



HAL
open science

Analyse expérimentale et modélisation du bruit haute fréquence des transistors bipolaires à hétérojonctions SiGe et InGaAs/InP pour les applications très hautes fréquences

Eloy Ramirez-Garcia Ramirez-Garcia

► To cite this version:

Eloy Ramirez-Garcia Ramirez-Garcia. Analyse expérimentale et modélisation du bruit haute fréquence des transistors bipolaires à hétérojonctions SiGe et InGaAs/InP pour les applications très hautes fréquences. Autre [cond-mat.other]. Université Paris Sud - Paris XI, 2011. Français. NNT : 2011PA112082 . tel-00604071

HAL Id: tel-00604071

<https://theses.hal.science/tel-00604071>

Submitted on 28 Jun 2011

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.



THÈSE DE DOCTORAT

SPECIALITE : PHYSIQUE

Ecole Doctorale « Sciences et Technologies de l'Information des Télécommunications et des Systèmes »

Présentée par :

Eloy RAMIREZ GARCIA

Sujet :

ANALYSE EXPERIMENTALE ET MODELISATION DU BRUIT HAUTE FREQUENCE DES TRANSISTORS BIPOLAIRES A HETEROJONCTIONS SiGe:C ET InGaAs/InP POUR LES APPLICATIONS TRES HAUTES FREQUENCES

Soutenue le 20 juin 2011 devant les membres du jury :

Mme Catherine ALGANI	CNAM-Paris	Président du jury
M. Frédéric ANIEL	IEF–Université Paris-Sud 11	Co-encadrant
M. François DANNEVILLE	IEMN–Université Lille 1	Rapporteur
M. Mauro ENCISO-AGUILAR	ESIME-IPN Mexique	Examineur
Mme Cristell MANEUX	IMS–Université Bordeaux 1	Rapporteur
M. Nicolas ZEROUNIAN	IEF–Université Paris-Sud 11	Directeur de thèse

A los setenta (Dédié à mes parents)

“[...] A los setenta, ser aquel que nunca he sido,
aventurarme en lo desconocido,
vivir de prisa, como si de aquí a mañana
tuviera que alcanzar todo el ayer.
A los setenta, más poesía.
A los setenta, ser.”

Homero Aridjis (1940 –)

Remerciements

Ce travail n'aurait pas été possible sans toute une série de personnes qui m'a accompagnée au cours de ces années.

D'abord je veux remercier vivement le chef de mon équipe d'accueil à l'IEF M. Frédéric Aniel. Merci pour le co-encadrement, la rigueur et le questionnement des résultats de mon travail et les propositions positives pour mener à bien cette étude. Enfin, merci pour ces discussions vraiment intéressantes au-delà du domaine scientifique.

D'autre part, je remercie mon encadrant M. Nicolas Zerounian pour les conseils qu'il m'a prodigués. Je remercie aussi mon encadrant mexicain M. Mauro Enciso Aguilar pour ses suggestions scientifiques et pour ses encouragements.

Ensuite, je voudrais remercier mes collègues du laboratoire que j'ai côtoyés ces années de thèse et à qui je souhaite une très bonne continuation : Hani Hamzeh, Eric Tea, Lei Cao, Bouchra Tissafi, Rasta Ghasemi, Boubacar Kanté, Thomas Lepetit, Dylan Germain, Alexandre Sellier, Djamel Gacemi, Mathieu Martin, Han Zheng, Saïd Khennouche, Xing Liu, Meng Fanqi, Andrés Quiroga et Andrés de Luna Bugallo. Je remercie aussi Mme Anne-Sophie Grimault-Jacquin.

Puis, j'envoie mes remerciements à tous les collègues que j'ai rencontrés en dehors du laboratoire et qui m'ont apporté beaucoup en amitié, solidarité et humanité. Je remercie : Aleyda Resendiz Muñoz, Martha Tawil Kuri, Alejandro Fuentes González, Julieta Rojas Castell, Carlos Valdez, Laura Trejo, Fernando Trejo, Penélope López Quiroz, Saul Sánchez Zea, Arlett Jiménez Hernández, Laura Nicolas, Rocío Suárez Sánchez, Oscar Hernández Hernández, Maura Pérez Jaramillo, Buenaventura Rubio Zenil, Alejandro Segura, Fernando Lores Masip, Dimitra Konsta, Claudia Gochicoa Gutiérrez, Eduardo Espinosa, Laura García, Adonis Reyez Reyez, Mariana Vargas Magaña, Tania Vázquez Faci, Verónica Castillo, Jean François Lagarde, Yesica Saavedra, Federico Nieto, Kenia Nieto Saavedra, Alberto González, Mauricio Nieto Saavedra, Diana Violeta Solares Pineda, Mara Tamayo, Francisco de la Torre, Roberto Campos, Delphine Ricault, Agnès Carayol, Bruno Manes, Xavier Délen, Natalia Pavlowska, Patricia Meza et Olga Bogdan.

Finally, I dedicate my last thanks to my family as a whole, because they have always supported me unconditionally and it is thanks to them that I started to be interested in science, thank to: my father Bernardo Ramírez Méndez, my mother Ana García Sánchez, my two brothers Ernesto and Fernando Ramírez García and my sister Susana Ramírez García.

Table de matières

INTRODUCTION	1
Chapitre I	5
Généralités des transistors bipolaires à hétérojonction	5
I.1. Introduction	5
I.1.1. Développement des technologies de l’information et de la communication	5
I.1.2. Le développement de l’industrie électronique	6
I.1.3. Les applications pour les composants semi-conducteurs	7
I.2. Principes de base du fonctionnement des transistors bipolaires	7
I.2.1. Transistor bipolaire homojonction	7
I.2.2. Transistors bipolaires à hétérojonction	9
I.2.3. L’influence des diagrammes de bandes d’énergie sur le transport	11
I.3. Caractéristiques statiques et dynamiques des transistors	14
I.3.1. Les caractéristiques statiques	14
I.3.2. Les tensions de claquage	20
I.3.3. Figures de mérite dynamiques des transistors.....	22
I.3.4. Modélisation électrique	26
I.4. Les technologies étudiées	27
I.4.1. Le TBH InP/InGaAs.....	27
I.4.2. Le TBH SiGe (BiCMOS 9).....	28
I.5. Etat de l’art des composants semi-conducteurs ultrarapides.....	29
I.5.1. Le TBH InP/InGaAs.....	29
I.5.2. La filière InP/GaAsSb	30
I.5.3. La filière SiGe:C	30
I.5.4. Synthèse des performances à l’état de l’art.....	31
I.6. Modélisation hydrodynamique	32
Annexe I.A	39
I.A.1. Modèle balance d’énergie pour les électrons	39
I.A.2. Modèle dérive diffusion	40
References	42

Chapitre II.....	47
Résultats expérimentaux et modélisation à température ambiante	47
II.1. Introduction	47
II.2. Résultats expérimentaux à 300 K	48
II.2.1. Les TBH SiGe étudiés	48
II.2.2. Les TBH InGaAs/InP étudiés	50
II.2.3. Tracé de Gummel et gain en courant des TBH SiGe.....	51
II.2.4. Performances dynamiques des TBH SiGe : f_T , f_{MAX} et τ_{ZO}	55
II.2.5. Tracé de Gummel et gain en courant des TBH InGaAs/InP.....	62
II.2.6. Performances dynamiques des TBH InGaAs/InP	64
II.2.7. Analyse des TBH SiGe	65
II.3. Résultats de modélisation hydrodynamique	74
II.3.1. Résultats en régime statique.....	74
II.3.2. Résultats en régime dynamique	75
II.3.3. Nouvelle technique d'extraction des temps de transit	77
II.3.4. Analyse paramétrique	80
II.3.5. Extrapolation des performances dynamiques	86
II.4. Conclusions	88
Références	90
Chapitre III	93
Résultats statiques et dynamiques des TBH à température variable.....	93
III.1. Les mesures à température variable	93
III.2. Les TBH SiGe:C	93
III.2.1. Caractéristiques statiques à basse température.....	93
III.2.2. Caractéristiques dynamiques à basse température.....	98
III.2.3. Séparation du temps de transit et des temps de charge.....	107
III.3. Les TBH InP/InGaAs	113
III.3.1. Mesures statiques à basse température	113
III.3.2. Mesures dynamiques à basse température.....	115
III.3.3. Séparation du temps de transit et des temps de charge du TBH InGaAs	117
III.4 Conclusions.....	120
Références	122

CHAPITRE IV	123
RESULTATS DES MESURES ET DE MODELISATION ANALYTIQUE EN BRUIT HF DU TBH INGAAS/INP ET SIGE:C	123
IV.1. Introduction.....	123
IV.2. Etat de l'art en bruit HF et mesures de bruit à haute fréquence	123
IV.2.1. Etat de l'art du facteur de bruit de quelques familles de transistors.....	123
IV.2.2. Le banc de mesure de bruit à haute fréquence de l'IEF	125
IV.2.3. Relations analytiques pour l'analyse de F_{min} et R_n	126
IV.2.4. Quelques éléments sur les performances en bruit des TBH SiGe:C et InGaAs/InP	127
IV.2.4.1. Dépendance de F_{min} et R_n en fonction de la fréquence.....	128
IV.2.4.2. Dépendance de F_{min} et R_n en fonction du courant	131
IV.2.4.3. Evolution de F_{min} et R_n en fonction du courant, à fréquence fixe	133
IV.3. Modélisation de bruit HF des TBH	136
IV.3.1. Extraction du schéma électrique équivalent des transistors bipolaires	137
IV.3.2. Prise en compte de l'auto-échauffement (AEC).....	138
IV.3.3. Modèles de sources de bruit des jonctions BE et BC du dispositif intrinsèque et leur corrélation.....	140
IV.3.3.1. Bruit de grenaille dans une jonction P-N	140
IV.3.3.2. Sources de bruit dans le transistor bipolaire à homojonction et dans les TBH ..	141
IV.3.4 Circuits électriques équivalents du TBH et analyse du bruit HF	144
IV.3.5 Dérivation des sources de bruit i_1 et i_2 pour le TBH SiGe:C	146
IV.3.6 Dérivation des sources de bruit i_1 et i_2 pour le TBH InGaAs/InP	147
IV.3.7 Circuit électrique équivalent complet pour la modélisation en bruit HF des TBH	148
IV.4 Comparaison du modèle en bruit HF complet avec l'expérience.....	149
IV.4.1. Influence du terme de corrélation des sources i_1 et i_2 sur le bruit HF TBH SiGe:C	149
IV.4.2. Influence du terme de corrélation des sources i_1 et i_2 sur le bruit HF, TBH InGaAs/InP	151
IV.4.3. Validation du modèle de bruit complet avec des autres composants bipolaires ...	154
IV.4.4. Evaluation de l'influence de l'auto-échauffement et du modèle de sources simplifiés i_1 et i_2 sur les performances en bruit	156
IV.5. Quelques éléments d'analyse des modèles analytiques de F_{min} et R_n et leur comparaison avec les données expérimentales pour les deux technologies de TBH	159
IV.5.1. Comparaison entre l'expérience et les modèles simplifiés de F_{min} et R_n avec ou sans la prise en compte de l'auto-échauffement des TBH	159
IV.5.2. Comparaison entre l'expérience, les modèles simplifiés de F_{min} et R_n et les	

formulations de F_{min} de Hawkins et Fukui et de R_n de Pucel et Rohde.....	162
IV.6. Extraction du facteur de distribution (X), de la résistance de base intrinsèque (R_{Bi}) et extrinsèque (R_{Bx}).....	165
IV.6.1. Quelques rappels sur le facteur de distribution X du TBH InGaAs/InP.....	166
IV.6.2. Dérivation analytique de X , R_{Bx} et R_{Bi} à partir des expressions simplifiées de F_{min} et R_n	166
IV.6.3. Sensibilité de F_{min} et R_n en fonction de R_{Bx} , R_{Bi} et X	167
IV.6.4. Séparation de R_{Bx} , R_{Bi} et X à travers du modèle complet avec les sources i_1 et i_2 simplifiées non corrélées (ADS)	170
IV.6.5. Autres méthodes d'extraction de R_{Bx} et R_{Bi}	180
IV.7. Comparaison des performances en bruit des deux types de TBH	182
IV.8. Comparaison des performances en bruit entre les deux types de TBH à basses températures	186
9. Conclusions	193
Annexe IV.A. Développement du modèle des sources de courant des jonctions pn et des transistors bipolaires à homojonction à partir de l'approche de van der Ziel [19]	195
IV.A.1. Bruit de grenaille dans une jonction P-N	195
IV.A.2. Sources de bruit aux jonctions BE et BC dans un transistor bipolaire à homojonction.....	198
Annexe IV.B. Développement du modèle analytique simplifié du facteur du bruit minimum (F_{min}) et la résistance équivalente en bruit (R_n)	203
IV.B.1. Dérivation de F_{min} et R_n pour le cœur du composant.....	203
IV.B.2 Prise en compte de R_E , $(1 - X)C_{BC}$ et R_{Bx} pour la dérivation de F_{min} et R_n	206
Références	209
CONCLUSION GENERALE	213

Introduction

Au début des années 1990, l'utilisation des services de télécommunication tels que les téléphones portables et Internet était marginaux. Aujourd'hui ce sont les deux moyens de communication les plus largement utilisés dans le monde entier et le nombre d'abonnés ne cesse d'augmenter. Pour donner un exemple, l'entreprise américaine Verizon prévoit en 2011 le déploiement d'un nouveau réseau de fibre optique afin d'augmenter le débit de transmission et réception du lien optique entre Paris et Francfort. Ce nouveau réseau optique sera basé sur le standard Ethernet 100 Gbit/s. Un tel potentiel de communication dépasse de presque 10 fois la capacité du réseau actuel entre ces deux villes¹.

L'essor du marché des télécommunications n'est pas sans conséquence sur la recherche des technologies de l'information et des communications et aux technologies de micro-électroniques rapides en particulier. Une bonne partie des efforts de recherche et de développement est dirigée dans la quête à l'amélioration des vitesses de fonctionnement et la diminution des niveaux de bruit des composants et circuits électroniques et optoélectroniques semi-conducteurs.

Les composants à hétérojonctions sont des candidats bien positionnés pour remplir la demande en vitesse de fonctionnement et en faible niveau de bruit, et parmi ces composants, les transistors bipolaires à hétérojonction (TBH) npn Si/SiGe:C/Si et InP/InGaAs/InP sont l'objet de mon travail de thèse. Les TBH SiGe:C/Si étudiés sont ceux d'une filière BiCMOS avancée (nœud CMOS 0.13 μm , BiCMOS9) fabriqués par STMicroelectronics (Crolles), et les TBH InGaAs sur InP sont ceux d'une filière MMIC/optoélectronique sur InP (technologies 2 μm et 0.7 μm) fabriqués par III-V Lab Alcatel-Lucent (Marcoussis).

¹ Information disponible sur le site web de Verizon: [http://www.verizonbusiness.com/about/news/\(02/03/2011\)](http://www.verizonbusiness.com/about/news/(02/03/2011))

Ainsi, dans le premier chapitre, le mode de fonctionnement des transistors bipolaires est rappelé. J'introduis ensuite brièvement quelques caractéristiques techniques des composants visés dans l'étude, avec la présentation d'un état de l'art de toutes les familles de TBH. Enfin, des modèles de mobilité à faible champ et du temps de relaxation de l'énergie de l'alliage SiGe:C contraint en compression et fortement dopé sont décrits. Ces modèles sont utilisés dans une modélisation hydrodynamique.

Dans le chapitre II, les analyses expérimentales en régime hyperfréquence petit signal, à température ambiante, sont présentés, avec l'objectif de relever les configurations technologiques qui sont les plus propices à conduire aux performances dynamiques les plus élevées possibles. Les TBH SiGe étudiés ont pour spécificité d'avoir des niveaux et des gradualités de composition en germanium différents dans la base, ainsi que des niveaux de dopage dans la base légèrement variable. Pour les TBH InP, l'analyse s'appuie sur les deux technologies, montrant l'intérêt de la réduction des dimensions latérales pour obtenir de meilleures performances dynamiques. Le second volet du chapitre II porte sur la modélisation hydrodynamique des TBH SiGe, utilisant les lois de mobilité et de temps de relaxation de l'énergie introduites dans le premier chapitre. A partir des résultats de simulation, une méthodologie originale de séparation des temps de transit intrinsèques est développée. Cette technique me permet de quantifier l'influence du taux et de la gradualité de composition en germanium, et du niveau de dopage dans la base sur le temps de transit des porteurs dans la base du transistor.

Refroidir le TBH est un moyen pour étudier la répartition des éléments extrinsèques et intrinsèques qui interviennent dans la limitation des performances dynamiques. En réduisant la température appliquée au transistor, nous modifions la contribution relative de ses éléments, à l'avantage de ceux intrinsèques au cœur du fonctionnement du TBH. Cette étude des performances dynamiques à température cryogénique variable est l'objet du chapitre III. On observe l'augmentation des fréquences de transition du gain en courant (f_T) et du gain en puissance de Mason (fréquence maximale d'oscillation f_{MAX}), ou la réduction des temps de

transit, à mesure que la température est basse. La séparation de la contribution relative des temps de transit et des temps de charge est faite, montrant que le temps de transit de base et de collecteur représente toujours plus de 60% du retard total des TBH. Cela montre d'une part qu'une architecture est optimisée en ayant réduit la charge des éléments parasites aux TBH intrinsèques et d'autre part la voie d'optimisation qu'il reste à mener sur la structure verticale pour accroître encore les fréquences de coupure.

Si les TBH sont utilisés dans une chaîne d'amplification d'un récepteur, ceux-ci doivent ajouter le moins de bruit possible aux signaux détectés. Le chapitre IV est consacré à l'étude expérimentale et à la modélisation du bruit hyperfréquence (HF) des TBH. Je discute dans un premier temps les résultats des mesures en bruit HF (0.5 – 18 GHz) et je compare les performances des technologies SiGe et InP. Ensuite un modèle électrique utilisé pour la modélisation du bruit HF est développé, prenant entre autre en compte l'auto-échauffement des TBH. Je prends soin de détailler les sources de bruit des jonctions base-émetteur et base-collecteur et leur corrélation, en considérant les différences du transport spécifiques à chaque hétérojonctions Si/SiGe et InP/InGaAs. Une simplification du modèle électrique est proposé afin de manipuler un modèle analytique simplifié pour le facteur de bruit minimum (F_{min}) et la résistance équivalente de bruit (R_n). Des accords satisfaisants entre mesure et modèles simplifiés sont démontrés pour les deux TBH SiGe et InP, contrairement à d'autres relations issu des travaux de Hawkins, Fukui et Rohde. Dans ce chapitre, une méthodologie est présentée pour la séparation des constituants intrinsèque et extrinsèque à la résistance de base apparente (R_B). Grâce à cette stratégie j'arrive à quantifier la variation du coefficient de distribution de la jonction base collecteur et de la résistance de base intrinsèque en fonction de la polarisation. Je finis ce chapitre par une étude du bruit HF avec le modèle électrique dont les sources de bruit des jonctions sont corrélées. Ne disposant pas de mesure de bruit à basse température, j'estime à partir du modèle et de mesure de paramètres S, les performances en bruit à basse température (35 K).

Les points marquants du travail sont repris dans une conclusion générale.

