu'une surface plus lisse est obtenue pour la solution ayant une concentration plus élevée en $H_2O_2$.

Pour étudier le rôle du $H_2O_2$ dans la solution SC1, Adachi et al. [Ada93] ont mesuré par ellipsométrie spectroscopique la pseudo fonction diélectrique de la surface de silicium après immersion dans cette solution.

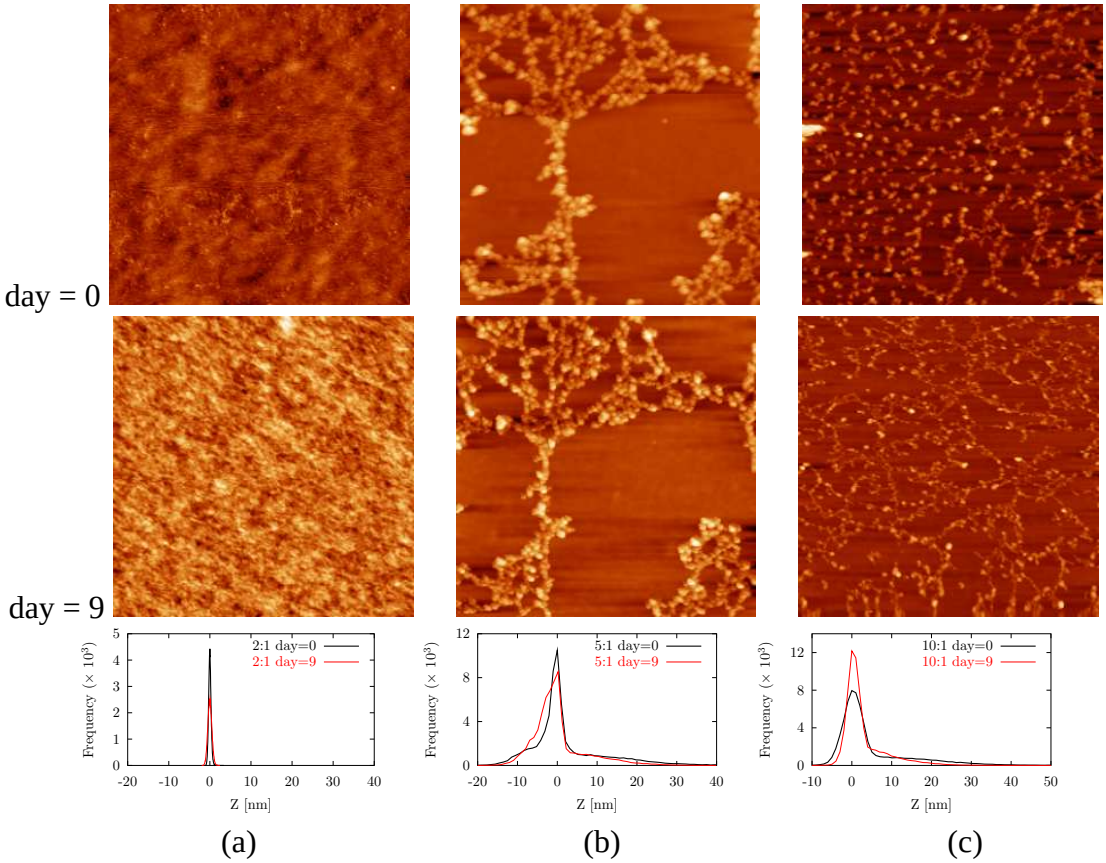



FIG. 3.5: Images par AFM de surfaces 3×3 $\mu$m et profils de distribution de hauteur d'une surface d'InGaAlAs gravée par une solution acide citrique/$H_20_2$ avec un rapport de volume de 2 :1 (a), 5 :1 (b) et 10 :1 (c). Les mesures ont été réalisées 30 minutes (en haut) et 9 jours (en bas) après la gravure. Le contraste maximum pour les images AFM est de 5nm pour (a) et de 100 nm pour (b) et (c).

Ils ont constaté que la surface est oxydée immédiatement pendant l'immersion d'échantillon, et que l'épaisseur de l'oxyde chimique montre une saturation à 1.2 nm ; cette valeur est indépendante de la concentration en $H_2O_2$.

De Salvo [DeS92] a prouvé que le mécanisme de gravure des alliages ternaires InGaAs et InAlAs par des solutions d'acide citrique et de peroxyde d'hydrogène commence tout d'abord par une oxydation de la surface du semi-conducteur par le peroxyde d'hydrogène, et est ensuite suivi par la dissolution du matériau oxydé par l'acide citrique.

Il a vérifié que la présence du peroxyde d'hydrogène (oxydant) et de l'acide citrique (agent de dissolution) sont nécessaires pour la gravure. Aucune gravure n'a été observée lors de l'immersion dans une solution ne contenant que l'un des composants.

D'après ces observations et en supposant que l'épaisseur du film d'oxyde formé sur la surface d'InGaAlAs est indépendante de la concentration en $H_2O_2$, nous avons proposé l'explication suivante pour nos résultats.

Il existe un rapport de volume optimal, $VR_0$, de l'acide citrique et du $H_2O_2$ de sorte que le taux d'oxydation soit égal au taux de dissolution. Pour un rapport $VR$ très inférieur à $VR_0$ (solution riche en $H_2O_2$), la surface du semi-conducteur est couverte en permanence par un mince film d'oxyde d'épaisseur constante égale à l'épaisseur maximum. Dans ce cas, la vitesse de gravure est limitée par la dissolution du matériau oxydé par l'acide citrique, donc, elle augmente quand la concentration en acide citrique augmente (cf. vitesse de gravure pour $VR < 20{:}7$ dans le tableau 3.1).

Comme le mince film d'oxyde est formé immédiatement sur la surface ; la surface gravée est lisse.

Dans le cas opposé, pour un rapport $VR$ très supérieur à $VR_0$ (solution riche en acide citrique), la surface de semi-conducteur est constamment désoxydée. La vitesse de gravure est limitée par la formation d'un mince film d'oxyde sur la surface, donc il augmente avec la concentration en $H_2O_2$ (cf. vitesse de gravure pour $VR > 20$ :7 dans le tableau 3.1). Comme il n'y a pas assez d'oxydant pour oxyder uniformément l'ensemble de la surface, la surface gravée est rugueuse.

Cette explication est également en accord avec des observations AFM réalisées 9 jours après la gravure. En raison de la stabilité du mince film d'oxyde formé sur l'échantillon gravé avec le faible rapport de volume, la surface n'est pas réactive ; pour les échantillons

gravés avec un rapport de volume élevé, la surface est réactive à l'oxydation par l'air.

## 3.2 Contact ohmique sur GaAsSb $p^+$, méthode FCTLM

Des contacts ohmiques planaires à faible résistance sont couramment employés dans les dispositifs semi-conducteurs. Ils sont souvent la clef pour accroître leurs performances. Dans le TBH, ils jouent un rôle essentiel pour réduire la résistance de contact des trois électrodes (E,B,C). Le contact ohmique est habituellement caractérisé par sa résistance spécifique de contact, dénotée $\rho_c$, qui est la résistance que rencontre l'écoulement du flux de courant uniforme à travers l'interface (plane) de superficie unitaire entre le métal et la couche de semi-conducteur. De bons contacts ohmiques sont typiquement attribués aux systèmes métal/semi-conducteur possédant un $\rho_c$ inférieur à $10^{-6}\Omega/\text{cm}^2$[Shu90].

La modélisation des contacts ohmiques est basée sur le modèle de ligne de transmission (TLM=Transmission Line Modelling) [Ber72a]. Ce modèle tient compte de $R_{S0}$, la résistance du semi-conducteur en dehors du contact, de $R_S$, la résistance du semi-conducteur sous le contact, de $R_M$, la résistance de la couche métallique, et de $\rho_c$, la résistivité spécifique de contact. Dans le modèle TLM, la détermination de $\rho_c$ utilise la longueur de transfert du courant $L_T$. Celle-ci est définie par

$$L_T = \sqrt{\frac{\rho_c}{R_S + R_M}} \tag{3.4}$$

$L_T$ est la distance caractéristique de transfert du courant du semi-conducteur vers le métal. Les contacts planaires dont la dimension est nettement plus importante que la longueur $L_T$ se comportent comme des contacts semi infinis. Lorsque la longueur de contact diminue au-dessous de la longueur $L_T$, la résistance globale de contact augmente fortement [Mur69]. La détermination précise de la longueur $L_T$ est cruciale pour l'optimisation des dispositifs tels que les TBH (afin de réduire la résistance de base, et ainsi accroître $f_{MAX}$)[Saw99] et les HEMT[Hen89].

La détermination de la longueur $L_T$ à partir des mesures conventionnelles de TLM emploie la résistance de contact $R_c$ et la résistance de fin de contact $R_{\text{end}}$. Ces deux résistances sont mesurées en utilisant une série de deux contacts (de longueur $L$ et de largeur $W$) sépa-

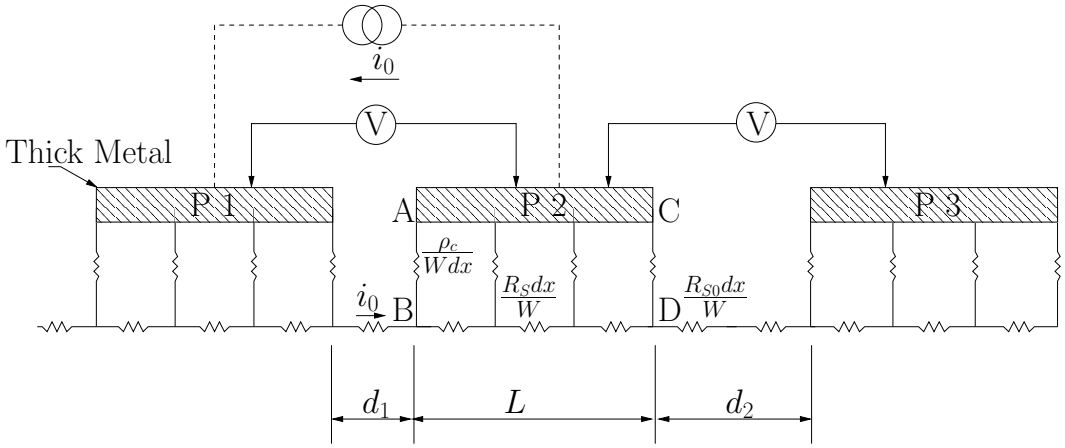



FIG. 3.6: Schéma du dispositif utilisé pour mesurer la résistance de contact ($R_c$) et la résistance du fin de contact ($R_{\text{end}}$) par la méthode TLM classique [Ber72a].

rés par une distance variable $d$. En supposant que la résistance du métal est négligeable, $R_c$ et $R_{\text{end}}$ sont données par [Ber72a] :

$$R_c = \frac{R_S L_T}{W} \coth(L/L_T)$$
$$R_{\text{end}} = \frac{R_S L_T}{W} \frac{1}{\sinh(L/L_T)} \tag{3.5}$$

La figure 3.6 présente le dispositif expérimental pour la mesure de résistance $R_c = V_{BA}/i_0$ et $R_{\text{end}} = V_{DC}/i_0$ par la méthode TLM classique. La résistance mesurée entre deux plots séparés par la distance $d$ est donnée par

$$R(d) = \frac{R_{S0}}{W} d + 2R_c \tag{3.6}$$

La régression linéaire de (3.6) à un ensemble de mesures de la résistance $R(d)$ donne $R_S0$ à partir de la pente et la résistance $R_c$ par extrapolation à une distance $d$ nulle. Plusieurs précautions expérimentales doivent être prises afin d'obtenir des mesures précises de $R_{S0}$ et de $R_c$. Comme précisé par Berger [Ber72b], l'erreur principale est due à la détermination imprécise de l'espacement $d$ entre deux contacts. De plus, comme le montre l'équation

(3.5), pour l'estimation précise de la longueur $L_T$, les longueurs de contact $L$ doivent être du même ordre de grandeur que $L_T$. De ce fait, lorsque la longueur $L_T$ devient submicronique, l'implantation des sondes de courant et de tension séparées doit être employée car la mesure directe par pointes devient impossible.

La résistance $R_{\text{end}}$ est déterminée en mesurant la chute de tension au bord du contact ($V_{DC}$ dans la figure 3.6), quand le courant passe des plots P1 à P2. Dans l'utilisation pratique de TLM, la tension $V_{DC}$ est en fait mesurée sur le prochain plot P3.

Reeves [Ree82] a proposé une technique alternative mais équivalente pour la mesure de la résistance $R_{\text{end}}$. Cependant il a observé une grande dispersion sur les valeurs de la résistance de fin de contact due d'une part à sa petite valeur comparée à la résistance $R_{S0}$ et d'autre part en raison de l'utilisation de la grande longueur $L$ de contact comparée à $L_T$.

Floyd [Flo94] a plus tard mesuré la résistance $R_{\text{end}}$ en utilisant une longueur de contact $L$ autour de $3L_T$. Néanmoins, il a conclu que, lorsque la résistance du métal n'est pas négligeable, la méthode de mesure de la résistance $R_{\text{end}}$ n'est pas fiable pour estimer les valeurs de $R_S$ et de $L_T$.

La nécessité d'inclure la résistance du métal dans la détermination de $\rho_c$ a été précisée par Marlow [Mar82]. Celui-ci a proposé une méthode de correction dans laquelle une résistance de métal non nulle est considérée. Toutefois comme discuté dans [Por92], en pratique la correction dépend de la capacité à positionner une pointe exactement au bord du plot de métallisation. La correction pour la résistance du métal peut être évitée si l'on emploie une métallisation épaisse pour assurer les contacts équipotentiels [Kat86]. Néanmoins, ceci n'est pas toujours compatible avec le processus de fabrication.

Même dans le cas idéal d'un métal équipotentiel, la détermination de $\rho_c$ par l'intermédiaire des paramètres de $R_S$ et de $L_T$ à l'aide des mesures de résistance de fin de contact soulève des difficultés expérimentales. Une approximation courante est de supposer que la résistance de la couche semi-conductrice sous le contact est identique à celle extérieure au contact ($R_S = R_{S0}$).

Les travaux préliminaires de Berger [Ber72a] ont pourtant suggéré l'importance de les différencier, et la simplification a montré ses limites, en particulier dans le cas des contacts diffusifs, où on avait observé de grandes différences entre $R_S$ et $R_{S0}$ [Hen89] [Ree82] [Kat86].

Il a été proposé plusieurs méthodes pour améliorer l'exactitude des mesures de $R_S$ et de $L_T$. Comme précisé précédemment, afin de mesurer correctement $R_S$ et $L_T$, il est nécessaire de réduire la longueur de contact jusqu'au même ordre de grandeur que la longueur $L_T$.

Dès lors, la mesure directe de la tension sur le contact est extrêmement difficile. Henry [Hen89] a employé un schéma test avec des capteurs supplémentaires de courant et de tension reliés par un pont droit.

Floyd [Flo94] a proposé des structures de ligne de transmission avec les ailes métalliques additionnelles aux bords du mesa pour mesurer la tension, alors que le courant est appliqué le long du mesa en utilisant deux contacts externes. Les longueurs des contacts de ces structures ont été réduites à 3 $\mu$m. Les inconvénients de cette méthode sont la complexité du dispositif de mesure et le besoin de considérer la résistance d'aile métallique.

Sawdai [Saw99] a proposé d'employer un contact flottant entre deux plots ohmiques de contact. La longueur du contact flottant est conçue pour être variable, la plus petite étant de 1 $\mu$m. Cependant dans sa méthode la résistance de métal est négligée et la résistance $R_{S0}$ n'est pas correctement estimée.

Une méthode plus générale, mettant en jeu des contacts flottants TLM (FCTLM) a été mise au point au sein de l'équipe. Cette méthode prend en compte les 4 paramètres importants dans le contact planaire (c'est-à-dire $R_{S0}$, $R_S$, $L_T$ et $R_M$). Cette méthode mettait en jeu un masque optique, qui ne permettait pas de réaliser les contacts plus courts que 1.5 $\mu$m [Mat96a]. Nous avons pour notre part réalisé des structures FCTLM par lithographie électronique, avec des contacts aussi courts que 0.25 $\mu$m [Lij05].

La méthode consiste en la mesure de la résistance des structures formées d'une série de contacts flottants entre deux grands plots de mesure. Comme le passage du courant entre les plots est modifié par les contacts flottants, (c'est-à-dire que le courant traverse les contacts flottants au lieu du semi-conducteur pour des longueurs de contact $L$ supérieures à $L_T$), la résistance mesurée est très sensible à la valeur de $L_T$.

De plus, comme la longueur du contact flottant peut être très faible (elle est seulement limitée par résolution de lithographie), il est possible de déterminer avec une excellente précision les paramètres de contact, même dans le cas d'une longueur de transfert très réduite.

Enfin, parce que les contacts flottants ne sont pas supposés être équipotentiels, la mé-

thode est applicable à un plus grand nombre de situations réalistes, pour lesquelles la résistance de la couche de métal ne pourrait pas être négligée.

Dans cette partie, après une description de la méthode de FCTLM, nous donnerons les résultats de la mesure des 4 paramètres du contact non diffusif de Pt/Ti/Pt/Au sur GaAsSb $p^+$.

Des contacts flottants de différentes longueurs (la plus petite est de 0.25 $\mu$m) ont été réalisés pour permettre des mesures précises des paramètres de contact même lorsque la longueur $L_T$ est de taille submicronique ce qui est le cas pour les très bons contacts ohmiques.

Tandis que plusieurs études ont montré une grande variation de la résistance de la couche semi-conductrice sous le contact $R_S$ pour les contacts diffusifs [Hen89] [Ree82] [Kat86], les contacts non diffusifs n'ont pas été étudiés jusqu'ici malgré leur large utilisation dans des dispositifs tels que les TBH et les HEMT.

Les paramètres estimés seront comparés à ceux obtenus après un recuit avec une température variant de 250°C à 450°C. C'est durant cette phase de recuit que la diffusion du métal a éventuellement lieu. Pour conclure, nous discuterons de l'exactitude des paramètres ainsi déterminés.

### 3.2.1 Méthode FCTLM

La figure 3.7 montre la structure de résistance de FCTLM avec un contact flottant entre 2 plots de mesure. Le courant $i_0$, dans le cas où la résistance de la couche de métal est non nulle, est la somme du courant qui traverse le métal, $I_M(x)$, et du courant qui traverse le semi-conducteur, $I_S(x)$. Ils obéissent aux équations suivantes :

$$\rho_c \frac{\partial^2 I_M(x)}{\partial x^2} - R_M I_M(x) + R_S I_S(x) = 0 \tag{3.7}$$

$$I_M(x) + I_S(x) = i_0 \tag{3.8}$$

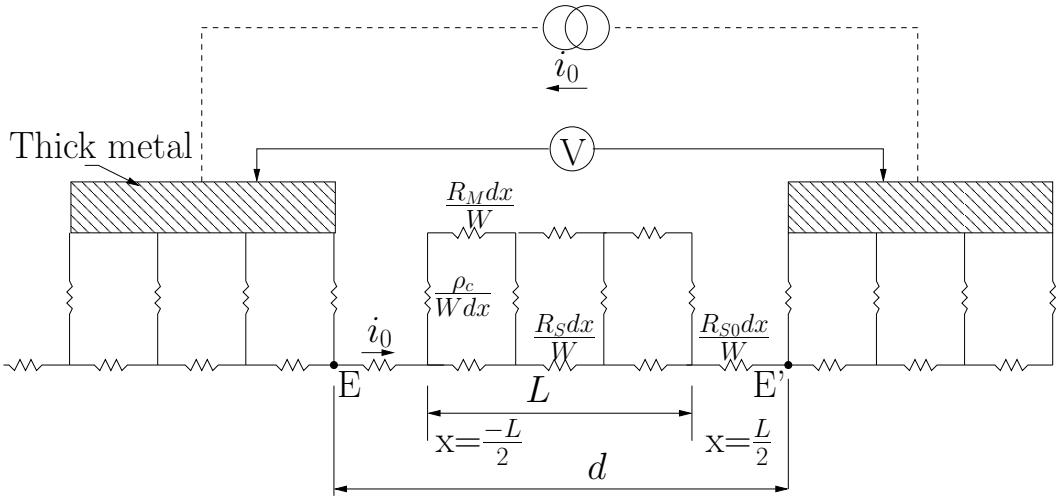



FIG. 3.7: Le dispositif FCTLM constitué d'un contact flottant entre deux plots de mesure.

Cette équation a pour solution :

$$I_S(x) = A\exp^{\frac{x}{L_T}} + B\exp^{\frac{-x}{L_T}} + C\varepsilon \tag{3.9}$$

$$I_M(x) = -A\exp^{\frac{x}{L_T}} - B\exp^{\frac{-x}{L_T}} + C \tag{3.10}$$

où $\varepsilon = R_M/R_S$. Les valeurs de A et de B sont définies par les conditions aux limites à l'entrée et à la sortie du contact flottant (figure 3.7) :

$$I_M(-\frac{L}{2}) = 0 \qquad I_M(\frac{L}{2}) = 0 \tag{3.11}$$

Nous obtenons $A = B = \frac{i_0}{1+\varepsilon}\frac{\sinh\frac{L}{2L_T}}{\sinh\frac{L}{L_T}}$, $C = \frac{i_0}{1+\varepsilon}$. La résistance $R_{FC}(L)$ du contact flottant de largeur $W$ et de longueur $L$ est déterminée à partir de $(V_S(\frac{L}{2}) - V_S(\frac{-L}{2}))/i_0$. Nous trouvons :

$$R_{FC}(L) = \frac{R_S}{(1+\varepsilon)W}\left(\varepsilon L + 2L_T\tanh(\frac{L}{2L_T})\right) \tag{3.12}$$

Pratiquement, nous multiplions le nombre de contacts flottants afin d'augmenter la précision des estimations. Si $N$ est le nombre de contacts flottants de longueur $L$ entre deux

plots de mesure qui sont séparés par la distance $d$, la résistance totale est

$$R(N,L) = NR_{FC}(L) + (d - NL)\frac{R_{S0}}{W} + 2R_P \tag{3.13}$$

où $R_P$ est la résistance de contact entre les plots de mesure épaissis à l'or et le bord du contact sur la couche semi-conductrice (point E ou E' dans la figure 3.7). La nature du contact sous les plots de mesure épaissis à l'or est affectée par la présence de la surcouche. Son expression est analogue à celle que $R_c$ présentée en (3.5). Cependant la résistance $R_S$ doit être remplacée par $R'_S \neq R_S$ et $L_T$ par $L'_T$. Comme nous ne recherchons pas à estimer les valeurs de $R'_S$ et $L'_T$, nous conservons la résistance $R_P$ comme variable indépendante. Notons que la résistance totale de la structure sans contacts flottants ($N = 0$ et $L = 0$) devient :

$$R(0,0) = \frac{R_{S0}}{W}d + 2R_P \tag{3.14}$$

semblable à celle obtenue par la méthode TLM conventionnelle (équation (3.6)).

La résistance $R_M$ de la couche de métal apparaît dans (3.12) $\varepsilon = R_M/R_S$. Afin de la mesurer plus précisément, nous avons conçu un motif de court-circuit (figure 3.8b).

Connaissant la largeur de la ligne métallique $u_M$, la largeur de mesa $u_S$, et la longueur de la ligne $d_L$, la résistance mesurée du schéma de court-circuit ($R_{SC}$) est :

$$R_{SC} = \frac{d_L}{u_M}\left(\frac{1}{R_M} + \frac{1}{R_S} + (\frac{u_S}{u_M} - 1)\frac{1}{R_{S0}}\right)^{-1} \tag{3.15}$$

La détermination des paramètres $R_{S0}$, $R_S$, $R_M$, RP et $L_T$ implique une régression non linéaire des équations (3.13) et (3.15) à partir des données expérimentales ($R(N,L)$, $R_{SC}$). Le paramètre $\rho_c$ est alors directement obtenu à partir de l'équation (3.4).

Nous précison ici pourquoi la régression non linéaire permet de déterminer avec une très grande précision les paramètres.

Si la résistivité $R_M$ du métal est beaucoup plus petite que la résistivité de la couche semi-conductrice, le premier terme de l'équation (3.15) donne une valeur approximative.

Comme $R_P \ll R_{S0}d/W$, $R(0,0)$ de l'équation (3.14) permet d'estimer la valeur de $R_{S0}d/W$. Pour de grandes valeurs de la longueur du contact flottant ($L \sim W$), $R_{FC}$ est proche

$R_M$. Pour de petites valeurs de la longueur du contact flottant ($L \lesssim L_T$), $L_T$ disparaît encore dans l'équation (3.12) et la valeur de $R_{FC}(L)$ est proche de $R_S L/W$.

Enfin pour ($L_T < L < 6L_T$), le comportement fortement non linéaire de $\tanh(L/2L_T)$ dans l'équation (3.12) permet d'extraire la valeur de $L_T$.

Notons que la différence entre la résistance totale $R(N,L)$ pour de petites valeurs de L et pour une structure sans contact flottant est simplement

$$\Delta R(N,L) = (R_S - R_{S0})\frac{NL}{W} \tag{3.16}$$

indépendant de $L_T$ et de $R_M$. L'explication physique est que dans le cas de $L \lesssim L_T$, le courant reste principalement dans la couche semi-conductrice (dont la résistance est $R_S$) et ne remonte pas dans les contacts flottants.

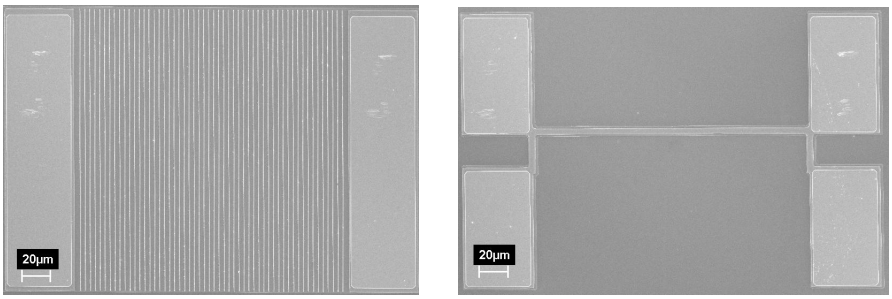
Comme pour toutes les mesures de TLM, la détermination précise des longueurs de structure est cruciale [Hen89] [Ber72b]. Les mesures simultanées des longueurs $L$ des contacts flottants et de leurs espacements permet un calibrage, parce que la période ($L+s$) du contact flottant, définie par le masque, est connue précisément. Les longueurs de contacts flottants et leurs espacements sur les 24 types de dispositif FCTLM sont ainsi mesurés par MEB et nous avons observé qu'ils sont constants à travers l'échantillon avec une incertitude inférieure à 20 nm.

La surface d'une résistance standard de FCTLM est de $200\times200$ $\mu$m$^2$. La surface totale d'un bloc de FCTLM contenant 24 résistances $R(N,L)$ et un motif de $R_{SC}$ est environ 2 mm$^2$. Plusieurs blocs peuvent être construits, jusqu'à 50 par cm$^2$, donnant 1200 mesures $R$ par cm$^2$.

L'extraction des paramètres implique 2 étapes. Tout d'abord, une analyse statistique est menée sur chacune des 24 + 1 familles des mesures de $R$, donnant une moyenne de $R_M$, $R(0,0)$ et 23 $R(N,L)$ avec leur écart type associé $\sigma_{R_M}$, $\sigma_{R(0,0)}$ et 23 $\sigma_{R(N,L)}$.

Puis, la méthode non linéaire de Levenberg-Marquardt est utilisée pour assurer l'adéquation des équations (3.13) et (3.15) avec toutes les valeurs de $R$ pondérées par $1/\sigma_R^2$.

L'algorithme débute avec comme valeurs $R_P = 0.001$, $R_S = R_{S0}$, $R_{S0}$ indiquée par l'équation (3.14) et $R_M$ donnée par l'équation (3.15). On considère que la régression a convergée quand la somme des carrés des résidus change entre deux itérations d'un facteur




(a) (b)

FIG. 3.8: Images MEB (a) d'un motif FCTLM (54, 0.6) c'est à dire 54 contacts flottants de largeur nominale 0.6 $\mu$m régulierement espacés entre les plots de mesure (b) Vue du motif de court circuit.

inférieur à $10^{-5}$.

Dans la section suivante nous présentons une application de la méthode FCTLM pour déterminer les paramètres du contact non diffusif de Pt/Ti/Pt/Au sur GaAsSb $p^+$.

### 3.2.2 Réalisation du dispositif

La fabrication du dispositif suit une technologie en 3 étapes. Tout d'abord les contacts flottants et les courts-circuits sont obtenus par lithographie électronique sur une couche $GaAsSb_{0.5}$ dopée au carbone ($p = 3.6 \times 10^{19}$ cm$^{-3}$) (plaquette H6692).

La concentration en antimoine aussi bien que l'épaisseur de couche (100 nm) ont été déterminées par diffraction de rayons X. Il y a 24 types de résistance de FCTLM ; 1 résistance sans contact flottant et 23 résistances avec une longueur de contact flottant variant de 0.2 à 192 $\mu$m, et leur espacement nominal variant de 1 à 4 $\mu$m.

L'empilement métallique Pt/Ti/Pt/Au (15/20/30/50) nm est alors déposé sur la surface par la technique du lift-off. Avant le dépôt du contact, l'échantillon est désoxydé avec une solution $HCl/H_2O$ (20:80) pendant 1 minute suivi d'un rinçage de 3 minutes EDI.

La deuxième étape du processus consiste en la réalisation d'un mesa d'isolation (en général 200 $\mu$m de large) par lithographie optique et gravure humide de la couche dopée de GaAsSb et d'une partie du substrat de InP.

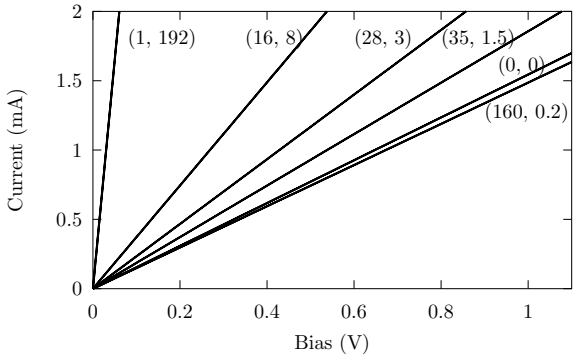



FIG. 3.9: Tracés de I(V) pour le contact Pt/Ti/Pt/Au sur GaAsSb p$^+$ avant recuit, pour les dispositifs FCTLM $(N,L)$ : (0, 0), (120, 0.2), (35, 1.5), (28, 3), (16, 8), (1, 192). On observe que la résistance de dispositif avec $L = 0.2$ $\mu$m est plus importante que la résistance de dispositif sans contact flottant.

Enfin la troisième étape consiste dans la photolithographie et le dépôt de Ti/Au (20/400) nm sur les plots de mesure à épaissir qui ont pour dimensions 200 $\mu$m de large et 50 $\mu$m long et sont séparés par la distance $d = 200$ $\mu$m.