Chapitre I

Généralités des transistors bipolaires à hétérojonction

I.1. Introduction

I.1.1. Développement des technologies de l'information et de la communication

Au cours des précédentes décennies, le monde a connu une révolution technologique comparable à celle de l'introduction de l'électricité au 19^{ème} siècle qui fut très conséquente. Cette révolution concerne les technologies de l'information et de la communication (TIC) qui ont complètement changé la vie quotidienne des trois niveaux de la société : gouvernements, entreprises et individus du monde entier. Selon l'INSEE : « Le développement conjugué des nouvelles technologies de l'information et de la communication (NTIC) affecte l'ensemble des secteurs économiques et plus largement la société tout entière ».

Dans ce chapitre, après une brève présentation du développement des TIC durant la dernière décennie, nous évoquons les différents domaines d'application associés à chaque technologie de dispositifs semi-conducteurs. Puis nous donnons un état de l'art pour chaque technologie et nous décrivons celles qui constituent l'objet de ce travail de thèse. Ensuite nous terminons ce chapitre par une description du principe de fonctionnement des TBH ainsi que des différents outils utilisés pour caractériser les dispositifs analysés.

Lors des dernières décennies, les technologies de l'information et de communication (TIC) ont connu un essor remarquable. Des applications numériques tel que l'Internet, la téléphonie mobile, les services large bande (fixe et mobiles) ont permis le développement de la communication entre toutes les régions du monde de façon rapide, fiable et à faible coût. La figure I.1 illustre l'évolution de l'utilisation de ces technologies à niveau mondial au cours de la dernière décennie.

Le nombre d'utilisateurs de téléphonie mobile, figure I.1, a connu une croissance largement supérieure à celle des autres TIC et que le nombre d'utilisateurs d'Internet (au niveau mondial) a eu une croissance forte. De façon générale, alors qu'à la fin des années 1990, les lignes téléphoniques fixes étaient la technologie de communication dominante, en 2009, les technologies les plus couramment utilisées par nos sociétés sont la téléphonie mobile et l'Internet.

Dans un contexte de demande à très forte croissance des services de télécommunication, la technologie microélectronique et les dispositifs semi-conducteurs doivent remplir des critères de faible coût, de fiabilité et de bande passante de plus en plus élevés.

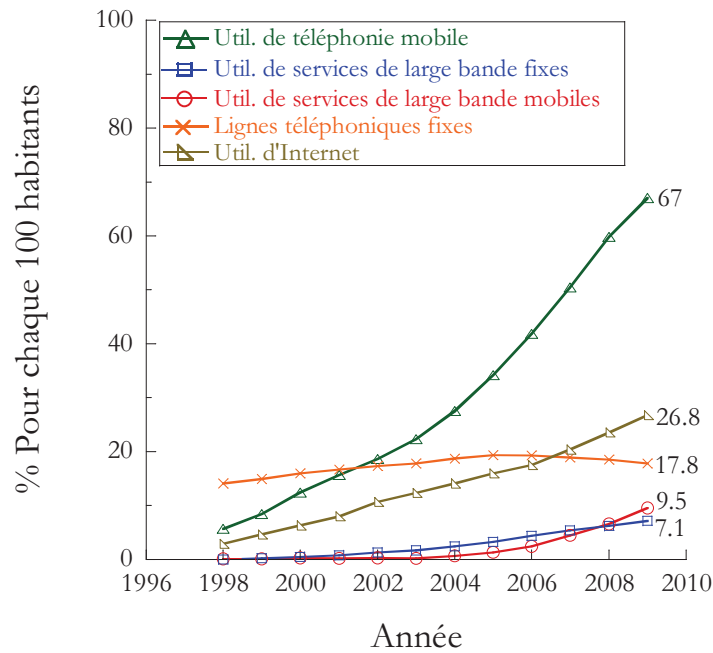


Figure I.1. Taux de croissance d'utilisateurs des technologies de l'information à niveau mondial, source Union Internationale de Télécommunications (en anglais International Telecommunications Union, ITU).

I.1.2. Le développement de l'industrie électronique

Bien que l'invention du transistor bipolaire par Brattain, Bardeen et Shockley en 1947 s'appuyait sur un transistor à pointe métallique sur couche de germanium dopé P sur germanium dopé N, les constructeurs des tous premiers circuits intégrés (1958) ont préférés le silicium (Si). Dès cette époque, la capacité d'intégration de dispositifs sur une même surface de puce a doublé tous les 18 mois (loi de Moore). Cette capacité d'intégration s'est appuyée sur les propriétés de l'oxyde natif du silicium (SiO_2) et sur celles des métallisations utilisées pour les interconnexions des circuits intégrés [1]. Les possibilités de performance en vitesse de commutation ou en fréquence de fonctionnement d'une technologie évolue particulièrement avec la réduction des dimensions des transistors, l'usage de matériaux ou d'hétérostructures qui améliorent le transit des porteurs de charge, ou réduisant les charges stockés dans les jonctions, et avec la réduction des résistances d'accès à la partie intrinsèque des dispositifs actifs. On peut aussi citer les dispositifs sur substrat binaire GaAs ou InP, et l'apport des contraintes sur les propriétés de couches semi-conductrices fines en désaccord de maille cristalline sur leur substrat. Les procédés de gravure, de dépôt, de lithographie se sont considérablement développés pour parvenir à des structures dont les dimensions sont nanométriques dans l'une des directions de l'espace et déca-nanométrique à micrométrique dans les deux autres.

Récemment des efforts de recherche ont été menés afin de repousser les performances des dispositifs semi-conducteurs pour atteindre des fréquences d'opération proche du terahertz. Dans [2], les auteurs signalent que bien qu'il existe maintenant de nombreuses technologies de dispositifs semi-conducteurs pour le domaine hyperfréquences, tels que les HEMT III-V, les TBH SiGe, les MOSFET tout Si, les seuls dispositifs capables d'avoir de telles performances ultra rapides avec des caractéristiques électriques « normales » restent les dispositifs semi-conducteurs réalisés avec des alliages III-V. Ces caractéristiques « normales » d'opération nécessitent notamment une bonne tenue en tension : les dispositifs doivent remplir la condition $BV > E_g/q$.

I.1.3. Les applications pour les composants semi-conducteurs

Pour les densités d'intégration les plus élevées, les dispositifs de choix sont les transistors à effet de champ MOS-Si et plus spécifiquement l'inverseur CMOS, ceci grâce à leur faible consommation de puissance lorsqu'ils ne commutent pas. Ainsi, on retrouve cette technologie dans tous les circuits intégrés numériques de petite ou de grande dimension, constituant l'électronique d'aujourd'hui.

En revanche, pour des applications analogiques à très haute fréquence, les TBH et les HEMT tous deux pourvus d'hétérojonctions sont mieux adaptés grâce à leurs performances dynamiques élevées et leur faible bruit (pour les HEMTs). Les hautes performances du dispositif « individuel » sont recherchées en opposition aux performances associées à leur grand nombre dans les microprocesseurs par exemple.

Cependant les filières MOS continuent année après années leur inexorable montée en fréquence. Leur faible coût et leur forte capacité d'intégration avec des fonction/circuits analogiques plus basses fréquences ou avec des fonctions/circuits numériques sont inégalables. On peut considérer que pour bon nombre d'applications les filières MOS Si sont sans rivale au moins jusqu'à 60 GHz [3].

I.2. Principes de base du fonctionnement des transistors bipolaires

I.2.1. Transistor bipolaire homojonction

Le transistor bipolaire (BJT) est un dispositif semi-conducteur composé de trois régions semi-conductrices dopées dans l'une des deux configurations possibles pnp ou npn. Dans une structure bipolaire l'effet transistor est obtenu par la proximité des deux zones de charge d'espace (ZCE) entre les trois régions dopées, en permettant une injection de charge minoritaire dans la couche intermédiaire par l'une des jonctions, et la collection de ces

charges par l'autre jonction. Intéressons-nous maintenant seulement au cas du transistor npn, les porteurs les plus importants étant les électrons qui doivent transiter de l'émetteur vers le collecteur.

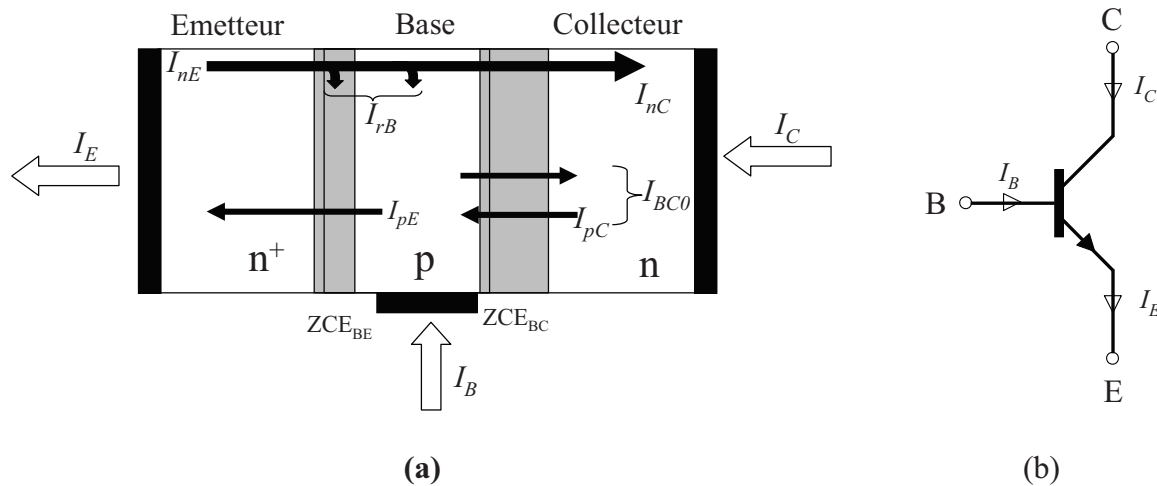


Figure I.2. (a) Représentation filaire du transistor bipolaire à BJT npn et (b) représentation électrique du transistor bipolaire npn.

Le transistor bipolaire peut être dans l'une des quatre situations suivantes :

- 1 Mode de fonctionnement normal : la jonction base-émetteur (BE) est polarisée en directe et la jonction base-collecteur (BC) est polarisée de façon inverse.
- 2 Mode de fonctionnement coupé : les deux jonctions BE et BC sont polarisées en inverse.
- 3 Mode de fonctionnement saturé : les deux jonctions BE et BC sont polarisées en directe.
- 4 Mode de fonctionnement inverse : la jonction BC est polarisée en directe et la jonction BE est polarisée en inverse.

C'est dans le mode de fonctionnement normal que Les transistors bipolaires présente les performances fréquentielles les plus élevées. Dans ce régime de fonctionnement, les différents courants illustrés sur la figure I.2 (a) sont :

- 1 I_{nE} est le courant des électrons injectés dans la base par l'émetteur,
- 2 I_{rB} est le courant de recombinaison électron-trou dans la base quasi-neutre et dans la zone de charge d'espace de la jonction BE,
- 3 I_{nC} est le courant électronique collecté par le collecteur,
- 4 I_{pE} est le courant des trous injectés de la base vers l'émetteur,
- 5 I_{pC} est le courant de trous provenant du collecteur,

- 6 I_{CB0} est le courant d'électrons et de trous entre collecteur et base résultant par exemple soit de l'ionisation par choc dans la ZCE base-collecteur ou soit de la génération thermique de porteurs.

A partir de ces définitions nous pouvons exprimer les courants terminaux du transistor bipolaire comme :

$$I_E = I_{nE} + I_{pE} \quad (I.1)$$

$$I_B = I_{rB} + I_{pE} - I_{CB0} \quad (I.2)$$

$$I_C = I_{nE} - I_{rB} + I_{CB0} \quad (I.3)$$

En mode de fonctionnement normal, un paramètre significatif du transistor est le gain en courant statique (β) définie par :

$$\beta = \frac{I_C}{I_B} = \frac{I_{nE} - I_{rB} + I_{CB0}}{I_{rB} + I_{pE} - I_{CB0}} \approx \frac{I_{nE} - I_{rB}}{I_{rB} + I_{pE}} \quad (I.4)$$

En outre nous pouvons définir l'efficacité d'injection de la jonction BE comme le rapport d'électrons injectés dans la base au courant total d'émetteur :

$$\gamma = \frac{I_{nE}}{I_{nE} - I_{pE}} = \frac{1}{1 - \frac{I_{pE}}{I_{nE}}} \quad (I.5)$$

De plus, le facteur de transport dans la base (α_t) est défini comme le rapport entre le courant d'électrons collectés par le collecteur au courant d'électrons injectés par la jonction BE :

$$\alpha_t = \frac{I_{nC}}{I_{nE}} = \frac{I_{nE} - I_{rB}}{I_{nE}} \quad (I.6)$$

Si l'on utilise les expressions α_t et γ et on les substitue dans l'expression pour le gain en courant, nous aurons alors :

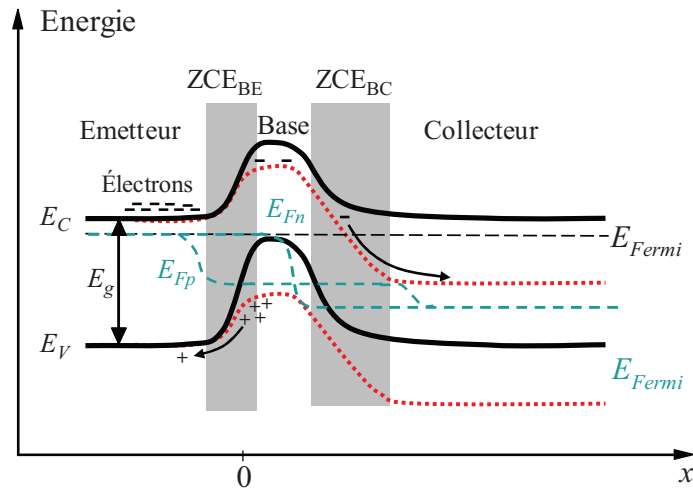
$$\beta = \frac{\alpha_t \gamma}{1 - \alpha_t \gamma} \quad (I.7)$$

1.2.2. Transistors bipolaires à hétérojonction

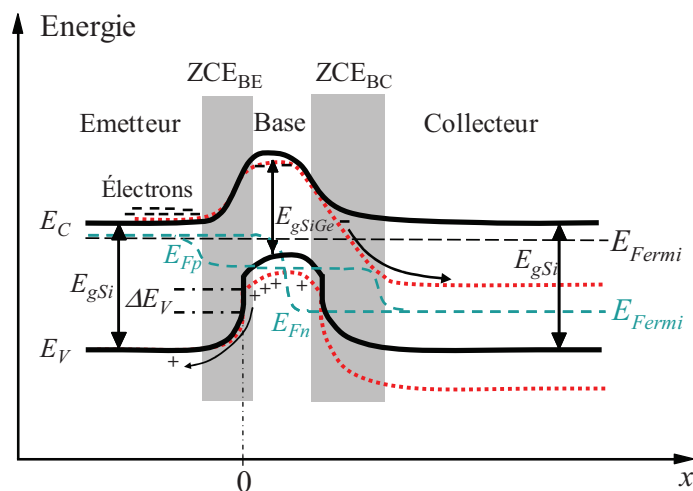
Avec la relation I.7 nous pouvons constater que le gain en courant est d'autant plus élevé que le produit $\alpha_t \gamma$ est le plus proche possible de l'unité. Un des avantages du transistor bipolaire à hétérojonction (TBH) par rapport au transistor BJT réside dans sa capacité à avoir facilement un coefficient d'efficacité d'injection quasi-unitaire (effet émetteur « grand gap »). Grâce à la différence de bande interdite entre les matériaux constituant l'émetteur et la base

($E_{gE} > E_{gB}$), et mieux encore une discontinuité dans la bande de valence (ΔE_V), une plus grande barrière de potentiel est présentée aux trous de la base qui seront donc plus difficilement injectés vers l'émetteur.

La figure I.3 illustre le diagramme des bandes d'énergie pour des homojonctions Si (BJT) et pour des hétérojonctions Si/SiGe/Si.



(a)



(b)

Figure I.3. (a) Diagramme de bandes d'énergie d'un transistor bipolaire npn à homojonction et (b) diagramme de bandes d'énergie d'un transistor à hétérojonction à l'équilibre thermodynamique (traits noirs) et sous polarisation normale (traits rouges et verts).

Pour l'homojonction, aucun effet de discontinuité de barrière de potentiel est possible (sauf en mettant à profit le BGN), et l'efficacité d'injection est uniquement contrôlée par la différence des coefficients de diffusion des électrons et des trous vers la région où ils seront minoritaires. Il faut alors que le dopage de l'émetteur soit plus grand que celui de la base

(entre une et deux décades de différence) pour que l'efficacité d'injection soit proche de l'unité. Une fois les électrons de l'émetteur injectés dans la base, ils diffusent rapidement avant d'être collectés par l'autre jonction. Dans le cas du dispositif à hétérojonction, les trous voient à une barrière de potentiel plus grande à cause de ΔE_V . La discontinuité de la bande de valence impose un transfert des trous par émission thermoïonique au dessus de la barrière bien loin d'un passage diffusif. Avec cette discontinuité, seuls les trous disposant d'une l'énergie plus grande que la hauteur de barrière, avec une composante de vitesse orientée convenablement, parviendront à l'émetteur. Une discussion approfondie de l'émission thermoïonique peut être consultée dans les références [4-7]. En revanche, l'absence de discontinuité en bande de conduction permet de conserver en première approximation une description diffusive du transport.

Puisque pour le TBH l'efficacité d'injection est fortement liée à la différence de bande interdite, le niveau de dopage de la base peut être fixé indépendamment de celui de l'émetteur : en substance on augmente le dopage de base afin de réduire la résistance de la base qui peut également voir son épaisseur réduire afin que les électrons puissent la traverser rapidement. Le dopage collecteur doit rester plus faible que celui de la base afin de maîtriser la tenue en tension et permettre l'extension de la ZCE BC du coté collecteur. En conséquence les performances dynamiques du dispositif peuvent augmenter et notamment la fréquence maximale d'oscillation (f_{MAX}). Pour le TBH Si/SiGe/Si, le gain en courant peut être écrit comme [8] :

$$\beta \propto \frac{N_{DE}}{N_{AB}} \chi \exp\left(\frac{\Delta E_V}{k_B T}\right) \quad (I.8)$$

où χ est une constante pouvant intégrer les différences de mobilité des trous et des électrons, k_B est la constante de Boltzmann et T est la température du dispositif.

Cette expression montre que le gain en courant β sera important si le terme ΔE_V est plus grand que l'énergie thermique $k_B T$.

Quand la base devient très fines (10 à 30 nm d'épaisseur), la non stationnarité du transport des électrons doit être progressivement prise en compte (le transport vertical des électron est bon grâce à la contrainte), cet effet peut être renforcé grâce au recours à un alliage à taux graduel dans la base qui peut être utilisée pour construire une gradualité de bande interdite favorable à l'augmentation de la dérive des électrons vers le collecteur.