La figure 3.8 montre des images MEB de dispositif FCTLM (54,0.6) (c'est-à-dire qu'il y a 54 contacts flottants équidistants entre les plots de mesure avec des longueurs nominales pour les contacts flottants $L$ = 0.6 $\mu$m) et le motif de court-circuit. Afin de mesurer avec précision la résistance entre deux plots de mesure, chaque plot est mis en contact avec 2 sondes (méthode source/sense de Kelvin). Pour simplifier l'automatisation de la mesure, la géométrie des 4 sondes est maintenue constante, même pour le motif court circuit.

Pour les expériences de recuit, les échantillons ont été placés dans le creuset en graphite d'un four électrique, sous une atmosphère d'hydrogène et d'argon. La température a été augmentée à pente constante (15 °C/s) jusqu'à la température maximale $T_a$ (250 à 450°C) pendant 1s, et l'échantillon y est ensuite laissé refroidir.

### 3.2.3 Résultats de mesure des contacts ohmiques sur GaAsSb p$^+$

Nous présentons dans la figure 3.9 les tracés I(V) du contact Pt/Ti/Pt/Au sur GaAsSb $p^+$ pour les dispositifs FCTLM (N,L) : (0,0), (160,0.2), (35,1.5), (28,3), (16,8), (1,192).

Les contacts montrent le comportement ohmique sans traitement de recuit. Les résis-

tances mesurées, à l'exception de (160, 0.2), diminuent lorsque la longueur $L$ augmente. Cette observation est conforme aux résultats issus de l'exploitation de l'équation (3.13).

On observe que la résistance de FCTLM motif avec une longueur nominale $L = 0.2\ \mu$m (longueur mesurée de 0.25 $\mu$m) est plus importante que la résistance de FCTLM motif sans contact flottant. C'est une illustration directe de ce que $R_S > R_{S0}$ (cf. équation (3.16).

Les figures 3.10a et 3.10b montrent la résistance de contact flottant mesurée ($R_{FC}(L)$) en fonction de la longueur de contact ($L$). Nous traçons également la résistance calculée à partir de l'équation (3.12) avec les paramètres issus du fit. Pour démontrer la sensibilité du procédé d'identification, nous avons tracé dans les figures 3.10a et 3.10b deux courbes additionnelles pour lesquelles nous avons modifié un des paramètres ($L_T$ pour la figure 3.10a et $R_S$ pour figure 3.10b). Ceux-ci ont été modifiés de plus ou moins 20 % par rapport à leur valeur initiale.

Comme nous pouvons l'observer sur les figures 3.10a et 3.10b, les résultats trouvés sont en excellent accord avec les données expérimentales composées des 340 résistances de FCTLM.

Les paramètres identifiés du contact sans recuit et après recuit à 450°C pendant 1 s sont présentés dans le tableau 3.2

| | sans recuit | après recuit à 450°C |
|---|---|---|
| $R_{S0}(\Omega/\square)$ | $676 \pm 2$ | $705 \pm 2$ |
| $R_S(\Omega/\square)$ | $771 \pm 15$ | $667 \pm 19$ |
| $L_T(\mu\text{m})$ | $0.32 \pm 0.01$ | $0.27 \pm 0.01$ |
| $R_M(\Omega/\square)$ | $0.890 \pm 0.002$ | $1.45 \pm 0.09$ |
| $\rho_c$ ($\Omega\text{cm}^2$) | $(8.1 \pm 0.3)\times 10^{-7}$ | $(5.0 \pm 0.3)\times 10^{-7}$ |
| $R_P(\Omega)$ | $1.9 \pm 0.1$ | $1.8 \pm 0.1$ |

TAB. 3.2: Paramètres des contacts Pt/Ti/Pt/Au déposés sur $GaAsSb_{0.5}$ $p^+$ extraits par la méthode FCTLM.

L'analyse des figures 3.10a et 3.10b apporte plus d'information sur l'origine de la précision obtenue. Pour de petites valeurs de $L$ (c.-à-d. longueur de contact flottant $L$ inférieure ou égale à $L_T$), les trois courbes de la figure 3.10a (la valeur nominale de $L_T$ et ses variations

de plus ou moins 20 %) sont identiques. Dans la figure 3.10b, la courbe correspondant à $R_S$ nominale est facilement discernable de ses deux variantes ($R_S$ à plus ou moins 20 %). Ceci démontre que la résistance $R_S$ est déterminée indépendamment de la longueur $L_T$ comme prévu par l'équation 3.12 pour le cas de $L$ inférieure ou égale à $L_T$. L'identification du paramètre $L_T$ est obtenue pour une longueur de contact flottant $L$ comprise entre $L_T$ et $6L_T$. Ceci est dû à la nature non linéaire du terme en $\tanh(L/2L_T)$ de l'équation (3.12).

Nous traçons les résistances carrées déterminées ($R_S$, $R_{S0}$), la longueur de transfert ($L_T$), et les valeurs calculées de la résistance specifique de contact ($\rho_c$) en fonction de la température de recuit dans les figures 3.11a, 3.11b et 3.11c.

Nous observons dans figure 3.11a que $R_{S0}$ change très peu avec la température de recuit, alors que $R_S$ change de manière significative avec la température de recuit. Nous notons que pour des températures de recuit $T_a$ inférieure à 450°C, $R_S$ est supérieure à $R_{S0}$. Pour des températures supérieures, $R_S$ devient inférieure à $R_{S0}$.

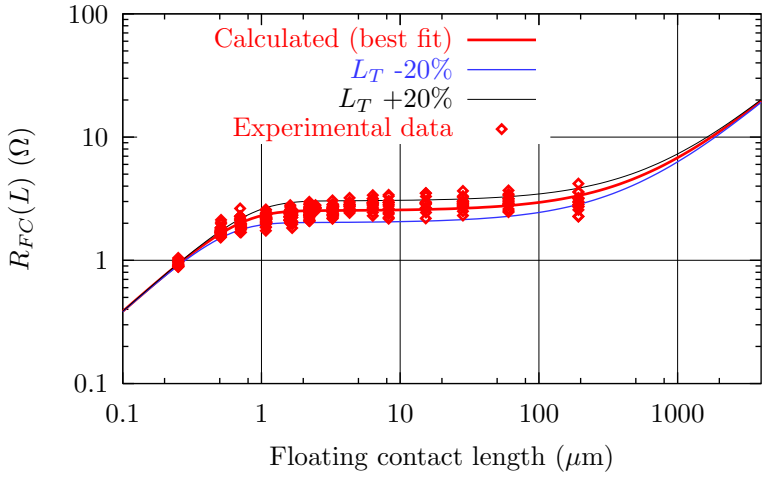
Il y a une baisse significative de la résistance carrée $R_S$ après un recuit à une température supérieure à 400°C. Notre analyse est que la diffusion du métal commence à être importante autour de 400°C.

La longueur de transfert $L_T$ déterminée diminue pour une température de recuit $T_a$ inférieure à 400°C et augmente pour les températures plus élevées. Cela signifie que le courant est transféré sur une plus grande distance quand la résistance carrée du semi-conducteur diminue. En conséquence, la résistance $\rho_c$ calculée montre un minimum à une température de recuit proche de 400°C.

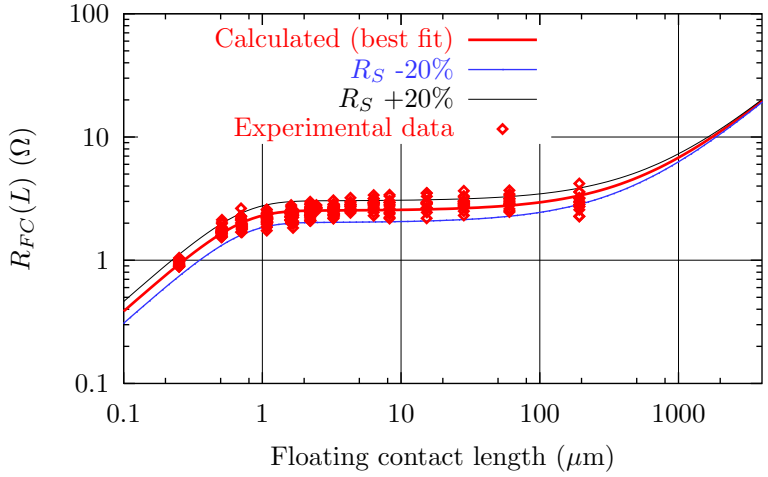
A notre connaissance, aucune étude n'a été menée précédemment pour extraire avec précision les paramètres de contact, notamment le paramètre $R_S$ (donc $L_T$ et $\rho_c$) dans le cas de contacts non diffusifs.

L'augmentation de la résistance carrée sous le contact par rapport à celle extérieure au contact ($R_S > R_{S0}$) pour le contact non recuit est montrée pour la première fois dans cette étude.

Il est très peu probable que son origine soit le changement de la taille de la barrière ($\Phi_b$) entre l'air/GaAsSb et Pt/GaAsSb. En effet, il a été montré que le niveau de Fermi à la surface des composés III-V est figé approximativement à la même position qu'il soit sous un oxyde mince ou un métal [Spi79].




(a)




(b)

FIG. 3.10: Résistance de contact flottant mesurée en fonction de la longueur de contact flottant (données expérimentales) ; Analyse de la sensibilité à une variation de $\pm$ 20 % sur $L_T$ pour (a) et $R_S$ pour (b).

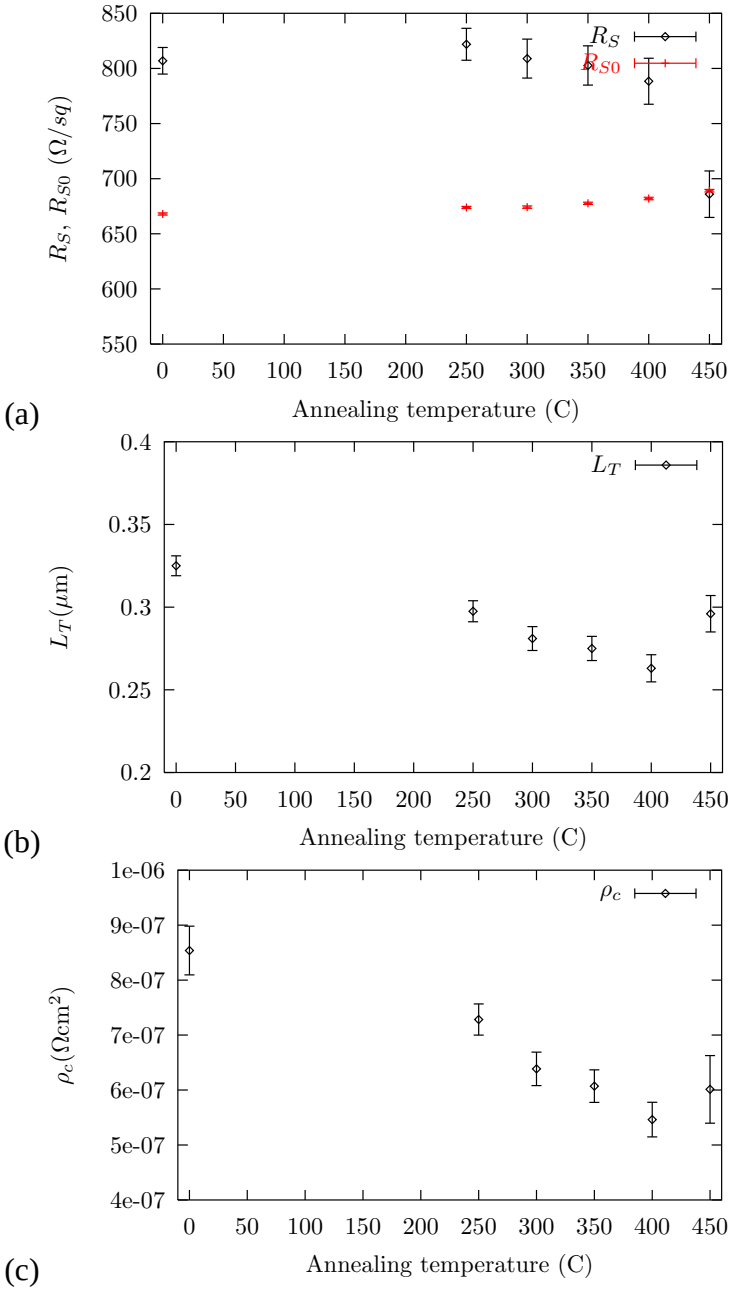



FIG. 3.11: L'évolution des résistance carré de couches ($R_S$, $R_{S0}$), de la longueur de transfert ($L_T$), et de la résistance de conctact spécifique $\rho_c$) avec les températures de récuit déterminées par la méthode FCTLM pour le contact Pt/Ti/Pt/Au sur GaAsSb $p^+$.

De plus, si nous supposons une résistivité du matériau massif constante et si nous employons un niveau de Fermi de la surface libre de GaAsSb de 0.22eV au dessus de la bande de valence [Bru04], la largeur de la barrière $\Phi_b$ résultante à l'interface entre le métal et le semi-conducteur serait déraisonnablement grande ($\Phi_b$ = 9.7eV). Par conséquent l'origine de l'augmentation de la résistance carrée sous le contact est ailleurs.

Il a été discuté par Pimbley [Pim86] que l'approximation mono dimensionnelle du passage de courant utilisé dans le TLM (c.-à-d. une ligne verticale de transmission de métal-semi-conducteur caractérisée par $\rho_c$ et une ligne horizontale de transmission à l'intérieur du semi-conducteur caractérisé par $R_S$) ne tient pas compte de l'effet d'encombrement du courant. Cet effet, qui devient important à l'intérieur du semi-conducteur aux bords du contact, résulte de la nature bidimensionnelle de l'écoulement du courant. Il a présenté dans [Pim86] un modèle alternatif au modèle TLM dans lequel la nature bidimensionnelle de l'écoulement de courant est considérée. Il est observé qu'avec $R_S = R_{S0}$, les valeurs de $R_c$ et de $R_{\text{end}}$ calculées sont plus importantes avec ce modèle qu'avec celles calculées par TLM.

Comme l'approximation par TLM a été employée dans cette étude afin de modéliser la résistance du contact flottant $R_{FC}$, les valeurs $R_S$ déterminées ou des valeurs de $\rho_c$ sont probablement surestimées.

Cependant, il est important de noter que la mesure physique de la résistance de dispositif avec petite longueur de contact démontre que $R_S$ doit être plus grand que $R_{S0}$ indépendamment de l'approximation employée (R(160, 0.2) comparé à R(0, 0) dans la figure 3.9).

Nous ne pouvons pas écarter l'explication suivant laquelle la valeur de $R_S$ supérieure à $R_{S0}$ aurait été causée par le processus de fabrication du dispositif.

En fait, quand nous supposons une résistivité du matériau massif, la différence entre les valeurs déterminées de $R_S$ et de $R_{S0}$ pour le contact déposé correspond à une réduction d'environ 17 nm de l'épaisseur du semi-conducteur dopé sous le métal.

Cette gravure involontaire pourrait avoir eu lieu par exemple pendant la désoxydation de l'échantillon par la solution de $HCl/H_2O$ (20:80) avant métallisation.

Cependant, les essais d'immersion de GaAsSb dans la solution de $HCl/H_2O$ pendant un temps deux fois plus long n'ont donné aucune gravure mesurable (c.-à-d. profondeur

négligeable comparée à 17 nm).

### 3.2.4 Conclusions sur la mesure de contact ohmique

La méthode FCTLM (Floating contact transmission line modelling) pour la mesure des contacts ohmiques a été rappelée. La méthode est basée sur un mesure de la résistance des contacts flottants de longueur variable entre deux plots de mesure. L'utilisation de la méthode FCTLM est aussi simple que celle de la méthode TLM classique. Comme les contacts flottants ne sont pas supposés être équipotentiels, la méthode est applicable à un plus grand nombre de situations réelles. En conclusion, comme les contacts flottants peuvent être rendus très courts, il est possible d'identifier avec une excellente précision les paramètres du contact, même dans le cas où la longueur de transfert ($L_T$) est très petite.

Des contacts flottants de différentes longueurs (la plus faible étant de 0.25 $\mu$m) ont été réalisés pour caractériser le contact non diffusif de Pt/Ti/Pt/Au sur GaAsSb $p^+$. Nous avons obtenu des mesures précises et pertinentes de la longueur de transfert et de la résistance carrée du semi-conducteur sous le contact avant et après le processus de diffusion qui a eu lieu.

La précision de la méthode nous a permis de détecter pour la première fois une augmentation de résistance carrée du semi-conducteur sous le contact avant que la diffusion du métal devienne importante. Deux explications possibles ont été examinées, cependant, d'autres investigations sont nécessaires afin de comprendre l'origine de ce phénomène.

## 3.3 Procédé de fabrication pour TBH de petites dimensions.

Nous présentons dans cette section le développement du procédé technologique pour réaliser des transistors de petites dimensions dans la configuration *E-up*. Après un bref rappel du procédé *C-up*, nous présenterons l'adaptation de ce procédé aux structures *E-up*. Une amélioration importante a été la maîtrise du profil rentrant du contact émetteur en tungstène. Ce profil rentrant est crucial pour un procédé auto-aligné, car il évite tout court-

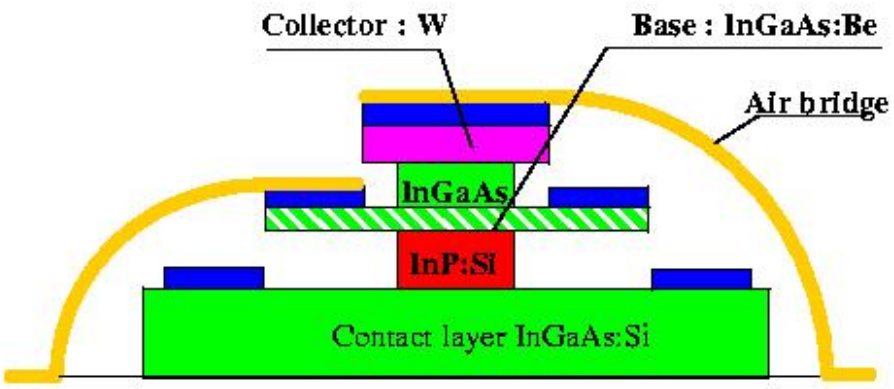



FIG. 3.12: Schéma du transistor *C-up* entierement auto-aligné avec le collecteur en tungstène [Mat96a] [Dem01].

circuit entre l'émetteur et la base. De plus, la maîtrise d'une distance courte (ici 200 nm) entre la zone active et la métallisation de base est essentielle car elle forme une résistance supplémentaire dans le circuit de base. Après une présentation générale du procédé de fabrication théorique, nous détaillerons les difficultés rencontrées, ainsi que les solutions que nous y avons apportées.

### 3.3.1 Procédé *C-up* auto-aligné

Une coupe schématique du transistor *C-up* avec collecteur en tungstène est présentée dans la figure 3.12. Les concepts principaux du procédé *C-up* sont les suivants.

Tout d'abord, c'est un TBH à collecteur Schottky à faible temps de transit base collecteur. Le collecteur métallique est déposé sur l'empilement des couches épitaxiées et forme ainsi un TBH dans la configuration *C-up*.

Afin de réduire les capacités et résistances parasites, un procédé complètement auto-aligné a été développé ; les dimensions latérales de la zone active du transistor (c'est à dire émetteur, base et collecteur) sont définies avec une seule lithographie (celle de niveau 1 avec la dimension de la base). On définit ensuite les dimensions d'émetteur et de collecteur

à l'aide de gravures (et de sous-gravures) chimiques sélectives.

La sous-gravure profonde de la couche d'émetteur est indispensable pour obtenir un gain en courant. Dans cette structure la capacité parasite de la jonction base-collecteur est extremement réduite.

Les contacts ohmiques des trois électrodes (émetteur, base, épaississement du collecteur Schottky) sont déposés simultanément. On utilise le contact non diffusant Pt/Ti/Pt/Au qui donne des valeurs de résistance spécifique satisfaisantes sur InGaAs dopé $n^+$ et $p^+$.

Le tungstène qui est utilisé comme collecteur permet aussi de créer une hauteur verticale importante qui a deux emplois. Premièrement, elle crée une discontinuité verticale entre le contact de base et celui du collecteur pendant le dépôt du contact ohmique assurant ainsi leur isolation électrique. Deuxièmement, elle permet la construction d'arche de pont à air pour les sorties de contact.

Les sorties de contact par des ponts à air collecteur et base nécessitent de grandes arches de ponts (Fig. 3.12). Celles-ci sont réalisées avec la technique de fluage de résine. Les sorties de contact sont également déposées simultanément sur les trois électrodes.

Le transistor est orienté selon les axes [100] et [010], c'est-à-dire 45° par rapport au méplat principal. Ceci permet de créer un profil droit de flanc d'émetteur en InP lors de la gravure chimique par les solutions à base de HCl ainsi que d'obtenir une bonne isotropie de la surface active du transistor [Mat96a] [Mat99].

### 3.3.2 Adaptation du procédé *C-up* pour une structure *E-up*

L'examen du procédé *C-up* (Cf. 3.3.1) montre qu'il peut être adapté à la fabrication de TBH *E-up*. Dans cette section, les deux modifications principales sont :

- La géométrie des sorties de contact
- L'utilisation du tungstène comme contact ohmique d'émetteur est décrite et discutée avant de décrire l'ensemble du procédé dans la section suivante (3.3.3)

#### 3.3.2.1 Sorties de contact

Deux configurations de mesure électrique sont couramment employées : montage en émetteur commun ou en base commune. Afin de mesurer les TBH dans un montage de

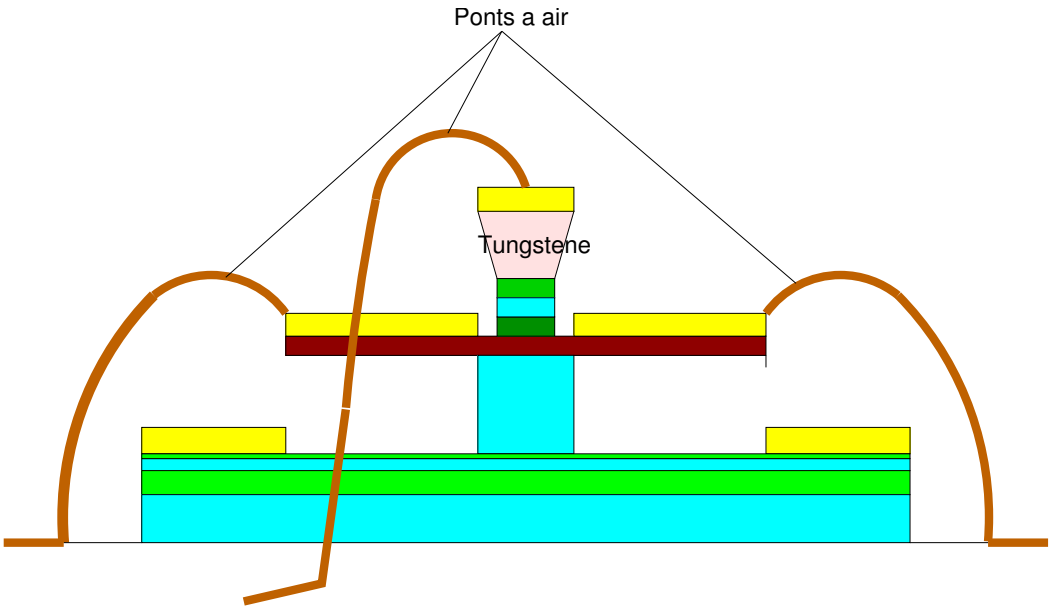



FIG. 3.13: Schéma du transistor *E-up* visé avec quatre ponts à air dont deux ponts de base, un pont d'émetteur et un pont de collecteur.

lignes coplanaires, l'électrode de référence doit avoir deux sorties de contact distinctes.

La figure 3.14 montre le schéma du transistor superposé avec le niveau de sortie de contact pour la configuration émetteur commun (a) et base commune (b). Une contrainte de notre jeu de masques existant (conçu pour *C-up*) est que les électrodes communes sont de part et d'autre de la longueur des dispositifs. De la figure 3.14, nous observons que la configuration base commune possède des avantages par rapport à celle en émetteur commun :

- Dans la configuration émetteur commun, la résine de métallisation doit être alignée précisément dans la largeur du doigt d'émetteur dont la taille est inférieure à 1 $\mu$m. Comme nous utilisons la lithographie optique conventionnelle pour l'alignement de ce masque, cette contrainte rend l'alignement très difficile à réaliser.
- Dans la configuration base commune l'émetteur est contacté par sa longueur, ce qui d'une part réduit la contrainte d'alignement, et d'autre part permet une plus grande surface de contact. Une grande surface de contact permet d'augmenter la densité de courant par une meilleure thermalisation.

Pour ces raisons, nous avons choisi la configuration base commune.

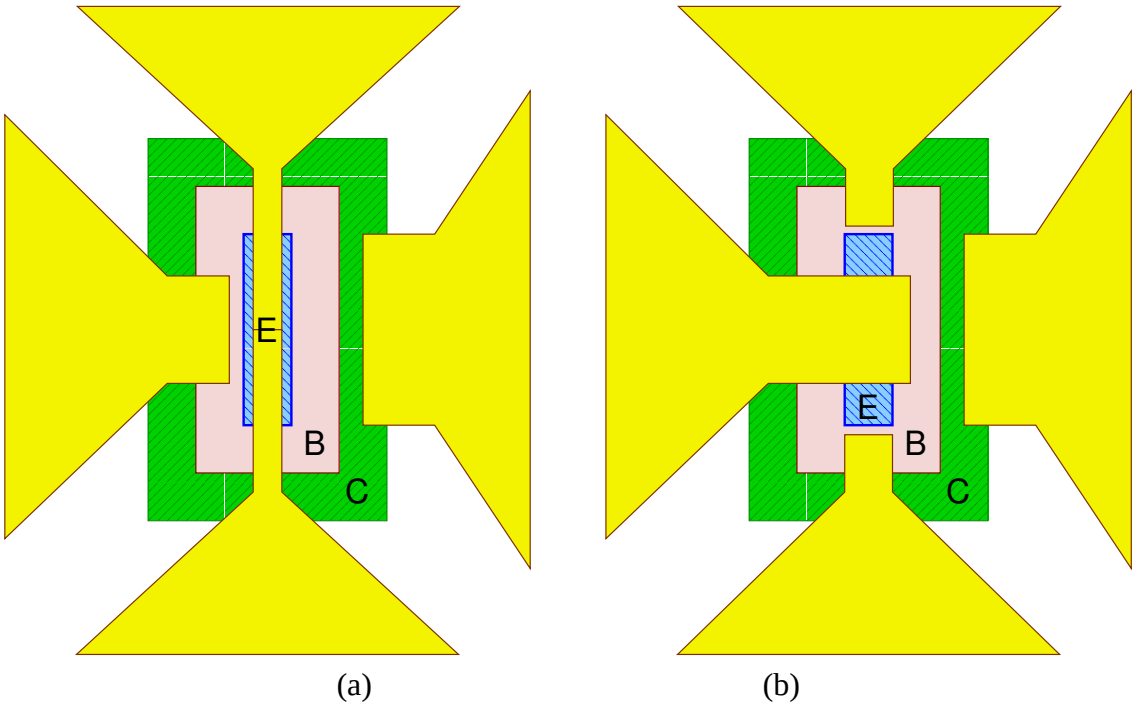



FIG. 3.14: Sorties de contact pour configuration (a) émetteur commun (b) base commune. Une contrainte à notre jeux de masque existant est que l'électrode qui est commune doit être positionnée dans la longueur de dispositifs.

#### 3.3.2.2 Motivation d'utilisation contact émetteur en tungstène

Le tungstène est employé au LPN depuis 1993 dans la fabrication de TBH auto-alignés à *C-up* dans lesquels il constitue un collecteur Schottky [Pel93]. Toutefois l'intérêt de son utilisation pour le contact ohmique d'émetteur dans un procédé auto-aligné a été démontré par Lahav [Lah89] au Laboratoire Bell AT & T en 1989.

Ainsi, comparé aux métallisations à base d'or qui sont déposées par lift-off, le tungstène doit être déposé par pulvérisation cathodique puis sélectivement gravé soit par voie chimique soit par voie sèche (RIE). Nous verrons par la suite qu'il est également possible d'obtenir des profils rentrant permettant de maîtriser un procédé d'auto-alignement du contact de base sur la mesa d'émetteur.

De plus, le contact ohmique entre tungstène et InGaAs présente une très faible résistivité. De la mesure de TLM, nous avons constaté une résistance de contact entre W/InGaAs

dopé $n^+$ cohérente avec les valeurs de la littérature.

D'autre part le tungstène possède un caractère réfractaire. Il est ainsi possible, si nécessaire, de réaliser un recuit à haute température (jusqu'à 700° C [Lah89]). De même, ce contact supporte un échauffement pendant un fonctionnement à très forte densité de courant [Mat96a].

Enfin, la vitesse de gravure du tungstène est très inférieure ($\ll 20\times$) à celle d'InGaAs et d'InP dans les solutions chimiques utilisées pour graver les semi-conducteurs [Dem01] [Mat96a]. Cette sélectivité facilite grandement le procédé puisque pendant la gravure du semi-conducteur, le tungstène peut être exposé, voire servir de masque. En résumé le contact d'émetteur en tungstène assure plusieurs rôles dans la fabrication des TBH auto-alignés :

- Bon contact ohmique.
- Masque de gravure
- Auto-alignement du contact de base
- Aide à la constitution des ponts à air servant de sortie de contact.

#### 3.3.2.3 Contact émetteur en tungstène pour procédé auto-aligné

Nous avons toutefois constaté une incompatibilité de l'utilisation du chapeau en tungstène tel qu'il est développé dans le procédé *C-up*. En effet, la définition du contact de tungstène en utilisant une RIE chlorée (Cf. Section 3.3.3 étape 1c-d) suivie par la sous-gravure chimique avec la solution à base de KOH entraîne un profil du tungstène avec un flanc sortant (Cf. Figure 3.15). Ce flanc sortant pourrait amener à des courts-circuits entre l'émetteur et la base lors du dépôt du contact ohmique (étapes 5d et 6d décrits en 3.3.3).

Nous avons donc développé un nouveau procédé pour obtenir un contact de tungstène présentant des flancs inversés. Il s'agit principalement d'insérer une étape de gravure et de sous-gravure profonde (de l'ordre de 0.6 $\mu$m) de la couche semi-conductrice (InGaAs du contact émetteur) en dessous du tungstène, pendant l'étape de la sous-gravure chimique du tungstène. Celle-ci permet de dégager un espace suffisamment grand pour que la solution chimique puisse graver le tungstène selon plusieurs angles d'attaque (Cf. Fig. 3.16). En effet pour un temps de gravure correctement choisi un profil à flanc rentrant est obtenu (fig.

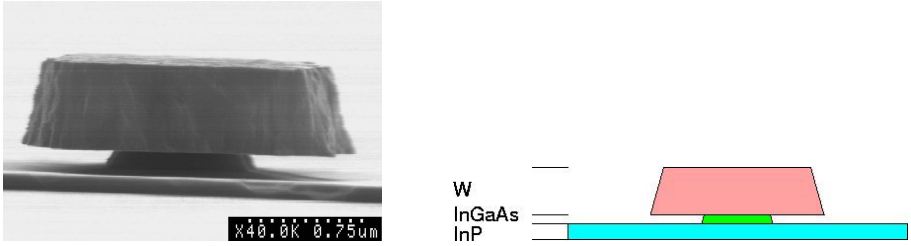



FIG. 3.15: Profil du tungstène réalisé avec enchaînement de la RIE chlorée suivie par la sous-gravure chimique. On constate un flanc sortant qui n'est pas compatible avec le procédé *E-up* car il pourrait amener à des courts-circuits entre l'émetteur et la base lors du dépôt du contact ohmique.