1.2.3. L'influence des diagrammes de bandes d'énergie sur le transport

1.2.3.1. Le système SiGe/Si

Dans le système SiGe:C contraint en compression (les cas des TBH SiGe étudiés) les vallées Δ_4 , perpendiculaires à l'axe de croissance de la couche de SiGe, sont abaissées en

énergie, alors que les vallées Δ_2 (parallèles à l'axe de croissance des couches) sont plus élevées [9-10]. Comme le transport des électrons (charges minoritaires) dans la base du TBH est transverse aux couches et orienté dans la direction cristallographique $\langle 100 \rangle$, la masse effective des électrons qui traversent la base résultera de la somme pondérée de 4 masses transverses « légères », et de deux masses longitudinales plus lourdes des vallées moins peuplées. Ainsi la contrainte du matériau SiGe induit une masse effective plus faible pour le transport dans la base et donc un transit plus rapide

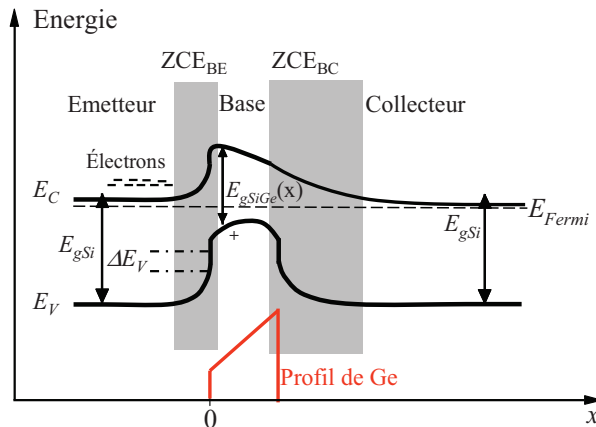


Figure I.4. Profil de bandes d'énergie d'un TBH $Si_{1-x}Ge_x$ à profil de Ge trapézoïdal.

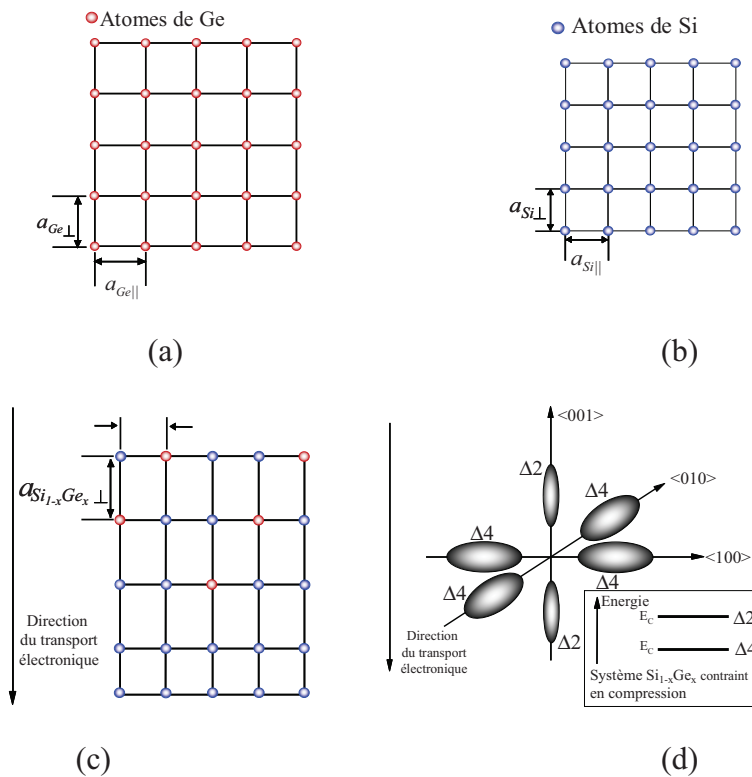


Figure I.5. (a) Réseau cristallin du Ge avec $a_{Ge\perp} = a_{Ge\parallel}$, (b) réseaux cristallin du Si $a_{Si\perp} = a_{Si\parallel}$, (c) réseaux cristallin du système $Si_{1-x}Ge_x$ contraint en compression $a_{Si_{1-x}Ge_x\perp} > a_{SiGe\parallel}$, (d) vallées iso-énergies de la bande de conduction, les vallées Δ_2 montent en énergie grâce à la contrainte en compression.

L'introduction du carbone dans SiGe, qui permet de réduire la diffusion du bore, demeure dans de faible proportion ($> 1\%$). Les bandes sont faiblement affectées par cette introduction. Le carbone vient légèrement contrecarrer l'influence du germanium et relaxe partiellement la contrainte. La figure I.5 (c) illustre la contrainte en compression résultant du composé SiGe qui doit maintenir sa maille cristalline sur son substrat Si (maille dans la direction horizontale du dessin). La figure I.5 (d) schématise la séparation en énergie des vallées Δ_4 et Δ_2 et l'incidente pour une surface iso-énergies (espace réciproque). Pour plus de détails de l'impact de la contrainte d'une couche semi-conductrice SiGe, on peut consulter les références [9-10].

L'amélioration du transport dans la base du TBH, en employant une composition graduelle croissante de Ge dans l'alliage SiGe, est obtenue par le champ électrique résultant du gradient de bande interdite. Le champ électrique accélère le passage des électrons. La figure I.4 montre le diagramme de bandes d'énergie dans ce cas.

I.2.3.2. Les semi-conducteurs basés sur InP ou GaAs

Abordons ici d'autres propriétés de transport qui explique la supériorité des matériaux InGaAs ou InP (par exemple) par rapport au Si.

Les matériaux III-V sont (souvent) à bande interdite directe, et la mobilité en vallée Γ est meilleure que celle des autres vallées satellites grâce à la faible masse effective en Γ . La figure I.6 (a) représente un diagramme de bande très simplifié de GaAs.

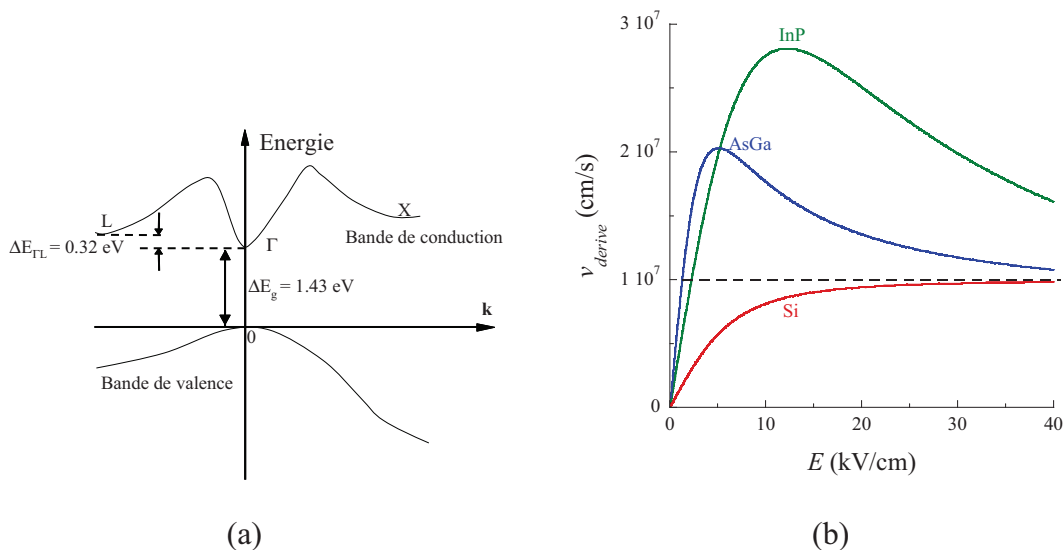


Figure I.6. (a) diagramme de bandes d'énergie du AsGa [11] ;
(b) Vitesses de dérive du InP, du AsGa et du Si.

Une faible masse effective conduit à une mobilité élevée en champ faible. Pour GaAs, InP et Si, les vitesses de dérive moyenne d'un électron sont représentées dans la figure I.6 (b). A faible champ ($E < 3 \text{ kV/cm}$), la pente élevée traduit une grande mobilité. On observe une

vitesse différentielle négative dans les matériaux III-V à cause du transfert des électrons de la vallée Γ vers les vallées L ou X où les masses effectives sont plus élevées, et donc conduisant progressivement à des vitesses de dérive plus faibles. Dans InP ou GaAs et leurs composés ternaires, la faible masse des électrons en Γ explique aussi que le transport en régime non stationnaire soient plus important que dans Si ou SiGe. Cela explique en grande partie la supériorité des performances HF des transistors III-V par rapport au Si. Cependant, la grande maturité de la technologie Si et des TBH SiGe, le contrôle fin du fort niveau de dopage, les dimensions déca-nanométrique des structures, la variété, la complexité et la matrice des étapes technologiques permises, permettent à la technologie BiCMOS SiGe de rivaliser désormais avec les technologies III-V. De nouveaux records de performances de TBH III-V sont envisageables en pratiquant une réduction agressive des dimensions des structures.

I.3. Caractéristiques statiques et dynamiques des transistors

I.3.1. Les caractéristiques statiques

Les caractéristiques statiques d'un transistor bipolaire permettent d'identifier si le dispositif présente ou non des défauts susceptibles à apparaître au cours de la réalisation du composant. Cela peut se traduire par des composantes de courants « non idéales » comme les courants tunnels assistés par des pièges, ou des courants de recombinaison sur des centres recombinants en surface ou en volume. Nous pouvons aussi observer sur ces caractéristiques l'influence des résistances séries du dispositif et le degré d'idéalité des courants de base et de collecteur en régime d'injection modéré. D'autres caractéristiques statiques permettent de relever les tensions d'apparition de l'ionisation par choc, les tensions d'Early (inverse ou direct) qui indiquent le degré d'influence des jonctions (ZCE) sur le courant collecteur du composant... Néanmoins, le travail de thèse s'appuie essentiellement sur les caractérisations en paramètres S, et seul le tracé de Gummel est ici particulièrement détaillé.

I.3.1.1. Le tracé de Gummel

Le tracé de Gummel représente les courants de base et de collecteur en échelle logarithmique en fonction de la tension BE (V_{BE}), à tension V_{CB} nulle. La figure I.7 montre le tracé de Gummel et le gain en courant pour les deux types de dispositifs étudiés (TBH SiGe:C et TBH InP/InGaAs).

La comparaison des figures I.7 (a) et I.7 (b) montrent de grandes différences et notamment sur la valeur du gain en courant. Dans le cas du TBH SiGe:C, le gain maximal apparent est de 2360, à un niveau modéré d'injection, alors que pour le TBH InP/InGaAs le gain maximal vaut uniquement 25, et à forte densité de courant. Ces différences sont liées en partie au

dotage émetteur, très élevé pour le TBH SiGe (avec un niveau de dopage N_{DE} de l'ordre de 10^{20} cm^{-3}), faible pour le TBH InP InGaAs à proximité de la base ($N_{DE} \sim 10^{17} \text{ cm}^{-3}$). Mais la différence majeure provient de la nature du courant de base.

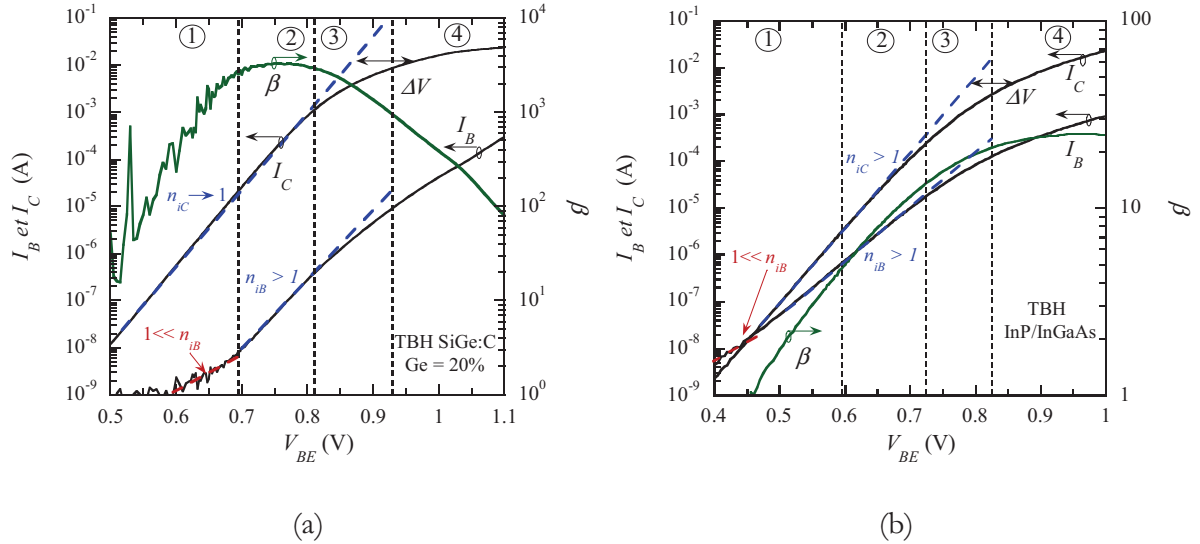


Figure I.7. Tracé de Gummel et gain en courant pour les TBH (a) SiGe:C et (b) InP/InGaAs.

Pour mieux rendre compte de l'importance du tracé de Gummel dans l'analyse des deux dispositifs, l'évolution du tracé est divisée en quatre régions distinctes, décrites dans les paragraphes suivants.

Région 1

Pour le TBH SiGe, le courant de base dans cette région est dominé par le courant tunnel assisté par des pièges à cause des niveaux élevés de dopage de base et d'émetteur. Le contrôle de l'intensité de ce courant nécessite que l'on intercale entre l'épitaxie de la base et celle de l'émetteur une couche Si volontairement non dopée (Si-cap) afin que les dopages de l'émetteur et de la base qui migrent les uns vers les autres restent éloignés par suite du recuit [12]. Néanmoins une part de ce courant peut aussi être la conséquence de centres recombinants en surface ou en volume de la couche de base.

Dans le cas du TBH InP, le courant de base est résultat de la recombinaison des porteurs, lesquels peuvent être classifiés comme [13]:

- 1/ Courants de recombinaison en volume dans la région de base
- 2/ Courants de recombinaison à l'interface des semi-conducteurs.
- 3/ Courants de recombinaison dans la zone de charge d'espace.
- 4/ Courants de recombinaison en surface.

Pour les deux dispositifs, c'est possible que le facteur d'idéalité du courant de base (n_{iB}) soit proche de deux. La résolution des mesures est limitée dans notre système de mesure avec

une adaptation 50Ω et à travers un analyseur de réseau vectoriel, ce qui facilite la stabilité des TBH, mais réduit notre capacité d'observation fine des courants dans cette région.

Région 2

Lorsque la tension de polarisation V_{BE} augmente, l'intensité des courants et les niveaux d'injection de porteurs deviennent suffisamment importants pour que le courant de base de diffusion et le courant de base de recombinaison en volume dépassent en intensité, les diverses composantes de recombinaison observées dans la région 1. Pour le TBH SiGe, dans cette région les coefficients d'idéalité n_{iC} et n_{iB} sont proches de l'unité. Le gain en courant est élevé à cause de la différence de bande interdite entre émetteur et base (cf. § I.5.1).

Pour le TBH InP/InGaAs, l'existence d'une discontinuité en bande de conduction, absente pour le TBH Si/SiGe, ajoute un mécanisme d'injection thermoïonique et d'injection tunnel assisté thermiquement pour les électrons. Le diagramme de bandes du TBH InGaAs est illustré sur la figure I.8.

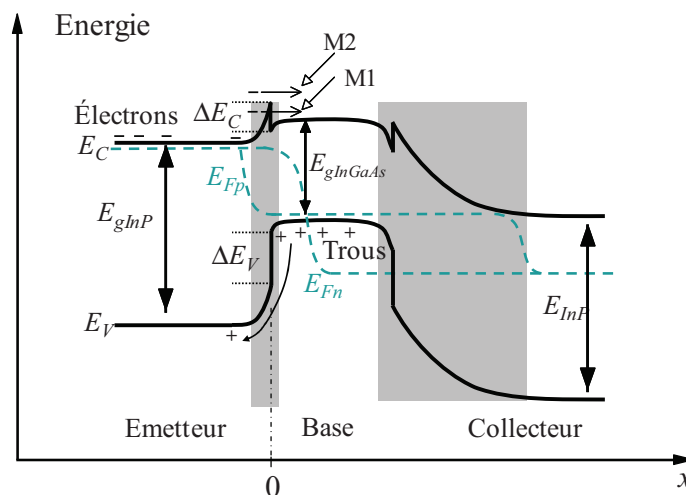


Figure I.8. Diagramme de bandes d'énergie d'un transistor InP/InGaAs/InP hors équilibre. M1 et M2 signifient mécanisme d'injection 1 et mécanisme d'injection 2 respectivement.

Alors que l'injection électronique entre émetteur et base du TBH SiGe reste de nature diffusive, le mécanisme M2 d'émission thermoïonique limite le passage des électrons à ceux ayant une énergie suffisante et présentant un composante de leur vitesse orientée de l'émetteur vers la base pour franchir la barrière (spike) Le mécanisme M1 d'émission tunnel assisté thermiquement concerne une fraction des électrons pouvant traverser la barrière, à mesure que le profil de bande rend suffisamment étroite cette barrière (quelques Angstroms).

Une fois que les électrons des TBH InP sont injectés dans la base ils vont échanger de l'énergie potentiel en énergie cinétique et grâce à ceci leur dynamique sera améliorée pendant leur traversé dans la couche de base. Une explication plus approfondie sur l'émission tunnel et

thermoïonique peut être trouvée dans la référence [14]. Comme pour le TBH SiGe, les trous de la base InGaAs qui peuvent diffuser vers l'émetteur InP sont filtrés à cause du mécanisme d'émission thermoïonique, au passage de la discontinuité de bande de valence. Le coefficient n_{iB} est fortement éloigné de 1, avec également un gain en courant augmentant progressivement avec le niveau d'injection. Pour le cas du transport purement diffusif n_{iB} et n_{iC} sont égaux à un. Les expressions de densité de courant qu'unifient les phénomènes thermoïonique et tunnel peuvent être trouvés dans [15].

Région 3

Dans cette région, le gain en courant du TBH SiGe diminue régulièrement avec l'augmentation du niveau de courant. C'est la conséquence de l'effet Early inverse (modulation de l'épaisseur de base neutre par la jonction émetteur) et de la variation de la bande interdite dans la base au voisinage de l'émetteur [16]. La discontinuité de bande de valence est moins « abrupte » que ce qui est posé idéalement, et au voisinage de l'hétérojonction base-émetteur le gradient spatial de composition SiGe est suffisamment grand pour engendrer une modulation de différence de bande interdite en même temps que la modulation d'épaisseur de base neutre. Le TBH SiGe:C à base graduelle est de fait sensible à ce mécanisme.

La région 3 montre aussi l'apparition des chutes de tension à cause des résistances d'accès, notamment la résistance d'émetteur (R_E) et de base (R_B). A partir de la figure 9 introduisant les résistances d'accès au transistor bipolaire « intrinsèque », on peut écrire la relation entre la tension V_{BE} appliquée et la tension V'_{BE} intrinsèque :

$$V'_{BE} = V_{BE} - I_B R_B - I_E R_E \approx V_{BE} - I_B R_B - I_C R_E = V_{BE} - I_C (R_B / \beta + R_E) \quad (I.9)$$

La chute de tension ΔV représenté dans les figures I.7 est égal au terme $I_C(R_B/\beta + R_E)$.

La recombinaison d'Auger [17] joue un rôle clef dans cette gamme de tension. Celui-ci devient important lorsque le niveau de dopage est grand (le cas de la base des TBH) et/ou lorsque le nombre de porteurs augmente.

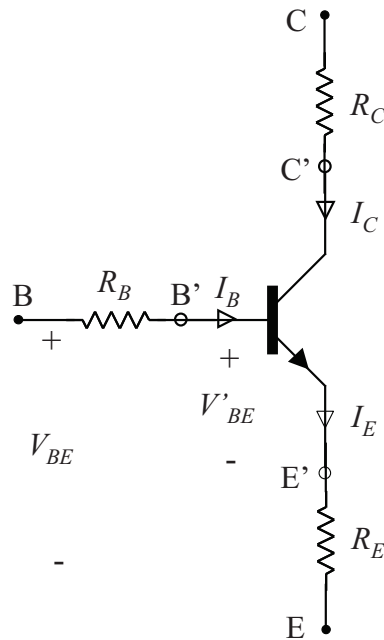


Figure 9. Schéma des résistances d'accès au transistor « intrinsèque ».

Région 4

La région 4 est caractérisée pour les effets de très haute injection, conduisant à la limitation de l'augmentation des densités de courant. Pour les TBH, avec un fort niveau de dopage dans la base, la limitation provient de l'effet Kirk (extension de base neutre dans la région collecteur). Cet effet survient lorsque la quantité d'électrons dans la jonction BC dépasse le nombre d'impuretés ionisées dans la ZCE_{BC}. La zone de quasi-neutralité de la base s'étend alors dans le collecteur, et la ZCE BC se déplace vers le sous-collecteur [19]. A cause de la discontinuité de bande de valence, les trous ayant des difficultés à rejoindre le collecteur, une barrière va exister en bande de conduction, freinant le passage des électrons. Ce dernier mécanisme est décrit par S. Tiwari [20]. L'élargissement de la zone neutre de base engendre l'arrêt de l'augmentation du courant collecteur, et le courant de base augmente considérablement.

Afin de réduire l'influence de la barrière en bande de conduction des TBH InP/InGaAs/InP au niveau de l'hétérojonction base-collecteur, plusieurs stratégies ont été développées, parmi lesquels nous trouvons l'introduction de matériaux quaternaires graduels (InGaAsP). La valeur de bande interdite de l'InGaAsP est intermédiaire entre celles de l'InGaAs et de l'InP [21]. Une autre façon de réduire la discontinuité entre InGaAs et InP est l'introduction d'une couche InP très fine et fortement dopée en donneur entre la base InGaAs et le collecteur InP. Ce plan de dopage agira sur la barrière de bande de conduction en la rendant plus étroite et par voie de conséquence les électrons la traverseront plus facilement [22].

Spécificités liés à d'autres technologies de TBH

Une autre stratégie pour amoindrir la discontinuité de la bande de conduction est l'utilisation d'un super-réseau (SR) InGaAs/InAlAs dans le collecteur [23]. Ce SR situé dans le collecteur est composé par des couches successives d'InGaAs-InAlAs, dont l'épaisseur de l'InAlAs est augmentée graduellement. La période du SR ($T_{SR} = 1.5 \text{ nm}$) est fixée de telle sorte que le SR n'agisse pas comme un puits quantique, et la structure autorisera le passage des électrons. L'objectif est de créer des échelons de potentiel tels qu'à l'entrée du SR l'énergie s'avoisine de l'énergie de bande interdite du InGaAs et tels qu'à la sortie le niveau de potentiel sera proche de celui de l'InP.

La recherche des moyens permettant de diminuer ou de faire disparaître le blocage d'électrons a aussi conduit à choisir d'autres semi-conducteurs pour la base des TBH avec collecteur InP, en particulier le GaAsSb. Les TBH InP/GaAsSb/InP présente une double hétérojonction de type II ; les niveaux d'énergie de bande de conduction et de valence sont plus élevés que celui de l'InP (voir la figure I.10). Il n'y a plus de barrière à la jonction BC et le blocage de porteurs n'existe pas pour cette structure. La réalisation technologique de tels dispositifs est moins complexe car le collecteur est réalisé uniquement en InP [24]. Néanmoins, l'injection des électrons dans la base par l'émetteur ne présente plus le caractère bénéfique apporté par le « spike » en bande de conduction, mais si les électrons ne sont plus « propulsés » en entrant dans la base, ils le sont en y sortant ($\Delta E_C \sim 0.18 \text{ eV}$) [25].

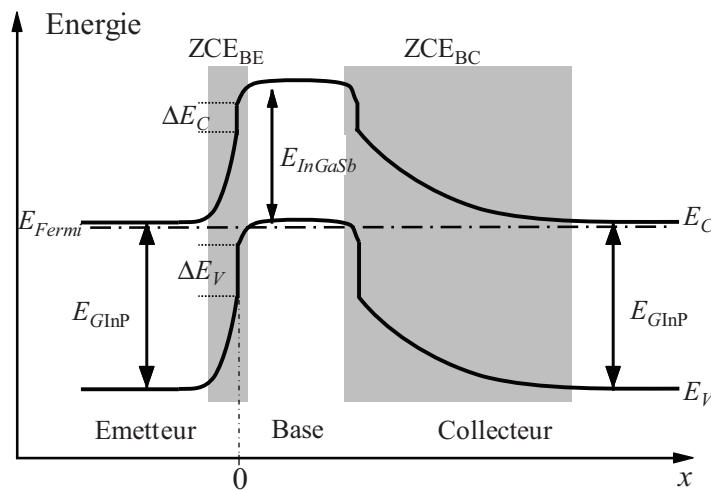


Figure I.10. Diagramme de bandes d'énergie du TBH InP/GaAsSb/InP.

Des performances à l'état de l'art pour chaque technologie ainsi qu'une synthèse des meilleurs résultats dynamiques pour d'autres dispositifs semi-conducteurs seront résumés à la fin de ce chapitre.

I.3.1.2. Le phénomène de quasi-saturation

Le phénomène de quasi saturation apparaît dans certains transistors bipolaires comme une transition entre la région ohmique et la zone de saturation pour des forts niveaux de polarisation. Ce phénomène est plus important pour les TBH InP/InGaAs que pour les TBH SiGe, car dans ces derniers composants l'effet Kirk et non pas la quasi saturation va dominer dans le régime des fortes injections [26].

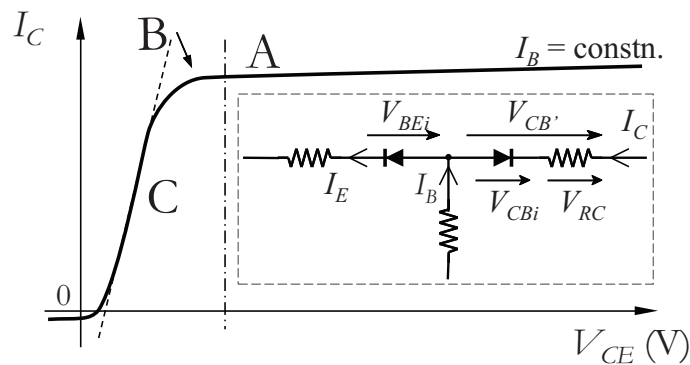


Figure I.11. Réseau I-V d'un transistor bipolaire.

La tension entre les bornes de collecteur et émetteur de la figure I.11 est égale à toutes les chutes de tension des résistances des régions quasi-neutres et au bornes des diodes des jonctions BE et BC : $V_{CE} = I_C R_C + V_{CBi} + V_{BEi} + R_E I_E$ où V_{BEi} et V_{CBi} sont les tensions de polarisations internes des jonctions BE et BC respectivement. Sur la courbe $I_C(V_{CE})$ nous pouvons distinguer trois régions différentes :

- 1/ Région A : Pour les forts V_{CE} dans ce cas nous avons la région linéaire d'opération du dispositif.
- 2/ Région B : Si V_{CE} diminue la chute de tension V_{CBi} devient nulle et la jonction BC est polarisé par la chute de tension $I_C R_C$, la pente de la courbe dans cette région est égale aux résistances R_E et R_C [11].
- 3/ Région C : Si V_{CE} continue encore à diminuer, alors la jonction BC devient passante et il apparaît un courant qui s'oppose au courant principal, alors le courant de base, maintenu constant, commence à traverser la jonction BC ce que réduit l'injection de la jonction BE [13].

I.3.2. Les tensions de claquage

Lorsque la tension de polarisation à la jonction BC devient très importante, les porteurs de charge traversant cette région acquièrent suffisamment d'énergie pour créer des paires électron/trou via le mécanisme d'ionisation par choc. Les paires électron/trou ainsi créées peuvent aussi acquérir cette énergie et amplifier ce processus par d'avalanche. Afin de caractériser ce phénomène, on définit le facteur de multiplication M , tel que

$I_C = M\alpha_t I_E = \alpha_t I_E + I_{CB0}$. A partir de l'équation de conservation des courants $I_E = I_C + I_B$, et en utilisant la définition de gain en courant, il est facile d'arriver à :

$$\frac{I_C}{I_B} = \frac{\alpha_t M}{1 - \alpha_t M} \quad (\text{I.10})$$

A partir de cette relation, on peut comprendre que pour la configuration en émetteur commun, le courant collecteur n'est plus contrôlé lorsque le terme $\alpha_t M$ est égale à 1.

La tension BV_{CBO} caractérise la tenue en tension lorsque le courant collecteur diverge (configuration en base commune, électrode émetteur ouvert). Egalement la tenue en tension BV_{CEO} (configuration en émetteur commun, tension V_{BE} fixée) est caractérisée à courant de base annulé, cette annulation de I_B est produite à cause du courant avalanche venant de la ZCE de la jonction BC. En outre, dans le cadre de la modélisation électrique il est possible de définir une relation qui fait le lien entre la tension de claquage BV_{CEO} la tension de polarisation et le gain en courant du composant [12] :

$$BV_{CEO} = V_{BE} + \frac{BVC}{\beta^{1/M_f}} \quad (\text{I.11})$$

où β est le gain en courant du composant, BVC et M_f sont des paramètre d'ajustement. En fait le terme M_f est appelé facteur d'avalanche.

Avec cette relation on voit que la tension de claquage BV_{CEO} dépend de l'inverse du gain en courant. Or pour le TBH SiGe son β est très important (toujours supérieur à 100), ce qui limite fortement sa tenue en tension. En contraste, la technologie InGaAs visée dans ce travail présente des gains en courant en dessous de 50. On constate l'avantage de tenue en tension des TBH InP vis-à-vis les TBH SiGe. Nous donnerons plus des détails sur les gains statiques de chaque technologie dans les chapitres suivants.

On peut observer sur la figure I.12 que le coefficient d'ionisation est plus élevé dans InP à faible champ que dans Si. C'est le gain en courant qui intervient, de manière prépondérante, dans le mécanisme d'avalanche observé avec BV_{CEO} , en amplifiant ce mécanisme si le gain en courant est élevé, encore au détriment du TBH SiGe. Ainsi, bien que des performances

dynamiques élevées sont possibles pour le TBH SiGe, elles le seront au détriment de la tenue en tension.

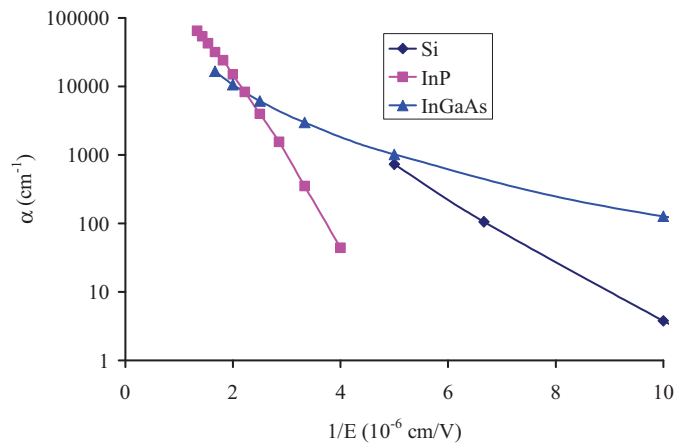


Figure I.12. Coefficient d'ionisation par choc du Si, InP et InGaAs versus l'inverse du champ électrique, [50].

Enfin sur la figure I.13 nous pouvons constater que les TBH III-V montrent de meilleures performances pour le produit $f_T \times BV_{CEO}$ que leurs contreparties SiGe.

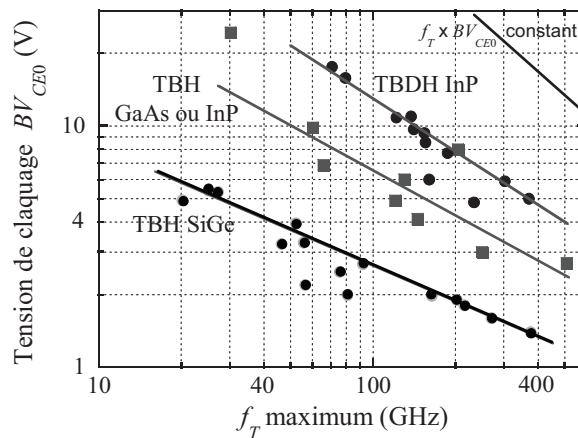


Figure I.13. Tension de claquage en fonction de la fréquence de transition du gain en courant pour différentes technologies d'après Bolognesi.

I.3.3. Figures de mérite dynamiques des transistors

Notre étude vise principalement l'analyse du « comportement » dynamiques des TBH, incluant le bruit à haute fréquence. Concernant le TBH SiGe:C, l'analyse se focalise sur l'influence du niveau de dopage de base et du profil de germanium. Les figures de mérite

particulièrement adressées sont la fréquence de transition (à 0dB) du gain en courant (f_T), la fréquence maximale d'oscillation (f_{MAX}) et les temps de transit dans la structure.

I.3.3.1. Les paramètres S

La mesure du régime dynamique petit signal d'un transistor ou d'un quadripôle, se traduit par d'une matrice de paramètres de dispersion [S] résumant le rapport entre les ondes réfléchies et transmises entre les terminaux du composant (figure I.14). Les paramètres S sont mesurés avec l'aide d'analyseurs de réseaux vectoriels.

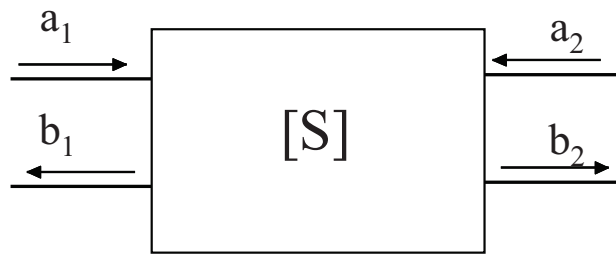


Figure I.14. Schéma des paramètres S.

Ces paramètres S peuvent être transformés dans d'autres représentations électriques telles que les paramètres Z, Y, H, ABCD (matrice chaîne) considérant les tensions et les courants aux terminaux.

I.3.3.2. Calibrage hyperfréquence et épluchage

Les analyseurs de réseau permettent la correction des erreurs de mesure, et la réduction de la variance introduite par les incertitudes de mesures :

- 1/ Erreurs systématiques. Ce sont les erreurs de mesure, parfaitement identifiables, et reproductibles d'une mesure à une autre. Grâce à la définition du modèle d'erreur, en utilisant des étalons de mesure ou des standards de calibrage, nous pouvons déterminer la valeur des erreurs (processus de calibrage), afin de corriger les mesures de ces erreurs. Néanmoins, lorsque le modèle d'erreur est compliqué, que l'existence ou la mesure de certains standards de calibrage ne peut pas être possible, ou que la description de l'un ou l'autre est inexacte, des inconnues subsistent et requièrent une approximation.
- 2/ Dérives, incertitudes, processus non déterministes. Certaines dérives des conditions expérimentales affectent la mesure, comme par exemple les variations de température de la salle de mesure. Même si il est mathématiquement pas impossible de prendre en compte les dérives dont le paramètre d'agissement est mesurable, cela reste extrêmement complexe de pouvoir l'intégrer dans un processus de calibrage. Il est préférable de limiter les sources même de dérive ou de fluctuation. Les processus non déterministes comme le bruit électrique affecte la mesure. Néanmoins ils ont l'avantage de pouvoir facilement

être réduit tant sur la mesure elle-même (détection synchrone) que sur la valeur de mesure (calcul de moyenne). Enfin certaines incertitudes de mesure existent et particulièrement sur la reproductibilité de contact des pointes de mesure hyperfréquences sur les plots d'accès au transistor ou au motif de calibrage. Cela devient même très préoccupant quand les performances dynamiques sont élevées.

Avec un modèle de vecteur d'erreur de paramètres S à douze termes, la méthode de calibrage utilisée dans nos mesures est une « mOSTL » Open-Short-Thru-Load, dite modifiée. En particulier, la valeur déclarée pour le standard de circuit ouvert (coefficients C_{open}) est déterminée par minimisation de l'amplitude des variations en fonction de la fréquence du coefficient de réflexion corrigé sur une ligne longue [27]. Cela permet de couvrir une plus grande bande de fréquence que la version « classique » du calibrage OSTL. On pourrait préférer d'autres méthodes de calibrage, mais certaines limitations et imperfections de la technologie BiCMOS (à 6 niveaux d'interconnexions métalliques) pour le TBH SiGe ou de celle du TBH InP nuisent à la réalisation des éléments de calibrage sur le substrat même des transistors. Il est préférable de conserver des standards de calibrage bien maîtrisés sur substrat alumine, avec des plans de références de mesure de paramètres S au niveau des pointes de mesures. L'élimination de l'influence des plots et lignes d'accès au transistor est de type « Open » pour la technologie SiGe, grâce au motif en circuit ouvert à proximité du transistor. Même si cet épluchage est loin d'être optimal, les capacités équivalentes des plots et lignes d'accès sont relativement élevés (impédances équivalentes de lignes faibles), et donc accompagne favorablement cette méthode d'épluchage (association en parallèle /matrices d'admittances). Pour la technologie InP, les accès au transistor sont voisins de lignes adaptées, et l'existence de motif d'épluchage « Open », « Short » et « Thru » autorise des combinaisons plus complètes d'épluchage si nous ne recourons pas à la modélisation des accès.

A température ambiante, les mesures de paramètres S sont effectuées entre 50 MHz et 50 GHz à de nombreux points de polarisation. A température cryogénique (chapitre III), les mesures sont limitées à 45 GHz. Les appareils de mesure sont pilotés dans l'environnement Matlab.

I.3.3.3. Fréquence maximale d'oscillation (f_{MAX})

A partir des paramètres S mesurés, puis épluchés ou corrigés de l'influence des plots et lignes d'accès, nous pouvons calculer différents gains comme par exemple le gain maximum disponible exprimé ci-dessous, et extraire leurs fréquences de coupure ou de transition.

$$MAG = \frac{|S_{21}|^2}{2\left(\left(1-|S_{11}|^2\right)\left(1-|S_{22}|^2\right)\right)} \quad (I.12)$$

Une première figure de mérite incontournable est la fréquence maximale d'oscillation (f_{MAX}), la fréquence de transition à 0dB du gain de puissance invariant de Mason (U) :

$$U = \frac{|Y_{21} - Y_{12}|^2}{2(\operatorname{Re}(Y_{11})\operatorname{Re}(Y_{22}) - \operatorname{Re}(Y_{12})\operatorname{Re}(Y_{21}))} \quad (\text{I.13})$$

La valeur de f_{MAX} dépasse souvent la plage de fréquence de mesure et l'extraction de f_{MAX} repose sur une extrapolation (dépendance fréquentielle du gain selon -20dB/déc.). La méthode numérique mise en œuvre dans l'équipe de recherche repose sur un traitement statistique des variations de U afin d'obtenir de manière reproductible les valeurs de f_{MAX} pour chaque point de polarisation, malgré les irrégularités de U .