3.16).

#### 3.3.2.4 Optimisation du profil du contact en tungstène

Nous allons nous attacher à évaluer l'influence de la durée de la sous-gravure additionnelle du tungstène sur le profil obtenu. Nous souhaitons maîtriser le profil du surplomb de tungstène pour deux raisons. Premièrement, la distance $d$ entre le contact de base et la zone active (Cf. Fig. 3.2) doit être minimisée car elle contribue de façon prépondérante à la résistance de base et par là aux performances du transistor ($f_{MAX}$).

Deuxièmement, on souhaite avoir une hauteur $h$ du surplomb qui soit maximale afin de pouvoir déposer des métallisations (contact ohmique et ponts à air) épaisses. Ceci est nécessaire pour permettre la réduction des résistances électriques (contribution aux résistances d'accès $R_e, R_b, R_c$) et thermiques (thermalisation de la partie supérieure du transistor).

Les figures 3.17 montrent l'évolution du profil du tungstène en fonction du temps de sous-gravure additionnelle du tungstène réalisée après la sous-gravure d'environ 0.6 $\mu$m de la couche en InGaAs.

Sur un même échantillon des contacts en tungstène sont réalisés jusqu'à l'étape précédant la gravure finale du tungstène permettant d'obtenir les flancs rentrants. L'échantillon est ensuite clivé de façon à réaliser sur chacun des morceaux l'étape de gravure finale pendant un temps variant de 0 à 40 s. Après retrait de la résine une fine couche d'or est déposée par évaporation sous vide (procédé anisotrope) afin de projeter le bord du contact de tungs-

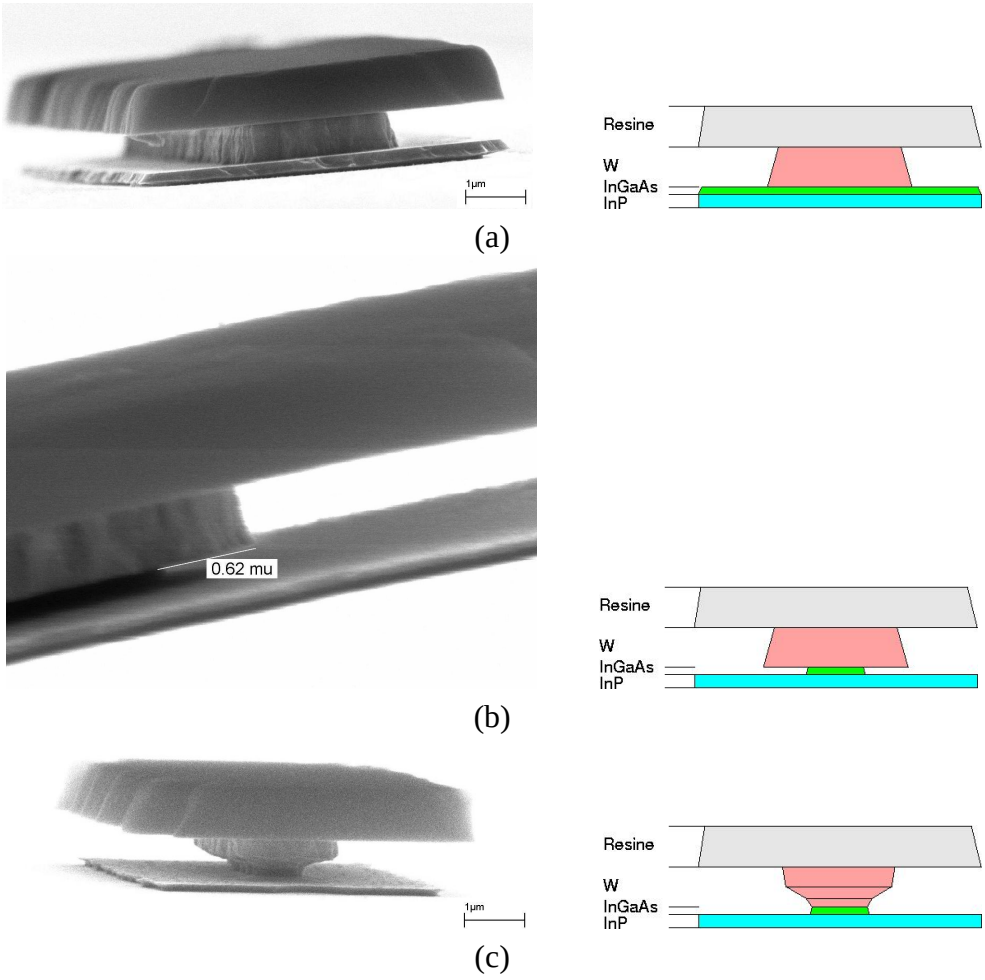



FIG. 3.16: Enchaînement du procédé permettant d'inverser le flanc de tungstène. Dans toutes les figures on garde le masque en résine. (a) Flanc sortant après l'étape de la gravure sèche suivie par la sous-gravure chimique. (b) Etape de gravure et de sous-gravure profonde de la couche en InGaAs (c) Flanc rentrant obtenu après la sous-gravure chimique additionnelle du tungstène.

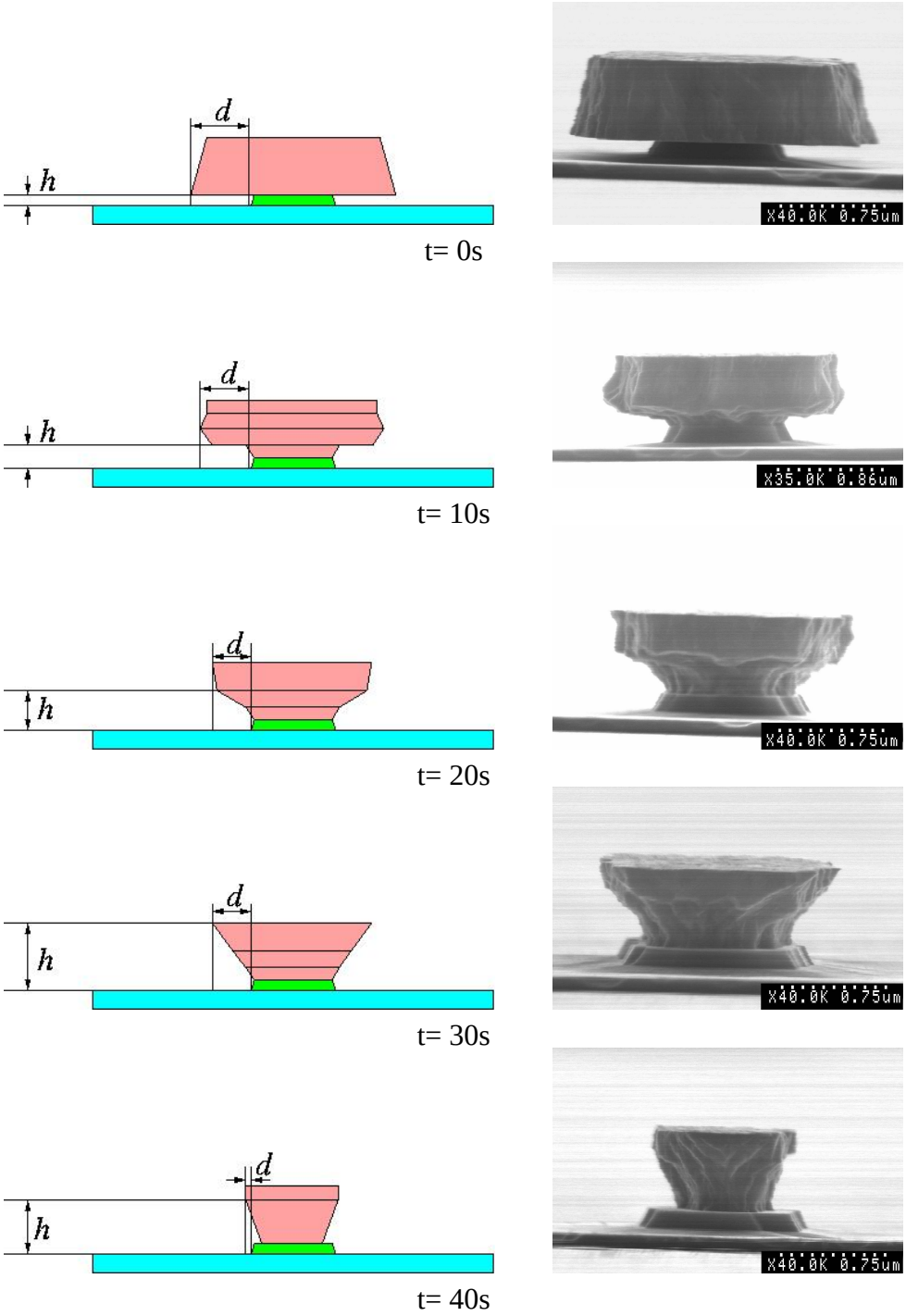



FIG. 3.17: Evolution du flanc de contact en tungstène en fonction de la durée de sous-gravure additionnelle.

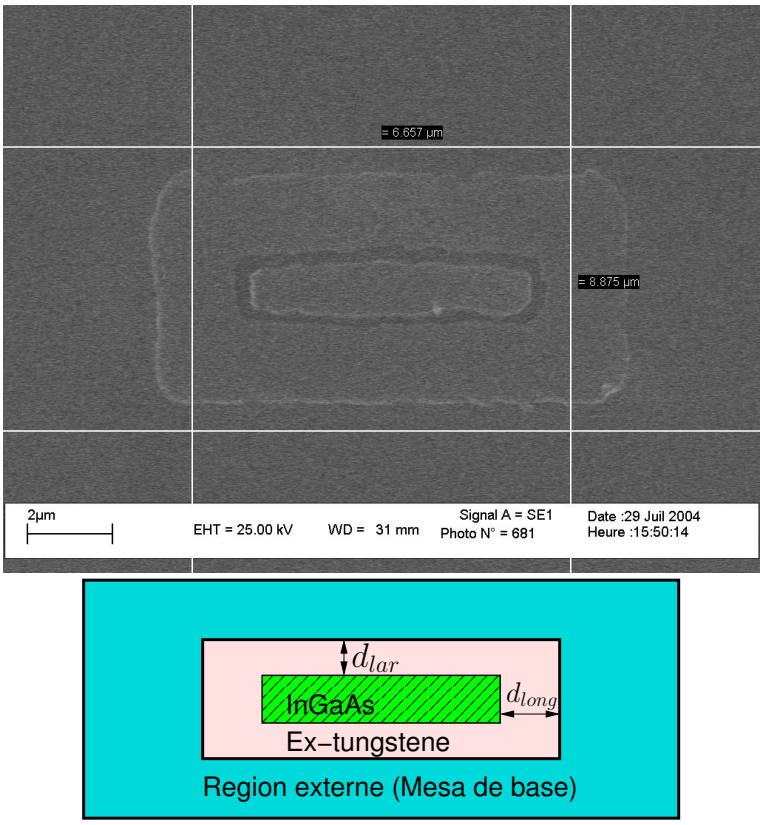



FIG. 3.18: Mesure des dimensions latérales $d$ (entre bord externe du chapeau de tungstène et bord du mesa en InGaAs). Après la sous-gravure additionnelle du tungstène (ici $t$ = 20 s) une fine couche d'or a été déposée (marque par projection des bords du tungstène) puis la couche de tungstène a été entièrement décapé pour faire apparaître le mesa en InGaAs.

tène sur la surface du semi-conducteur. Après décapage complet du tungstène, la surface de l'échantillon au voisinage d'un dispostif présente trois régions (fig. 3.18), qui sont :

- Mesa de la couche d'InGaAs
- Région intermédiaire (projection du bord du tungstène)
- Région métallisée externe (dont la dimension est définie avec la lithographie "niveau 1" mesa de base).

La distance $d$ cherchée est alors mesurée au MEB sur chaque dispositif entre le bord interne du dépôt d'or et le bord externe du mesa en InGaAs (Figure 3.18).

Sur la figure 3.19 sont présentées les distances latérales et verticales (extraites des me-

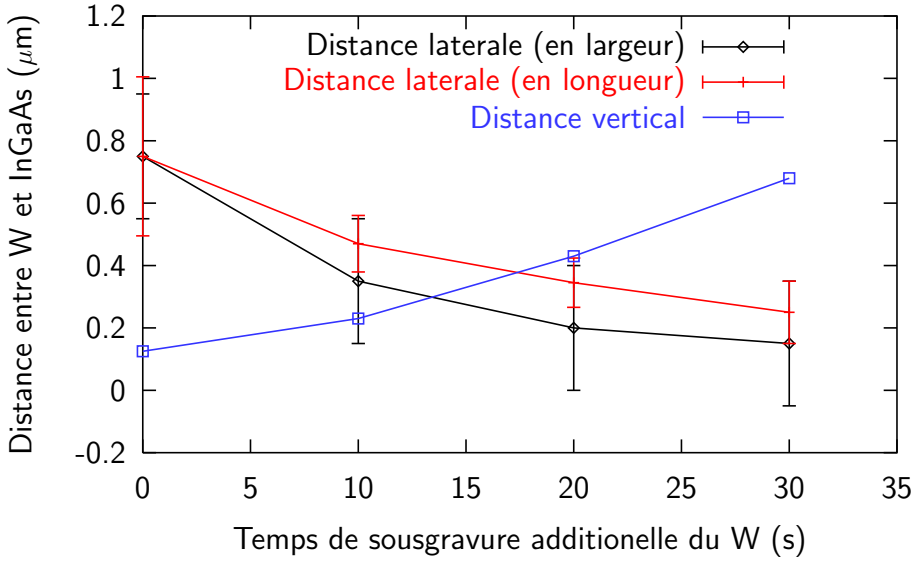



FIG. 3.19: Distances latérales et verticales entre les couches d'InGaAs et de tungstène en fonction de la durée de la sous-gravure additionelle.

sures sur 8 transistors de dimensions différentes) en fonction du temps de sous-gravure additionnelle de la couche de tungstène. Deux distances latérales sont présentées ; celle mesurée dans le sens de la largeur et celle mesurée dans le sens de la longueur du transistor. On note que les barres d'erreur associées à ces deux mesures se superposent, même si les valeurs moyennes montre une distance latérale plus petite en largeur qu'en longueur. Ceci peut être dû aux effets de bords plus importants perpendiculairement à la longueur de dispositif. Nous concluons que les deux distances latérales sont égales à la précision de notre expérience.

Nous constatons que la distance latérale d tend à s'annuler pour des durées supérieures à trente secondes de sous-gravure. Comme une distance verticale supérieure à 0.4 $\mu$m est suffisante pour notre procédé, car elle permet un dépôt de ponts à air avec une épaisseur de 0.3 $\mu$m, nous avons fixé le temps de sous-gravure additionnelle du tungstène à vingt deux secondes. Les distances attendues sont $d = (0.2 \pm 0.1)$ $\mu$m en largeur et $d = (0.3 \pm 0.1)$ $\mu$m en longueur.

### 3.3.3 Technologie émetteur-up entièrement auto-alignée

Dans cette section, nous présentons le procédé de fabrication d'un transistor de petites dimensions avec une structure *E-up*. Il est présenté ici pour un transistor ayant un émetteur en InGaAlAs. Chacune de ces étapes est brièvement décrite ci après et illustrée dans la figure 3.20.

| Couche | Matériau | Dopage ($cm^{-3}$) | Epaisseur (nm) |
|---|---|---|---|
| Contact Ohmique | InGaAs:Si | $2\times10^{19}$ | 100 |
| Sub-émetteur | InP:Si | $1\times10^{19}$ | 50 |
| Emetteur | $InGa_{0.20}AlAs$:Si | $5\times10^{17}$ | 60 |
| Base | GaAsSb:C | $3.6\times10^{19}$ | 40 |
| Collecteur | InP:Si | $5\times10^{16}$ | 160 |
| Sub-collecteur | InP:Si | $1\times10^{19}$ | 200 |
| Couche d'arrêt | InGaAs:Si | $1\times10^{19}$ | 30 |
| Couche d'arrêt | InP:Si | $1\times10^{19}$ | 30 |
| Contact Ohmique | InGaAs:Si | $1\times10^{19}$ | 100 |
| Contact Ohmique | InP:Si | $1\times10^{19}$ | 250 |
| Buffer | InP | nid | 50 |
| Substrat | InP:Fe | - | |

TAB. 3.3: L'empilement de couche de H7466, TBH avec émetteur en quaternaire Aluminium.

Le procédé contient 6 étapes principales.

1. Définition des dimensions de la base
   (a) Dépôt de tungstène par pulvérisation (à Thales R&T, Orsay) sur l'ensemble de la plaque.
   (b) Plots de résine définis par lithographie positive (masque de "niveau 1" mesa de base)

(c) Gravure sèche de la couche de tungstène par RIE utilisant le gaz $SF_6$. Les paramètres utilisés sont débit de $SF_6$ 10 sccm, pression 30 mTorr, tension de polarisation 55-60 V, puissance 10 W. Ces paramètres sont optimisés pour obtenir un flanc de Tungstène le plus vertical possible (gravure anisotrope) [Dem01].

(d) Gravure chimique des couches semi-conductrices jusqu'au collecteur utilisant des solutions chimiques sélectives $H_3PO_4$:$H_2O_2$:$H_2O$ (3:1:40) pour les couches d'arséniures et HCl :$H_3PO_4$ (1:100) à 60°C pour l'InP [Mat96a] [Dem01].

2. Définition du doigt d'émetteur

   (a) Sous-gravure chimique de la couche de tungstène. Solution utilisée est préparée dans les proportions suivantes : 33 g KOH ; 13.4 g $KH_2PO_4$ ; 34 g $K_3Fe(CN)_6$ ; 11 $cm^3$ $H_20$ [Mat96a]. On vise une sous-gravure de 1.5 $\mu$m.

   (b) Gravure et sous-gravure de la couche en InGaAs (0.5 $\mu$m) par une solution d'acide citrique:hydrogène peroxyde dont la concentration est de (1:1).

   (c) Sous-gravure additionnelle de la couche de tungstène avec solution tungstène décrite en étape 2(a) ; le temps de gravure est de 22 s.

   (d) Gravure de la couche du contact émetteur en InP.

   (e) Dissolution du masque de résine.

   L'étape de construction du doigt d'émetteur est finie. A ce stade du procédé la couche en InGaAlAs de l'émetteur est maintenue intacte pour conserver à l'ensemble des deux couches (InGaAlAs et GaAsSb) une épaisseur suffisante (i.e.>100 nm) pour maintenir la casquette de base lors de la sous-gravure profonde (2 $\mu$m) du collecteur de l'étape suivante.

3. Constitution du doigt de collecteur

   (a) Encapsulation de la couche contact émetteur en InP par de la résine afin de la protéger lors de la sous-gravure du collecteur en InP.

   (b) Gravure et sous-gravure profonde du collecteur en InP ; on cherche à l'aligner avec le haut de surplomb en tungstène.

   (c) Encapsulation du doigt de collecteur avec de la résine.

(d) Polymérisation de la résine d'encapsulation par un recuit à 190°C pendant 40 minutes.

4. Gravure de couche d'émetteur

   (a) On grave simultanément la couche en InGaAlAs de l'émetteur ainsi que la première couche d'arrêt en InGaAs avec la solution d'acide citrique:hydrogène peroxyde dont la concentration est de (2:1).

   (b) Puis, on grave la deuxième couche d'arrêt en InP pour atteindre la couche du contact collecteur en InGaAs.

   La définition des zones actives du transistor est terminée. Le transistor est prêt à recevoir un dépôt de contact ohmique sur les trois électrodes.

5. Mesa d'isolation & contact ohmique

   (a) Photolithographie positive (masque"niveau 2" mesa d'isolation du transistor).

   (b) Gravure des couches de contact collecteur jusqu'au substrat en InP avec une solution non sélective de $HBr:H_2O_2:HCl:H_20$ (15:1:5:150).

   (c) Photolithographie négative (masque "niveau 3" métallisation du contact ohmique).

   (d) Dépôt des contacts ohmiques constitués de l'empilement Pt/Ti/Pt/Au d'épaisseur 15/20/30/50 nm.

   Le transistor est réalisé ; il reste à élaborer les contacts vers l'extérieur avec des ponts à air.

6. Sorties de contact par ponts à air

   (a) Photolithographie positive (masque "niveau 4" arches de pont à air en résine).

   (b) Recuit de résine à 140 °C pendant 8 minutes pour adoucir les flancs de la résine. On obtient alors des arches de ponts arrondies évitant ainsi les risques de rupture des ponts.

   (c) Photolithographie négative (masque "niveau 5" dépôt de pont à air).

   (d) Dépot des ponts à air constitués de l'empilement de métaux Ti/Au 20/300 nm.

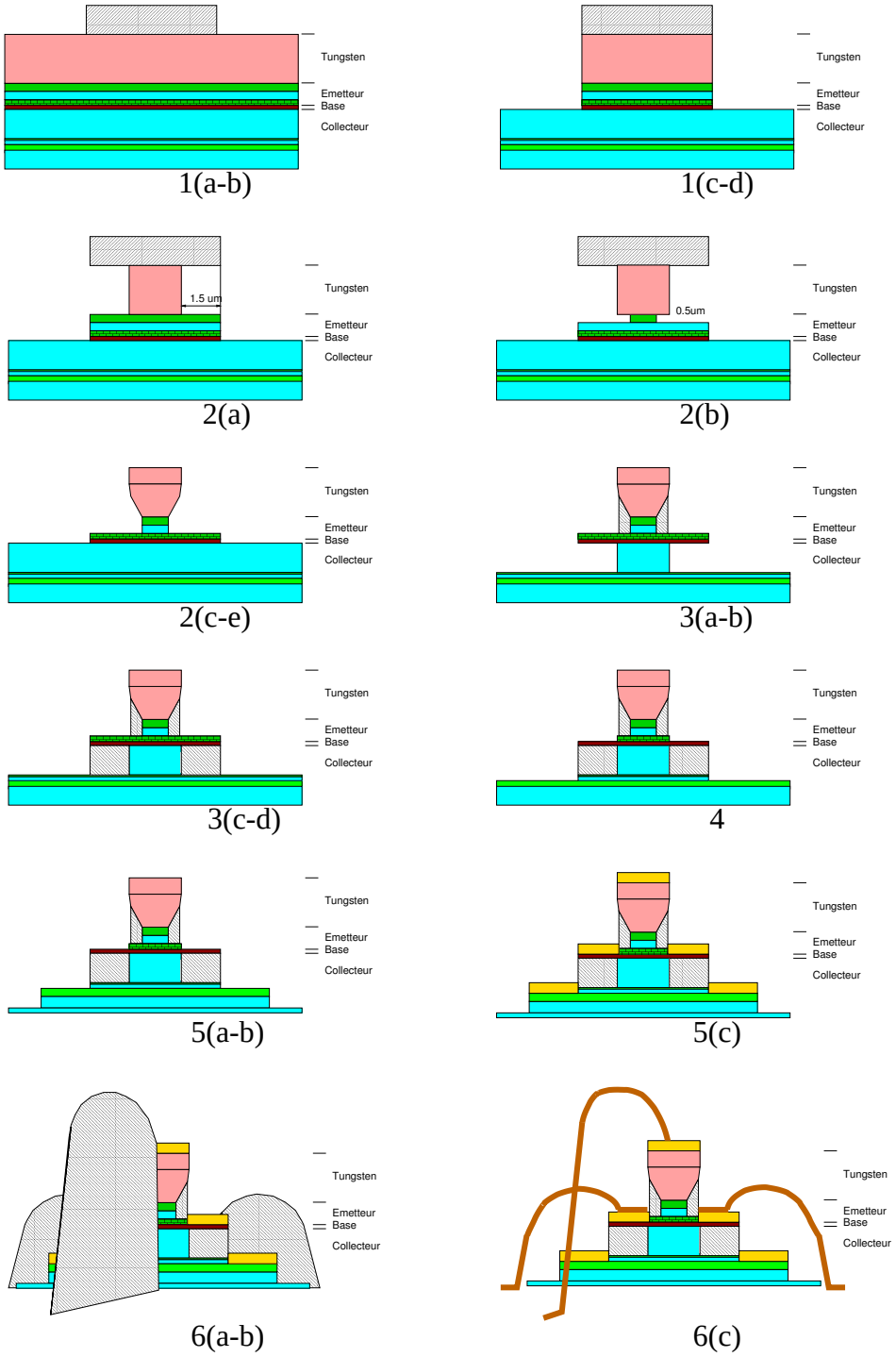



FIG. 3.20: Enchaînement des étapes du procédé de fabrication des transistors *E-up*. L'émetteur en quaternaire aluminium. La numérotation des figures correspond à celle de la description du procédé (Section 3.3.3)

### 3.3.4 Les difficultés rencontrées dans le procédé *E-up* auto-aligné

La faisabilité de l'enchaînement du procédé a été démontrée sur la plaquette H6697. Dans cette section, on présente les difficultés observées ainsi que les améliorations proposées lors de la réalisation du transistor.

#### 3.3.4.1 Réduction de la dimension de la base

Lors de la définition des dimensions de la base par la gravure chimique (étape 1(d)), les couches gravées sont aussi sous gravées. De plus, pour les couches d'arséniure s'ajoute la sous-gravure résultant de l'immersion dans l'acide citrique nécessaire pour créer le surplomb de tungstène (étape 2(b)). En conséquence, les dimensions externes de la base sont nettement réduites par rapport à la dimension nominale inscrite par la résine (figure 3.21(a)) ce qui rend les lithographies des niveaux IV et V très difficiles.

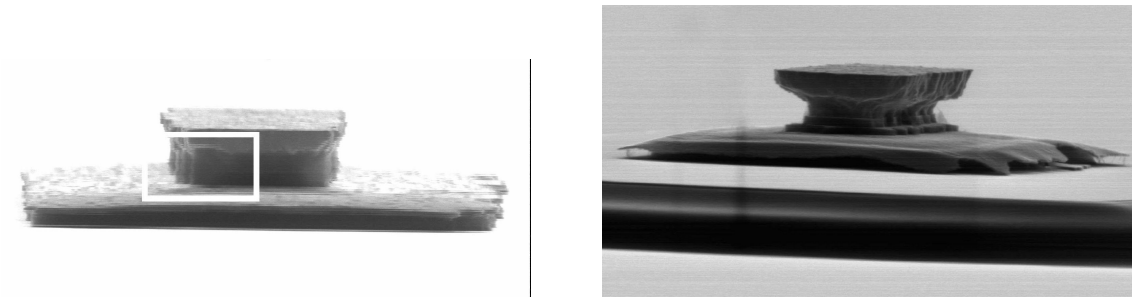
(a) (b)

FIG. 3.21: (a) Forte réduction de la dimension de base causée par les gravure et sous-gravure chimiques des couches d'arséniures. (b) Amélioration du procédé par inversion de l'ordre des gravures chimiques.

Pour résoudre cette difficulté, nous avons scindé en deux la première étape de définition des dimensions de la base. Tout d'abord, la gravure est stoppée au niveau de la couche du sub-émetteur en InP. Ensuite, on enchaîne par la construction du chapeau de tungstène 2(a)-(c). Enfin, on termine la gravure jusqu'à la base en utilisant la couche du contact émetteur en InP comme masque. Le procédé ainsi modifié nous permet de maintenir les dimensions externes de la casquette de base à des valeurs très proches des dimensions nominales (figure 3.21(b)).

#### 3.3.4.2 Affaissement de la casquette de base après la gravure d'émetteur.

Les photographies suivantes (figure 3.22) montrent un transistor après la fin de la constitution du collecteur (étape 3d). Après la sous-gravure profonde de la couche d'InP du



(a) (b)

FIG. 3.22: (a) Transistor issu de la plaquette H6697 (émetteur InAlAs), à la fin de l'étape 3(d) (la fin de constitution du collecteur). Le doigt du collecteur est encapsulé par la résine polymérisée avec un retrait de la résine d'encapsulation de 0.4 $\mu$m. (b) Affaissement de la casquette de base après la gravure de couche émetteur (étape 4).

collecteur (étape 3b) la tenue mécanique du surplomb est assurée par l'épaisseur totale ($\sim$100 nm) des deux couches InGaAlAs (émetteur) et GaAsSb (base). Avant de retirer la couche d'InGaAlAs pour déposer le contact de base, l'ensemble est consolidé en remplissant le volume sous le surplomb de base par de la résine photosensible. Celle-ci est ensuite insolée, développée, puis polymérisée, laissant ainsi dans l'espace désiré un matériaux rigide propre à soutenir le surplomb de la base. C'est le procédé d'encapsulation (étape 3c).

Lors du développement on observe un retrait d'environ 0.4 $\mu$m par rapport aux bords extérieurs de la casquette de base. Celui-ci est dû au temps de développement prolongé rendu nécessaire pour enlever la résine sous le surplomb en tungstène.

Une fois effectuée la gravure de la couche d'InAlAs (émetteur), la partie de la base qui n'est pas soutenue par la résine se courbe profondément. Cette courbure engendre inévitablement un court-circuit entre la base et le collecteur.

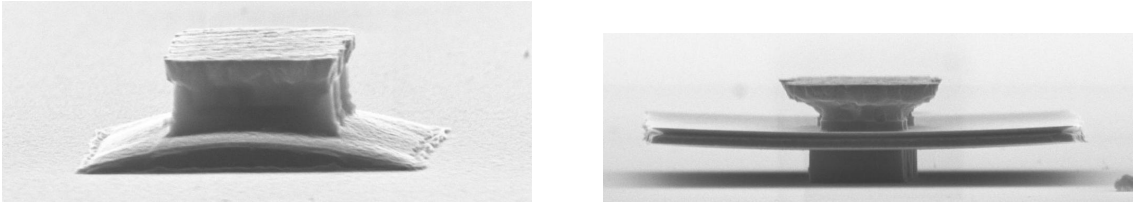
Nous avons contourné ce problème en réduisant le temps de développement de la résine du collecteur, diminuant ainsi la profondeur du retrait de résine sous la base. En conséquence nous gardons la résine d'encapsulation d'émetteur sous le chapeau en tungstène.

#### 3.3.4.3 Tenue mécanique de la casquette de base (Structure avec la base contrainte).

Ce problème a été mis en évidence lors de l'étape 3(b) de la construction du collecteur pour la structure H7466 ayant une base contrainte. En effet, la concentration d'antimoine de la couche de base en GaAsSb est de 0.36 au lieu de 0.49 pour une structure en accord de maille avec InP.

Les photographies suivantes (fig. 3.23) montrent la situation du transistor au début de la sous-gravure du collecteur (sous-gravure estimée à 1 $\mu$m). On constate un affaissement de la casquette de la base constituée des couches émetteur et base dont l'épaisseur totale est de 100 nm.

Cet affaissement est occasionné par le désaccord de maille de la couche de base. En effet la base est en tension ($x_{Sb} = 0.36$) par rapport à la couche d'émetteur en InGaAlAs qui est à l'accord de maille avec InP. Après la sous-gravure de la couche d'InP collecteur (étape 3b), la différence de paramètre cristallin entre les deux matériaux constituant la casquette de base, courbe celle-ci de façon à mettre le matériau de plus faible paramètre cristallin (dans notre cas, la base) coté concave. Ceci engendre un court-circuit entre la base et le collecteur.