I.3.3.4. Fréquence de transition du gain en courant (f_T)

La fréquence de transition à 0dB (f_T) du gain en courant (h_{21}) est aussi appelée fréquence de transit. A partir des paramètres S le gain en courant $h_{21} = i_C/i_B$ est calculé avec :

$$h_{21} = \frac{-2S_{21}}{(1 - |S_{11}|^2)(1 + |S_{22}|^2) + S_{12}S_{21}} \quad (\text{I.14})$$

Comme pour le gain U et f_{MAX} , l'extraction de la fréquence de transition de h_{21} repose sur une extrapolation selon -20dB/déc. (ou produit gain \times bande constant). L'avantage de h_{21} par rapport à U est une plus grande vraisemblance de la dépendance fréquentielle selon -20dB/déc., et l'utilisation de la phase de h_{21} pour aider à identifier les plages de fréquence où l'extrapolation est optimale.

On peut relier la valeur de f_T avec les éléments d'un schéma électrique équivalent par :

$$f_T = \frac{1}{2\pi\tau_{EC}} \approx \frac{1}{2\pi(\tau_E + \tau_B + \tau_C + r_E(C_{BE} + C_{BC}) + (R_E + R_C)C_{BC})} \quad (\text{I.15})$$

avec τ_E , τ_B et τ_C , les temps de transit des porteurs dans l'émetteur, dans la base et dans le collecteur, r_E la résistance dynamique de la jonction base-émetteur, R_E et R_C les résistances séries d'émetteur et de collecteur, et C_{BE} et C_{BC} les capacités des jonctions base-émetteur et base collecteur.

Il existe aussi une relation approchée entre f_T et f_{MAX} , avec la résistance de base apparente R_{Bapp} :

$$f_{MAX} = \sqrt{\frac{f_T}{8\pi R_{Bapp} C_{BC}}} \quad (\text{I.16})$$

1.3.4. Modélisation électrique

L'extraction des paramètres du schéma équivalent a été automatisée grâce à des explicitations analytiques [28]. Dans ce cas, le schéma s'appuie sur le modèle en T. Cette extraction reste partielle, la formulation analytique ne permettant pas de séparer simplement la contribution de chaque élément sur les paramètres mesurés. Essentiellement sur la base du schéma en Π , l'extraction est étendue au cas par cas par optimisation à l'aide du logiciel ADS (Advanced Design System d'Agilent).

L'analyse en bruit haute fréquence qui a été menée sur les TBH s'appuie sur le schéma électrique équivalent en Π , avec deux sources de bruit en courant corrélées [29]. Il est représenté sur la figure I.15.

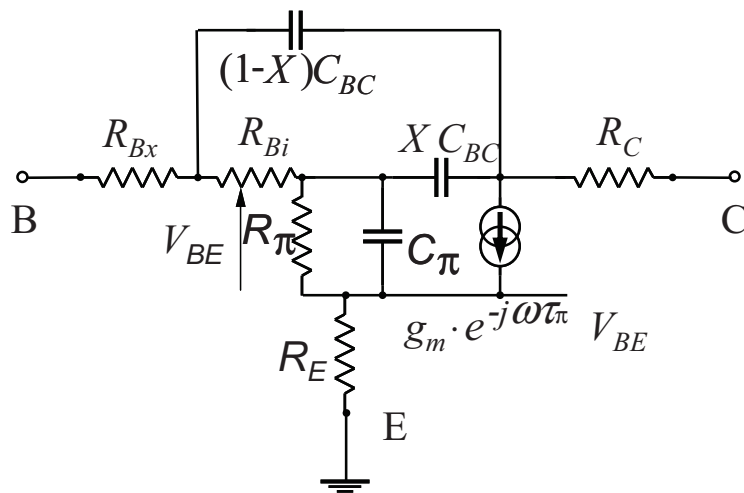


Figure I.15. Circuit équivalent en Π du TBH avec sources de bruit non corrélées.

Pour ce schéma, R_{Bx} est la résistance de base extrinsèque, R_{Bi} est la résistance de base intrinsèque, X est le facteur de distribution de la capacité C_{BC} par rapport à la résistance de base. R_E et R_C sont les résistances d'émetteur et de collecteur, R_{Π} est la résistance dynamique de la jonction base-émetteur (schéma en Π) tel que $R_{\Pi} = n_{iB}k_B T/qI_B$. La capacité C_{Π} est la somme de la capacité de la jonction BE (transition, déplétion et électrostatique) et de la capacité de charge équivalente à tous les temps de transit (τ_E , τ_B et τ_C). La transconductance g_m est calculée avec $g_m = n_{iC}k_B T/qI_C$, le temps de retard τ_{Π} peut modéliser des délais en excès qui apparaissent à hautes fréquences. Dans le cas des expressions précédentes, n_{iB} et n_{iC} restent les coefficients d'idéalités des jonctions BE et BC associés à I_B et I_C , les courants de base et de collecteur respectivement. Nous reviendrons sur ces aspects en détail au chapitre IV.

I.4. Les technologies étudiées

Dans cette section, j'apporte quelques éléments concernant les deux technologies de transistors bipolaires étudiées.

I.4.1. Le TBH InP/InGaAs

Les transistors bipolaires à double hétérojonction InP/InGaAs/InP (npn) ont été réalisés par III-V Lab Alcatel-Thales. Ces dispositifs constituent des éléments clés dans la réalisation des circuits dédiés aux télécommunications optiques (driver de modulateurs optiques ou de diodes lasers, amplificateurs transimpédances, bascules, multiplexeurs...). La vitesse de commutation est importante pour fournir des solutions à 40 Gbauds ou 80 Gbauds, et la tenue en tension est essentielle pour permettre la modulation optique. La technologie III-V est une technologie de type Mesa dont l'empilement des couches du TBH est illustré sur la figure suivante.

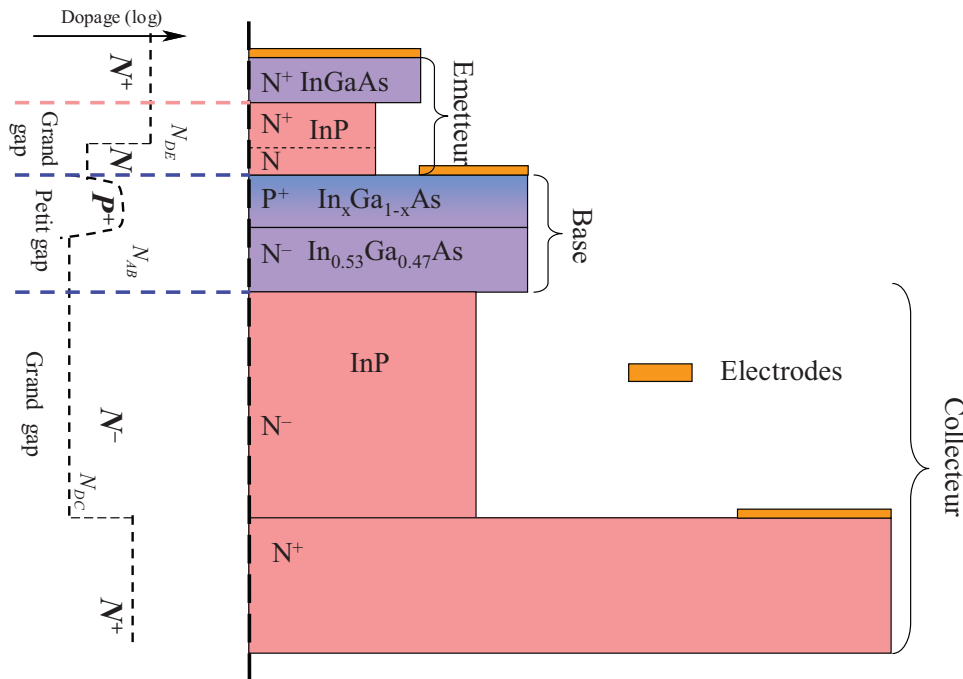


Figure I.16. Structure verticale du TBH InP/InGaAs/InP de III-V Lab.

La structure verticale du dispositif est constituée d'un émetteur d'une épaisseur de l'ordre de 40 nm dopé à quelques 10^{19} cm^{-2} près du contact et quelques 10^{17} cm^{-2} près de la jonction base-émetteur (BE). Cette configuration de dopage permet de réduire la valeur de la capacité de la jonction BE. Le contact d'émetteur est réalisé avec une couche d'InGaAs afin de réduire la résistance de contact [31]. L'épaisseur de la base graduelle $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ est de l'ordre de 30 nm. La gradualité de composition, et donc de bande interdite, permet de générer un pseudo champ électrique dans la base qui d'accélère le transit des électrons. Le collecteur et le substrat sont en InP, et l'épaisseur du collecteur est de l'ordre de 130 nm.

Deux variations technologiques ont été étudiées. Pour la première, les TBH ont une largeur de fenêtre d'émetteur d'environ 2 μm , que l'on désignera par la suite de technologie 2 μm . Pour la seconde technologie, la largeur d'émetteur est de 0.7 μm (désignée technologie 0.7 μm). L'analyse des performances statiques, dynamiques et en bruit de ces transistors seront présentés aux chapitres II et IV.

1.4.2. Le TBH SiGe (BiCMOS 9, [34])

Les TBH Si/SiGe:C/Si sont réalisés par le laboratoire de recherche et de développement de STMicroelectronics à Crolles. L'objectif d'une filière BiCMOS avec des couches SiGe, est de fournir des circuits mixtes (analogique/logique). On peut par exemple cité les circuits « front-end » de téléphone portable. En petite quantité, le TBH SiGe est le composant actif de fonctions électroniques analogiques nécessitant vitesse et puissance, tant que le TBH ne peut pas être remplacé par un MOSFET ou par un autre transistor à effet de champ.

Les premiers TBH SiGe de STMicroelectronics ont été réalisés en technologie BiCMOS 0.35 μm . Ces dispositifs avaient une architecture quasi-auto-alignée, avec des isolations par oxyde local (LOCOS en anglais). Les métallisations étaient en aluminium et le contact d'émetteur était en poly-silicium. L'implantation des dopants du collecteur est sélective (alignée avec la future jonction base émetteur), cette technologie est appelée BiCMOS6G [34].

Ensuite, afin d'améliorer la résistance d'accès de base, une technologie à double poly-silicium a été utilisée, le nœud technologique CMOS étant de 0.25 μm . Les régions d'isolation électrique sont devenues des tranchées d'isolation profondes et peu profondes (en anglais DTI et STI), les métallisations étaient réalisées en aluminium, technologie nommée BiCMOS7 [34].

Pour la génération suivante (BiCMOS9, [34]), implémentée dans un nœud 0.13 μm , excepté le niveau métallique de couverture, les différents niveaux de métallisation sont devenus du cuivre. L'architecture est toujours double couche poly-silicium quasi-auto-alignée avec isolations STI et DTI.

Les TBH étudiés (dorénavant appelés familles A et B) présentent une architecture totalement auto aligné des jonctions de BE, BC, le collecteur est toujours implanté

sélectivement. L'auto alignement est obtenu grâce à l'épitaxie sélective de la base SiGe:C. Le dépôt des espèces et du dopage (bore) de la base est réalisé en PECVD, les épaisseurs de SiGe pouvant varier de 30 à 20 nm. Cette génération a été implémentée sur un nœud 90 nm [34]. Plus de détails sur la réalisation de ces dispositifs sont fournis dans [12], [34]. La figure I.17 montre une coupe verticale des dispositifs étudiés. Nous donnerons plus de détails des familles A et B en chapitre II.

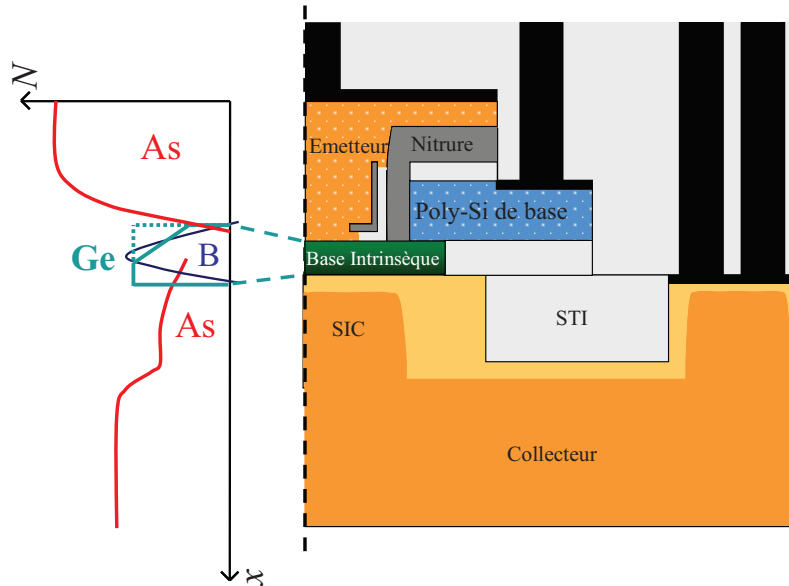


Figure I.17. Structure verticale et en coupe du TBH Si/SiGe:C.

I.5. Etat de l'art des composants semi-conducteurs ultrarapides

Je présente ici les performances dynamiques de différentes technologies de dispositifs conçus par d'autres entreprises et laboratoires académiques, comme les dernières avancées des technologies SiGe de STMicroelectronics.

I.5.1. Le TBH InP/InGaAs

Les meilleures performances dynamiques pour les TBH InP/InGaAs ont été obtenues par des équipes américaines. Les meilleures performances à température ambiante pour f_T et f_{MAX} sont respectivement 765 et 800 GHz. Ces performances ont été obtenues respectivement par les équipes de Milton Feng (UIUC) et de Mark Rodwell (UCSB) [31-32].

La structure du TBH InP/InGaAs utilisée par UIUC est une structure épitaxiée avec une couche de base d'épaisseur $W_B = 12.5$ nm ayant un profil graduel d'InGaAs [35]. L'épaisseur du collecteur est de l'ordre de 55 nm. Enfin la résistance de contact d'émetteur a été améliorée en introduisant une couche graduelle d'InAs pseudo-morphique, laquelle peut être dopée plus fortement en donneur [35].

Concernant la structure du TBH de UCSB, l'émetteur a été optimisé, avec une largeur de seulement 200 nm. Une plus forte densité d'intégration est possible dans cette technologie InP/InGaAs, avec le renfort d'encapsulation par des diélectriques assurant par contrainte mécanique, l'adhérence des métallisations étroites sur le semi-conducteur [32].

1.5.2. La filière InP/GaAsSb

1.5.2.1. Le TBH InP/GaAsSb/InP

Les performances dynamiques à l'état de l'art pour le dispositif à double hétérojonction InP/GaAsSb ont été obtenues par l'équipe de Bolognesi au ETH de Zurich [2]. Le dispositif est réalisé avec une architecture à triple mesa. La base GaAsSb a une épaisseur $W_B = 20$ nm et pour la première fois pour cette technologie, la base présente une gradualité $\text{GaAs}_x\text{Sb}_{1-x}$ où x varie entre 0.4 au collecteur et 0.6 à l'émetteur. Cette gradualité a été choisie afin de ne pas ajouter de contrainte mécanique dans la base GaAsSb [2].

Les performances de f_T à température ambiante et à 35 K sont 612 et 705 GHz respectivement. Pour f_{MAX} le dispositif atteint 305 GHz à température ambiante, les résultats à basse température ne sont pas rapportés.

1.5.2.2. Le TBH InP/InGaAsSb/InP

En introduisant une gradualité de composition dans la base avec InGaAsSb-GaAsSb, UIUC est arrivé à réaliser des dispositifs dont les performances obtenues pour f_T et f_{MAX} sont respectivement de 500 et 350 GHz [36]. Ces résultats sont obtenus pour des dispositifs de surface différente avec $S_E = 0.5 \times 8 \mu\text{m}^2$ et $0.4 \times 3 \mu\text{m}^2$, respectivement. Les dispositifs sont réalisés avec une épaisseur de base de 30 nm, et la gradualité de composition est telle que le matériau est $\text{GaAs}_{0.5}\text{Sb}_{0.5}$ à la jonction BE et $\text{In}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}_{0.7}\text{Sb}_{0.3}$ à la jonction BC. Ces résultats ont été obtenus grâce à la diminution des résistances d'accès, notamment R_E , en introduisant une couche InAs-In_{0.53}Ga_{0.47}As en dessous du contact émetteur, celle-ci permet d'améliorer la résistance de contact d'émetteur [36].

1.5.3. La filière SiGe:C

Le record de f_T pour les dispositifs SiGe de STMicroelectronics est de 410 et 640 GHz à 294 K et à 35 K respectivement [37]. La base du transistor est de seulement 16 nm avec une très forte gradualité de germanium (fraction de composition de 10-40%). Ces performances dynamiques ont été obtenues avec une topologie des contacts de base entrecoupant un émetteur fragmenté dans sa longueur (configuration dite $C_B E^B C$). Une plus forte compacité de

structure est ainsi obtenue à surface d'émetteur équivalente par rapport à la structure dite CBEBBC où les contacts sont alignés les uns à coté des autres le long de l'émetteur, comme pour les TBH étudié ici. Néanmoins cette configuration conduit à l'augmentation de la résistance de base et la valeur de f_{MAX} est alors très faible (150 GHz à 294 K).

Depuis la réalisation de cette technologie, l'effort de du département de R&D de ST se concentre sur f_{MAX} avec un record de 423 GHz à 300 K [38]. A basse température le record de f_{MAX} a été publié par IBM avec 618 GHz à 4.5 K [39]. Les dispositifs d'IBM utilisent une architecture complètement auto-alignée avec une épitaxie non sélective de la base, la structure utilise des isolations DTI et STI et le niveau pic de Ge du coté BC est de 25% (profil de Ge graduel) [39]. Les fortes valeurs de f_{MAX} sont obtenues grâce à l'auto alignement et à une technique de croissance épitaxiale de la base extrinsèque dopé in-situ. Les contacts de base sont très proches de la partie intrinsèque du dispositif, ce qui permet la diminution de la résistance d'accès de base, tout en limitant la diffusion du bore de la partie extrinsèque vers le cœur du dispositif [30].

1.5.4. Synthèse des performances à l'état de l'art

Le tableau I.1 fait un résumé de l'état de l'art pour f_T et f_{MAX} obtenues pour différentes technologies de transistors bipolaires à hétérojonction.