(a) (b)

FIG. 3.23: Affaissement de la casquette de base lors de l'étape de sous-gravure du collecteur (ech. 7466) (a). Afin de permettre une sous-gravure complète du collecteur on insère une couche tampon en InGaAlAs qui soutiendra la base lors de la sous-gravure du collecteur (ech. H7515) (b).

Nous avons résolu ce problème par deux approches différentes.

1. Tout d'abord en réalisant des transistors sur H7466 sans sous-graver la couche en InP du collecteur.

2. En modifiant la structure du transistor pour rendre symétriques les contraintes présentes dans la casquette de base à cette étape (échantillon H7515).

Notons qu'une base non contrainte ($x_{Sb}$ = 0.49) pourrait également être une solution à ce problème. Cependant, les études préalables faites sur des transistors de grandes dimensions ont montré un comportement statique plus favorable lorsque la base est pauvre en antimoine ($x_{Sb}$ < 0.49) (Cf. Section 2.4.2). Nous n'avons donc pas retenu cette solution qui aurait nécessité un développement spécifique des conditions d'épitaxie.

La modification apportée dans la structure H7515 consiste à introduire une seconde couche de quaternaire InGaAlAs entre la couche de base et celle de collecteur en InP. La sous-gravure chimique sélective de l'InP laissera cette couche intacte, elle fera donc partie, d'un point de vue mécanique de la casquette de base. D'un point de vue électrique, elle est faiblement dopée n, elle fait partie du collecteur.

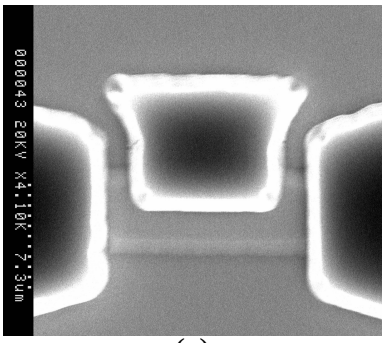
Lors de la constitution du doigt de collecteur (étape 3) la casquette de base est formée d'un empilement symétrique $Q_{Al}$ /GaAsSb/ $Q_{Al}$ par rapport au plan médian ($Q_{Al}$ désigne l'alliage InGaAlAs). Les forces tendant à courber la casquette vers le bas (couple $Q_{Al}$/ GaAsSb) s'équilibrent avec celles qui tendent à la courber vers le haut (couple GaAsSb /$Q_{Al}$). Ainsi, la casquette est plane (figure 3.23b).

#### 3.3.4.4 L'alignement de masque niveau IV

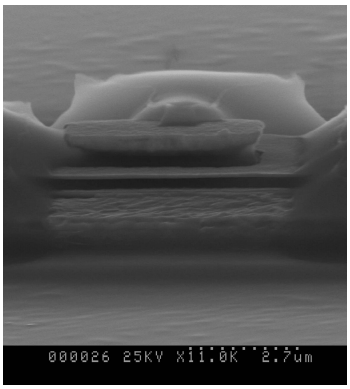
Les dimensions de l'émetteur du transistor réalisé étant submicroniques, l'utilisation de trois grands ponts à air nécessite un alignement très précis lors de la réalisation du niveau de sortie de contact. Ainsi, les résines qui serviront comme arches de ponts à air doivent être positionnées avec une précision de $\pm$ 1 $\mu$m.

Celle-ci est très difficile à effectuer avec l'aligneur existant au laboratoire (Karl Suss : MJB3) car il est équipé de lentilles à relativement faible grossissement (300$\times$) et son usure ne permettent plus de garantir le maintient des positions $(x,y)$ lors des opérations de mise en contact et de plaquage.

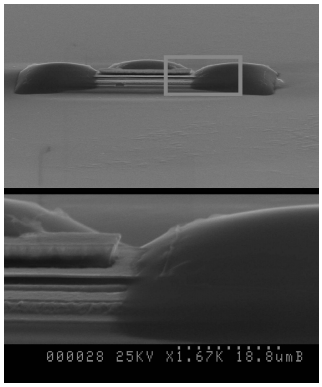
Les photographies ci-dessous (fig. 3.24) illustrent la difficulté à obtenir un bon alignement du niveau IV. Dans la photographie (a), on présente les résines réalisées avec le masque de niveau IV. Les deux plots de résine à l'extrémité serviront pour l'arche de pont




(a)




(b)




(c)

FIG. 3.24: (a) Les trois plots de résine de arche de ponts à air (masque niveau IV). (b) La superposition de résine de niveau IV sur le transistor avec un alignement décalé en abscisse. (c) Alignement de 3 plots de résine sans décalage d'alignement.

de base, tandis que celui du milieu servira pour l'arche de pont d'émetteur. La photographie (b) montre la superposition de résine de niveau IV sur le transistor. Ici l'alignement est décalé vers la droite de 0.5 $\mu$m. Le plot de résine pour l'arche de pont de base à gauche occupe toute la surface de la base, au lieu de laisser une place pour l'accrochage du pont à air comme sur la partie droite. Malgré ces difficultés, nous avons pu réaliser grâce au savoir faire de C. Dupuis des alignements satisfaisants (photo 3.24c). Le manque de reproductibilité de cet étape-clé s'est malheureusement traduit par un important taux d'échec du process, ralentissant notablement notre étude.

L'implantation d'un nouvel aligneur possédant un meilleur système de contrôle permettra de réduire le désalignement du masque. L'utilisation de lithographie électronique pour

cette étape pourrait également être envisagée.

#### 3.3.4.5 Superposition des résines de niveau IV et V

L'utilisation des ponts à air pour les sorties de contact nécessite d'employer simultanément deux résines. La première est la résine du niveau IV sur laquelle seront déposées les arches de ponts à air. Cette résine réalisée par lithographie positive est recuite afin d'adoucir son flanc. La seconde est la résine du niveau V qui permettra le dépôt des ponts à air. Elle est réalisée par lithographie négative. Les deux résines doivent satisfaire les conditions suivantes afin que les ponts à air puissent être déposés :

1. L'épaisseur de la résine de niveau V une fois déposée doit être plus importante que celle de niveau IV. Cette condition résulte du fait que, lors du dépôt métallique des ponts à air, il est nécessaire d'avoir une différence de hauteur importante entre la zone à métalliser (définie par la résine de niveau V) et le haut de l'arche de pont (définie par la résine de niveau IV). Cette différence de hauteur doit être de l'ordre de 3 à 4 fois l'épaisseur totale de métal à déposer.
2. Comme la résine de niveau V est déposée après celle de niveau IV, le développeur de la résine de niveau V ne doit pas interagir avec la résine niveau IV.

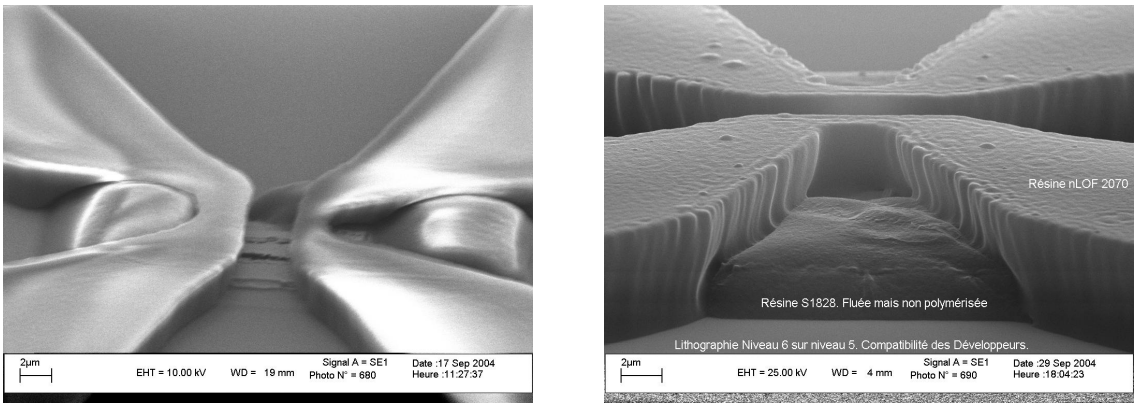
On utilise la résine Shipley S-1828 pour réaliser le plot de résine du niveau IV. Son épaisseur sur une surface plane lors d'un dépôt avec une vitesse d'enduction de 4000 Tr/min est de 2.8 $\mu$m. Toutefois, nous avons observé une augmentation de l'épaisseur de cette résine allant jusqu'à 3.4 $\mu$m. Ceci est dû au relief du dispositif qui est de l'ordre de 2.2 $\mu$m.

Cette augmentation d'épaisseur de la résine du niveau IV sur le transistor rend impossible l'utilisation de la résine Shipley 310i habituellement utilisée comme résine de niveau V. En effet l'épaisseur de celle-ci (mesurée sur une surface plane et avec vitesse d'induction de 4000 Tr/min) est 1.7 $\mu$m. L'épaisseur de la résine peut être augmentée par un accroissement du nombre de dépôts ou par la diminution de la vitesse d'enduction. Toutefois, nous avons constaté l'impossibilité de réaliser plus de 2 dépôts successifs avec cette résine. Dès lors, l'épaisseur totale obtenue varie entre 2.8 et 3 $\mu$m.

Nous nous sommes donc orientés pour le niveau V vers des résines ayant des épaisseurs importantes. Parmi les résines existantes, nous avons retenu la résine NLOF 2070

HOECHST qui mesure 5.5 $\mu$m à 4000 Tr/min et dont le développeur AZ 400K pur est compatible avec la résine S-1828.

Les photographies ci-dessous (fig. 3.25) montrent la superposition des deux résines des niveaux IV et V. Dans (a), la résine du niveau V est la Shipley 310i réalisée en deux dépôts. Dans (b), on utilise NLOF 2070 HOECHST comme résine de niveau V. On observe que l'épaisseur de la résine Shipley 310i n'est pas suffisante pour permettre un dépôt continu de la métallisation. Dans (b) on constate que la différence de hauteur obtenue avec la résine NLOF 2070 permet un dépôt métallique épais (i.e. $\geq$ 300 nm).




(a) (b)

FIG. 3.25: La superposition des résines des niveaux IV et V. (a) avec la résine du niveau V Shipley 310i réalisée en deux dépôts. On observe que l'épaisseur de la résine n'est pas suffisante pour permettre le dépôt métallique. (b) avec la résine de niveau V NLOF 2070 HOECHST, on obtient une différence de hauteur permettant un dépôt métallique épais.

La réalisation de transistors sur la plaquette H6697 démontre la pertinence de l'ensemble des solutions identifiées pour résoudre les difficultés liées à la réalisation de transistors InP/GaAsSb. La photographie suivante (fig. 3.26) montre le transistor achevé avec ses sorties de contact par ponts à air.

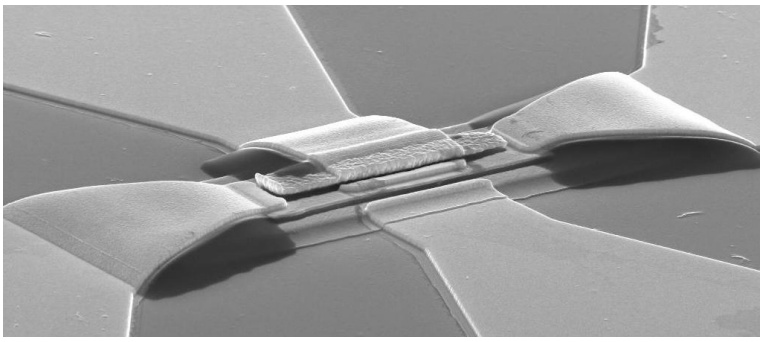


FIG. 3.26: Le transistor finalisé avec les sorties de contact par ponts à air.

## 3.4 Comparaison avec les autres technologies de TBH ultra rapides

Pour conclure ce chapitre consacré à la technologie et afin de confronter la performance de notre approche à l'état de l'art, nous nous proposons ici de comparer le procédé *E-up* développé avec différentes technologies recensées dans la littérature.

Nous aborderons trois thèmes. Tout d'abord, nous allons comparer l'approche entièrement auto-alignée utilisée ici avec celle plus conventionnelle utilisant un double mesa. Ensuite, nous analyserons la problématique de réduction de capacité base-collecteur liée à la réduction de surface de collecteur. Enfin nous comparerons les différentes techniques d'auto-alignement entre les contacts d'émetteur et de base utilisées pour réduire la résistance de base. Nous verrons que la technologie développée dans cette thèse permet de réduire à la fois la capacité base collecteur et la résistance de base, ainsi de réaliser un transistor s'approchant au mieux du transistor idéal.

### 3.4.1 Technologie auto-alignée vs. double mesa

Nous avons vu dans le chapitre I que la géométrie du transistor joue un rôle important dans la réduction du temps transit et ainsi sur ses performances fréquentielles. La géométrie idéale d'un transistor du point de vue de sa rapidité consiste à :

1. Egaliser les surfaces d'injection avec celles de collection ($S_{eb} = S_{bc}$)
2. Obtenir un rapport maximal de Périmètre sur Surface (P/S) (Cf. Section 4.4.7)

3. Diminuer la surface d'injection pour augmenter la densité du courant collecteur ($S$ petit)

Le calcul de l'impact de la géométrie spécifique des transistors de petites dimensions développés dans cette thèse est décrit dans la section 4.4.

Nous avons démontré qu'en utilisant un procédé entièrement auto-aligné, on arrive à obtenir une surface de jonction émetteur-base égale à celle de la jonction base-collecteur. Ce qui n'est pas le cas de l'approche de la technologie conventionnelle "double mesa" qui reste largement utilisée dans les réalisations des TBH InP rapides [Kah04].

Les premiers TBH GaAs ont été réalisés grâce à une technologie dite "double mesa". Cette technologie consiste à graver par voie humide ou par voie sèche la couche de l'émetteur jusqu'à atteindre celle de la base, puis la couche de la base jusqu'à atteindre celle du contact de collecteur. Les métallisations de contact émetteur, de base et de collecteur sont ensuite déposées par lift-off. L'isolation des transistors individuels s'obtient par implantation ionique de bore ou de protons. Cette technique souvent utilisée pour les TBH GaAs, pour lesquels de hautes résistivités peuvent être obtenues par implantation, est peu employée pour les TBH InP. Pour ces derniers un mesa supplémentaire est gravé pour isoler les transistors individuels ; c'est donc une technologie "triple-mesa".

La figure 3.27 illustre la difficulté d'égaliser les surfaces des jonctions par la technique double mesa. Le petit rectangle représente la mesa d'émetteur et le grand rectangle celui de base. Dans un procédé auto-aligné, les dimensions de l'émetteur et du collecteur sont déterminées par la sous-gravure de la base. Pour une largeur et une longueur de base $L_b$ et $l_b$ et une profondeur de sous-gravure d'émetteur $sg_e$ et du collecteur $sg_c$, la largeur de l'émetteur $L_e$ est $L_b - 2sg_e$ et sa longueur $l_e$ est $l_b - 2sg_e$. Respectivement la largeur du collecteur $L_c$ est $L_b - 2sg_c$ et sa longueur $l_c$ est $l_b - 2sg_c$. En appliquant $sg_e = sg_c$, on obtient une surface égale d'injection et de collection.

Cette explication vaut pour le cas idéal. Dans la pratique on observe quelques différences :

– La profondeur de sous-gravure peut être contrôlée seulement dans le précision de la vitesse de sous-gravure chimique (de l'ordre de 0.2 $\mu$m/min pour une sous-gravure InP avec HCl :$H_3PO_4$).

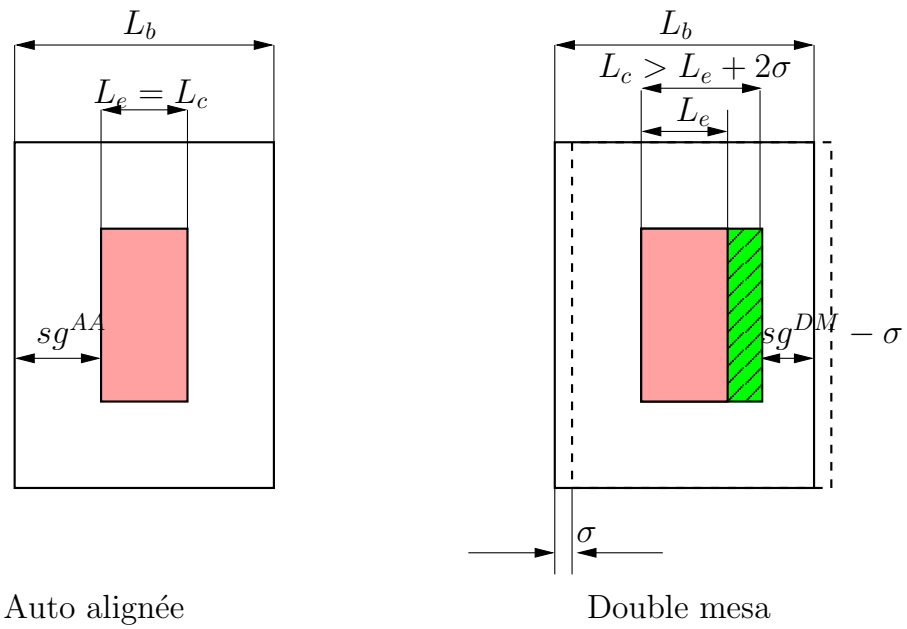



FIG. 3.27: Schéma de superposition des mesas émetteur et base dans les procédés auto-aligné (gauche) et double mesa (droite)

– Il est nécessaire de laisser une marge dans la sous-gravure, pour que $sg_c \leq sg_e$. Dans le cas inverse, la surface de collection sera plus petite que la surface d'injection et on réduit considérablement le gain en courant de transistor.

Il en résulte que dans la pratique, on laisse toujours une marge dans la profondeur de sous-gravure de collecteur ($sg_c^{AA} \sim sg_e + 0.2\ \mu$m).

Dans le procédé double mesa (fig. 3.27b), on commence par définir la dimension de l'émetteur par une première photolithographie suivie par la gravure des couches d'émetteur. Par la suite, on définit la mesa de base par la deuxième photolithographie suivie par la gravure de la base. Les dimensions du collecteur sont ensuite définies par la sous-gravure de cette couche à partir des dimensions de la base.

Si le masque de la base est décalé par rapport à celui de l'émetteur lors de la deuxième photolithographie d'une distance $\sigma$ (fig. 3.27b), la sous-gravure du collecteur qu'on peut appliquer s'en trouve diminuée et l'on a $sg_c^{DM} = sg_c^{AA} - \sigma$. Ici $sg_c^{DM}$ et $sg_c^{AA}$ sont respectivement la sous-gravure du collecteur pour les procédés double mesa et entièrement auto-aligné. Ceci se traduit par une augmentation de la surface de la jonction base collecteur

$S^{DM} > S^{AA} + 2\sigma(L_b + l_b)$ qui est d'autant plus importante que les alignements sont effectués avec une photolithographie conventionnelle, ($\sigma \sim 0.3$ $\mu$m [Kot04]) et que la surface de la jonction émetteur base est faible. Cette augmentation de surface augmente la capacité de la jonction base collecteur ce qui a pour conséquence de diminuer la fréquence $f_{MAX}$ du transistor.

Dès lors, l'approche entièrement auto-alignée est plus favorable à l'égalisation de la surface des jonctions. L'écart entre les deux procédés se réduit avec la diminution de la contrainte de désalignement ($\sigma$) qui peut être obtenue par une lithographie plus précise. C'est le cas de la lithographie électronique qui possède une résolution de l'ordre de la dizaine de nanomètres.

C'est cette approche, difficilement induistrialisable qui est employée désormais dans les laboratoires réalisant des transistors rapides. On note la réalisation de TBH InP/InGaAs avec l'utilisation d'un masqueur électronique pour les deux niveaux à l'Université d'Illinois à Urbana-Champaign aux Etats-Unis. Cette approche permet une forte réduction des dimensions de l'émetteur jusqu'à $0.35\times4$ $\mu$m$^2$ tout en maintenant un alignement convenable entre les deux niveaux. Une densité de courant 1300kA/cm$^2$ et des performances fréquentielles à l'état de l'art en 2003 $f_T = 509$ GHz[Haf03], et en 2005 $f_T > 600$ GHz ont pu être atteintes [Fen05].

Toutefois on note que la fréquence $f_{MAX}$ est inférieure à $f_T$ dans le transistor de l'équipe de l'Université d'Illinois. Ceci est dû à la capacité de la jonction base-collecteur associée à la surface du collecteur (fig. 3.28). En effet, dans le TBSH InP/InGaAs, comme les matériaux de base et de collecteur sont identiques, le collecteur ne peut pas être sous gravé sélectivement par rapport à la base par voie chimique sauf en y insérant des etch stop. Ceci n'a pas été entrepris dans leurs travaux.

### 3.4.2 Technologies permettant d'accroître la fréquence $f_{MAX}$

Une condition nécessaire pour accroître la fréquence $f_{MAX}$ est de réduire la surface de la jonction base collecteur. En effet, les études expérimentales menées dans notre équipe [Mat96a] [Mat96b] [Dem01] ainsi qu'à l'Université de Californie à Santa Barbara aux Etats Unis [Rod95] [Rod98] ont montrées que la seule réduction de la surface de collection

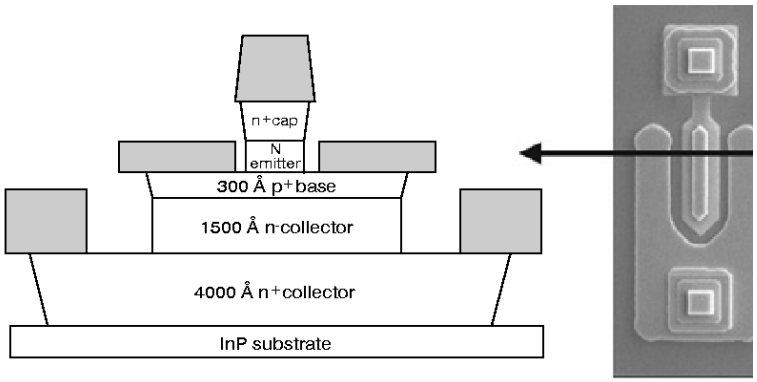



FIG. 3.28: Coupe et photo MEB de transistor réalisé avec un procédé double mesa à l'Université d'Illinois[Haf032]. Les niveaux de l'émetteur et de base de transistor ont été réalisés avec lithographie électronique afin de diminuer la dimension de l'émetteur et le désalignement entre deux niveaux. Une densité de courant 1300kA/cm$^2$ et des performances fréquentielles à l'état de l'art en 2003 $f_T = 509$GHz [Haf03] en 2005 $f_T > 600$ GHz [Fen05] ont été mesurées. Toutefois le $f_{MAX}$ du transistor est toujours inférieur à $f_T$ à cause de la capacité de la jonction base collecteur associée à la surface du collecteur.

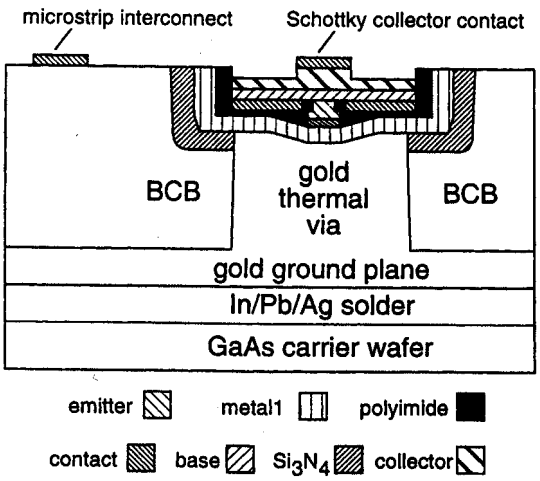



FIG. 3.29: Schéma du TBH collecteur métallique reporté de l'Université de Californie [Rod98]. L'utilisation du collecteur métallique avec une surface de collection égale à celle d'injection a permis de diminuer $C_{BC}$ et d'accroitre $f_{MAX} > 3 f_T \sim 400$ GHz en 1998.

(la partie $n^+$ du collecteur en semi conducteur ou la surface de métal dans le collecteur Schottky) permet de réduire considérablement (facteur 2) la capacité base-collecteur du transistor, et ainsi d'augmenter la fréquence $f_{MAX}$ du transistor.

Le schéma de la figure 3.29 montre le transistor de l'Université de Californie réalisé dans le système InAlAs/InGaAs avec collecteur métallique reporté [Rod98]. L'utilisation du collecteur métallique avec une surface de collection égale à celle d'injection a permis de diminuer considérablement la capacité base collecteur $C_{BC}$ et d'accroître la fréquence $f_{MAX} > 3 f_T \sim 400$ GHz en 1998 [Rod98].

Pour un TBH émetteur-up dont le collecteur est en semi-conducteur, l'utilisation d'une sous-gravure qui enlève physiquement le matériau du collecteur sous la base, le remplaçant ainsi par de l'air, s'est révélée très efficace pour réduire la capacité base collecteur $C_{BC}$. Ceci est dû à la moindre constante diélectrique relatif de l'air ($\varepsilon_{air}$=1 comparé aux $\varepsilon_{InP}$ = 9.6 ou $\varepsilon_{GaAs}$ = 10.9).

Après ces premières démonstrations, la réduction de la capacité base-collecteur a été utilisée pour un TBH InGaP/GaAs [Che97]. La sous-gravure de la partie $n^-$ du collecteur a pu être réalisée en insérant deux couches de stop etch en AlGaAs, l'une entre la couche

de base et la couche $n^-$ du collecteur, l'autre entre la couche $n^-$ du collecteur et la couche $n^+$ du contact collecteur. Ceci leur a permis de diminuer par un facteur 2 la capacité $C_{BC}$ et ainsi d'augmenter la fréquence $f_{MAX}$ par un facteur 1.38 par rapport aux transistors ayant un collecteur non sous gravé. Ce transistor a atteint une fréquence $f_{MAX}$ de 171 GHz, l'état de l'art en 1997 pour les TBH InGaP/GaAs.

### 3.4.3 Auto-alignement entre les contacts d'émetteur et de base

Un des points communs aux procédés de fabrication de TBH rapides "double mesa" ou "complètement auto-aligné" est l'utilisation de la technique d'auto-alignement entre les contacts d'émetteur et de base.

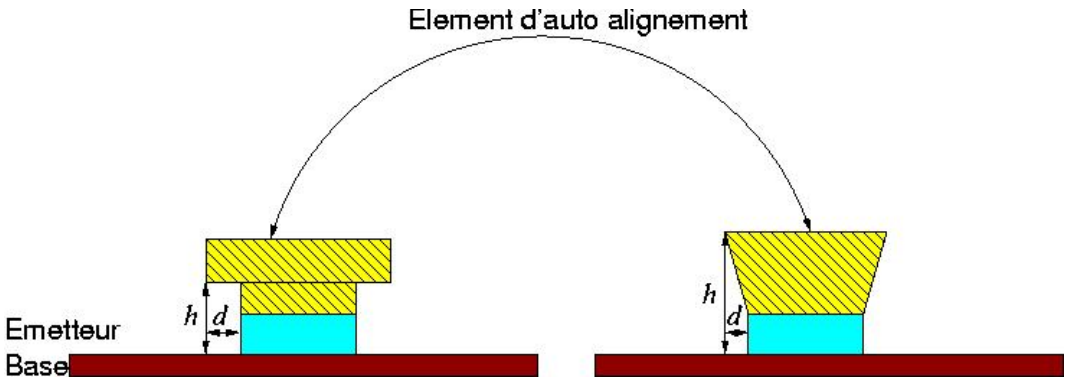



FIG. 3.30: Schéma des éléments d'auto-alignement type "T"(gauche) et "trapèze"(droite).

L'auto-alignement est rendu possible par la fabrication sur l'émetteur d'hyperstructures en forme de T ou de trapèze (fig. 3.30). La discontinuité verticale (hauteur $h$) présente dans les deux types de structure, permet de réaliser en un seul dépôt métallique (i.e. sans procédure d'alignement) les contacts d'émetteur et de base.

L'intérêt principal de la technique d'auto-alignement est qu'elle permet de réduire la distance $d$ entre le contact de base et la zone active du transistor définie par la jonction émetteur-base. En particulier de réaliser des TBH dont la distance $d$ est notablement plus faible (typiquement 0.15 $\mu$m) que la limite de 0.3 $\mu$m due à la lithographie UV [Kot04]. La distance $d$ doit être minimisée afin de réduire la résistance de la base et ainsi d'augmenter le $f_{MAX}$ du TBH.

Le deuxième intérêt est qu'il est possible d'augmenter l'épaisseur de la métallisation tout en évitant le court-circuit entre l'émetteur (respectivement collecteur) et la base. Cela est obtenu grâce à la différence de hauteur crée ($h$ dans fig. 3.30) par l'hyperstructure utilisée. Ces métallisations épaisses seront mises à profit pour réduire les résistances d'accès tant d'un point vu électrique que thermique.

Plusieurs techniques ont été proposées pour créer des structures d'auto-alignement adaptées aux transistors. On identifie trois grandes catégories :

#### 3.4.3.1 Structure d'auto-alignement en métal et semi-conducteur.

Son principe est qu'une couche de métal à base d'or, qui sert également comme contact ohmique d'émetteur, est déposée sur la couche du semi-conducteur fortement dopée (la couche de contact). Dans le TBH *npn* sur substrat InP ou GaAs, cette couche de contact est généralement en InGaAs car celui-ci dispose d'excellentes propriétés de conduction électrique (faible masse d'effective) et forme à l'interface métal/semi-conducteur une barrière Schottky de faible hauteur (faible bande interdite). On obtient alors une structure dite en T par la gravure et la sous-gravure chimique du semi-conducteur.

L'intérêt de cette technique est qu'elle permet la maîtrise de la distance $d$ par la sous-gravure chimique du semi-conducteur qui est très bien contrôlée sur InGaAs.

On recense néanmoins deux inconvénients majeurs.

Tout d'abord, la forme de la mesa réalisée avec la gravure chimique dépend de son orientation cristallographique. En effet la vitesse de gravure chimique dépend de l'orientation cristalline de la surface à graver. Cette anisotropie peut être très importante. Elle varie très fortement avec la nature du semi-conducteur (l'anisotropie est plus prononcée pour InP que pour InGaAs) et celle de la solution chimique. Cette propriété a bien entendu une conséquence sur la vitesse de gravure (plan [100]). Elle est surtout visible sur la forme des flancs de mesa (sous-gravure) qui correspondent aux plans cristallins présentant les vitesses de gravure les plus faibles.

Un exemple typique est sur les flancs d'une mesa en InP obtenue après une gravure par solution à base de HCl [Ada93] [Col82]. Cette anisotropie de la gravure impose des contraintes sur la technologie de fabrication des composants comportant des couches en

InP pour l'émetteur. Ceci a été mis en évidence autour de 1993 [Pel93][Mas95].