<i>Filière</i>	<i>Equipe/ Entreprise</i>	<i>Architecture</i>	L_E (μm)	f_T (GHz)	f_{MAX} (GHz)	<i>Année</i>
InP/InGaAs	Université de l'Illinois Urbana Champaign [31]	Mesa	0.32	765 (294 K) 845 (218 K)	227 (294 K) 263 (218 K)	2006
InP/InGaAs	Université de Cal. à Santa Barbara [32]	Mesa	0.20	360 (294 K)	800 (294 K)	2009
InP/GaAsSb/InP	ETH Zurich [2]	Mesa	0.30	612 (297 K) 705 (5 K)	305 (297 K) --	2007
InAs-InGaAs /GaAsSb	Université de l'Illinois à Urbana Champaign [33]	Mesa	0.52	670 (294 K)	180 (294 K)	2007
Si/SiGe:C	ST [37]	A-A SEG	0.17	410 (294 K) 640 (35 K)	150 (294 K) 185 (35 K)	2008
Si/SiGe:C	ST [38]	A-A SEG	0.11	273 (294 K)	423 (294 K)	2009
Si/SiGe:C	IBM [39]	A-A NSEG	0.12	309 (300 K) 463 (4.5 K)	343 (300 K) 618 (4.5 K)	2007
Si/SiGe:C	IHP [40]	A-A SEG	0.12	300 (300 K)	500 (300K)	2010

Tableau I.1. Résumé des performances des différentes filières de TBH, A-A signifie auto-alignée.

I.6. Modélisation hydrodynamique

I.6.1. Simulation du transport dans des dispositifs semi-conducteurs

La modélisation du transport des porteurs de charge dans les structures semi-conductrices est plus ou moins complexe selon le degré d'approximation qu'il convient de prendre pour rendre compte correctement des propriétés observées expérimentalement. Différents niveaux de modélisation sont illustrés en figure I.18. Du haut en bas, on parcourt des modèles détaillés du transport vers des équations approximées. Si les effets quantiques sont négligeables, le transport peut être alors modélisé avec un approche semi-classique : l'équation de Boltzmann. Les hypothèses pour cette approche sont [14] :

- 5/ La dispersion en énergie des porteurs est faible.
- 6/ Le potentiel électrostatique varie lentement dans l'espace et dans le temps.
- 7/ La distribution des porteurs varie lentement dans l'espace réciproque et dans l'espace réel.

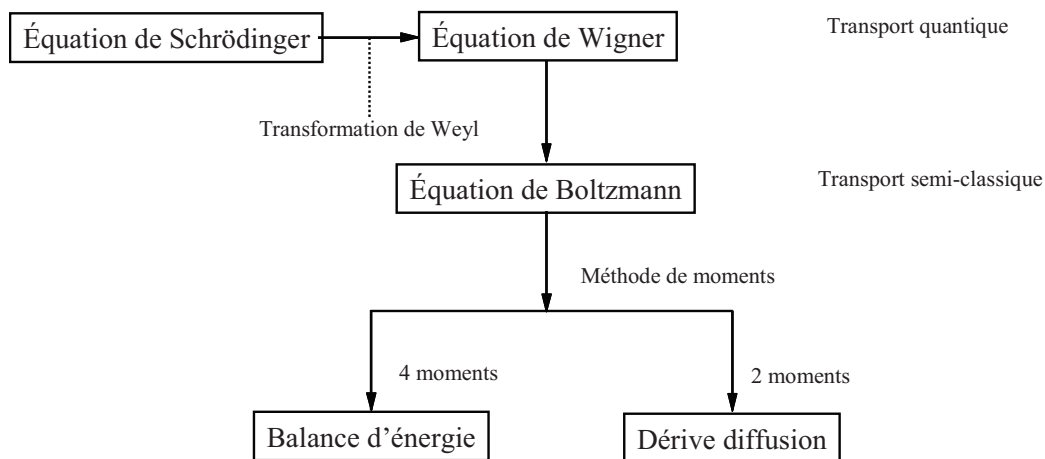


Figure I.18. Hiérarchie des modèles de transport d'après [14].

Une des limitations de la généralisation des calculs par l'approche semi-classique de transport de Boltzmann est qu'il nécessite des moyens et des temps de calculs considérables.

Le niveau de modélisation de transport pour les TBH que nous avons utilisé sont des modèles à éléments finis s'appuyant sur l'équation de dérive-diffusion (DD) des porteurs, ou sur une équation « hydrodynamique » de type balance d'énergie (EB). Ces modèles constituent une simplification de l'équation de transport de Boltzmann (ETB), visant à réduire le nombre de dimensions (trois dans l'espace réel (\mathbf{r}), trois dans l'espace réciproque (\mathbf{k}) et une dimension pour le temps). Des hypothèses sont faites dans l'espace réciproque concernant les distributions de porteurs. Seules des quantités moyennées sont considérées : l'impulsion moyenne et, l'énergie moyenne.

Les modèles DD et EB utilisés dans ce travail sont ceux du simulateur ATLAS/Blaze de la société Silvaco. L'avantage du modèle EB est de prendre en compte les phénomènes non locaux qui se manifestent plus fortement dans les dispositifs semi-conducteurs de dimensions submicroniques. La description de ce modèle a été faite dans [41]. Le jeu d'équations de ce modèle est dans l'annexe I.A. Pour les TBH npn, seul le transport des électrons est considéré dans l'approche EB, les trous sont traités dans le cadre du modèle DD dont les équations sont aussi reproduites dans l'annexe I.A.

Une des limitations de ce type de simulateur réside dans une prise en compte satisfaisante de la discontinuité en bande de valence introduite aux hétérostructures (Si/SiGe) en présence de contraintes et d'effet de percolation lié au fort niveau de dopage.

En outre, le passage des trous vers l'émetteur suit une loi de type thermoïnique dans le plan de l'hétérojonction. Cette loi est en principe disponible sous Atlas/Blaze. Mais cette option ne fonctionne pas de manière satisfaisante. Aussi avons-nous dû renoncer à l'utiliser.

Les résultats du travail de thèse de Marc Michailat (doctorant de l'équipe ayant soutenu en 2010) portant sur la détermination des paramètres du transport des trous et des électrons dans les alliages SiGe:C contraints et dopés [42], ont été intégrés dans les simulations.

Pour le ternaire InGaAs contraint et fortement dopé, le travail de Monsieur Eric Téa qui termine sa thèse dans l'équipe a été utilisé.

1.6.2. Structures des TBH SiGe:C modélisés et paramètres de modélisation

En 2D, seule la partie intrinsèque des dispositifs a été modélisée, pour faciliter le traitement des calculs et pour mieux observer le mérite de la partie active du TBH. La partie intrinsèque ne prend pas en compte les régions en poly-silicium de l'émetteur et de la base, ni les tranchées d'isolation peu profondes (Shallow Trench Isolation, STI) et profondes (Deep Trench Isolation, DTI), limitant la région collecteur à sa partie modérément dopée jusqu'à la zone fortement dopée « sous-collecteur ». En insert de la figure I.19, une section en coupe est illustrée, et une coupe est représentée pour la concentration des dopants et le profil (constant) de germanium dans la base. Un dispositif SiGe:C à taux de Ge constant et égale à 20% et avec une épaisseur de couche de base de 20 nm a été choisi pour faire la comparaison avec le modèle. Grâce à la symétrie du TBH, seule la moitié est simulée. Pour la comparaison avec les résultats expérimentaux, la contribution de la partie extrinsèque sera ajoutée aux résultats électriques (courants-tensions continus, paramètres S) avec un schéma équivalent incluant les résistances d'accès (émetteur, base et collecteur), et les capacités électrostatiques entre base et

émetteur, et base et collecteur. Réciproquement, la comparaison peut être aussi menée sur la partie intrinsèque en soustrayant aux résultats expérimentaux, sa partie extrinsèque.

Si la structure se limite dans cette étude à deux dimensions, l'effort est porté sur le transport vertical avec une première prise en compte de la distribution de la résistance de base et de la capacité base-collecteur. Une structure 3D aurait réduit la finesse de description de la structure verticalement, et alourdi considérablement les temps de calcul. Par exemple, pour prendre en compte l'auto-échauffement, la structure 3D doit être largement étendue pour ne pas craindre de surestimation de la température à cause d'une trop grande proximité des conditions aux limites.

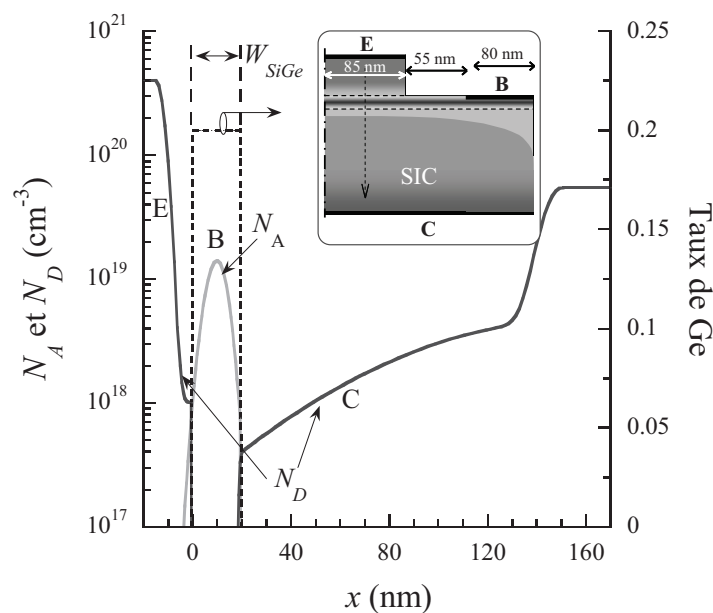


Figure I.19. Coupe verticale d'une structure du TBH SiGe:C modélisé.

Les mécanismes physiques pris en considération au cours des simulations en régimes statique et dynamique sont :

- 1/ La recombinaison de type Shockley-Read-Hall.
- 2/ L'effet tunnel assistés par des pièges.
- 3/ La recombinaison Auger. Les coefficients Auger pour le Si dopé en donneur sont ceux de la référence [43] à 300 K. Dans le cas du SiGe contraint en compression aucune donnée expérimentale n'a été trouvée dans la littérature. Dans ce cas nous avons retenu les valeurs suivantes : $C_n = 2.8 \cdot 10^{-31} \text{ cm}^{-6}/\text{s}$ et $C_p = 9.9 \cdot 10^{-32} \text{ cm}^{-6}/\text{s}$. SiGe désigne de façon générique tous les composés binaires $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$. Tant que possible les différentes lois tiennent compte de la composition en germanium x , et le cas échéant en composition de carbone y . Dans le cas du ternaire InGaAs les coefficients de recombinaison Auger sont ceux de [44].

- 4/ La réduction de la bande interdite liée au fort dopage (Band Gap Narrowing – BGN) pour le Si dopé en accepteur et le SiGe dopé en donneur, reprend les formulations présentées dans [45]. Dans le cas d’InGaAs, les relations proposées dans [46] ont été implémentées.
- 5/ La valeur de bande interdite du SiGe contraint en compression a été prise dans [47]. Pour InGaAs, les valeurs utilisées dans les simulations sont celles rapportées dans [48].
- 6/ Les valeurs de vitesse de saturation électronique dans SiGe contraint en compression ont été prises dans la référence [49], et pour InGaAs, $v_{sat,n}$ a été fixé à 1.1×10^7 cm/s.
- 7/ La densité d’états de la bande de conduction est obtenue avec la relation (I.17) avec les énergies $E_{\Delta 4}$ et $E_{\Delta 2}$ extraites de [47] et la masse effective de densité d’états $m_{n,DOS}^*$ égale à $1.084 m_0$ telle que $m_{n,DOS}^* = 6^{2/3}((m_t^*)^2 m_l^*)^{1/3}$. La densité d’états de la bande de valence est calculée avec la relation (I.18). La masse effective de la densité d’états des trous $m_{p,DOS,SiGe}^*$ est celle de [50] à 300 K.

$$N_C(x) = 2 \left(\frac{2\pi m_{n,DOS}^* k_B T}{h^2} \right)^{2/3} \left(4 + 2 \exp \left(- \frac{(E_{\Delta 4}(x) - E_{\Delta 2}(x))}{k_B T} \right) \right) \quad (I.17)$$

$$N_V(x) = 2 \left(\frac{2\pi m_{p,DOS,SiGe}^*(x) k_B T}{h^2} \right)^{2/3} \quad (I.18)$$

Pour InGaAs, la densité d’états a été calculée avec une relation semblable à I.18 avec les masses effectives suivantes : $m_p^* = 0.85 m_0$ et $m_n^* = 0.041 m_0$.

- 8/ La mobilité à faible champ électrique des porteurs minoritaires et majoritaires dans le Si dopé en accepteur sont les valeurs reportées dans [51]. Dans le cas de InP dopé n à un niveau de l’ordre de 10^{19} cm^{-3} , $\mu_n = 1500 \text{ cm}^2/\text{Vs}$. Pour un niveau de dopage moindre de 10^{16} cm^{-3} , $\mu_n = 4000 \text{ cm}^2/\text{Vs}$.
- 9/ Les modèles de mobilité à faible champ des électrons μ_{n0} et des trous μ_{p0} dans SiGe:C sont ceux obtenus par le travail de Marc Michailat [42], [52] et [53]. Le taux de carbone considéré a été fixé à 0.05%. Pour InGaAs fortement dopé p, les modèles sont issus du travail de thèse de Eric Tea [54].
- 10/ Les lois du temps de relaxation de l’énergie des électrons $\tau_{rel,n}$ a été pris aussi du travail de Marc Michailat [42], [52]. Pour InGaAs, $\tau_{rel,n}$ a été fixé à 1 ps.

Les modèles pour μ_{n0} et μ_{p0} sont extraits des résultats de vitesse à champ variable (mais faible) de la résolution de l’ETB par la méthode Monte Carlo pour le système SiGe:C contraint en compression pour une couche de faiblement à fortement dopée. Une spécificité de l’approche utilisée dans [42], [52], [53] pour le dopage, est la prise en compte dans l’interaction des porteurs de charge minoritaires ou majoritaires avec les impuretés ionisées, de leur nature attractive ou répulsive. Ces interactions sont calculées avec un formalisme de

type « phase-shift » [55]. La méthode Brooks-Herring plus répandue, par exemple utilisée dans [56], ne fait pas la distinction entre une interaction attractive ou répulsive.

Les tableaux I.2 (a) et (b) dressent une comparaison entre les valeurs de μ_{n0} et μ_{p0} issues de [42] et de [56]. Sur le tableau I.2 (a), nous observons pour μ_{n0} que les tendances avec le taux de germanium sont différentes.

Le travail de Marc Michailat montre clairement, dans le cadre de l'approche « Phase-shift », une amélioration de la mobilité électronique avec l'augmentation du taux de germanium. Cette amélioration est obtenue grâce au rôle de la contrainte en compression de SiGe qui améliore le transport électronique dans la direction cristallographique $\langle 100 \rangle$, la masse effective transverse des électrons devenant plus faible, comme cela a déjà évoqué dans le chapitre I. Cet avantage est supérieur au rôle délétère croissant de la diffusion d'alliage.

x_{Ge}	μ_n (cm ² /Vs) $N_A = 10^{18}$ cm ⁻³ ref. [42]	μ_n (cm ² /Vs) $N_A = 10^{18}$ cm ⁻³ ref. [56]	μ_n (cm ² /Vs) $N_A = 10^{19}$ cm ⁻³ ref. [42]	μ_n (cm ² /Vs) $N_A = 10^{19}$ cm ⁻³ ref. [56]
10%	295	314	210	239
15%	313	298	220	231
20%	321	280	225	225
25%	325	265	229	214

(a)

x_{Ge}	μ_p (cm ² /Vs) $N_A = 3 \cdot 10^{18}$ cm ⁻³ ref. [42]	μ_p (cm ² /Vs) $N_A = 3 \cdot 10^{18}$ cm ⁻³ ref. [56]	μ_p (cm ² /Vs) $N_A = 3 \cdot 10^{19}$ cm ⁻³ ref. [42]	μ_p (cm ² /Vs) $N_A = 3 \cdot 10^{19}$ cm ⁻³ ref. [56]
10%	100	90	55	55
15%	109	93	58	55
20%	111	98	62	56
25%	140	103	69	57

(b)

Tableau I.2. (a) Mobilité électronique et (b) mobilité de trous en champ faible pour le système SiGe:C résultant du travail de M. Michailat [42] et celles extraites de [56].

La diffusion sur le potentiel d'alliage est modélisée via un potentiel effectif (U_{Si-Ge}). Dans le cas du travail de Marc Michailat, le potentiel effectif est de 0.4 V pour les électrons et 0.5 V pour les trous [52].

La valeur du potentiel d'alliage utilisée dans [56] est plus grande avec $U_{Si-Ge} = 0.75$ eV ([56] et dans les références de cet article), ce qui a pour conséquence une plus forte diffusion

d'alliage et ce qui induit une tendance inverse pour la dépendance de μ_{n0} avec le taux de Ge dans les alliages SiGe.

Les valeurs de la mobilité des trous en champ faible (μ_{p0}), indiquées dans le tableau I.2 (b), montrent une augmentation de μ_{p0} avec le taux de Ge pour les deux références [52] et [56]. La contrainte en compression de SiGe entraîne un abaissement en énergie de la bande de valence des trous lourds au profit de celle des trous légers. De plus, en centre de zone de Brillouin, les trous lourds deviennent légers [57], et par voie de conséquence μ_{p0} s'améliore. Enfin la courbe X représente les mobilités d'électrons (hors le plan) et de trous (dans le plan) obtenues avec les modèle dérivés par M. Michailat en fonction du taux de Ge et à plusieurs niveaux de dopage de base. Avec cette figure on voit l'amélioration de la mobilité (à N_{AB} fixe) en fonction du taux de Ge.

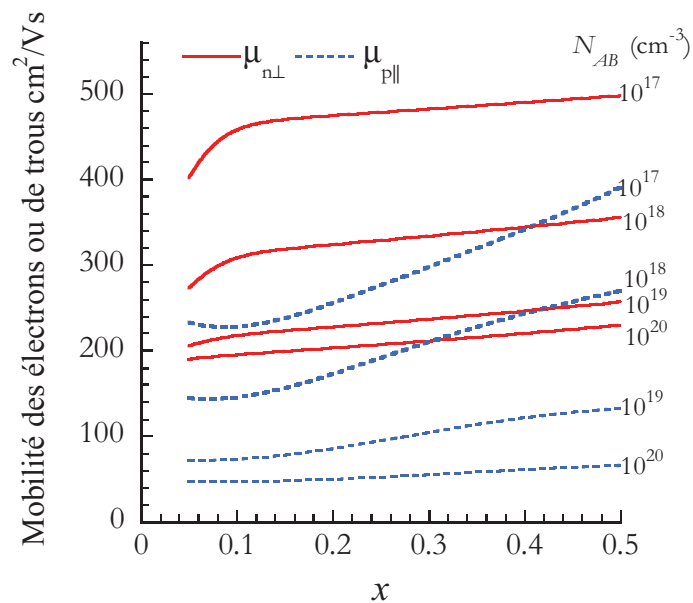


Figure I.20. Mobilités des électrons hors le plan et pour les trous dans le plan pour des alliages SiGe:C contraints en compression.

Le modèle analytique du temps de relaxation de l'énergie $\tau_{rel,n}$ issu du travail de Marc Michailat est aussi comparé aux résultats issus des calculs Monte Carlo présenté dans [56]. Les résultats sont illustrés en figure I.21.

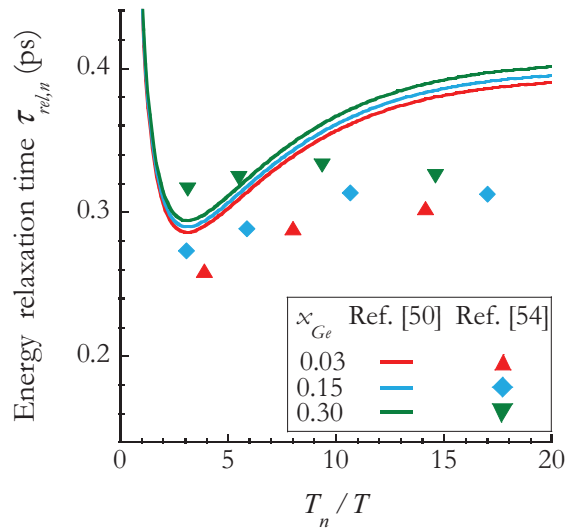


Figure I.21. Temps de relaxation de l'énergie pour les électrons pour SiGe contraint en compression en fonction de la température électronique normalisée (T est la température du réseau cristallin, et T_n la température électronique). Les traits continus sont le modèle analytique présenté dans [52] et les symboles sont des résultats des simulations de type Monte Carlo présentées dans [56].

Sur la figure I.21, nous constatons qu'à grande énergie ou grande température électronique T_n , le temps de relaxation $\tau_{rel,n}$ est plus grand avec les résultats (traits continus) que nous utilisons. La dépendance avec le taux de germanium x_{Ge} est faible. La non prise en compte de cette dépendance de $\tau_{rel,n}$ avec x_{Ge} conduit à moins de 5% de différence sur les performances dynamiques.

Annexe I.A

I.A.1. Modèle balance d'énergie pour les électrons

Le jeu d'équations du modèle balance d'énergie implémenté sur le logiciel Atlas est le suivant [48] :

$$\nabla \cdot \vec{S}_n = \frac{1}{q} \vec{J}_n \cdot \vec{E} - W_n - \frac{3k_B}{2} \frac{\partial}{\partial t} (\lambda_n^* n T_n) \quad (\text{I.A.1})$$

$$\vec{J}_n = q D_n \nabla n - q \mu_n \nabla \psi + q D_n^T \nabla T_n \quad (\text{I.A.2})$$

$$\vec{S}_n = -K_n \nabla T_n - \left(\frac{k \delta_n}{q} \right) \vec{J}_n T_n \quad (\text{I.A.3})$$

où \vec{S}_n est la densité de flux d'énergie et \vec{J}_n est la densité de courant, μ_n est la mobilité « thermique » des électrons définie plus loin, k_B est la constante de Boltzmann, q est la charge de l'électron, T_n la température électronique, D_n est la constante de diffusion (définie plus loin) qui est liée à la température électronique et non plus à la température du réseau cristallin, W_n est le taux de pertes de densité d'énergie et K_n est une conductivité associée à la température électronique.

Les autres facteurs du modèle à BE des électrons sont définis de la façon suivante :

$$D_n = \frac{\mu_n k_B T_n}{q} \lambda_n^* \quad (\text{I.A.4})$$

$$\lambda_n = \frac{F_{1/2}(\eta_n)}{F_{-1/2}(\eta_n)}, \text{ avec } \eta_n = \frac{\varepsilon F_n^{-\varepsilon c}}{k_B T_n} = F_{1/2}^{-1} \left(\frac{n}{N_c} \right) \quad (\text{I.A.5})$$

$$D_n^T = \left(\mu_{2n} - \frac{3}{2} \lambda_n^* \mu_n \right) \frac{k_B}{q} \quad (\text{I.A.6})$$

$$\mu_{2n} = \mu_n \left(\frac{5}{2} + \varepsilon_n \right) \frac{F_{\varepsilon_n+3/2}(\eta_n)}{F_{\varepsilon_n+1/2}(\eta_n)} \quad (\text{I.A.7})$$

$$K_n = q n \mu_n \left(\frac{k_B}{q} \right)^2 \Delta_n T_n \quad (\text{I.A.8})$$

$$\Delta_n = \delta_n \left(\left(\varepsilon_n + \frac{7}{2} \right) \frac{F_{\varepsilon_n+5/2}(\eta_n)}{F_{\varepsilon_n+3/2}(\eta_n)} - \left(\varepsilon_n + \frac{5}{2} \right) \frac{F_{\varepsilon_n+3/2}(\eta_n)}{F_{\varepsilon_n+1/2}(\eta_n)} \right) \quad (\text{I.A.9})$$

$$\delta_n = \frac{\mu_{2n}}{\mu_n} \quad (\text{I.A.10})$$

où $F_j(\eta_n)$ est l'intégral de Fermi-Dirac d'ordre j et n est la concentration électronique.

Finalement, le jeu d'équations qui complète le modèle BE de Silvaco/Atlas est :

$$\varepsilon_n = \frac{d(\ln \mu_n)}{d(\ln T_n)} = \frac{T_n}{\mu_n} \frac{\partial \mu_n}{\partial T_n} \quad (\text{I.A.11})$$

$$W_n = \frac{3}{2} n \frac{k_B (T_n - T)}{\tau_{rel,n}} + \frac{3}{2} T_n k_B \lambda_n R_{SRH} + E_g (G_n - R_n^A) \quad (\text{I.A.12})$$

$$\lambda_n = \frac{F_{2/3}(\eta_n)}{F_{1/3}(\eta_n)} \quad (\text{I.A.13})$$

$$\mu_n = \frac{\mu_{n0}}{(1 + X_n^\beta)^{1/\beta}} \quad (\text{I.A.14})$$

$$X_n^\beta = \frac{1}{2} \left(\alpha_n^\beta (T_n - T)^\beta + \sqrt{\alpha_n^{2\beta} (T_n - T)^{2\beta} - 4\alpha_n^\beta (T_n - T)^\beta} \right) \quad (\text{I.A.15})$$

$$\alpha_n = \frac{3}{2} \left(\frac{k_B \mu_{n0}}{q v_{satn}^2 \tau_{rel,n}} \right) \quad (\text{I.A.16})$$

où μ_{n0} est la mobilité à faible champ, $\tau_{rel,n}$ est le temps de relaxation de l'énergie des électrons.

Les μ_{n0} et $\tau_{rel,n}$ termes sont très importants afin de modéliser proprement les performances dynamiques dans les TBH. Dans le paragraphe suivant nous introduirons ces modèles et ses spécificités, par rapport aux autres modèles existantes.

Enfin, nous avons utilisé un modèle de mobilité dépendant de la température électronique afin de modéliser la saturation de la mobilité des électrons en fonction de la température électrique (T_n). La structure de la mobilité dépendant de T_n est [48] :

$$\mu_n = \frac{\mu_{n0}}{\sqrt{1 + \alpha_n^2 (T_n - T)^2}} \quad (\text{I.A.17})$$

où T est la température du réseau cristallin.

I.A.2. Modèle dérive diffusion

Le modèle dérive-diffusion est constitué par le jeu d'équations suivant [48]:

$$\vec{J}_n = q\mu_n \vec{E}_n + qD_n \nabla n \quad (\text{I.A.18})$$

$$\vec{J}_p = qp\mu_p \vec{E}_p - qD_p \nabla p \quad (\text{I.A.19})$$

où $\mu_{n,p}$ sont les mobilités des électrons ou de trous, n et p sont les concentrations d'électrons et de trous respectivement, $D_{n,p}$ est le coefficient de diffusion d'électrons ou de trous, \vec{E}_n et \vec{E}_p est le champ électrique effectif des électrons et des trous respectivement.

Durant la dérivation des relations de la densité de courant des électrons et de trous il est assumé que les relations d'Einstein sont valables :

$$D_{n,p} = \mu_{n,p} \frac{k_B T_L}{q} \quad (\text{I.A.20})$$

T_L est la température du réseau cristallin, q est la charge de l'électron sans signe.

References

- [1] Kasper E, Lyutoich K (Editors). Silicon and Germanium and SiGe:C. INSPEC (IEE) ty, Anglaterre, 2000.
- [2] Bolognesi CR, Liu H, Ostinelli O, Zeng Y. Development of ultra-high speed InP/GaAsSb/INP DHBT: Are terahertz bandwidth transistors realistic? Third European Microwave Integrated Circuits Conference (EuMiC 2008).
- [3] Schwierz F, Liou JJ. RF trqnsistors. Recent developments and roadmap toward terahertz applications. Solid State Elec., vol. 51, pp 1079-1091, 2007.
- [4] Anderson RL. Experiments on Ge-GaAs heterojunctions. Solid State Elect., vol. 5, pp. 341-351. 1962.
- [5] Crowell CR, Sze SM. R.L. Current transport in metal-semiconductor barriers. Solid State Elect., vol. 9, pp. 1035-1048. 1966.
- [6] Berz F. The Bethe condition for thermionic emission near an absorbing boundary. Solid State Elect., vol. 28, pp. 1007-1013. 1985.
- [7] Grinberg AA, Luryi S. On electron transport across interfaces connecting materials with different effective masses. IEEE Trans. on Elect. Devices, vol. 45, pp. 1561-1568. 1998.
- [8] Kroemer H. Heterostructure bipolar transistors and integrated circuits. Proc. of the IEEE, vol. 70, pp. 13-25. 1982.
- [9] Richard S, Aniel F, Fishman G. Energy-band structure of Ge, Si and GaAs: a thirty-band k.p method. Phys. Rev. B. vol 70, pp. 235204, 2004.
- [10] Richard S, Aniel F, Fishman G. Band diagrams of Si and Ge quantum wells via the 30-band k.p method. Phys. Rev. B. vol. 72, pp. 245316, 2005.
- [11] Kahn M. Transistor bipolaire à hétérojonction GaInAs/InP pour circuits ultra-rapides : structure, fabrication et caractérisation. Thèse de doctorat, Université Paris-Sud XI, 2004.
- [12] Barbalat B. Technologie et physique des transistors bipolaires à hétérojonction Si/SiGe:C auto-alignés à très hautes performances. Thèse de doctorat, Paris Sud XI, 2006.
- [13] Aniel F, Zerounian N, Pasquet D. Composants semi-conducteurs pour les hyperfréquences. Maison éditoriel Lavoisier, Paris, 2005.
- [14] Schroeder D. Modelling of interface carrier transport for device simulation. Springer-Verlag, Autriche, 1994.
- [15] Horio K, Yanai H. Numerical modeling of heterojunction including the thermionic emission at the heterojunction interface. IEEE Trans. on Elec. Dev. vol. 37, pp. 1093-1098, 1990.
- [16] Crabbe E, Cressler JD, Patton GL, Stork JMC, Comfort JH, Sun JYC. Current gain rolloff in graded base heterojunction bipolar transistors. IEEE Elec. Dev. Lett. vol. 14, pp. 193-195, 1993.
- [17] Abakumov VN, Yassievich IN. Auger recombination in Silicon. Sov. Phys Semicond. vol. 11, pp. 766-771. 1977.

- [18] Picozzi S, Asahi R, Geller CB. Accurate first principles detailed-balance determination of Auger recombination and impact ionization rates in semiconductors. *Phys. Rev. Lett.* vol. 89, pp. 197601-1, 2002.
- [19] Poon HC, Gummel HK, Scharffeter DL. High injection in epitaxial transistors. *IEEE Trans. on Elec. Dev.* vol. ED-16, pp. 455-457, 1969.
- [20] Tiwari S. A new effect at high currents in heterostructure bipolar transistors. *IEEE Elec. Dev. Lett.*, vol. 9, pp. 142-145, 1988.
- [21] Chor RF, Peng CJ. Composite step graded collector of InP/InGaAs/InP DHBT for minimised carrier blocking. *Elec. Lett.*, vol. 32, pp. 1409-1410, 1996.
- [22] Sugiura O, Dentai AG, Joyner CH, Chandrasekhar S, Campbell JC. High-current-gain double heterojunction bipolar transistors grown by metal organic vapor phase epitaxy. *IEEE Elec. Dev. Lett.*, vol. 9, pp. 253-255, 1988.
- [23] Griffith Z, Lind E, Rodwell MJK. Sub 30 nm InGaAsP/InP type-I DHBTs with 150 nm collector, 30 nm base demonstrating 755 GHz f_{MAX} , and 416 GHz f_T . *Proc. IEEE Indium Phosphide and Related Materials*, pp. 403-406, 2007.
- [24] Bolognesi CR, Dvorak MW, Matine N, Pitts OJ, Watkins SP. Ultra-high performance staggered lineup (“Type-II”) InP/InGaAsSb/InP NpN double heterojunction bipolar transistors. *Jpn. J. Appl. Phys.* vol. 41, pp. 1131-1135, 2002.
- [25] Tao MG, Bolognesi CR. Kirk effect mechanism in type II InP/InGaAsSb double heterojunction bipolar transistors. *Journ. of Appl. Phys.* vol. 102, pp.064511, 2007,.
- [26] Cressler JD, Niu G. Silicon Germanium heterojunction bipolar transistors. Artech House, Massachusetts EU, 2003.
- [27] Crozat P, Héneaux JC, Vernet G. Precise determination of open circuit capacitance of coplanar probes for on wafer automatic network analyser measurements. *Elec. Lett.* vol. 27, 1991.
- [28] Zerounian N. Etudes expérimentales et modélisation de composants micro-ondes bipolaires et à effet de champ SiGe. Thèse de doctorat Paris-Sud 11, 2000..
- [29] Escotte L, Roux JP, Plana R, Graffeul J, Gruhle A. Noise modeling of microwave heterojunction bipolar transistors. *IEEE Trans. on Elec. Dev.* vol. 42, 1995.
- [30] Dunn JS, Ahlgren DC, Coolbaugh DD, Feilchenfeld NB, Freeman G, Greenberg DR, Groves RA, Guarín FJ, Hammad Y, Joseph AJ, Lanzerotti LD, St. Onge SA, Orner BA, Rieh J-S, Stein KJ, Voldman SH, Wang P-C, Zierak MJ, Subanna S, Harame DL, Herman Jr DA, Meyerson BS. Foundation of rf CMOS and SiGe BiCMOS technologies. *IBM Journal of Research and Development.* vol; 47, pp. 101-38, 2003.
- [31] Snodgrass W, Hafez W, Harff N, Feng M. Pseudomorphic heterojunction bipolar transistor (PHBTs) experimentally demonstrating $f_T = 765$ GHz at 25°C increasing to $f_T = 845$ GHz at -55°C. Présenté au IEDM (IEEE), 2006.
- [32] Lobisser E, Griffith Z, Jain Z, Thibeault BJ, Rodwell M. 200-nm InGaAs/InP DHBT employing a dual sidewall emitter process demonstrating $f_{MAX} > 800$ GHz and $f_T > 360$ GHz. Presented at IEEE Proc. Indium Phosphide and Related Materials, pp. 16-19, 2009.
- [33] Snodgrass W, Feng M. Nano-scale type II InP/InGaAs DHBTs to reach THz cutoff frequencies. Présenté au CS MANTECH Conference, 2008.

- [34] Chevalier P, Fellous C, Rubaldo L, Pourchon F, Pruvost S, Beerkens R, Saguin F, Zerounian N, Barbalat B, Lepilliet S, Dutartre D, Céli D, Telliez I, Gloria D, Aniel F, Danneville F, Chantre A. 230-GHz self aligned SiGeC HBT for optical and millimeter-wave communications. *IEEE Journ. of Sol.-State Circuits*. 2005, 40:225-2034.
- [35] Hafez W, Snodgrass W, Feng M. 12.5 nm base pseudomorphic heterojunction transistors achieving $f_T = 710$ GHz and $f_{MAX} = 340$ GHz. *Appl. Phys. Lett.*, 2005, 87:252109.
- [36] Wu BR, Snodgrass W, Feng M, Cheng KY. High speed InGaAsSb/InP double heterojunction transistor with composition graded base and InAs emitter contact layers. *Journ. of Cryst. Growth*, vol. 301-302, pp.1005-1008, 2007.
- [37] Geynet B, Chevalier P, Vandell B, Brossard F, Zerounian N, Buczko M, Gloria D, Aniel F, Dambrine G, Danneville F, Dutartre D, Chantre A. SiGe featuring $f_T > 400$ GHz at room temperature. Présenté au IEEE BCTM 2008.
- [38] Chevalier P, Pourchon F, Lacave T, Avenier G, Campidelli Y, Depoyan L, Troillard G, Buczko M, Gloria D, Céli D, Gaquière C, Chantre A. A conventional double-polysilicon FSA-SEG S/SiGeC HBT reaching 40 GHz f_{MAX} . Presented at IEEE Bipolar/BiCMOS Circuits and Technology Meeting 2009; pp. 22-25.
- [39] Yuan J, Krithivasan R, Cressler JD, Khater MH, Ahlgren DC, Joseph AJ. On the Frequency Limits of SiGe HBTs for Terahertz Applications. Presented at IEEE Bipolar/BiCMOS Circuits and Technology Meeting 2007; pp. 22-25.
- [40] Heinemann B, Barth R, Bolze D, Drews J, Fishcer GG, Fox A, Fursenko O, Grabolla T, Haak U, Knoll D, Kurps R, Lisker M, Marschmeyer S, Rücker H, Schmidt D, Schmidt J, Schubert MA, Tillack B, Wipf C, Wolanski D, Yamamoto Y. SiGe HBT technology with f_T/f_{MAX} with 300/500 GHz and 2.0 ps CML gate delay. Présenté à la conference Internationale d'électronique (IEEE, IEDM), 2010; pp. 30.5.1-30.5.4.
- [41] Stratton R. Diffusion of hot and cold electrons in semiconductor barriers. *Phys. Rev.* Vol. 126, 2002-2014, 1962.
- [42] Michailat M. Paramètres matériau pour la simulation de transistors bipolaires à hétérojonctions Si/SiGe et Si/SiGeC. Thèse de doctorat. Université Paris-Sud 11, 2010.
- [43] Dziejwior J, Schmid W. Auger coefficients for highly doped and highly excited Si. *App. Phys. Lett.* Vol. 31 pp. 346-348, 1977.
- [44] Ahrenkiel RK, Ellingson R, Johnston S, Wanlass M. Recombination lifetime of $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ as a function of doping density. *App. Phys. Lett.* Vol. 72 pp. 3470-3472, 1998.
- [45] Jain SC, Roulston DJ. A simple expression for band gap narrowing (BGN) in heavily doped Si, Ge, GaAs and $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}$ strained layers. *Solid State Elec.* Vol. 34, pp. 453-465, 1991.
- [46] Jain SC, McGregor JM, Roulston DJ. Band-gap narrowing in novel III-V semiconducteurs. *Journ. of Appl. Phys.* Vol. 68, pp. 3747-3749, 1990.
- [47] van de Walle C, Martin R. Theoretical calculations of heterojunction discontinuities in the Si/Ge system. *Phys. Rev. B.* Vol. 34, pp. 5621-5634, 1986.
- [48] Atlas' Users Manual, Silvaco International, 2010.