La figure 3.31 montre trois types de flanc de mesa d'émetteur dans les trois principales orientations cristallographiques ; [011] perpendiculaire au méplat principal, [0$\bar{1}$1] parallèle au méplat principal et [001] 45° au méplat principal. Les couches d'émetteur sont composées d'une couche de contact en InGaAs et d'une couche émetteur en InP. La mesa d'émetteur est obtenue par une métallisation de Ti/Au et par gravure chimique sélective de l'InGaAs (solution $H_3PO_4$:$H_2O_2$:$H_2O$)puis de l'InP (solution HCl:$H_3PO_4$). On observe l'existence d'un flanc rentrant dans les orientations [011] et d'un flanc droit dans la direction [001]. Ils sont tous deux favorables pour un dépôt métallique simultané des contacts d'émetteur et de base, grâce à la discontinuité crée par la sous-gravure. Par contre dans la direction [0$\bar{1}$1] la mesa présente un flanc sortant qui n'est pas compatible avec une métallisation auto-alignée car il engendrait des courts-circuits entre émetteur-base.

Pour contourner le flanc sortant dans la direction [0$\bar{1}$1] il existe deux solutions :

1. D'utiliser une géométrie rectangulaire orienté à 45° par rapport au méplat principal. Les flancs de mesa sont alors dans les directions [001] et équivalentes (Fig 3.31).

2. D'utiliser une géométrie hexagonale en alignant la mesa perpendiculairement au méplat principale [Mat96c]. Les flancs de mesa sont alors dans les directions [011] et [001] (figure 3.32).

L'avantage cité de la forme hexagonale par rapport à la forme rectangulaire orientée à 45° est que la sous-gravure dans la direction [011] est plus faible que celle dans la direction [001]. En effet les vitesses de gravure selon les directions s'ordonnent selon $v_{[001]} > v_{[011]} > v_{[0\bar{1}1]}$. En alignant la longueur de transistor selon [011], on diminue donc la sous-gravure (la distance $d$) dans cette direction [Mat96c]. Cette solution proposée par l'équipe NTT en 1996 a été adoptée par de nombreuses équipes qui travaillent sur le TBH utilisant l'approche double mesa [Kur98][Haf03][Kah04].

Le deuxième inconvénient de cette technique d'auto-alignement est que l'augmentation de la hauteur $h$ est obtenue par l'augmentation de l'épaisseur des couches de contact. Or, on souhaite réduire l'épaisseur de celles-ci pour réduire la résistance d'accès.

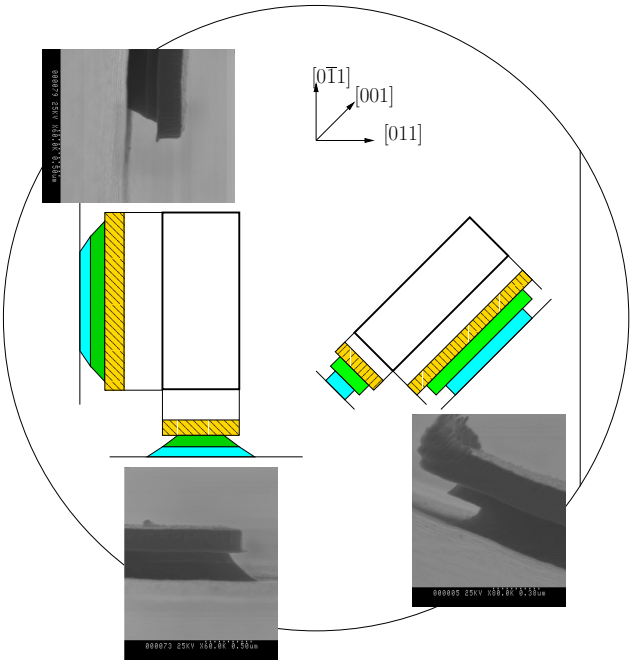



FIG. 3.31: Le trois types de flanc de mesa d'émetteur dans les trois principales orientations cristallographiques. La mesa d'émetteur sous la métallisation Ti/Au 220nm composée de couches InGaAs et InP. On observe un flanc sortant dans la direction [0$\bar{1}$1] parallèle au méplat principal qui peut engendrer un court circuit lors du dépôt simultané des contacts ohmiques.

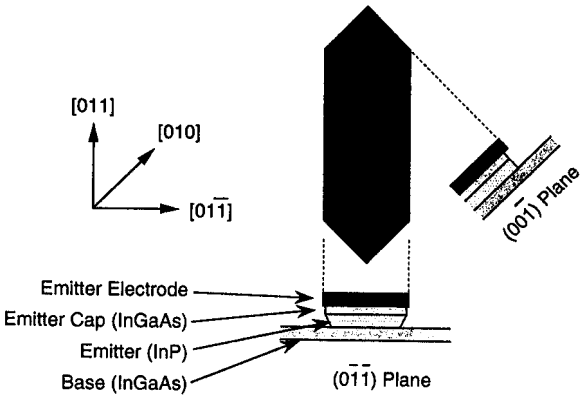



FIG. 3.32: Emetteur de forme hexagonale proposé par Matsuoka et. al (NTT, Japon) en 1996 [Mat96c]. On évite le flanc sortant dans la direction [01$\bar{1}$]

#### 3.4.3.2 Structure d'auto-alignement en semi-conducteur.

Son principe est qu'en utilisant la propriété anisotrope de la gravure chimique du semi-conducteur (InGaAs) on peut obtenir une structure en forme de trapèze avec la sous-gravure (Cf. Fig. 3.30).

L'intérêt de cette technique est qu'on peut contrôler la distance d jusqu'à une valeur aussi faible que 0.15 $\mu$m [Kot04]. En plus des inconvénients cités ci-dessus, cette technique en présente un autre. En effet la distance $d$ et la hauteur $h$ sont reliées par l'angle que forme le plan cristallin du flanc mesa avec le plan [100]. Dans l'exemple ci-dessus la distance $d$ de 0.15 $\mu$m est obtenue pour une épaisseur de la couche en InGaAs de 0.25 $\mu$m. Il y a donc une contrainte supplémentaire dans la conception de la structure du transistor.

#### 3.4.3.3 Structure d'auto-alignement en métal.

Son principe est d'utiliser le métal (ou l'empilement de plusieurs métaux) afin de créer la structure d'auto-alignement.

La principale différence avec la première technique (Section 3.4.3.1) est que les métaux doivent pouvoir être gravés de façon contrôlée après avoir été déposés. Le tungstène ou le siliciure de tungstène apparaissent comme de très bons candidats pour une structure entièrement métallique.

Cette technique tire avantage des meilleures propriétés de conduction électrique et thermique du métal par rapport à celles des semi-conducteurs.

La technique d'auto-alignement que nous proposons dans la section 3.3.2 est incluse dans ce cadre. Dans cette technique, la réduction de la distance $d$ et augmentation de la hauteur $h$ sont réalisées en contrôlant le temps de sous-gravure additionnelle du tungstène (fig. 3.17).

Une autre technique également dans ce cadre a été proposée par l'équipe de Hitachi. Elle consiste à créer une structure en "T" utilisant un empilement de deux métaux : tungstène et siliciure de tungstène (WSi). Comme le siliciure de tungstène se grave plus de 10 fois plus vite que le tungstène lors d'une gravure sèche (RIE fluorée NF3), la sous-gravure de l'empilement W sur WSi présente naturellement un profil en surplomb. Ainsi des structures avec une épaisseur de siliciure de tungstène de 0.35 $\mu$m et de tungstène de 0.15 $\mu$m

ont été utilisées dans les TBH rapides. Elle a permis d'obtenir le premier circuit numérique fonctionnant à 40Gb/s [Mas99].

Il est intéressant de noter que dans le procédé de l'équipe de Hitachi, le flanc sortant de la couche d'InP parallèle au méplat principal (dans la direction $[0\bar{1}1]$) ne constitue pas un obstacle car il suffit de sous-graver suffisamment le métal inférieur (WSi) pour placer le pied du flanc sortant sous le métal supérieur (W). De plus il a été reporté que le flanc sortant dans la direction $[0\bar{1}1]$ réduit la distance entre le contact de base et la zone active (distance $d$) [Mas99], comme montré sur les photographies suivantes (fig. 3.33).

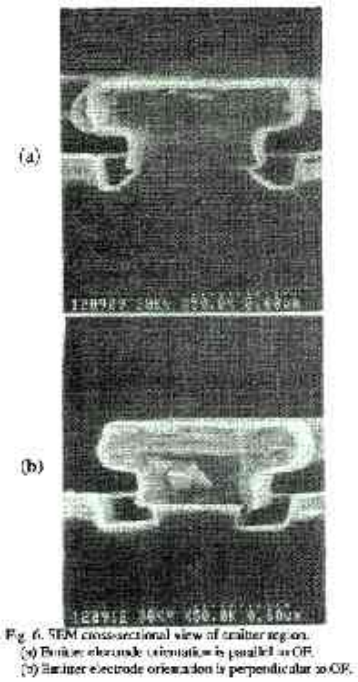



FIG. 3.33: Transistor de groupe Hitachi avec élément d'auto-alignement de forme "T" composé d'empilement de tungstène et de siliciure de tungstène (WSi) [Mas95]. La longueur de la mesa d'émetteur est orientée parallèlement au méplat principal (dans la direction $[1\bar{1}0]$) afin de profiter du flanc sortant de couche en InP pour réduire la distance entre le contact d'émetteur et le contact de base.

On note toutefois que cette technique, en réalisant le surplomb par sous-gravure simul-

tanée des deux métaux W et WSi, lie la définition de la distance *d* (écart entre les sous-gravures) au temps de sous-gravure. Cette contrainte est incompatible avec notre approche complètement auto-alignée. En effet à partir des dimensions externes du transistor (bord de la casquette de base) définies par photolithographie (étape 1) les dimensions internes (par exemple bord du contact d'émetteur en W) sont définies par des sous-gravures profondes (1.5 $\mu$m). La technique du groupe Hitachi conduirait dans ce cas à une distance *d* beaucoup trop grande (typiquement 1.35 $\mu$m).

# Bibliographie


[Ada81] Adachi S, Kawaguchi H. Chemichal Etching Characteristics of (001)InP. J. Electrochem Soc. 1981 ;128 :1342-9.

[Ada93] Adachi S, Utani K. Chemical Treatments Effects of Si Surfaces in $NH_4OH$:$H_2O_2$:$H_2O$ solutions studied by spectroscopic ellipsometry. Jpn. J. Appl. Phys. 1993 ;32 :L1189-91.

[Ber72a] Berger HH. Models for contacts to planar devices. Solid-State Electron. 1972 ;15 :145-58.

[Ber72b] Berger HH. Contact resistance and contact resistivity. J. Electrochem. Soc. 1972 ;119 :507-14.

[Bru04] Bru-Chevalier C, Chouaib H, Arcamone J, Benyattou T, Lahreche H, Bove P. Photoreflectance spectroscopy for the study of GaAsSb/InP heterojunction bipolar transistors. Thin Solid Films 2004 ;450 :151-4.

[Che97] Chen WL, Chau HF, Tutt M, Ho MC, Kim TS, Henderson T. High-Speed InGaP/GaAs HBT's Using a simple collector undercut technique to reduce base-collector capacitance. IEEE Electron Dev. Lett. 1997 ;18 :355-7.

[Col82] Coldren LA, Furuya K, Miller BI, Rentschler, Elect. Lett. 1982 ;18 :235.

[Dem01] Demichel S. Transistors bipolaires à hétérojonction à collecteur Métallique (MHBT) à base fine : réalisation technologique dans la filière InP/InGaAs et caractérisation. Thèse doctorat Paris VI (2001) 148p.

[DeS92] DeSalvo GC, Tseng WF, Comas J. Etch rates and selectivities of Citric Acid/Hydrogen Peroxide on GaAs, $Al_{0.3}Ga_{0.7}As$, $In_{0.53}Ga_{0.47}As$, $In_{0.52}Al_{0.48}As$ and InP. J. Electrochem. Soc. 1992 ;139 :831-5.

[DeS94] DeSalvo GC, Kaspi R, Bozada CA. Citric acid Etching of $GaAs_{1-x}Sb_x$, $Al_{0.5}Ga_{0.5}Sb$, and InAs for Heterostructure Device Fabrication. J. Electrochem. Soc. 1994 ;141 :3526-31.

[Flo94] Floyd LP, Scheuermann T, Herbert PAF, Kelly WM. An improved transmission line structure for contact resistivity measurements. Solid-State Electron. 1994 ;37 :1579-84.

[Haf03] Hafez W, Lai JW, Feng M. InP/InGaAs SHBTs with 75nm collector and $f_T$ > 500 GHz. Electron. Lett. 2003 ;39 :951-2.

[Haf032] Hafez W, Lai JW, Feng M. Record $f_T$ and $f_T+f_{MAX}$ performance of InP/InGaAs single heterojunction bipolar transistors. Electron. Lett. 2003 ;39 :811-2.

[Hen89] Henry HG. Characterization of alloyed AuGe/Ni/Au ohmic contacts to n-doped GaAs by measurement of transfer length and under the contact sheet resistance. IEEE Trans. Electrons Devices 1989 ;36 :1390-3.

[Jua90] Juang C, Kuhn KJ, Darling RB. Selective etching of GaAs and $Al_{0.30}Ga_{0.70}As$ with citric acid/hydrogen peroxide solutions. J. Vac. Sci. Technol. B 1990 ;8 :1122-4.

[Kah04] Kahn M. Transistor bipolaire à hétérojonction GaInAs/InP pour circuits ultra-rapides : structure, fabrication et caractérisation. Thèse doctorat Paris XI (2004), 258p.

[Kat86] Kattelus HP, Tandon JL, Nicolet MA. Characterization of reacted ohmic contacts to GaAs. Solid-State Electron. 1986 ;29 :903-5.

[Kot04] Kotani K, Kawasaki T, Yamabu R, Yanagisawa M, Yaegassi S, Yano H. Development of InGaAs/InP Single-Heterojunction Bipolar Transistors with High Speed, High Uniformity, and High Reliability. SEI Technical Review. 2004 ;57 :37-42.

[Kur98] Kurishima K, Yamahata S, Nakajima H, Ito H, Ishii Y. Performance and Stability of MOVPE-Grown Carbon-Doped InP/InGaAs HBT's Dehydrogenated by an Anneal after Emitter Mesa Formation. Jpn. J. Appl. Phys. 1998 ;37 :1353-8.

[Lah89] Lahav A, Ren F, Kopf RF. Thermal stability of tungsten ohmic contacts to the graded gap InGaAs/GaAs/AlGaAs heterostructure. Appl. Phys. Lett. 1989 ;54 :1693-5.

[Lij05] Lijadi M, Pardo F, Bardou N, Pelouard JL. Floating contact transmission line modelling : an improved method for ohmic contact resistance measurements. Solid State Electron. 2005 ; accepté pour publication :7p.

[Mar82] Marlow GS, Das MB. The effects of contact size and non-zero metal sheet resistance on the determination of specific contact resistance. Solid-State Electron. 1982 ;25 :91-4.

[Mas95] Masuda H, Tanoue T, Oka T, Terano A, Pierce MW, Hosomi K, Ouchi K, Mozume T. Novel self-aligned sub-micron emitter InP/InGaAs HBT's using T-shaped emitter electrode. Proc. 7th Int. Conf. Indium Phosphide and Related materials (IPRM), Sapporo, Japan, 1995 :644-7.

[Mas99] Masuda H, Ouchi K, Terano A, Suzuki H, Watanabe K, Oka T, Matsubara H, Tanoue T. High Performance InP/InGaAs HBTs for 40-Gb/s Optical Transmission ICs. IEICE Trans. Electron. 1999 ;82 :419-27.

[Mat96a] Matine N. Réalisation et caractérisation de transistors bipolaires à hétérojonction InP/InGaAs/Métal (Structure MHBT). Thèse doctorat Paris XI (1996) 213p.

[Mat96b] Matine N, Pelouard JL, Pardo F, Teissier R, Pessa M. Novel Approach for InP-Based Ultrafast HBTs. Proc. 8th Int. Conf. Indium Phosphide and Related materials (IPRM), Schwabisch Gmund, Germany, 1996 :137-40.

[Mat96c] Matsuoka Y, Yamahata S, Kurishima K, Ito H. Ultrahigh-Speed InP/InGaAs Double-Heterostructure Bipolar Transistors and Analyses of Their Operation. Jpn. J. Appl. Phys. 1996 ;35 :5646-54.

[Mat99] Matine N, Dvorak MW, Pelouard JL, Pardo F, Bolognesi CR. Fabrication and characterization of InP Heterojunction Bipolar Transistors with emitter edges parallel to [001] and [010] crystal orientations. Jpn. J. Appl. Phys. 1999 ;38 :1200-3.

[Meu92] Meuris M, Verhaverbeke S, Mertens PW, Heyns MM, Hellemans L, Bruynseraede Y, Philipossian A. The relationship of silicon surface roughness and gate oxide integrity in $NH_4OH/H_2O_2$ Mixtures. Jpn. J. Appl. Phys. 1992 ;31 :L1514-7.

[Mur69] Murrmann H, Widmann D. Current Crowding on Metal Contacts to Planar Devices. IEEE Trans. Electron Devices. 1969 ;16 :1022-4.

[Fin83] Finetti M, Suni I, Nicolet MA. Finite metal-sheet-resistance in contact resistivity measurements : application to Si/TiN contacts. Solid-State Electron. 1983 ;26 :1065-7.

[Pel93] Pelouard JL, Matine N, Pardo F, Sachelarie D, Benchimol JL. Fully self-aligned InP/InGaAs Heterojunction Bipolar Transistors grown by Chemical Beam Epitaxy with a Schottky Collector. Proc. 7th Int. Conf. Indium Phosphide and Related materials (IPRM) 1993 :393-6.

[Pim86] Pimbley JM. Dual-Level Transmission Line Model for Current Flow in Metal-Semiconductor Contacts. IEEE Trans. Electron Devices 1986 ;33 :1795-800.

[Por92] Porges M, Lalinsky T. Characterization of planar ohmic contacts-the effect of position of probes on contact area. Solid-State Electron. 1992 ;35 :157-8.

[Ree82] Reeves GK and Harrison HB. Obtaining the specific contact resistance from Transmission Line Model measurements. IEEE Electron Device Lett. 1982 ;3 :111-3.

[Rod95] Bhattacharya U, Mondry MJ, Hurtz G, Tan IH, Pullela R, Reddy M, Guthrie J, Rodwell MJW, Bowers JE. Transferred substrate Schottky-collector Heterojunction Bipolar Transistors : first resultas and scaling laws for high $f_{MAX}$. IEEE Electron Dev. Lett. 1995 ;16 :357-9.

[Rod98] Lee Q, Agarwal B, Mensa D, Pullela R, Guthrie J, Samoska L, Rodwell MJW. A > 400 GHz $f_{MAX}$ Transferred-Substrate Heterojunction Bipolar Transistor IC Technology. IEEE Electron Dev. Lett. 1998 ;19 :77-9.

[Saw99] Sawdai D, Pavlidis D, Cui D. Enhanced Transmission Line Model structures for accurate resistance evaluation of small-size contacts and for more reliable fabrication. IEEE Trans. Electrons Devices 1999 ;46 :1302-11.

[Shu90] Shur M, Physics of Semiconductor Devices. Prentice Hall, Englewood Cliffs, N.J. 07632 (1990).

[Spi79] Spicer WE, Chye PW, Skeath PR, Su CY, Lindau I. New and unified model for Schottky barrier and III-V insulator interface states formation. J. Vac. Sci. Technol. 1979 ;16 :1422-33.

[Wit00] Witte H, Krtschil A, Lisker M, Rudloff D, Christen J, Krost A, Stutzmann M, Scholz F. MRS Internet J. Nitride Semicond. Res. 2000 ;5S1 :W11.82.

# Chapitre 4

# Caractérisations électriques de TBH de petites dimensions

Dans ce chapitre nous présentons les caractérisations électriques statique et dynamique des TBH petites dimensions issus de la plaquette H7466[1]. Les TBH ont été réalisés en utilisant le procédé technologique décrit dans le chapitre III, mais sans la sous gravure complète du collecteur (Cf. Section 3.3.4.3). Tout d'abord nous évaluons les géométries des TBH ainsi que la dispersion de ces géométries à l'échelle de l'échantillon. La connaissance de ces dimensions nous permet d'analyser les caractéristiques statiques et dynamiques intrinsèques des TBH et d'évaluer les effets parasites liés à la géométrie (résistances et capacités). Nous montrons que les performances des TBH sont limitées par l'effet Kirk. De l'analyse de l'effet Kirk avec la tension de polarisation base-collecteur, nous avons déduit la vitesse de saturation des électrons dans la zone de charge d'espace du collecteur. Une analyse des mécanismes de l'effet Kirk dans l'hétérojonction InP/GaAsSb est également présentée. Enfin, à partir des évaluations des résistances, des capacités et des temps de transit présents dans les TBH réalisés, un modèle simple de calcul de $f_T$ et $f_{MAX}$ est confronté aux résultats expérimentaux. Sa validation nous permet d'extrapoler ces résultats pour des structures optimisées.

[1] L'empilement des couches de H7466 est décrit dans la section 3.3.3, tableau 3.3.

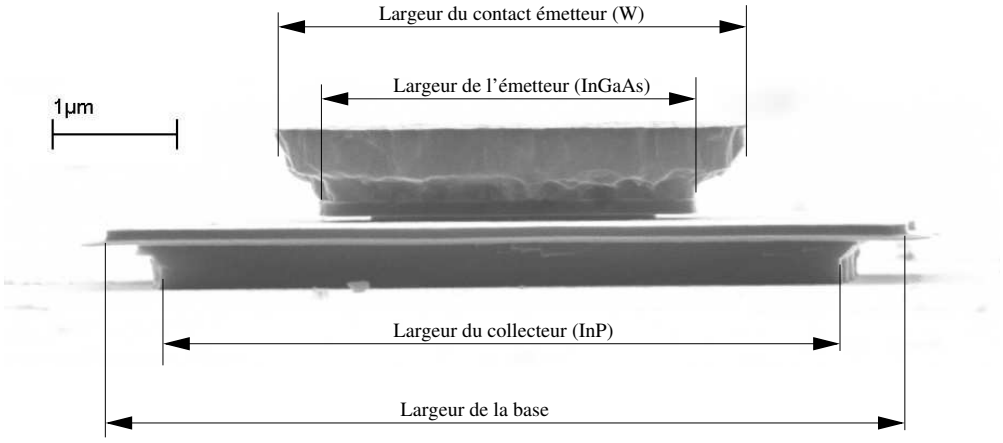



FIG. 4.1: Mesures au MEB des dimensions caractéristiques du transistor (ici H7466.3). L'angle de tilt est proche de 90 degrés

## 4.1 Dimensions des transistors H7466.3

La détermination précise des dimensions des transistors est un point essentiel dans leur caractérisation, que ce soit pour la mise en évidence d'éventuels effets liés à la géométrie ou pour la détermination des densités de courant intrinsèques. Dans ce contexte, les dimensions des transistors ont été mesurées au MEB sous un angle de tilt proche de 90 degrés (figure 4.1). Pour chaque transistor un ensemble de huit mesures a été réalisé pour déterminer les longueurs et largeurs :

- de la partie supérieure du contact de tungstène
- du doigt d'émetteur au niveau de la couche d'InGaAs
- de la casquette de base
- du doigt de collecteur au niveau de la couche d'InP

Dans la matrice centrale (44), ces huit mesures ont été réalisées sur tous les transistors : 24 dispositifs. Nous allons, dans la suite de cette section, voir comment en associant ces mesures faites au MEB aux caractérisations électriques, il est possible d'obtenir une description précise des dimensions de chacun des transistors réputés valides de l'échantillon.

### 4.1.1 Dimensions de la jonction émetteur-base

En ne considérant, dans un premier temps, que les mesures faites dans la matrice 44, les valeurs moyennes et déviations standard des largeurs et longueurs du doigt d'émetteur (au niveau de la couche d'InGaAs) et de la casquette de base ont été calculées. Elles sont rapportées dans le tableau 4.1 pour les différentes géométries de TBH du process H7466.3 :

| Géométrie | Base | | Émetteur | |
|---|---|---|---|---|
| | Longueur ($\mu$m) | Largeur ($\mu$m) | Longueur ($\mu$m) | Largeur ($\mu$m) |
| 5x7 | $6.80 \pm 0.02$ | $4.85 \pm 0.06$ | $2.86 \pm 0.04$ | $1.16 \pm 0.03$ |
| 5x10 | $9.73 \pm 0.01$ | $4.90 \pm 0.02$ | $5.75 \pm 0.03$ | $1.18 \pm 0.01$ |
| 5x17 | $16.55 \pm 0.03$ | $4.96 \pm 0.03$ | $12.63 \pm 0.06$ | $1.32 \pm 0.06$ |
| 5x40 | $38.81 \pm 0.04$ | $5.39 \pm 0.03$ | $34.91 \pm 0.02$ | $1.82 \pm 0.01$ |
| 5x54 | $52.26 \pm 0.05$ | $5.00 \pm 0.03$ | $48.58 \pm 0.03$ | $1.41 \pm 0.03$ |
| 6x20 | $19.59 \pm 0.06$ | $5.98 \pm 0.01$ | $15.80 \pm 0.09$ | $2.43 \pm 0.01$ |
| 7x45 | $43.64 \pm 0.05$ | $7.11 \pm 0.06$ | $39.69 \pm 0.07$ | $3.40 \pm 0.07$ |
| 8x27 | $26.31 \pm 0.04$ | $8.01 \pm 0.02$ | $22.47 \pm 0.03$ | $4.35 \pm 0.05$ |

TAB. 4.1: Valeurs moyennes et déviations standard des longueurs et largeurs mesurées sur le doigt d'émetteur et la casquette de base des transistors de la matrice 44 du process H7466.3

Les transistors étant réalisés par sous-gravures successives (de profondeur totale *ssg*) à partir des dimensions de la casquette de base. Les longueurs et largeurs du doigt d'émetteur sont reliées à celles de la base par :

$$Long_{Emetteur} = Long_{Base} - 2 \times ssg \tag{4.1}$$

Les longueurs (resp. largeurs) mesurées sur les émetteurs sont tracées figures 4.2 (resp. Fig. 4.3) en fonction des longueurs (resp. largeurs) de base. Le comportement linéaire de l'équation (4.4) est caractérisé par un fit donnant dans chaque cas la valeur de la sous-gravure. On trouve :

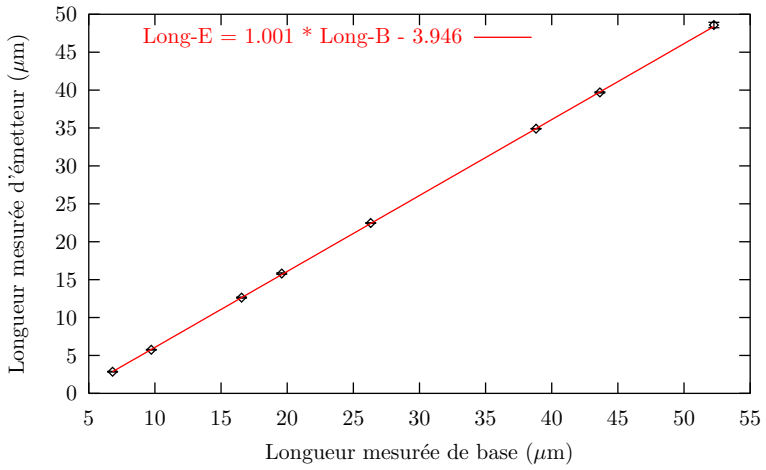



FIG. 4.2: Longueur des doigts d'émetteur (couche d'InGaAs) en fonction des longueurs mesurées de la casquette de base

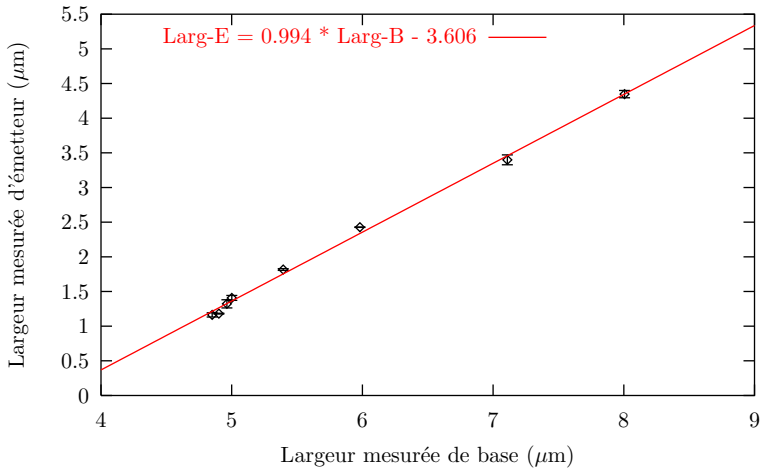



FIG. 4.3: Largeur des doigts d'émetteur (couche d'InGaAs) en fonction des largeurs mesurées de la casquette de base

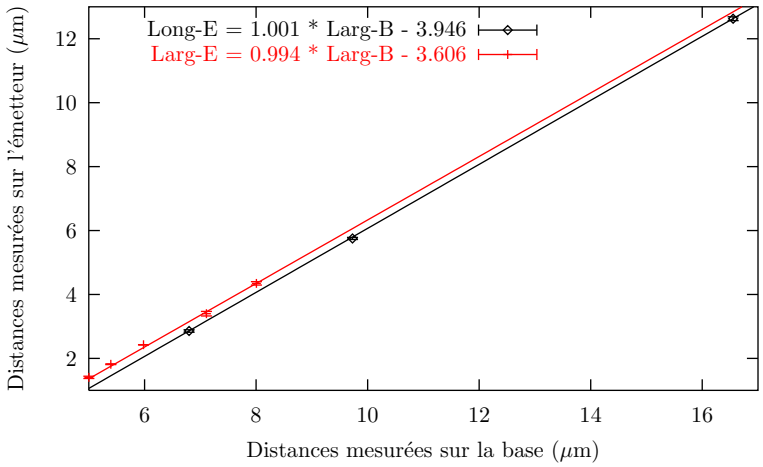



FIG. 4.4: Comparaison des mesures de longueurs avec celles des largeurs dans la partie de recouvrement

- Sous-gravure dans le sens de la largeur : $ssg = (1.80 \pm 0.06)\mu\text{m}$
- Sous-gravure dans le sens de la longueur : $ssg = (1.98 \pm 0.03)\mu\text{m}$

La différence observée entre ces deux déterminations est significative (i.e. en dehors de la marge d'erreur) comme on peut le constater figure 4.4 où sont tracés les deux comportements dans la gamme des longueurs communes. Cette différence est principalement due à la formation par sous-gravure chimique du contact d'émetteur en tungstène. En effet celle-ci étant limitée par la diffusion des espèces chimiques dans la solution, elle présente une vitesse de gravure plus élevée lorsque l'environnement immédiat présente moins de matière à graver. Dans le cas d'un mesa rectangulaire à fort rapport d'aspect, les flancs de mesa aux extrémités se sous-gravent donc plus vite que ceux situés vers le centre. Ce qui se traduit par une sous-gravure mesurée dans le sens de la longueur plus importante que celle mesurée dans le sens de la largeur.

Bien entendu la vitesse de gravure plus élevée observée en bout du mesa ne se limite pas à la gravure dans le sens de la longueur. C'est en fait l'ensemble de l'extrémité du mesa qui est plus gravée, conduisant à une forme "arrondie" de cette extrémité. Pour limiter l'influence de cet effet sur la géométrie du doigt d'émetteur, nous avons introduit entre le contact de tungstène et la couche d'émetteur en InGaAlAs une couche d'InP. Comme montré section 3.4.3.1, les flancs de la mesa d'InP dans les orientation cristallines [100]

et [010] (à 45° au méplat principal) sont plans et orthogonaux à la surface [100]. Après gravure de la couche d'InP, la forme rectangulaire des mesas d'émetteur est donc restaurée [Mat96a]. D'autre part l'épaisseur de la couche d'émetteur en InGaAlAs a été choisie suffisamment faible pour qu'elle soit entièrement déplétée lorsqu'elle sa partie supérieure est une surface libre. Dans ces conditions la surface active de la jonction émetteur-base est déterminée par celle de la couche d'InP.

L'exploitation des caractéristiques électriques des transistors sera donc faite en considérant des jonctions émetteur-base de forme rectangulaire dont les dimensions seront déduites de celles mesurées sur la couche d'InGaAs diminuée d'une sous-gravure isotrope correspondant à celle de la couche d'InP. La valeur de cette sous-gravure sera utilisée comme variable d'ajustement au cours de l'exploitation des caractéristiques électriques.

### 4.1.2 Variations des dimensions de la jonction émetteur-base

Les effets de bord (vitesse de sous-gravure plus élevée à l'extrémité des mesas) observés à l'échelle d'un mesa existent également à l'échelle de l'échantillon, conduisant à des vitesses de gravure et sous-gravure plus rapides au bord de l'échantillon qu'en son centre. Bien que cet effet soit observable sur les mesures faites au MEB, il est difficile de le caractériser d'après ces mesures. Pour ce faire il faudrait disposer d'un nombre de mesures qui est irréaliste à obtenir par des observations au MEB.

Pour contourner cette difficulté nous avons supposé que l'aire de la jonction émetteur-base est proportionnelle au courant collecteur de la caractéristique de Gummel à une polarisation où la relation I(V) est une exponentielle (i.e. courant de fuite et effets de résistance série négligeables). On vérifiera a posteriori (Cf. 4.2.4) que ce courant est bien proportionnel à l'aire de la jonction. En fixant la polarisation à $V_{be} = 0.5$ V, nous avons cherché la surface quadratique d'expression :

$$f(x,y) = a*x^2 + b*x + c*y^2 + d*y + e*x*y + f \tag{4.2}$$

qui présente la meilleure adéquation au rapport des courants collecteur mesurés au point de coordonnées $(x,y)$ à celui mesuré dans la matrice 44. Le résultat est tracé figure 4.5 pour

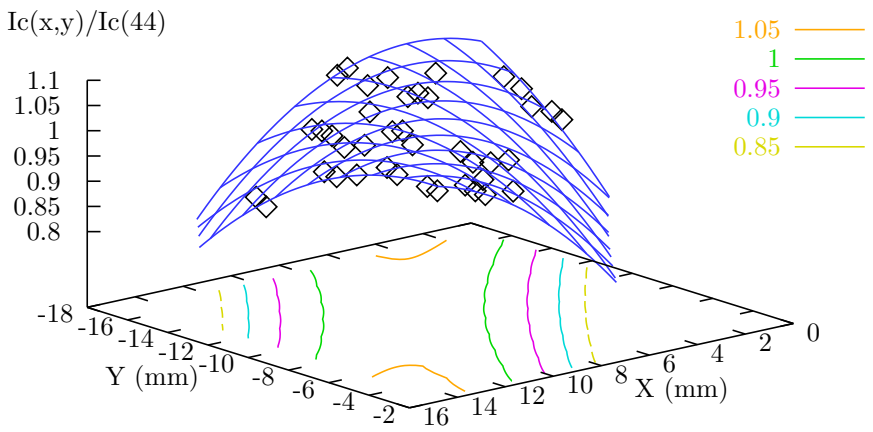



FIG. 4.5: Rapport du courant collecteur mesuré dans le dispositif de coordonnées $(x,y)$ au courant collecteur moyen mesuré au centre de l'échantillon. Tous les courants sont mesurés à $V_{be} = 0.5$ V. Les points représentent les valeurs expérimentales issues de H7466.3 et la surface bleue, la surface quadratique $f(x,y)$ présentant la meilleure adéquation avec ces points.

les transistors 8x27. Conformément à ce qu'on attendait, on constate un gradient assez fort au voisinage des bords de l'échantillon qui introduit une dispersion supplémentaire des valeurs mesurées. En effet la distribution des écarts relatifs des courants mesurés par rapport à leur valeur moyenne (figure 4.6) présente plusieurs pics, correspondant à des populations de transistors plus ou moins éloignées des bords de l'échantillon. La même distribution des écarts relatifs calculée par rapport à la moyenne des courants collecteur mesurés dans la matrice 44 et corrigés par la fonction $f(x,y)$ précédemment définie, montre un seul pic centré en zéro et ayant une largeur totale à mi-hauteur d'environ 3%. L'exploitation des caractéristiques électriques des transistors doit donc tenir compte des effets de bords modélisés par la fonction $f(x,y)$.

### 4.1.3 Méthode pour la mesure des dimensions de chaque transistor

En résumé la description des aires de jonction émetteur-base sera faite selon le protocole suivant. Dans la matrice 44 (au centre de l'échantillon) les dimensions des doigts d'émetteur seront déduites, pour chaque géométrie de transistor, des mesures faites au MEB pour

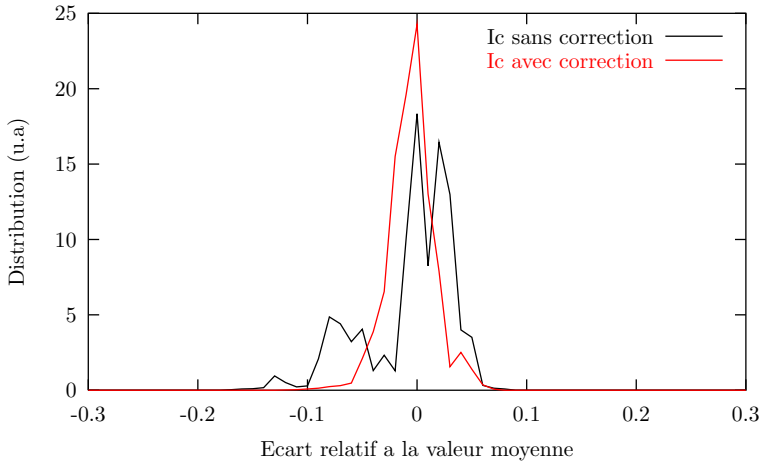



FIG. 4.6: Distribution des écarts relatifs à la valeur moyenne des courants collecteurs mesurés dans H7466.3. Sans correction la valeur de référence est la valeur moyennée sur tous les transistors. Avec correction la valeur de référence est celle mesurée dans la matrice 44 corrigée par la fonction $f(x,y)$

l'ensemble des transistors de cette matrice sur la couche d'InGaAs de l'émetteur. Un paramètre ajustable (*ssg*) sera introduit pour tenir compte de la sous-gravure de la couche d'InP par rapport à celle d'InGaAs. Dans les autres matrices, les effets liés au bord de l'échantillon seront pris en compte par un facteur multiplicatif issu de $f(x,y)$ qui normalisera l'ensemble des courants aux aires de jonction émetteur-base de la matrice 44.

### 4.1.4 Distance entre le contact de base et la zone active

La distance entre le contact de base et la zone active (i.e. le doigt d'émetteur) joue un rôle important dans le fonctionnement du transistor puisqu'elle correspond à une résistance supplémentaire d'accès à la base. À partir des mesures MEB décrites plus haut, elles ont été calculées comme la demi différence entre les longueurs (resp. largeurs) du doigt de tungstène et du doigt d'émetteur. Les valeurs trouvées sont indépendantes de la géométrie des transistors et du sens d'observation (longueur ou largeur du mesa). La valeur moyenne de cette distance est : $(0.40 \pm 0.01)\mu$m.

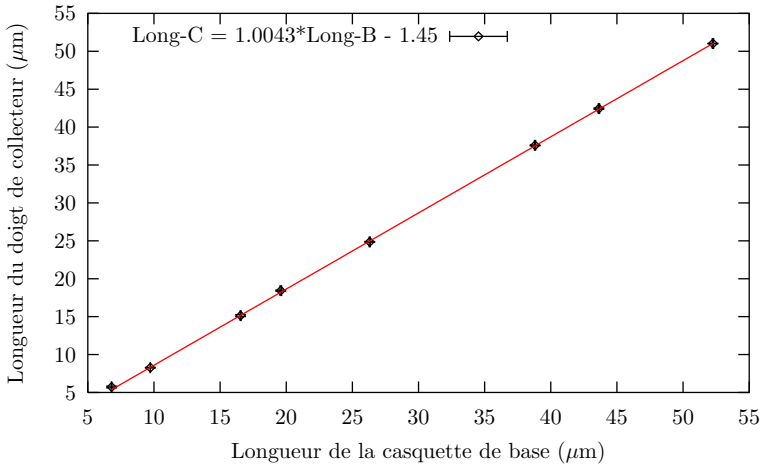



FIG. 4.7: Profondeur de la sous-gravure de la couche d'InP du collecteur (mesurée dans le sens de la longueur et de la largeur des mesas) en fonction de la longueur de la casquette base dans le process H7466.3

### 4.1.5 Sous-gravure InP du doigt collecteur

Les valeurs de la sous-gravure de la couche InP (*ssg*) ont été évaluées à partir des dimensions mesurées de la casquette de base et du doigt de collecteur. Le tracé des sous-gravures ainsi obtenues (figure 4.7) montre une assez forte dispersion des résultats. A l'intérieur de cette dispersion il est difficile de déterminer un comportement différent selon que les mesures sont faites dans le sens de la longueur ou de la largeur. Les valeurs moyennes sont :

- Dans le sens de la longueur : $ssg = (0.64 \pm 0.02)\ \mu\text{m}$
- Dans le sens de la largeur : $ssg = (0.60 \pm 0.02)\ \mu\text{m}$

On considérera par la suite une sous gravure isotrope de la couche InP du collecteur : $ssg = (0.62 \pm 0.02)\ \mu\text{m}$

## 4.2 Caractéristiques statiques des TBH de petites dimensions

Un tri grossier basé sur les mesures des caractéristiques I(V) des jonctions émetteur-base et base-collecteur a permis d'identifier 398 transistors pour lesquels les caractéristiques de Gummel ont été mesurées. Pour chacune des populations de transistors mesurés une surface quadratique (équation 4.5) a été mise en adéquation avec l'évolution des courants collecteur mesurés à $V_{be} = 0.5$V. Le point le plus éloigné de la surface est alors invalidé et une nouvelle surface est calculée. Ce processus itératif s'arrête lorsque tous les points présentent un écart relatif inférieur à 4 %. Les résultats de ce tri sont regroupés dans le tableau 4.2. Le taux assez élevé de la population invalidée (environ 30 %) est lié au seuil de 4 %. Il a été conservé car il est proche du compromis donnant la meilleure précision sur la valeur moyenne ($\sigma/N$).

| Géométrie | TBH mesurés | TBH invalidés | TBH valides |
|---|---|---|---|
| 5x7 | 1 | 1 | 0 |
| 5x10 | 25 | 9 | 16 |
| 5x17 | 54 | 23 | 31 |
| 5x40 | 63 | 22 | 41 |
| 5x54 | 51 | 21 | 30 |
| 6x20 | 70 | 22 | 48 |
| 7x45 | 65 | 10 | 55 |
| 8x27 | 70 | 29 | 41 |
| total | 398 | 136 | 262 |

TAB. 4.2: Nombre de transistors mesurés, invalidés et valides pour chaque géométrie du process H7466.3.

### 4.2.1 Caractéristiques moyennes

Les caractéristiques de Gummel des transistors validés ont été exploitées à l'aide du programme GEOM. Les caractéristiques moyennes sont tracées (figure 4.8) pour les transistors de la géométrie 8x27. Elles ont été exploitées à l'aide d'une interpolation non linéaire de la forme :

$$I = I_0 \exp\left(\frac{qV_{eb} - R_s I}{nk_B T}\right) \tag{4.3}$$

Les paramètres ajustables des courants $I_b$ ($I_{b0}$, $n_b$, $Rb$) et $I_c$ ($I_{c0}$, $n_c$, $R_c$) obtenus pour le meilleur fit sont reportés dans le tableau suivant :

| Courant de base | | | | |
|---|---|---|---|---|
| $10^{-8} < I_b < 10^{-5}$ A | | $3 \times 10^{-5} < I_b < 10^{-3}$ A | | |
| $I_{b0}$ (A) | $n_b$ | $I_{b0}$ (A) | $n_b$ | $Rb$ (Ω) |
| 1.098e-10 | 1.8524 | 6.750e-16 | 0.994 | 33.1 |
| Courant collecteur | | | | |
| | | $3 \times 10^{-9} < I_c < 3 \times 10^{-2}$ A | | |
| | | $I_{c0}$ (A) | $n_c$ | $Rc$ (Ω) |
| | | 3.952e-14 | 1.013 | 1.11 |

TAB. 4.3: Les paramètres ajustables des courants $I_b$ et $I_c$ obtenus pour le meilleur fit de l'équation 4.3

On constate sur les courants $I_b$ et $I_c$ l'existence de composante de fuite, modélisée par des résistances en parallèle de 90 MΩ sur le courant de base et de 640 MΩ sur le courant de collecteur. La première est en assez bon accord avec les valeurs des courants de fuite habituellement observés à travers le substrat en InP dans les lignes adaptées d'amenée du courant. La seconde correspond à une fuite plus proche du transistor (montage en base commune) qu'il reste à identifier.

Le courant collecteur présente un comportement exponentiel pur sur l'ensemble de la caractéristique. L'idéalité est très proche de l'unité et la résistance série est très faible.

Le courant de base présente deux composantes de courant. L'une, dominante à faible polarisation, présente une idéalité proche de 2 qui laisse penser à la prédominance de cou-

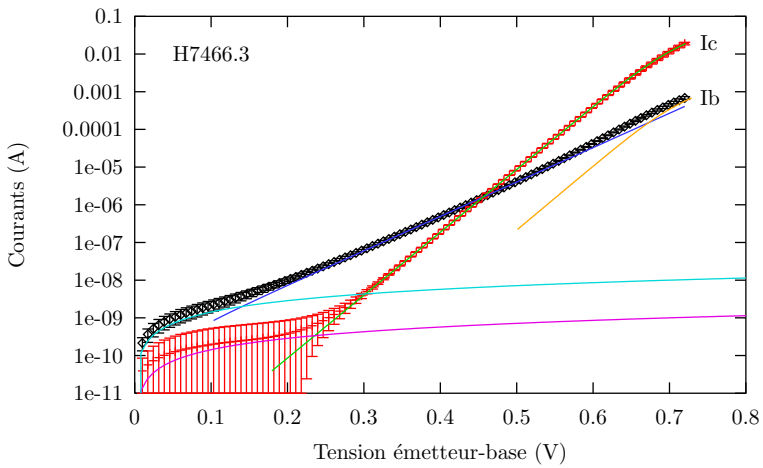



FIG. 4.8: Caractéristique moyenne de Gummel des TBH 8x27

rants de recombinaison sur des centres profonds dans la zone de charge d'espace émetteur-base (modèle SRH). L'autre, dominante à très forte polarisation, présente une idéalité proche de l'unité. On notera que la détermination de la pente est ici entachée d'une erreur importante du fait que cette composante n'est dominante que sur une faible dynamique de courant.

### 4.2.2 Gain moyen en courant

Le gain moyen en courant est tracé (figure 4.9) en fonction du courant collecteur pour les transistors de la géométrie 8x27. En accord avec les idéalités observées sur $I_b$ et $I_c$, on constate une croissance régulière du gain en courant (pente proche de 0.5) dans la gamme de polarisation où la composante $n = 1.85$ domine le courant de base. À plus forte polarisation le gain tend à saturer. On attend, à plus forte polarisation, un comportement asymptotique donné par le rapport des courants dominants (environ 58).

### 4.2.3 Composantes du courant de base

Les composantes de surface et de périphérie du courant de base sont tracées figure 4.10 pour les transistors de la géométrie 8x27. On constate que la composante de périphérie est, pour les polarisations inférieures à $V_{be} < 0.4$ V, très proche de la composante de surface.

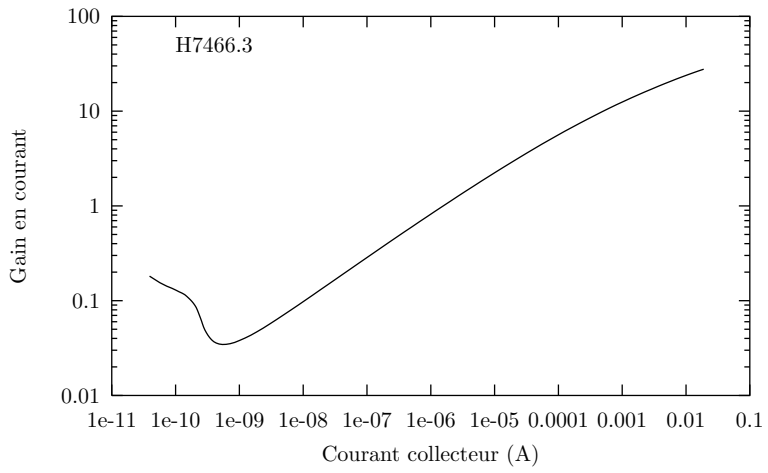



FIG. 4.9: Gain moyen en courant en fonction du courant collecteur pour les TBH de la géométrie 8x27

Dans cette gamme ces deux composantes montrent une idéalité voisine qui sera déterminée plus loin. A forte polarisation ($V_{be} < 0.45$ V), la composante de surface devient de plus en plus dominante grâce à l'émergence pour ce courant d'une composante à faible coefficient d'idéalité. A contrario la composante de périphérie garde la même idéalité qu'à faible polarisation.

### 4.2.4 Composantes du courant de collecteur

Les composantes de surface et de périphérie du courant de collecteur sont tracées figure 4.11 pour la géométrie 8x27. La composante de surface est très fortement dominante pour les polarisations suffisantes pour rendre la composante exponentielle supérieure au courant de fuite. Le courant de périphérie est dominant lorsque le courant de fuite est dominant, lassant penser que la fuite est liée à la périphérie du transistor. Pour les polarisations supérieures à $V_{be} = 0.42$ V, la composante de périphérie devient négative. Cette valeur n'est pas significative car elle est très faible devant le courant total (environ 3% à $V_{be} = 0.5$ V) donc entachée d'une erreur importante (larges barres d'erreur).

En résumé, dans sa partie exponentielle, le courant collecteur est, à plus de 95%, proportionnel à la surface de la jonction émetteur-base. La composante de fuite pourrait être liée à la périphérie du dispositif.

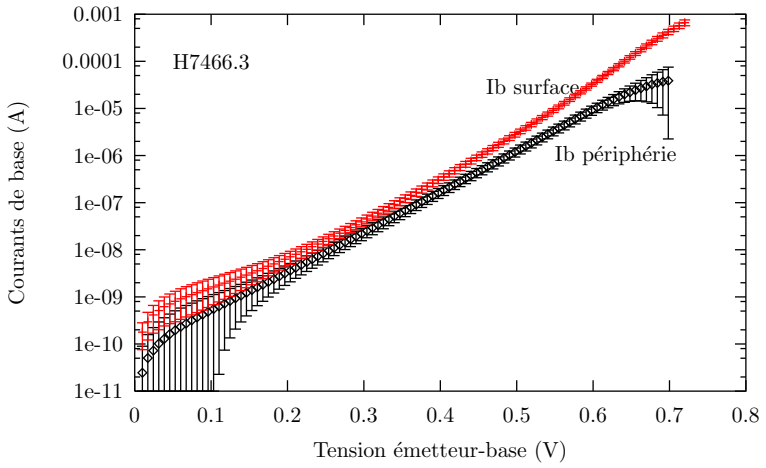



FIG. 4.10: Composantes du courant de base en fonction de la tension émetteur-base pour les transistors de la géométrie 8x27

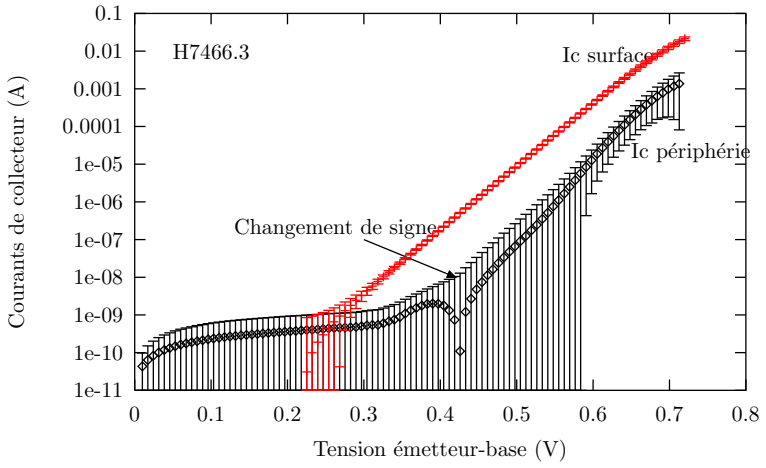



FIG. 4.11: Composantes du courant de collecteur en fonction de la tension émetteur-base pour les transistors de la géométrie 8x27

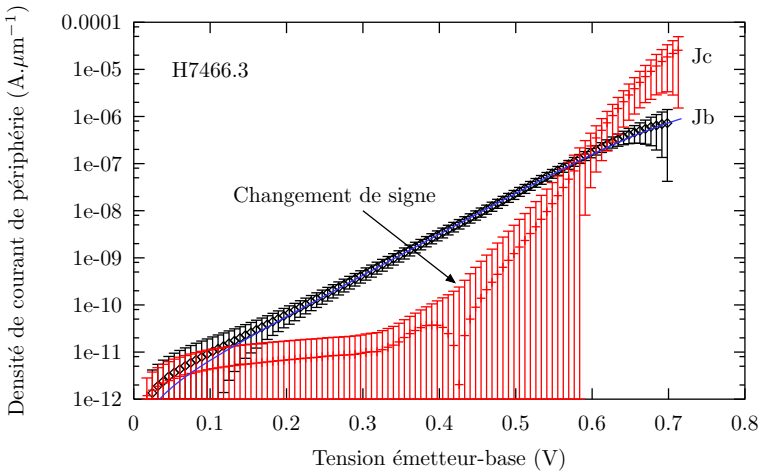



FIG. 4.12: Densités de courant de périphérie de la caractéristique de Gummel

### 4.2.5 Densités de courant de périphérie

Les densités de courant liées à la périphérie ont été calculées par GEOM pour les courants de base et de collecteur. Elles représentent les courants parasites liés à la périphérie du dispositif, elles sont tracées figure 4.12. Comme nous l'avons déjà mentionné plus haut la composante de périphérie du courant collecteur n'est pas significative. Celle du courant de base présente un comportement unique sur toute la gamme de polarisation. L'adéquation de l'équation 4.3 a permis de déterminer les paramètres ajustables : $Jb_0 = 1.03 \times 10^{-12}$ A.$\mu$m$^{-1}$ et $n = 1.938$. L'idéalité mesurée très proche de 2, indique pour cette composante, un mécanisme de recombinaison par l'intermédiaire de centres profonds dans la zone de charge d'espace émetteur-base.

### 4.2.6 Densités de courant de surface

Les densités de courant liées à la surface ont été calculées par GEOM pour les courants de base et de collecteur. Elles représentent les densités de courants intrinsèques au composant, elles sont tracées figure 4.13. L'adéquation de l'équation 4.3 a permis de déterminer les paramètres ajustables :

| Courant de base | | | |
|---|---|---|---|
| $1 \times 10^{-10} < J_b < 10^{-7}$ A/$\mu$m$^2$ | | $3 \times 10^{-7} < J_b < 10^{-5}$ A/$\mu$m$^2$ | |
| $J_{b0}$ (A/$\mu$m$^2$) | $n_b$ | $J_{b0}$ (A/$\mu$m$^2$) | $n_b$ |
| 6.57e-13 | 1.826 | 1.11e-17 | 1.014 |
| Courant collecteur | | | |
| | | $1 \times 10^{-11} < J_c < 5 \times 10^{-4}$ A/$\mu$m$^2$ | |
| | | $J_{c0}$ (A/$\mu$m$^2$) | $n_c$ |
| | | 3.7439e-16 | 1.008 |

La densité de courant collecteur présente le comportement d'une exponentielle pure sur l'ensemble de la gamme de courant mesurée. Son coefficient d'idéalité est très proche de l'unité. Ce comportement est très proche du cas idéal.

La densité de courant base présente deux comportements. A faible polarisation ($V_{be} <$ 0.55 V) le courant est dominé par des processus de recombinaisons via des centres recombinants situés dans la zone de charge d'espace émetteur-base (modèle SRH). Il s'agit ici d'un courant parasite lié à la qualité des matériaux, en particulier à la densité de pièges dans la bande interdite au voisinnage de l'interface InGaAlAs/GaAsSb. À forte polarisation ($V_{be} >$ 0.55 V) la densité de courant base est dominée par une composante exponentielle dont le coefficient d'idéalité est très proche de l'unité. Cette composante peut donc être due soit à l'injection de trous dans l'émetteur soit à la recombinaison des électrons minoritaires dans la base. La très forte valeur de la discontinuité de la bande de valence à l'interface InGaAlAs/GaAsSb laisse penser qu'il s'agit plutôt de la recombinaison dans le volume de la base. Basée sur cette hypothèse, la détermination de la longueur de diffusion à partir du gain maximum (i.e. limité par les recombinaisons dans le volume de la base) :

$$L_n = W_b \sqrt{\frac{\beta_{max}}{2}} \tag{4.4}$$

donne : $L_n = 215$ nm pour un gain maximum estimé à 58. Cette valeur obtenue pour un niveau de dopage mesuré par effet Hall $N_A = 4.6 \times 10^{19}$ cm$^{-3}$ est voisine de celle mesurée sur la plaque H6548 (Cf. Section 2.4.4.2), ce qui conforte notre hypothèse.

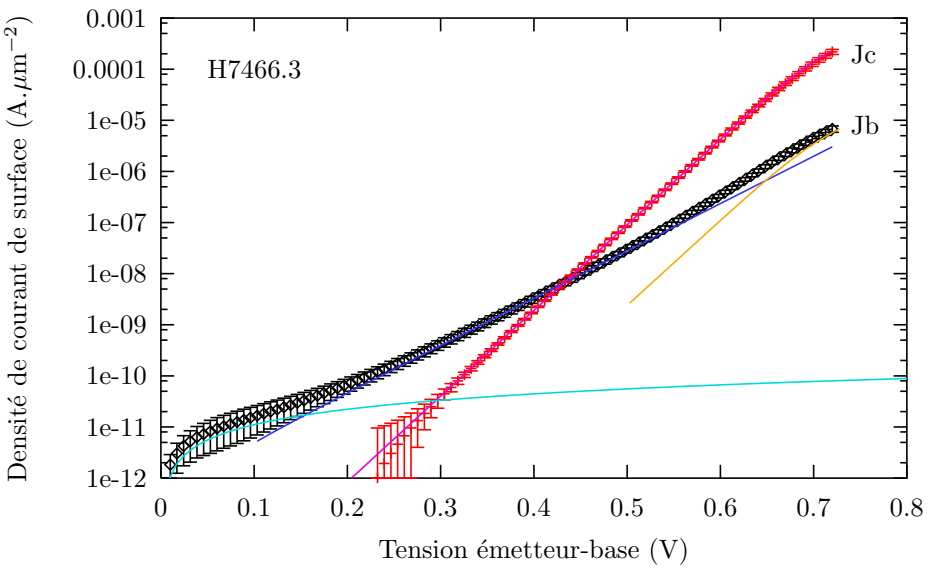



FIG. 4.13: Densités de courant de surface de la caractéristique de Gummel

### 4.2.7 Gain en courant

Le gain intrinsèque en courant (rapport des densités surfaciques des courants de collecteur et base) est tracé figure 4.14.

### 4.2.8 Conclusions

Les caractéristiques statiques des TBH de petites dimensions mesurés sur l'échantillon H7466.3 se caractérisent par :

- Une densité de courant intrinsèque (i.e. proportionnelle à la surface de la jonction émetteur-base) de collecteur très proche du cas idéal ($n = 1.008$ et $J_0 = 3.74 \times 10^{-16}$ A.$\mu$m$^{-2}$).
- Une densité de courant intrinsèque de base dominée, (i) à forte polarisation ($V_{be} >$ 0.55 V) par les recombinaisons dans le volume de la base ($L_n = 215$ nm), (ii) à faible polarisation par les recombinaisons sur les centres profonds au voisinage de l'interface émetteur-base.
- Une densité de courant de périmètre négligeable (i.e. dans le bruit de la caractérisation) sur le courant collecteur.
- Une densité de courant de base proportionnelle au périmètre de la jonction émetteur-

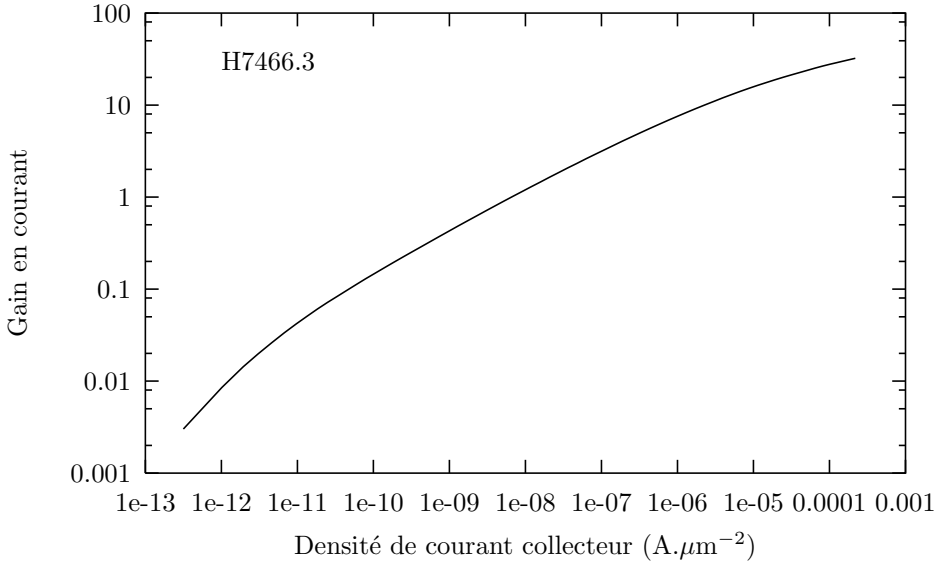



FIG. 4.14: Gain intrinsèque en courant en fonction de la densité de courant collecteur

base, relativement importante (environ 35% du courant total à $V_{be} = 0.3$ V) à faible polarisation ($V_{be} < 0.45$ V). Cette composante de périmètre a la même origine que la composante intrinsèque correspondante (recombinaisons sur les centres profonds au voisinage de l'interface émetteur-base) mais elle est localisée à la périphérie de la jonction. Il s'agit donc d'un excès de courant de recombinaison propre à cette région dont l'origine peut être liée à la technologie de fabrication des transistors (p.ex. traitements de surface) ou à la relaxation locale de la contrainte générée par le désaccord de maille de la couche de base (GaAsSb avec [Sb]=0.38).

## 4.3 Comportement dynamique

Le comportement dynamique des transistors a été déterminé par mesure des paramètres $S$ sur l'analyseur de réseau du laboratoire (Anritsu 37377C) dans la gamme de fréquences allant de 0.1 à 50 GHz. Les dispositifs mesurés sont ceux qui présentent les meilleures caractéristiques statiques (fort gain statique, faibles résistances d'accès). Les gains en courant ($h_{21}$) et en puissance ($U$) donnent, par extrapolation au gain unité, respectivement accès aux valeurs des fréquences de coupure ($f_T$) et maximale d'oscillation ($f_{MAX}$) comme illustré fi-

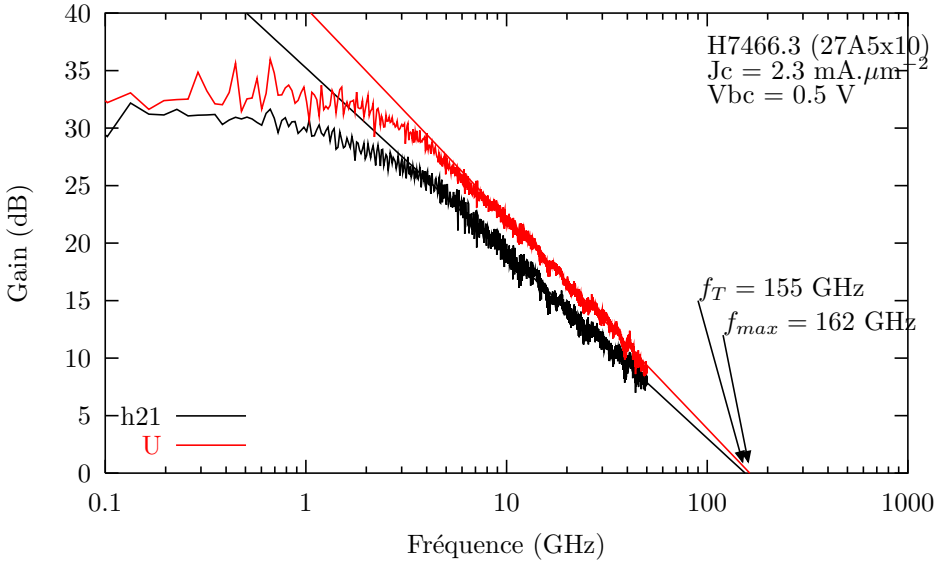



FIG. 4.15: Gain en courant ($h_{21}$) et en puissance ($U$) en fonction de la fréquence. Les fréquences de coupure ($f_T$) et maximale d'oscillation ($f_{MAX}$) sont obtenues par extrapolation au gain unité (0 dB).

gure 4.15.

### 4.3.1 Effet de la polarisation base-collecteur sur les fréquences $f_T$ et $f_{MAX}$

Les fréquences de coupure ($f_T$) et maximale d'oscillation ($f_{MAX}$) sont tracées figures 4.16 en fonction de la densité de courant collecteur ($J_c$) pour différentes tensions base-collecteur ($V_{BC}$). On constate sur chaque courbe la présence d'un maximum se décalant vers les fortes densités de courant collecteur ($J_c$) lorsque la tension inverse appliquée à la jonction base-collecteur augmente. Ce comportement est typique d'une limitation des performances dynamiques du transistor par l'effet Kirk.

Pour confirmer cette hypothèse, les densités de courants mesurées au maximum de gain en courant statique (Cf. caractérisation de l'effet Kirk), au maximum de la fréquence de coupure ($f_T$) et au maximum de la fréquence maximale d'oscillations ($f_{MAX}$) sont tracées (figure 4.17) en fonction de la tension base-collecteur ($V_{BC}$). Nous avons tracé également le

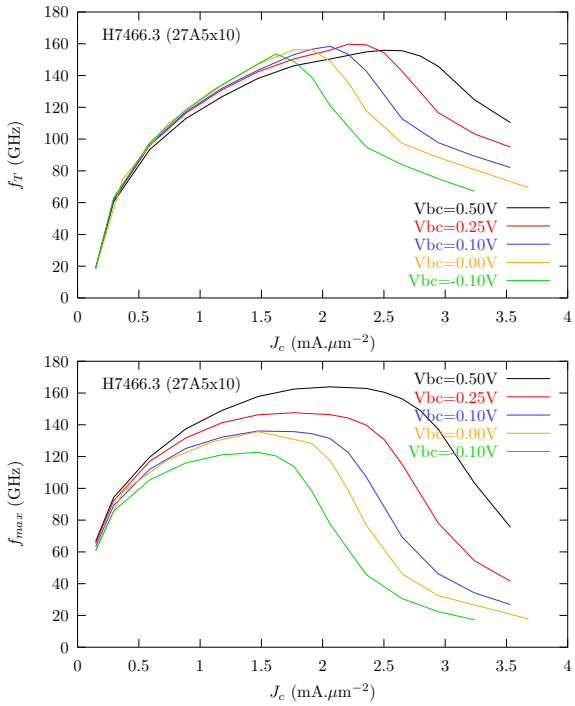



FIG. 4.16: (a) Fréquence de coupure ($f_T$) et (b) fréquence maximale d'oscillation ($f_{MAX}$) en fonction de la densité de courant collecteur ($J_C$) pour différentes tensions base-collecteur ($V_{BC}$) mesurées sur le TBH 27A5x10 de l'échantillon H7466.3

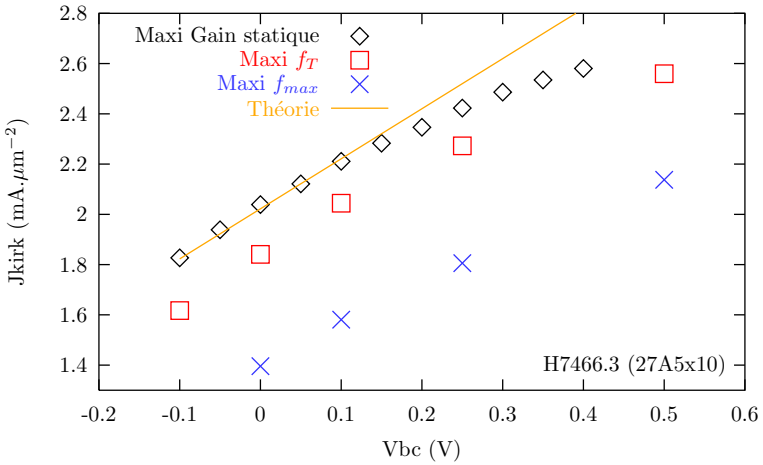



FIG. 4.17: Densité de courant collecteur au maximum du gain en courant (losange), de la fréquence de coupure (carrés) et de la fréquence maximale d'oscillation (croix) en fonction de la tension base-collecteur ($V_{BC}$). Le seuil théorique de l'effet Kirk (ligne continue) est calculé pour une vitesse moyenne $v = 3 \times 10^7$ cm/s et une densité de donneurs ionisés $N_D = 2.3 \times 10^{16}$ cm$^{-3}$.

seuil théorique de l'effet Kirk (ligne continue) que nous avons calculé utilisant une vitesse moyenne $v = 3 \times 10^7$ cm/s et une densité de donneurs ionisés $N_D = 2.3 \times 10^{16}$ cm$^{-3}$.

Les trois séries de points expérimentaux montrent les mêmes pentes au voisinage de $V_{BC} = 0$. Cette pente déterminée des résultats expérimentaux est la vitesse moyenne des électrons dans la zone de charge d'espace base collecteur :

$$v = \frac{dJ_c}{dV_{BC}} \frac{W_C^2}{2\varepsilon\varepsilon_0} \tag{4.5}$$

Ici $W_C$ est la largeur de la zone de charge d'espace base-collecteur (au seuil de l'effet Kirk elle est égale à l'épaisseur de la couche faiblement dopée, ici 0.16 $\mu$m). Cette pente est en excellent accord avec celle de la courbe théorique de la densité de courant Kirk calculé avec une vitesse moyenne des électrons $v = 3 \times 10^7$ cm/s et une densité de donneurs ionisés $N_D = 2.3 \times 10^{16}$ cm$^{-3}$. L'absence de paramètre ajustable dans l'expression 4.5 rend cette mesure très directe donc très fiable. L'ensemble de ces résultats montre sans ambiguïté une limitation à l'augmentation de la densité de courant par effet Kirk.

Notons que les points expérimentaux issus des comportements dynamique ($f_T$ et $f_{MAX}$) montrent un décalage vers les faibles densités de courant par rapport aux points issus du comportement statique. Ceci est lié au mécanisme de l'effet Kirk dans l'hétérojonction de type II que nous présentons dans la prochaine section.

### 4.3.2 Mécanisme de l'effet Kirk dans l'hétérojonction de type II

La vitesse moyenne des électrons dans la zone de charge d'espace base-collecteur est trouvée égale à $v = 3 \times 10^7$ cm/s. Bien qu'il s'agisse de la valeur moyenne de la vitesse des électrons dans la zone où leur accumulation dynamique est maximale, on peut être surpris par la faiblesse de cette valeur. En effet la présence de l'hétérojonction de type II génère un transport balistique des électrons en sortie de base avec une vitesse moyenne initiale proche $1 \times 10^8$ cm/s. D'autre part le même type de détermination réalisé dans un TBDH InGaAs/GaInAsP/InP [Kah04] a montré une vitesse nettement plus élevée ($v = 5.3 \times 10^7$ cm/s) alors que dans ce système les discontinuités de bande de conduction s'opposent au passage du courant, réduisant leur vitesse moyenne.

La forte réduction de la vitesse moyenne entre l'interface de type II et la zone d'accumulation dynamique des électrons s'explique par la présence d'une barrière de potentiel pouvant avoir une hauteur comparable à la discontinuité de la bande de conduction [Yee05]. Cette barrière est particulièrement élevée, typiquement 150 meV, pour deux raisons complémentaires.

- D'une part la très forte discontinuité de la bande de valence ($\Delta E_V = 0.67$ eV) confine les trous dans la base. Dans ces conditions la compensation partielle de la charge dynamique des électrons par un déplacement de la jonction électrique vers le collecteur ne peut avoir lieu comme observé dans les homojonctions base-collecteur (ou dans les hétérojonctions ayant une faible discontinuité de bande de valence).
- D'autre part la discontinuité de la bande de conduction masque l'effet de la présence de la barrière de potentiel due à l'effet Kirk tant que cette dernière a une hauteur plus faible que celle de la discontinuité. En effet, malgré la présence de cette barrière, c'est à dire d'un changement de signe du champ électrique dans le collecteur, les conditions vues par les électrons en sortie de base sont de 'bonnes' conditions de

collection. Dans ces conditions le gradient de concentration d'électrons minoritaires dans la base n'est pas perturbé et les caractéristiques de courants ne présentent aucun signe de la présence d'une barrière de potentiel due à l'effet Kirk.

Il faut que la barrière de potentiel de l'effet Kirk atteigne une hauteur comparable à la discontinuité de la bande de conduction pour qu'elle puisse rétroagir sur le contrôle du courant en modifiant les conditions de collection en sortie de base, ce qui conduit à un temps de transit plus long dans la base. Le courant collecteur présente alors une saturation dans la partie intrinsèque accompagnée d'une injection latérale, le courant de base une augmentation et la fréquence de coupure une diminution. L'effet Kirk dans les TBH GaAsSb/InP se manifeste donc à des densités de courant collecteur plus élevées que dans les transistors où l'hétérojonction base-collecteur ne présente pas de discontinuité accélératrice pour les électrons dans la bande de conduction. Dans les TBH GaAsSb/InP l'apparition de l'effet Kirk sur les caractéristiques statiques et dynamiques correspond à un effet Kirk déjà fortement établi, le seuil réel de cet effet (peu visible sur ces caractéristiques) étant à des densités de courant nettement plus faibles.

On notera que dans les hétérojonctions base-collecteur de type II (p.ex. GaAsSb/InP) la manifestation de l'effet Kirk présente un caractère plus abrupt que dans les autres structures. En effet l'apparition de la barrière de potentiel due à l'effet Kirk en début de zone de charge d'espace base-collecteur se traduit par une réduction de la vitesse des porteurs initialement injectés à une vitesse très élevée $1 \times 10^8$ cm/s. Le flux de porteurs étant conservé dans toute la structure, cette diminution locale de la vitesse moyenne des électrons se traduit par un accroissement supplémentaire de la densité d'électrons dans cette zone, renforçant ainsi la formation de la barrière de potentiel. Cette rétro-action positive se traduit par un emballement du phénomène, conduisant à un seuil très marqué de la manifestation de l'effet Kirk (voir par exmple figure 4.16).

En conclusion la vitesse moyenne des électrons mesurée au seuil de l'effet Kirk est une mesure directe donc très fiable. Cette valeur ne peut cependant pas être utilisée pour le calcul du temps de transit des électrons dans la zone de charge d'espace base-collecteur en dehors de l'effet Kirk puisqu'elle est fortement réduite par la barrière de potentiel de l'effet Kirk.

Utilisant ce mécanisme de l'effet Kirk dans l'hétérojonction de type II, le décalage des

seuils du courant Kirk entre les caractéristiques statiques et dynamiques observées dans la figure 4.17 peut être expliqué de la manière suivante.

La manifestation de l'effet Kirk à plus grande densité de courant sur les caractéristiques statiques (ici le gain en courant) du transistor devrait être liée à l'hétérojonction type II InP/GaAsSb. Comme expliquée plus haut, il faut que la barrière de potentiel de l'effet Kirk atteigne une hauteur comparable à la discontinuité de la bande de conduction pour qu'elle puisse modifier les conditions de collection des électrons en sortie de base. A des densités de courant sensiblement plus faibles, les caractéristiques statiques ne sont pas perturbées bien qu'il existe dans la jonction base-collecteur une accumulation dynamique de porteurs suffisante pour y inverser le champ électrique.

Il n'en est pas de même pour les caractéristiques dynamiques du transistor. En effet l'accumulation de charge correspond à une augmentation de la capacité base-collecteur qui se traduit par une diminution de la fréquence de coupure $f_T$ et par une diminution encore plus marquée de la fréquence maximale d'oscillation pour laquelle l'effet de l'augmentation de la capacité base-collecteur est renforcée $f_{MAX} = \sqrt{f_T/(8\pi R_b C_{bc})}$.

L'effet Kirk se manifeste donc sur le comportement statique à des densités de courant plus fortes que sur la fréquence de coupure. Cet écart est encore plus marqué pour la fréquence maximale d'oscillation ($f_{MAX}$).

Dans la section suivante nous analysons le temps de charge $R_b C_{bc}$ que nous avons déterminé des mesures de $f_T$ et $f_{MAX}$ de plusieurs géométries des TBH.

### 4.3.3 Analyse du temps de charges $R_b C_{bc}$

Le produit $R_b C_{bc}$ a été déterminé à partir des mesures de $f_T$ et $f_{MAX}$ en utilisant l'expression :

$$R_b C_{bc} = \frac{f_T}{8\pi f_{MAX}^2} \tag{4.6}$$

pour quelques transistors de l'échantillon choisis parmi les géométries ayant la plus faible largeur de doigt (typiquement 1 $\mu$m). La variation de ce produit avec la tension base-collecteur devrait nous permettre de séparer les composantes $R_b$ (indépendante de $V_{BC}$)

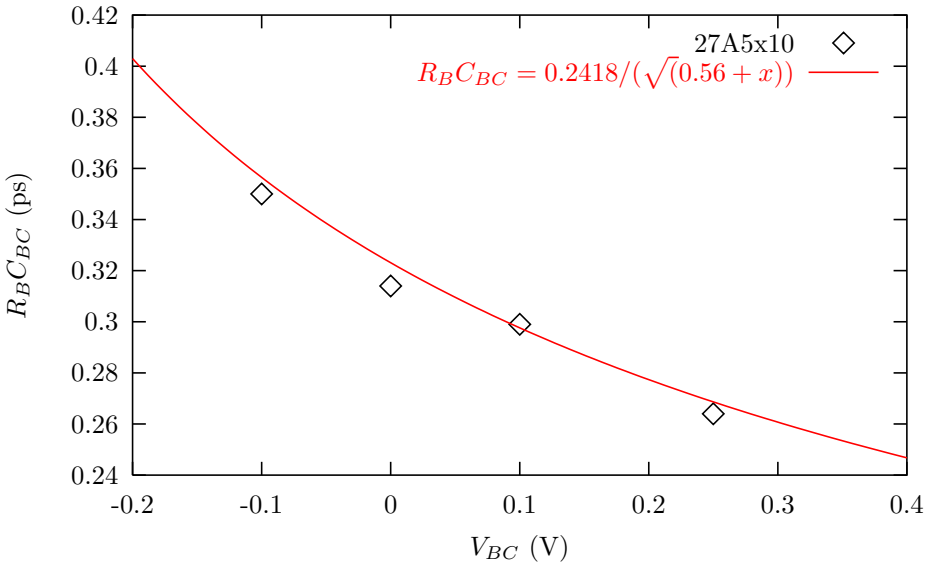



FIG. 4.18: Produit $R_bC_{bc}$ en fonction de la tension base-collecteur sur le transistor 27A5x10 de l'échantillon H7466.3

et $C_{bc}$ (variant avec $V_{BC}$). Dans l'approximation de complète déplétion il vient :

$$C_{bc} = S_{bc}\sqrt{\frac{qN_D\varepsilon\varepsilon_0}{2(V_{bi}+V_{BC})}} \tag{4.7}$$

où $S_{bc}$ est l'aire de la jonction base-collecteur déterminée au paragraphe 4.1, $N_D$ le niveau de dopage de la région $n^-$ du collecteur et $V_{bi}$ le potentiel de diffusion de la jonction base-collecteur. Dans la gamme des tensions base-collecteur pour lesquelles la région $n^-$ du collecteur n'est pas complètement déplétée (i.e $V_{BC} > -0.6$ V), le produit $R_bC_{bc}$ est tracé (figure 4.18) en fonction de $V_{BC}$. On constate un bon accord entre les points expérimentaux et la courbe théorique issue de l'équation 4.7 ainsi qu'entre la valeur du potentiel de diffusion $V_{bi}$ issu de cette adéquation et la valeur théorique ($V_{bi}$=0.56V). Le bon accord constaté permet donc de déterminer séparément $R_b$ et $C_{bc}$. La résistance de base ainsi déterminée est tracée (figure 4.19) en fonction du périmètre de la jonction émetteur-base. Sur le même graphe ce comportement est comparé à ceux des deux composantes principales de la résistance d'accès à la base : la résistance de contact ($R_{cont,b}$) et la résistance de la base extrinsèque ($R_{ext}$) calculé avec le modèle de résistances de la section 4.4.3 (utilisant

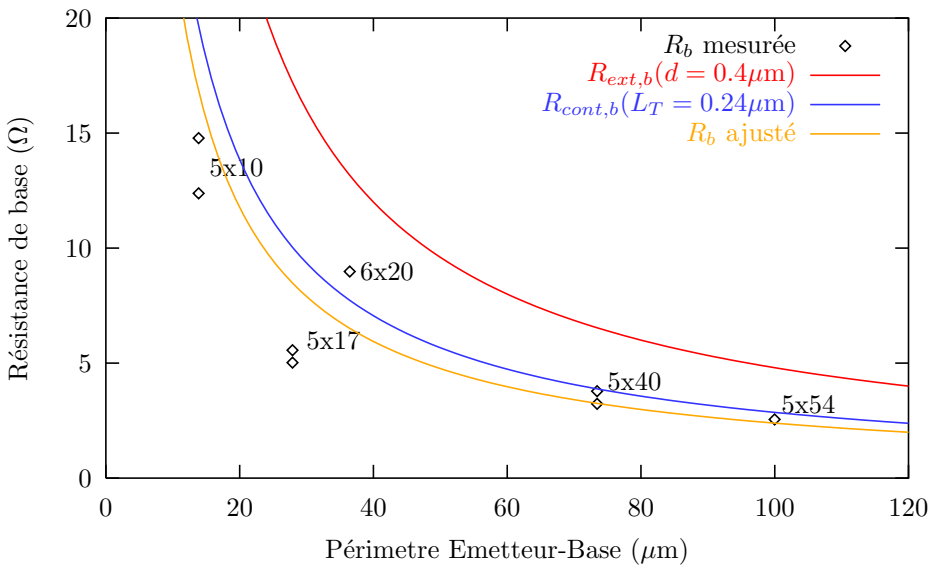



FIG. 4.19: Résistance d'accès à la base issue de la mesure du temps de charge $R_bC_{bc}$ en fonction du périmètre émetteur-base pour les transistors de l'échantillon H7466.3. Valeurs issues des caractérisations préalables des résistances de contact et de base extrinsèque. La courbe $R_b$ ajustée est obtenue pour $L_T = 0.1\mu$m et $d = 0.1\mu$m

équation 4.18).

On constate figure 4.19 un accord qualitatif entre les points expérimentaux et les comportements théoriques. Les transistors les plus étroits qui nous intéressent dans cette caractérisation, représentent la population où cette approximation est la mieux justifiée. Dans tous les cas cette simplification revient à sous-estimer la résistance d'accès à la base. L'accord quantitatif n'a pu être obtenu avec les valeurs caractérisées au préalable des paramètres $L_T = 0.24\mu$m et $d = 0.4\mu$m (Cf Section 4.1). La valeur de $L_T$ est issue de l'étude des contacts ohmiques montré dans la section 3.2, et ajustée pour les TBH H7466 dont la résistance carré de base est de 1200 $\Omega/\square$. Le désaccord quantitatif observé figure 4.19 est important puisque chacune des composantes de la résistance d'accès à la base (résistance de contact et de base extrinsèque) est supérieure aux valeurs mesurées. Le comportement voisin de ces deux composantes avec le périmètre de la jonction émetteur-base n'a pas permis une détermination séparée de ces paramètres ajustables $L_T$ et $d$. Un exemple d'accord est tracé pour $L_T = 0.1\mu$m et $d = 0.1\mu$m.

#### 4.3.3.1 Discussion sur la distance $d$

La distance $d$ (ou largeur de la base extrinsèque) est égale à celle séparant le doigt d'émetteur du contact de base. Elle a été déterminée comme la demi différence entre deux mesures faites au MEB de largeur du doigt d'émetteur, d'une part au niveau de la couche d'InGaAs et d'autre part au niveau du sommet du contact de tungstène (Cf. paragraphe 4.1). Dans ces conditions plusieurs incertitudes peuvent s'être cumulées pour conduire à une surestimation de la distance $d$ :

- Les mesures au MEB sont faites sous un très fort angle de tilt (proche de 90 degrés). Elles correspondent donc à la mesure *hors tout* de la largeur du doigt d'émetteur. Le flanc du mesa en InGaAs est particulièrement lisse et sa mesure est sans doute fiable. Il n'est n'est pas de même avec le plot de tungstène qui développe une forte rugosité sur les flancs de mesa, liée à sa structure colonnaire. La surestimation induite (demi écart entre la largeur moyenne et la largeur hors tout) peut être de l'ordre de 0.2 $\mu$m.
- Le contact de base est auto-aligné sur le doigt d'émetteur. Le bord interne de ce contact est donc défini par projection du périmètre du contact d'émetteur en tungstène sur la couche de base. Cette projection est accompagnée d'un effet d'ombrage dû à la dimension finie du creuset d'évaporation. On estime la profondeur de cette ombrage à 0.1 $\mu$m.

La mesure de $d$ faite à la section 4.1 est sans doute surestimée d'environ 0.3 $\mu$m. Une valeur proche de 0.1 $\mu$m semble plus réaliste.

#### 4.3.3.2 Discussion sur la longueur de transfert $L_T$

Les contacts ohmiques Pt/Ti/Pt/Au a été caractérisés avec une grande précision à l'aide de motif FCTLM sur une couche simple de $GaAs_{0.51}Sb_{0.49}$ dopée à $N_A = 3.6 \times 10^{19}$ cm$^{-3}$ (Cf. Section 3.2). La longueur de transfert a été mesurée à $L_T = (0.33 \pm 0.01)$ $\mu$m avant recuit et à $L_T = (0.27 \pm 0.01)\mu$m après un recuit à 450° Celsius pendant 1 s. Rapportée à la couche de base de H7466, la longueur de transfert est $L_T = 0.24\mu$m sans recuit et $L_T = 0.20\mu$m après recuit. La mesure sur un process transistor de contacts ohmiques présentant une longueur de transfert au moins 2 fois plus faible est très surprenante. En effet on observe généralement une détérioration de la résistivité des contacts lors des process complexes par

rapport aux mesures faites sur des motifs FCTLM. Deux conditions particulières pourraient tendrent à réduire la résistivité du contact de base par rapport à celui mesuré au préalable :

- Dans notre process les contacts des TBH ne sont pas intentionnellement recuits. En revanche l'échantillon a subi au cours du process plusieurs recuits, en particulier celui de polymérisation de la résine du niveau 5 à 180° Celsius pendant 180 minutes. Bien que l'étude préalable ait montré que les effets des recuits rapides aient peu d'effet sur la résistivité de contact, en particulier à 180° Celsius (Section 3.2), il est possible qu'un recuit long à faible température puisse améliorer de façon notable le contact ohmique. Ces conditions de recuit n'ont, à notre connaissance jamais été caractérisées sur ce type de contact. Une expérience de confirmation sera bientôt entreprise.
- La mesure de l'effet Hall sur la couche de base des TBH H7466 a montré un niveau de dopage de type p à $4.6 \times 10^{19}$ cm$^{-3}$ très proche de celui de la couche ayant servi lors de l'étude préalable du contact. En revanche les mesures de diffraction X ont montré une composition d'antimoine de la couche de base nettement plus faible ([Sb]=0.38) que dans celle de la couche ayant servi pour l'étude préalable ([Sb]=0.49). Bien qu'il semble difficile d'expliquer la réduction de la résistivité du contact de base par une réduction du taux d'antimoine dans la couche de GaAsSb, une étude de confirmation de cet effet sera prochainement mise en oeuvre.

En conclusion les mesures de la résistance d'accès à la base $R_B$ issues des mesures dynamiques présentent un bon accord qualitatif avec les modèles. Le désaccord quantitatif observé a, pour partie, son origine dans une surévaluation des mesures de la distance $d$ faites par observations au MEB. Il reste cependant au moins une autre source de désaccord qui n'a pu être identifiée. Son origine pourrait être dans une amélioration des résistivités de contact sur les couches de base du TBH 7466 grâce à un faible taux d'antimoine dans la couche de GaAsSb et/ou à un recuit long à relativement faible température. Ces deux hypothèses seront prochainement confrontées à l'expérience. Une autre source de désaccord pourrait venir de la méthode de détermination elle-même. Basée sur les mesures de $f_T$ et $f_{MAX}$ elle repose sur une expression très couramment utilisée de la fréquence maximale d'oscillation qui devra être validée dans le cas des transistors étudiés.

Dans la section suivante nous montrerons une calcul simple pour évaluer les dépendance des fréquences $f_T$ et $f_{MAX}$ des TBH H7466 en fonction de la géométrie du transistor.

## 4.4 Modélisation des fréquences $f_T$ et $f_{MAX}$ en fonction de la géométrie

Dans cette section à l'aide des dimensions des transistors mesurées ci-dessus et complétées par quelques expressions théoriques de résistances ou capacités, nous avons établi un modèle du comportement des fréquences $f_T$ et $f_{MAX}$ en fonction de la géométrie des dispositifs.

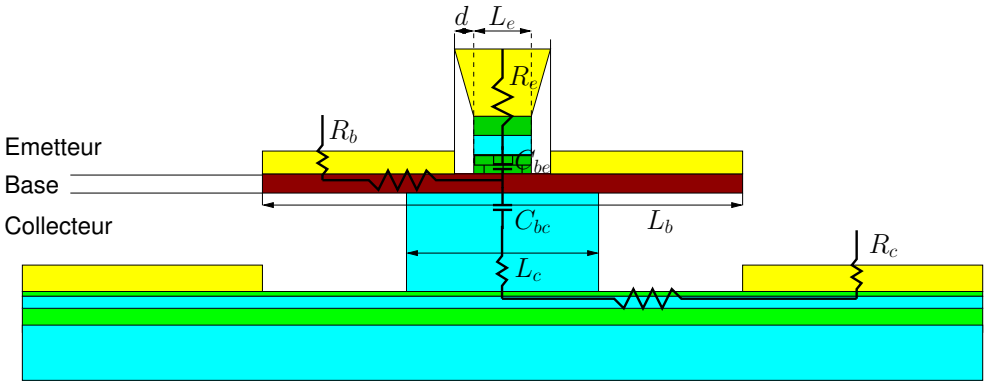



FIG. 4.20: Schéma électrique des TBH petites dimensions réalisés. On note également les dimensions de zones actives.

La figure 4.20 schématise la structure du transistor sur laquelle est représenté le schéma électrique équivalent en fonctionnement statique. Les dimensions caractéristiques sont définies comme :

- $L_e, l_e$ sont respectivement la largeur et la longueur du doigt d'émetteur
- $L_b, l_b$ sont respectivement la largeur et la longueur de la base
- $L_c, l_c$ sont respectivement la largeur et la longueur du doigt de collecteur
- $d$ est la distance entre la zone active de la base et le contact base.

### 4.4.1 Résistance dynamique d'émetteur $r_e$

Polarisée en direct la jonction émetteur-base présente une résistance dynamique $r_e$ telle que

$$r_e = \frac{nkT}{qI_e} = \frac{nkT}{qSJ_e} \tag{4.8}$$

où S est la surface de la jonction émetteur-base ($S = L_e l_e$), et $J_e$ est la densité de courant d'émetteur. Pour une géométrie donnée, la réduction de la résistance dynamique d'émetteur ($r_e$) passe donc par l'augmentation de la densité de courant ($J_e$). On connaît deux limites à cette augmentation : l'effet Kirk et l'échauffement du transistor. Le premier, lié au niveau de dopage du collecteur a été discuté dans la section 4.3. Le second est repoussé vers les plus fortes densités de courant lorsque la surface $S$ est réduite. Cette approche, qui semble paradoxale puisque d'après équation 4.8 une réduction de $S$ conduit à une augmentation de $r_e$, s'explique par l'augmentation sur linéaire de la valeur maximale de $J$ avec $1/S$. C'est ce dernier point qui explique la réduction drastique des dimensions des TBH rapides de la littérature (par exemple $L_e = 0.3\ \mu$m, $f_T > 500$ GHz [Haf03])

### 4.4.2 Résistance d'émetteur

La résistance d'accès à l'émetteur est définie comme la somme de trois résistances : la résistance du contact d'émetteur ($R_{cont,e}$) (entre le tungstène et la couche de contact d'émetteur en InGaAs), la résistance en tungstène ($R_W$) et la résistance des couches de contact émetteur et d'émetteur ($R_{se}$).

$$R_e = R_{cont,e} + R_W + R_{se} \tag{4.9}$$

La résistance du contact d'émetteur s'exprime :

$$R_{cont,e} = \frac{\rho_c}{L_e l_e} \tag{4.10}$$

où $\rho_c$ est la résistance spécifique de contact entre le tungstène et la couche du contact émetteur en InGaAs. Des mesures TLM sur le contact W/InGaAs ($n = 1 \times 10^{19}$ cm$^{-3}$) nous ont permis de montrer l'ohmicité de ce contact et sa faible résistivité ($\rho_c \sim 1 \times 10^{-7}\Omega$cm$^2$)

en accord avec ceux de la littérature $\rho_c \sim 6 \times 10^{-6} \Omega \text{cm}^2$ [Lah89]. Ces valeurs de résistivité sont très probablement surévaluées car elles ont été mesurées par TLM utilisant des motifs de grande taille (50 $\mu$m de largeur (Cf. Section 3.2)).

Les résistances de la couche de tungstène $R_W$ ainsi que celles des couches de contact émetteur et d'émetteur $R_{se}$ s'expriment par :

$$R = \frac{\rho W}{L_e l_e} \tag{4.11}$$

où $\rho$ est la résistivité du matériau et $W$ est l'épaisseur de la couche.

Pour les couches semi-conductrices dopées $n$, la résistivité du matériau est donnée par :

$$\rho = \frac{1}{q \mu_n N_D} \tag{4.12}$$

Le tableau 4.5 regroupe les valeurs de résistivité des matériaux utilisés pour l'émetteur [Lan87]

| Matériau | mobilité ($\text{cm}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$) | résistivité ($\rho$) ($\Omega$ cm) | épaisseur (nm) |
|---|---|---|---|
| W | - | $4.8 \times 10^{-6}$ | 600 |
| InGaAs ($n = 1 \times 10^{19}$ cm$^{-3}$) | 1200 | $5.2 \times 10^{-4}$ | 100 |
| InP ($n = 1 \times 10^{19}$ cm$^{-3}$) | 1000 | $6.3 \times 10^{-4}$ | 100 |
| InGaAlAs ($n = 5 \times 10^{17}$ cm$^{-3}$) | 2000 | $6.25 \times 10^{-3}$ | 60 |

TAB. 4.5: Résistivité et épaisseur des matériaux constituant l'émetteur de la structure H7466 [Lan87].

Nous constatons que la résistance d'émetteur est inversement proportionnelle à la surface de la jonction émetteur base, et que le matériau le plus résistif est la couche d'émetteur qui est la moins dopée. Pour une structure TBH avec les épaisseurs typiques montrées dans le tableau 4.5, la résistance d'émetteur est environ ($R_e = 14.9/S$) $\Omega$, où $S$ est la surface de la jonction émetteur-base en $\mu\text{m}^2$.

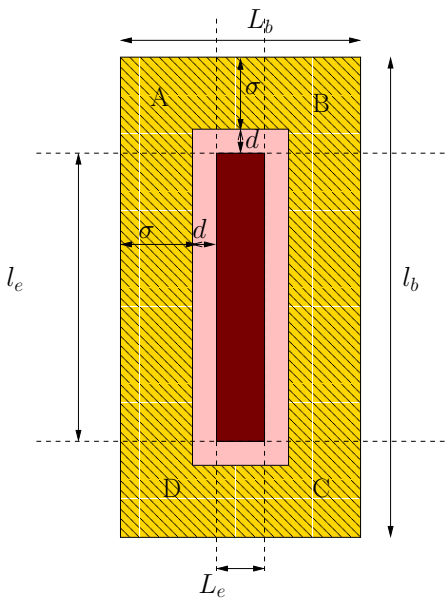



FIG. 4.21: Vu de dessus de la couche de base des TBH

### 4.4.3 Résistance de base

Pour estimer la résistance d'accès à la base en fonction des dimensions latérales du composant, nous considérons le plan de la couche de base composée des trois régions présentées dans la figure 4.21. La partie centrale est la zone active du TBH définie par la jonction émetteur-base. La partie extérieure (hachurée sur la figure 4.21) est la zone couverte par le contact de base. Enfin la partie intermédiaire, la zone extrinsèque de base, est déterminée par les deux parties précédentes distantes de $d$. La résistance d'accès à la base est la somme de la résistance de la zone extrinsèque de la base non métallisée $R_{ext}$ et de la résistance de contact $R_{cont,b}$ sous le métal.

$$R_b = R_{ext} + R_{cont,b} \tag{4.13}$$

Nous supposerons, pour simplifier les calculs, que la métallisation de la base est équipotentielle et nous ne tiendrons pas compte des carrés A, B, C, D aux quatre coins de la casquette de base. Dans ces conditions, la contribution de la zone extrinsèque est définie comme la somme des résistances des quatre cotés du doigt d'émetteur montés en parallèle :

$$\frac{1}{R_{ext}} \approx \frac{2L_e}{R_{S0}d} + \frac{2l_e}{R_{S0}d} \tag{4.14}$$

$$R_{ext} \approx \frac{R_{S0}d}{2(L_e + l_e)} \tag{4.15}$$

où $R_{S0}$ est la résistance par carré de la zone extrinsèque de base. La contribution de la résistance de contact est également définie comme la somme des quatre résistances de contact montées en parallèle :

$$\frac{1}{R_{cont,b}} \approx \frac{2(L_e + 2d)}{R_S L_T \coth(\sigma/L_T)} + \frac{2(l_e + 2d)}{R_S L_T \coth(\sigma/L_T)} \tag{4.16}$$

$$R_{cont,b} \approx \frac{R_S L_T}{2(L_e + l_e + 4d)} \coth(\sigma/L_T) \tag{4.17}$$

où $R_S$ est la résistance par carré du semi-conducteur en dessous du contact ($\neq R_{S0}$), $L_T$ est la longueur de transfert de courant entre la semi-conducteur et le métal et $\sigma$ est la largeur de la métallisation définie dans la figure 4.21.

La résistance de base est alors :

$$R_b \approx \frac{1}{2(L_e + l_e)} (R_{S0}d + R_S L_T \coth(\sigma/L_T)) \tag{4.18}$$

Afin de minimiser la résistance de base deux dimensions doivent être considérées. Premièrement $d$ doit être minimisée. Ceci est obtenu par des techniques d'auto-alignement (voir section 3.4.3). Deuxièmement, $\sigma$ doit être choisi grand devant $L_T$ afin d'éviter l'effet de "current crowding", c'est-à-dire l'augmentation de la résistance de contact due à l'effet de l'encombrement du courant près du bord de contact. Cet effet résulte de la nature bidimensionnelle du courant [Mur69] [Pim86]. Elle devient importante quand la longueur du contact $\sigma$ est inférieure à $L_T$.

Dans la conception des TBH nous choisissons $\sigma > 2L_T$ ($\coth(2) = 1.04$) afin d'exclure l'influence de la largeur du contact $\sigma$ sur la résistance de base. On a vu dans la section 3.2 que la longueur de transfert du contact Pt/Ti/Pt/Au sur GaAsSb ($N_A = 3.6 \times 10^{19}$ cm$^{-3}$)

est $L_T = 0.3$ $\mu$m. Il est donc possible, d'un point de vue électrique de réaliser des TBH rapides avec une débordement de la casquette de base de seulement 0.6 $\mu$m. Cependant les transistors présentés dans cette thèse ont tous un débordement de la casquette de base beaucoup plus prononcé (typiquement 1.9 $\mu$m) afin de pouvoir positionner correctement par lithographie UV (insolation en contact à 380 nm) les ponts à air de sorties de contact.

Les valeurs suivantes ont été utilisées pour calculer la contribution de la résistance de base $R_S = 1200\ \Omega/_{sq}$ (mesuré par TLM), $L_T = 0.1\mu$m et $d = 0.1\mu$m.

### 4.4.4 Résistance de collecteur

La résistance de collecteur est définie comme la somme de trois résistances : la résistance de la couche de collecteur ($R_{c0}$), celle de la couche de contact collecteur ($R_{cc}$) et celle du contact collecteur ($R_{cont,c}$).

$$R_c = R_{c0} + R_{cc} + R_{cont,c} \tag{4.19}$$

Elles sont données par (Cf. sections précédentes)

$$R_c = \frac{\rho W}{L_c l_c} \tag{4.20}$$

$$R_{cc} = \frac{R_{S0}(L_b - L_c)/2}{2(L_c + l_c)} \tag{4.21}$$

$$R_{cont,c} = \frac{R_S L_T}{2(L_c + l_c)} \coth(\sigma_c / L_T) \tag{4.22}$$

$$\tag{4.23}$$

Le tableau 4.6 regroupe les valeurs de résistivité des matériaux utilisés pour le collecteur.

| Matériaux | mobilité ($cm^2V^{-1}s^{-1}$) | résistivité ($\rho$) ($\Omega$ cm) | épaisseur (nm) |
|---|---|---|---|
| InP ($n = 5 \times 10^{16}$ $cm^{-3}$) | 3300 | $3.8\times10^{-2}$ | 160 |
| InP ($n = 1 \times 10^{19}$ $cm^{-3}$) | 1000 | $6.3\times10^{-4}$ | 200 |

| | | | |
|---|---|---|---|
| InGaAs ($n = 1 \times 10^{19}$ cm$^{-3}$) | 1200 | 5.2 $\times 10^{-4}$ | 100 |
| InP ($n = 1 \times 10^{19}$ cm$^{-3}$) | 1000 | 6.3$\times 10^{-4}$ | 250 |

TAB. 4.6: Résistivité et épaisseur des matériaux constituant le collecteur du H7466.

Compte tenu des matériaux utilisés dans les TBH H7466.3 ces différentes composantes s'écrivent : $R_{cont,c} = 27.2/(L_c + l_c)$, $R_{cc} = 17\frac{(L_b - L_c)}{2(L_c + l_c)}$ et $R_C = 62.1/(L_c l_c)$ où toutes les dimensions s'expriment en micron.

### 4.4.5 Capacité base-collecteur

La capacité base-collecteur est calculée dans l'approximation de la complète déplétion :

$$C_{bc} = L_c l_c \sqrt{\frac{qN_D \varepsilon \varepsilon 0}{2(V_{bi} + V_{BC})}} \tag{4.24}$$

où $\varepsilon_0$ est la permittivité de vide et $\varepsilon_c$ la permittivité relative du matériau d'émetteur, $N_D = 5 \times 10^{16}$ cm$^{-3}$ est le niveau de dopage dans la région n$^-$ du collecteur et $V_{bi} = 0.56$ V est le potentiel de diffusion de la jonction base-collecteur.

### 4.4.6 Capacité émetteur-base

La capacité émetteur-base a été déterminée expérimentalement à partir de la mesure de $f_T$. L'inverse du produit $2\pi f_T$ est tracé en fonction de $1./J_c$ (figure 4.22). Le comportement linéaire observé à faible densité de courant collecteur correspond à l'expression :

$$\frac{1}{2\pi f_T} = \frac{nkT}{q(L_e l_e)}(C_{be} + C_{bc}) \times \frac{1}{J_C} + t_b + t_c + (R_c + R_e)C_{bc} \tag{4.25}$$

La pente $a$ est proportionnelle à la somme des capacités émetteur-base et base-collecteur. La jonction émetteur-base étant polarisée en directe la capacité base-collecteur peut être négligée dans cette expression. La pente s'écrit alors :

$$a = \frac{nkT}{q(L_e l_e)} C_{be} = \frac{nkT}{q} C^*_{be} \tag{4.26}$$

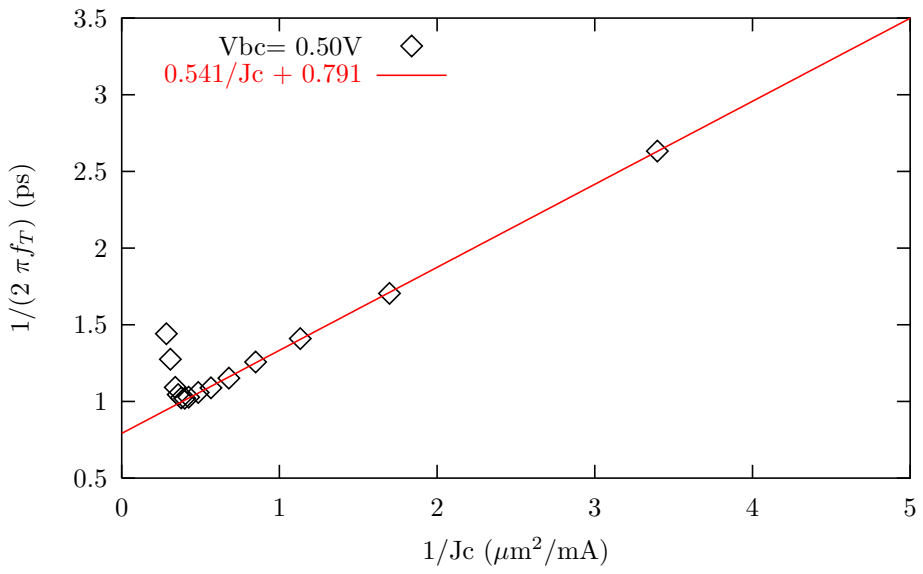



FIG. 4.22: Inverse du produit $2\pi f_T$ en fonction de l'inverse de la densité de courant collecteur pour le transistor 27A5x10 de l'échantillon H7466.3

où $C^*_{be}$ est la densité surfacique de capacité émetteur-base qui est une constante pour tous les dispositifs de l'échantillon. Une moyenne sur l'ensemble des transistors mesurés a permis d'évaluer cette capacité qui s'écrit : $C_{be} = 16.7 S_{eb}$ où $S_{eb}$ est l'aire de la jonction émetteur-base exprimée en $\mu$m$^2$ et $C_{be}$ est exprimé en fF.

### 4.4.7 Conceptions des TBH rapides

Des considérations de dimensions latérales on trouve les relations entre la géométrie du TBH avec le temps transit dans la base. Résumant les résistances et les capacités étudiées on se rend compte que les temps de charge intervenant dans $f_T$ sont proportionnels à :

$$\tau_e + \tau_c = r_e(\frac{1}{S_{eb}})[C_{je}(S_{eb}) + C_{bc}(S_{bc})] + [R_e(\frac{1}{S_{eb}}) + R_c(\frac{1}{P_{bc}})] \times C_{bc}(S_{bc}) \tag{4.27}$$

$$\tau_e + \tau_c = A + BS_{bc}/S_{eb} + CS_{bc}/P_{bc} \tag{4.28}$$

de même de $f_{MAX}$ il vient :

$$R_b C_{bc} = R_b(1/P_{eb})C_{bc}(S_{bc}) \tag{4.29}$$

$$R_b C_{bc} = DS_{bc}/P_{eb} \tag{4.30}$$

Les dimensions qui interviennent sont finalement le rapport entre les surfaces de jonction ($S_{bc}/S_{eb}$) et le rapport entre la surface de jonction et le périmètre ($S_{bc}/P_{bc}$ et $S_{bc}/P_{eb}$). Pour optimiser les performances du transistor le rapport entre les surfaces de jonction doit être minimisé. Considerant l'efficacité de collection des électrons en sortie, la limite optimale est $S_{bc} = S_{eb}$. Ceci a pour conséquence que pour optimiser les performances fréquentielles du composant le collecteur doit être sousgravé autant que l'émetteur.

Enfin, afin de minimiser le rapport ($S/P$) du composant, on doit avoir un grand rapport entre la largeur d'émetteur ($L_e$) et sa longueur ($l_e$) ($L_e << l_e$) i.e. un "doigt d'émetteur". Les expressions 4.28 et 4.30 expliquent également pourquoi ce ne sont pas le plus petits dispositifs qui possèdent les meilleurs performances, mais ceux avec un rapport de forme ($S/P$) minimum.

A partir de cet ensemble de données, nous établirons la variation des fréquences de coupure $f_T$ et maximale d'oscillation $f_{MAX}$ avec la géométrie des TBH.

### 4.4.8 La fréquence de coupure $f_T$ et la fréquence maximale d'oscillation $f_{MAX}$

Les fréquences de coupure $f_T$ et maximale d'oscillation $f_{MAX}$ sont données par les expressions :

$$\begin{aligned} f_T &= \frac{1}{2\pi\tau_{ec}} \\ f_{max} &= \sqrt{\frac{f_T}{8\pi R_b C_{bc}}} \end{aligned} \tag{4.31}$$

où le temps total $\tau_{ec}$ est la somme des temps de charge et des temps de transit

$$\tau_{ec} = t_b + t_c + (R_c + R_e)C_{bc} + r_e(C_{be} + C_{bc}) \tag{4.32}$$

Le tableau 4.7 regroupe les valeurs issues du modèle précédent pour les différentes géométries de dispositifs disponibles sur le jeu de masques. Les temps de transit dans la base $t_b$ et dans la jonction base-collecteur $t_c$ ont été calculés à partir des références [Bol01]. La densité de courant collecteur utilisée est celle limitée par l'effet Kirk à $J_{ck} = 2mA.\mu\text{m}^{-2}$. La tension base-collecteur est maintenue égale à zéro.

| Géométrie | $R_e$ ($\Omega$) | $R_b$ ($\Omega$) | $R_c$ ($\Omega$) | $C_{be}$ (pF) | $C_{bc}$ (pF) | $t_b$ (ps) | $t_c$ (ps) | $f_T$ (GHz) | $f_{MAX}$ (GHz) |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| 5x7 | 1.48 | 17.6 | 7.1 | 0.06 | 0.02 | 0.35 | 0.2 | 151 | 140 |
| 5x10 | 0.72 | 10.3 | 5.0 | 0.11 | 0.03 | 0.35 | 0.2 | 147 | 145 |
| 5x17 | 0.29 | 5.2 | 3.0 | 0.28 | 0.05 | 0.35 | 0.2 | 135 | 147 |
| 5x40 | 0.08 | 2.0 | 1.3 | 1.06 | 0.14 | 0.35 | 0.2 | 100 | 119 |
| 5x54 | 0.07 | 1.4 | 1.0 | 1.14 | 0.17 | 0.35 | 0.2 | 95 | 115 |
| 6x20 | 0.13 | 4.0 | 2.3 | 0.64 | 0.08 | 0.35 | 0.2 | 120 | 130 |
| 7x45 | 0.04 | 1.7 | 1.0 | 2.25 | 0.22 | 0.35 | 0.2 | 83 | 95 |
| 8x27 | 0.05 | 2.7 | 1.5 | 1.63 | 0.15 | 0.35 | 0.2 | 97 | 98 |

TAB. 4.7: Résultats du modèle utilisé pour calculer les fréquences de coupure $f_T$ et maximale d'oscillation $f_{MAX}$ pour les différentes géométries disponibles sur le jeu de masques.

On constate pour l'ensemble des géométries un bon accord avec les valeurs expérimentales. Cependant cet accord n'a pu être obtenu qu'en ajoutant une résistance constante ($R = 4\Omega$) dans la somme $R_e + R_c$. Sans cette résistance $f_T$ et $f_{MAX}$ montraient une dépendance avec la géométrie beaucoup plus faible que celle observée expérimentalement. Le caractère constant de cette résistance montre qu'elle est extérieure au dispositif. Elle pourrait être localisée dans les sorties de contacts par ponts à air.

## 4.5 Conclusions

Les performances en fréquence sont principalement limitées par le temps de charge de la capacité base-collecteur $(R_e + R_c)C_{bc}$ qui représente 33 % du temps de transit total $\tau_{EC}$ pour les transistors 5x17. La première amélioration à apporter à ces dispositifs est de pouvoir sous-graver profondément le collecteur de façon à obtenir un rapport des surfaces émetteur-base sur base-collecteur proche de l'unité. En introduisant dans le modèle présenté plus haut une sous-gravure de 1.7 $\mu$m (ce qui laisse une marge de 0.2 $\mu$m par rapport à la jonction émetteur-base) le couple $f_T$, $f_{max}$ passe de (147 ; 145) GHz à (170 ; 285) GHz. Comme attendu l'effet est principalement marqué sur $f_{MAX}$.

Une fois le collecteur sous-gravé, les performances en fréquence sont limitées par deux effets de même importance : d'une part l'effet Kirk qui limite la densité de courant et d'autre part le temps de transit dans la base. Le seuil de l'effet Kirk peut être repoussé vers les plus fortes densités de courant collecteur par une augmentation du dopage et une diminution de l'épaisseur de la région $n^-$ du collecteur. En considérant un niveau de dopage $N_D = 1 \times 10^{17}$ cm$^{-3}$ et une épaisseur de 0.1 $\mu$m la densité de courant seuil de l'effet Kirk vaut $J_{Kirk} = 7mA.\mu\text{m}^{-2}$ pour $V_{BC} = 0$.

Le temps de transit dans la base (ici $t_b$=0.35 ps pour une épaisseur de base de 40 nm) représente pour un transistor ayant une jonction base-collecteur sous-gravée environ 37 % du temps de transit total. Il peut être très fortement réduit en remplaçant l'hétérojonction de type II de la jonction émetteur-base par une hétérojonction de type I, par exemple en remplaçant l'InP de l'émetteur par un alliage quaternaire InGaAlAs ou ternaire InAlAs. Avec une hétérojonction de type I présentant une discontinuité de bande de conduction au moins égale à 0.1 eV le temps de transit dans la base devient inférieur à 0.15 ps pour une base de 40 nm.

Compte tenu de l'ensemble de ces améliorations (sous-gravure du collecteur, augmentation du seuil de l'effet Kirk et injection balistique dans la base) notre modèle prévoit un couple $f_T$ , $f_{max}$ de (380 ; 420) GHz pour les transistors 5x10. C'est cette perspective qui a motivé les développements technologiques réalisés dans ce travail et abouti au dépôt de deux brevets. En effet ils permettent de réaliser des transistors comprenant :

– Une sous-gravure profonde du collecteur pour réduire la capacité base-collecteur

– Un émetteur en InAlAs ou InGaAlAs pour l'injection d'électrons balistique dans la base
– Une structuration latérale entièrement auto-alignée pour la réduction des effets parasites latéraux
– Des sorties de contacts épais pour réduire les résistances électriques et thermiques

L'ensemble du procédé est maintenant entièrement opérationnel. Il a été validé avec succès sur la couche H7466 et a permis d'obtenir des résultats dynamiques à l'état de l'art pour les structures InGaAlAs/GaAsSb. Des process sont actuellement en cours sur des structures mieux adaptées.

# Bibliographie

[Haf03] Hafez W, Lai JW, Feng M. InP/InGaAs SHBTs with 75nm collector and $f_T$ > 500 GHz. Electron. Lett. 2003 ;39 :951-2.

[Kah04] Kahn M. Transistor bipolaire à hétérojonction GaInAs/InP pour circuits ultra-rapides : structure, fabrication et caractérisation. Thèse doctorat Paris XI (2004), 258p.

[Lah89] Lahav A, Ren F, Kopf RF. Thermal stability of tungsten ohmic contacts to the graded gap InGaAs/GaAs/AlGaAs heterostructure. Appl. Phys. Lett. 1989 ;54 :1693-5.

[Lan87] Madelung O, Schulz M. Landolt-Börnstein New series III/22a, Semiconductors : Intrinsic properties of Group IV elements and III-V, II-VI and I-VII compounds. Heidelberg : Springer Verlag, 1987.

[Mat96a] Matine N. Réalisation et caractérisation de transistors bipolaires à hétérojonction InP/InGaAs/Métal (Structure MHBT). Thèse doctorat Paris XI (1996) 213p.

[Yee05] Yee M, Houston PA. High current effects in double heterojunction bipolar transistors. Semicond. Sci. Technol. 2005 ;20 :412-7.

# Chapitre 5

# Conclusions et perspectives

Cette thèse se situe au début du développement des Transistors Bipolaires à Hétérojonction ayant une base en GaAsSb. Si quelques résultats sont rapportés dans la littérature (en particulier ceux de C.Bolognesi) il reste encore beaucoup à faire pour tirer pleinement partie du potentiel offert par ce matériau aux applications demandant un comportement ultra-rapide. D'autre part cette thèse est à notre connaissance la première en France et en Europe sur ce thème. Dans ce contexte l'axe principal de ce travail s'est naturellement porté sur les développements technologiques nécessaires à la réalisation de transistors ultra-rapides.

Deux briques technologiques spécifiques ont été développées : d'une part la gravure chimique sélective des alliages quaternaires InGaAlAs et ternaires InAlAs par rapport à GaAsSb et d'autre part l'étude et la réalisation de contacts ohmiques très faiblement résistifs sur GaAsSb de type p.

Après avoir montré que l'émetteur en InGaAlAs permettait de lever les limitations en courant imposées par l'émetteur en InP, la réalisation de TBH ayant un émetteur en InGaAlAs passait par la mise au point d'une méthode de gravure de ce matériau. Son utilisation comme émetteur impose deux critères à la gravure (i) une forte sélectivité par rapport à GaAsSb qui, utilisé dans une base fine (typ. 40 nm) doit garder son épaisseur initiale (ii) une rugosité aussi faible que possible de façon à éviter les recombinaisons parasites en périphérie de la jonction émetteur-base. Les résultats obtenus ont montré une rugosité extrêmement faible (comparable à celles des surfaces épitaxiées) et une sélectivité supérieure à 30. Cette solution est compatible avec les contraintes technologiques industrielles et libère

le verrou technologique limitant actuellement le déploiement des TBH InGaAlAs/GaAsSb.

La résistivité des contacts ohmiques sur GaAsSb de type p est intrinsèquement faible grâce à la faible hauteur de barrière Schottky et aux très forts niveaux de dopage réalisable sur GaAsSb:C. Malgré cette faible valeur, la résistance de base, en particulier la partie liée au contact, reste une limitation au comportement fréquentiel des TBH (Cf. Chapitre 4). Dans ces conditions il a fallu poursuivre le développement entrepris dans le groupe, de la méthode FCTLM pour la caractérisation précise des contacts très faiblement résistifs. La réalisation de motifs spécifiques (jusqu'à 200 nm) au masqueur électronique a permis de montrer une longueur de transfert du courant aussi petite que 300 nm sur une couche de GaAsSb dopée au carbonne à $N_A = 3.6 \times 10^{19}$ cm$^{-3}$. En plus de la mesure précise des paramètres du contact, nos analyses ont permis de montrer pour la première fois une augmentation de la résistivité du semiconducteur sous le contact par rapport à celle mesurée entre les contacts.

L'assemblage du procédé technologique pour la réalisation de TBH sub-microniques a été basé sur une adaptation du procédé MHBT développé dans les thèses précédentes pour des TBH à collecteur métallique. Cette adaptation ainsi que l'intégration des briques décrites ci-dessus a pu se faire tout en conservant les avantages-clés de ce procédé : transistors entièrement auto-alignés, gravures chimiques humides, égalisation des surfaces émetteur-base et base-collecteur ainsi que sorties de contact par ponts à air. Ce travail a abouti au dépôt de deux brevets. Le premier est sur le procédé de réalisation d'un profil rentrant du contact d'émetteur en tungstène permettant une amélioration du contrôle de l'auto-alignement du contact de base. Le deuxième porte sur la conception de l'hétérostructure émetteur-base-collecteur et du procédé de fabrication associé. Il permet la réalisation de TBH ayant à la fois une base en GaAsSb fine (p.ex. 10 nm) et fortement contrainte (p.ex. [Sb]<0.25%) et une sous-gravure profonde du collecteur (p.ex. 1.8 $\mu$m) pour l'égalité des surfaces émetteur-base et base-collecteur.

Par manque de temps les résultats dynamiques présentés dans cette thèse ont été obtenus sur un empilement épitaxial antérieur au concept développé dans le second brevet. La contrainte stockée dans la base, interdit toute sous-gravure du collecteur. Malgré une forte capacité base-collecteur, ils ont montré une fréquence de coupure de 155 GHz et une fréquence maximale d'oscillation de 162 GHz qui définit un nouvel état de l'art pour les TBH

InGaAlAs/GaAsSb. L'analyse des comportements dynamiques de ces transistors a montré qu'ils sont principalement limités par le temps de charge de la capacité base-collecteur (33 % du delai total émetteur-collecteur), validant ainsi les approches faites dans le développement du procédé de fabrication.

Une analyse plus poussée a montré que les autres limitations du comportement fréquentiel sont dues à la présence d'un effet Kirk dans la jonction base-collecteur qui limite la densité de courant à $J < 2mA.\mu\text{m}^{-2}$ et d'un temps de transit dans la base excessivement long (environ 0.35 ps) dû à la nature diffusive du transport électronique dans la base. Une structure améliorée (celle du second brevet) a été conçue pour repousser ces différentes limites. Comportant une hétérojonction InAlAs/GaAsSb de type I à la jonction émetteur-base, une hétérostructure symétrique émetteur-base-collecteur permettant une sous-gravure profonde du collecteur et une nouvelle conception du collecteur repoussant le seuil de l'effet Kirk au delà de 7 $mA/\mu\text{m}^{-2}$, la simulation prédit une couple ($f_T$ ; $f_{max}$) de (380 ; 420) GHz pour les transistors 5x10. Ces transitors sont actuellement en cours de process.

Le deuxième axe des travaux réalisés dans cette thèse est centré sur la caractérisation des propriétés physiques associées à l'hétérojonction de type II InP/GaAsSb.

Nous avons mis en œuvre une méthode expérimentale pour caractériser l'offset de la bande de conduction dans une hétérojonction de type II par électroluminescence. Nous avons ainsi identifié l'offset de bande de conduction ($\Delta E_c$) dans la jonction émetteur base d'InP/GaAsSb à $-(150 \pm 10)$ meV. Cette valeur est cohérente avec les résultats publiés dans la littérature, ces derniers étant compris entre -90 et -180 meV. Cette dispersion prouve que de nombreux travaux expérimentaux sont encore nécessaires pour élaborer et caractériser correctement ce système.

A partir de l'analyse des caractéristiques électriques de nos transistors, nous avons clarifié plusieurs propriétés du transport électronique dans l'hétérojonction de type II. En particulier, nous avons caractérisé les conditions d'injection des électrons dans la base, mesuré la longueur de diffusion des électrons dans la base ainsi que la vitesse des électrons dans la jonction base-collecteur dans les conditions de l'effet de Kirk. L'ensemble de ces mesures constitue une base de données pour le système InP/GaAsSb.

La compréhension physique des TBH employant une hétérojonction de type II est cependant loin d'être finalisée.

Dans ce travail, nous avons modélisé le comportement de la jonction émetteur-base à l'aide du modèle de Shockley considérant un transport diffusif proche de l'équilibre thermodynamique. La pertinence de cette hypothèse doit être vérifiée : l'offset de bande de conduction s'ajoutant au potentiel de diffusion dans l'hétérojonction de type II, doit de ce fait y modifier les mécanismes du transport.

Les mêmes remarques s'appliquent pour expliquer l'effet Kirk dans la jonction base-collecteur. Ce mécanisme, expliqué par l'élongation de la largeur efficace de la base dans le cas de l'homojonction ne peut pas être appliqué à l'hétérojonction InP/GaAsSb. En effet, l'offset de bande de valence constitue une importante barrière de potentiel pour les trous. Le mécanisme récemment proposé pour les hétérojonctions de type II qui résulte de l'existence d'une barrière de potentiel dans la jonction base-collecteur permet une explication des effets observés sur nos TBH. D'autre part, nous avons prouvé que l'injection latérale des électrons en présence de l'effet Kirk peut être un mécanisme dominant dans l'hétérojonction base-collecteur GaAsSb/InP. Une détermination expérimentale détaillée ainsi qu'une description synthétique regroupant ces deux effets sont nécessaires à la compréhension globale de cet effet.