- [49] Bufler FM, Graf P, Meinerzhagen B, Adeline B, Rieger MM, Kibbel H, Fischer G. Low and high field electron transport parameters for unstrained and strained $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$. IEEE Elec. Dev. Lett. Vol. 18, pp. 264-266, 1997.
- [50] Richard S. Modélisation physique de la structure électronique, du transport et de l'ionisation par choc dans les matériaux IV-IV massifs, contraints et dans le puits quantiques. Thèse de doctorat. Université Paris-Sud 11, 2004.
- [51] Klaassen DBM. A unified mobility model for device simulation II. Solid State Elec. Vol 35, pp 961-967, 1992.
- [52] Michailat M, Rideau D, Aniel F, Tavernier C, Jaouen H. Monte Carlo-based analytical models for electron and hole electrical parameters in strained SiGeC alloys. Proc. SISPAD, 2009.
- [53] Michailat M, Rideau D, Aniel F, Tavernier C, Jaouen H. Full-band Monte Carlo investigation of hole mobilities in SiGe, SiC and SiGeC alloys. Thin Solid Films. Vol 518, pp. 2437-2441.
- [54] Tea E. Communication privé. Thèse en cours de l'Université Paris-Sud 11, Orsay. Soutenance en avril 2011.
- [55] Meyer JR, Bartoli FJ. Phase-shift calculation of electron mobility in n-type silicon at low temperatures. Phys. Rev. B. Vol. 24, pp. 2089-2100, 1981.
- [56] Sasso G, Rinaldi N, Matz G, Jungemann. Accurate mobility and energy relaxation time models for SiGe HBTs numerical simulation. Proc. SISPAD, 2009.
- [57] People R. Physics and applications of $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}/\text{Si}$ strained layer heterostructures. IEEE Quant. Elec. Vol. QE-22, pp. 1696-1710, 1986.
- [58] People R. Physics and applications of $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}/\text{Si}$ strained layer heterostructures. IEEE Quant. Elec. Vol. QE-22, pp. 1696-1710, 1986.

Chapitre II

Résultats expérimentaux et modélisation à température ambiante

II.1. Introduction

Dans ce chapitre, les résultats expérimentaux obtenus à 300 K sur deux familles de TBH SiGe:C sont présentés et analysés selon le taux (x_{Ge}) et le profil de germanium dans la base, et selon le niveau de dopage dans la base (N_{AB}). Egalement, deux familles de TBH InGaAs/InP sont étudiées.

Ensuite, des résultats de modélisation de type hydrodynamique sont présentés pour mieux rendre compte de l'influence du profil de composition et de dopage dans la base SiGe:C. Le simulateur utilisé est celui de Silvaco, dont certaines lois (mobilités, temps de relaxation de l'énergie) ont été améliorés, grâce aux résultats de modélisation Monte Carlo obtenus par Marc Michailat [1].

Grâce à la modélisation, une technique de décomposition des temps de transit est menée.

Les résultats expérimentaux et de simulation sont comparés pour analyser diverses configurations (x_{Ge} , N_{AB}) dans la base. Les temps de transit obtenus sont discutés pour chaque structure. Nous proposons en conclusion une configuration qui permettrait d'obtenir les meilleures performances dynamiques.

La modélisation physique de type TCAD (Technology Computer-Aided Design) est un outil puissant qui peut être utilisé pour améliorer les performances statiques ou dynamiques d'une technologie donnée, ainsi que pour analyser l'influence des différents paramètres technologiques sur les performances dynamiques des dispositifs. On peut classer cette modélisation dans l'une des catégories suivantes [2] : Modélisation TCAD orientée 1/ procédés technologiques, 2/ analyse de composants, 3/ analyse et conception de circuits et 4/ conception de systèmes. Le travail présenté ici se situe dans la deuxième catégorie.

Quelques exemples d'application de la modélisation physique sont : l'impact des éléments parasites sur les performances dynamiques [3], l'étude des phénomènes observés dans les TBH à basse température [4], l'analyse comparative de différents modèles de transport en régime dynamique [5]-[6], et leur confrontation avec l'expérience [7].

II.2. Résultats expérimentaux à 300 K

II.2.1. Les TBH SiGe étudiés

Deux familles de dispositifs nommés A et B sont étudiées, et le tableau II.1 regroupe quelques paramètres technologiques. Le pourcentage de germanium à deux valeurs indique un profil graduel avec une plus faible valeur à l'hétérojonction base émetteur qu'au centre de la base. L'épaisseur W_{SiGe} est pour la base SiGe, l'épaisseur de base neutre (W_B) liée au dopage de la base étant en principe plus faible (voir plus loin dans cette section). N_{AB} donne la concentration de dopage de bore. Les quatre derniers composants de la famille désignée A présentent un taux de germanium constant. La largeur de l'émetteur W_E est de 0.17 μm , et la longueur typique est de 3.6-3.7 μm .

Dans le cas de la seconde famille désignée B, l'épaisseur de la couche SiGe est la même pour les 11 dispositifs ($W_{SiGe} = 24$ nm). Par exemple, pour le cas B6, la base SiGe de 24 nm est telle que le taux de germanium augmente de 10% à 25% sur 10 nm et est constant à 25% sur les 14 nm restant du côté collecteur. Les dispositifs B1 à B4, B6 et B8 à B11 sont avec des niveaux voisins de dopage de base ($N_{AB} \approx 2.5\text{-}3 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$). Seuls les dispositifs B5 et B7 ont un niveau de dopage très différent des autres composants, avec respectivement $N_{AB} = 1.4 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ et $N_{AB} = 4.2 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$. Cette famille est réalisée avec une valeur de W_E plus petite de 0.13 μm .

	W_{SiGe} (nm)	N_{AB} (10^{19} cm^{-3})	%Ge		W_{SiGe} (nm)	N_{AB} (10^{19} cm^{-3})	%Ge
A1	30	1.8	10-30	B1	24	2.9	5-20
A2	30	2.4	15-30	B2	24	2.6	5-25
A3	30	3.7	20-30	B3	24	2.5	5-30
A4	20	3.5	20-30	B4	24	2.9	10-20
A5	20	3.3	25	B5	24	1.4	10-25
A6	20	4.4	25	B6	24	2.6	10-25
A7	20	1.4	20	B7	24	4.2	10-25
A8	20	2.5	20	B8	24	2.5	10-30
				B9	24	3.0	15-20
				B10	24	2.9	15-25
				B11	24	2.7	15-30

Tableau II.1. Caractéristiques technologiques des TBH SiGe:C étudiés.

Au préalable à l'observation des résultats et à la validité de l'analyse qui suit, il faut savoir que les niveaux de dopage ne sont pas totalement déterminés, et les profils de germanium sont idéalisés. En effet, il est très difficile de contrôler précisément taux et gradualité de germanium d'une part et niveau de dopage d'autre part. La base intrinsèque des TBH SiGe est réalisée par épitaxie sélective dans une cavité de 440 nm de large par dépôt chimique en phase vapeur à pression réduite (RPCVD). Dosier parfaitement les pressions partielles de tous les

gaz pour obtenir la même dose de bore déposée dans la cavité avec une grande variation dans les taux désirés de germanium d'une plaque à une autre et au cours du dépôt, est un point clef de la technologie auto-alignée par épitaxie sélective. Par exemple, un taux élevé de germanium augmente la dose déposée de bore pour une même pression partielle de borane. Le contrôle était mieux maîtrisé pour la famille B que pour la famille A, mais des différences de dopage existent pourtant entre l'objectif visé et le résultat final, qu'il soit mesuré, déduit ou supposé. De plus, compte tenu que la diffusion du dopage varie avec le taux de germanium, les profils de dopage ne peuvent pas être identiques d'une plaque à une autre. Les profils SIMS ne peuvent donner qu'une information qualitative de la dose et des profils de dopage pour les transistors dont la largeur de la base intrinsèque est de quelques centaines de nanomètres : Les profils SIMS sont obtenus dans des cavités très grandes ($10000-30000 \mu\text{m}^2$) pour obtenir une bonne précision spectroscopique.

A titre indicatif, une estimation d'épaisseur de base neutre W_B lié au profil de dopage gaussien dans la base a été extraite (largeur à $1/10^{\text{ième}}$ de hauteur maximale) des profils SIMS de la famille A, et cette valeur est reportée dans le tableau III.1 du chapitre III. Cette valeur permet de confondre dose équivalente (en cm^{-2}) et produit concentration maximale (en cm^{-3}) par largeur de base (en cm). Par la suite dans ce chapitre, cette épaisseur de base sera considérée comme relativement voisine de l'épaisseur W_{SiGe} , ou similaire d'un transistor à un autre de telle sorte que la valeur de concentration N_{AB} contient à elle seule les différences de niveau de dopage de base entre les transistors.

Ainsi donc, à l'aide des profils SIMS de la famille A, et des résistances de couches de base, la dose et le niveau de dopage de base de ces transistors ont été calculés, et sont ceux indiqués dans le tableau II.1. Pour la famille B, nous ne disposons pas de profils SIMS, ce qui complique considérablement les hypothèses de travail. Cependant, grâce aux résultats déduit pour la famille A, comparant la résistance de base et les profils SIMS, les valeurs indiquées dans le tableau II.1 sont également obtenues pour la famille B par calcul avec la résistance de couche de base. Le traitement calculatoire est décrit dans la section II.2.7.1.

Sur le plan expérimental, peu d'analyse comparative existe concernant l'influence du profil de composition et le niveau de dopage dans la base sur les performances dynamiques. On peut néanmoins citer [8], [9], [10] et [11]. Sur le plan modélisation, la bibliographie est plus riche, essentiellement basée sur l'équation de dérive-diffusion, par résolution analytique avec [12], [13] ou [14] et les références incluses dans cette communication, ou par résolution numérique avec [15] ou [16], pour n'en citer que quelques unes. En général, la conclusion des travaux montre qu'il est important de réaliser des TBH avec une fraction importante de germanium dans la base du coté collecteur, avec un profil graduel linéaire partant de seulement quelques pourcents du coté émetteur. Dans ces études, on ne s'est pas intéressé aux variations liées à N_{AB} .

Chapitre II. Résultats expérimentaux et modélisation à température ambiante

II.2.2. Les TBH InGaAs/InP étudiés

Deux technologies de TBH InGaAs/InP sont analysées : 1/ les composants de la famille désignées C ont une largeur de fenêtre d'émetteur de 2 μm (technologie 2 μm), et 2/ la famille D sont avec une largeur d'émetteur plus petite de 0.7 μm (technologie 0.7 μm). Le tableau II.2 résume les épaisseurs de couches ainsi que les niveaux de dopages des dispositifs.

<i>Région</i>	<i>Épaisseur</i> (nm)	<i>N</i> (cm^{-3})	<i>Matériaux</i>	<i>Région</i>	<i>Épaisseur</i> (nm)	<i>N</i> (cm^{-3})	<i>Matériaux</i>
Emetteur N ⁺	200	$>10^{19}$	In _{0.53} Ga _{0.47} As	Emetteur N ⁺	100	$>10^{19}$	In _{0.53} Ga _{0.47} As
Emetteur N ⁺	130	$>10^{19}$	InP	Emetteur N ⁺	180	$>10^{19}$	InP
Emetteur N ⁺	40	$>10^{17}$	InP	Emetteur N ⁺	40	$>10^{17}$	InP
Base P ⁺	~40	$\sim 10^{19}$	In _x Ga _{1-x} As	Base P ⁺	~30	$>10^{19}$	In _x Ga _{1-x} As
Base N ⁻	50	10^{16}	InGaAs	Base N ⁻	~30	10^{16}	InGaAs
Base N ⁺	20	$>10^{17}$	In _x Ga _{1-x} As _{1-y} P _y	Collecteur N ⁺	20	$>10^{17}$	InP
Base N ⁺	20	$>10^{17}$	In _x Ga _{1-x} As _{1-y} P _y	Collecteur N ⁻	80	$>10^{16}$	InP
Collecteur N ⁻	150	10^{16}	InP	Collecteur N ⁺	50	$>10^{19}$	InP
Collecteur N ⁺	200	$>10^{19}$	InP				

(a)
(b)

Tableau II.2. Caractéristiques technologiques des TBH InGaAs/InP étudiés (a) technologie 2 μm , (b) technologie 0.7 μm . Les couches sont illustrés en figure I.16 du chapitre I.

Les dispositifs InGaAs/InP sont réalisés par le laboratoire Alcatel-Thales III-V Lab. Les couches sont obtenues par épitaxie par jet moléculaire sur un substrat InP semi isolant. La couche de base de 40 nm est de composition graduelle pour agir sur la bande interdite et accélérer le transit des électrons. Le collecteur (dopé N) est composé de la succession des matériaux InGaAs puis InGaAsP puis InP, afin de réduire l'influence du blocage des porteurs produit à chaque discontinuité de bande de conduction à la jonction BC. Les TBH ont été réalisés avec une technologie triple mesa à gravure humide, les métallisations d'émetteur et de base étant auto-alignées. Enfin les composants sont planarisés avec du BCB et enfin des via métalliques sont réalisés pour le niveau métallique d'interconnexion [17].

Afin d'augmenter les performances dynamiques des transistors en réduisant la largeur de l'émetteur, III-V Lab est passé de la technologie 2 μm à la technologie 0.7 μm . Avec la réduction latérale de l'émetteur, il faut aussi réduire les épaisseurs des couches, et particulièrement celles de la base. La couche collecteur a une épaisseur totale de 130 nm. La réduction des dimensions entraîne une diminution de la précision d'alignement pour les contacts. Les masques de contacts de base et d'émetteur sont réalisés par lithographie électronique. Une fois que la réalisation du composant est accompli, les procédés de planarisation et les via métalliques sont réalisés avec les mêmes techniques que celles de la technologie 2 μm [17].

Plusieurs longueurs d'émetteur ont été réalisées avec respectivement 2.6, 5.6 et 10 μm pour C03, C06 et C10, et respectivement 4.5, 7 et 10 μm pour D05, D07 et D10.

II.2.3. Tracé de Gummel et gain en courant des TBH SiGe

Les tracés de Gummel de l'ensemble des transistors des familles A et B sont représentés dans les figures II.1, II.2 et II.3. En environnement de mesure hyperfréquence, la résolution des courants est limitée à 1 nA. Les courants sont bruités à cette échelle de courant, mais on peut observer néanmoins des composantes de courant de base dite « non idéales » ($I_B < 5\text{-}10\text{ nA}$) dont la loi d'évolution avec la tension V_{BE} n'est pas exponentielle.

Des faibles niveaux de courants aux plus forts, la description du Gummel a déjà été évoquée dans le chapitre I. Brièvement, dans cette représentation semi-logarithmique, l'évolution « linéaire » des courants en fonction de la tension V_{BE} est qualifiée de comportement idéal et la pente ($\partial \log_{10}(I) / \partial V_{BE}$) peut s'écrire comme $q/nk_B T$, avec un coefficient empirique d'idéalité $n \geq 1$ permettant de regrouper toutes les modulations du courants avec une loi simple en fonction de V_{BE} . L'idéal est que n soit unitaire, montrant clairement un caractère de transport purement diffusif avec aucune variation des dimensions (zones de quasi neutralité et zones de charge d'espace) et des propriétés de la structure du transistor avec la polarisation. A fort courant ($I_C > 0,5\text{-}1\text{ mA}$), les chutes de tensions induites par les résistances d'accès ($R_E \times I_E$ puis $R_B \times I_B$) conduisent à appliquer une plus grande tension V_{BE} pour accroître le niveau de courant.

Le gain en courant $\beta = I_C / I_B$ de ces transistors est élevé et il est représenté dans la figure II.4 pour certains d'entre eux.

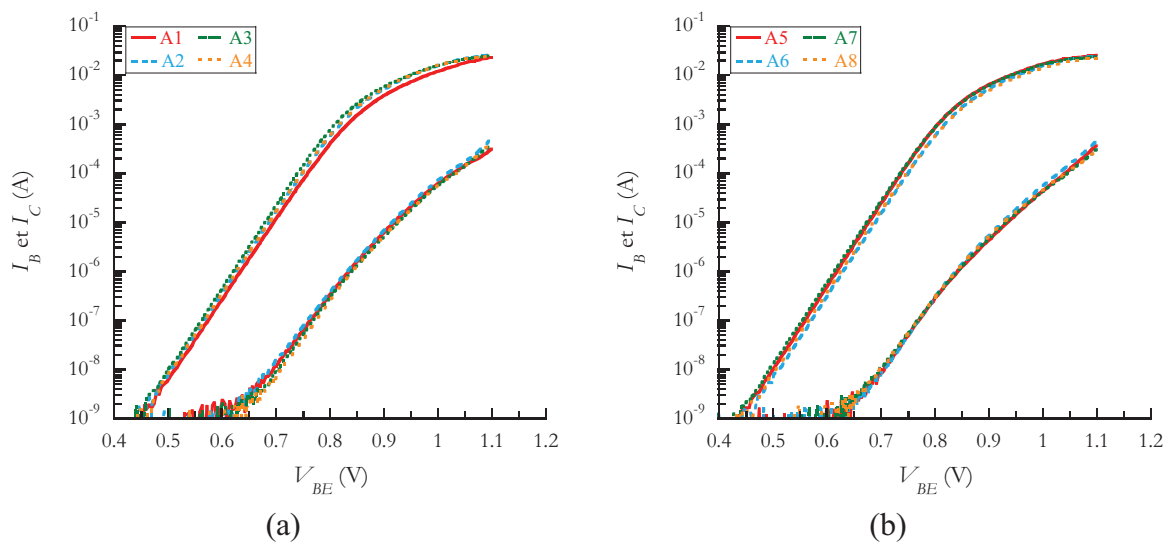


Figure II.1. Tracé de Gummel de TBH SiGe:C, famille A, $S_E = 0.17 \times 3.7\ \mu\text{m}^2$, $V_{CB} = 0\text{ V}$.

Chapitre II. Résultats expérimentaux et modélisation à température ambiante

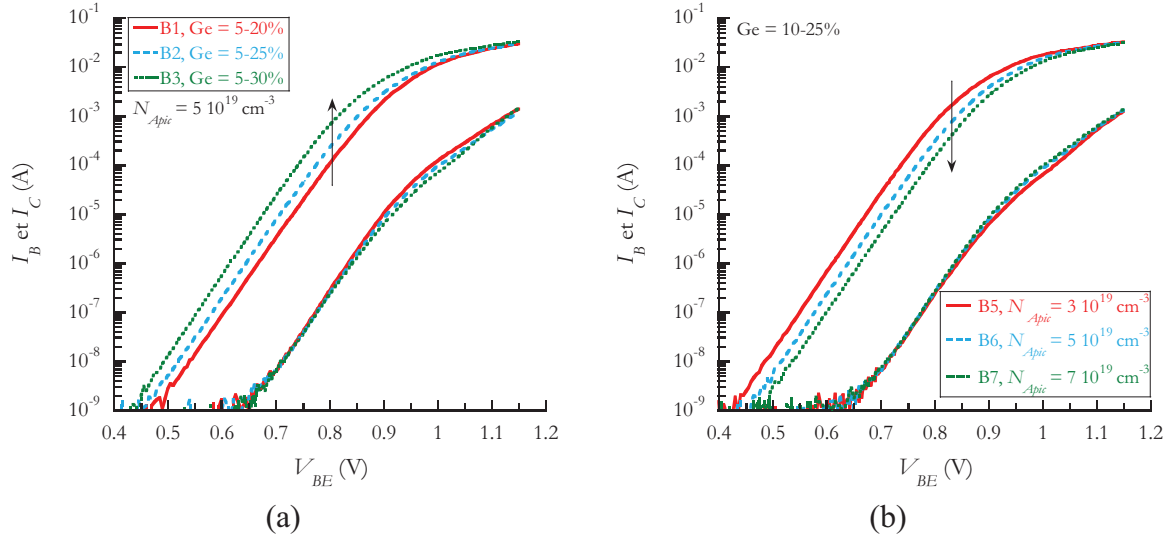


Figure II.2. Tracé de Gummel de TBH SiGe:C, famille B (B1 à B7), $S_E = 0.13 \times 3.7 \mu\text{m}^2$, $V_{CB} = 0 \text{ V}$.

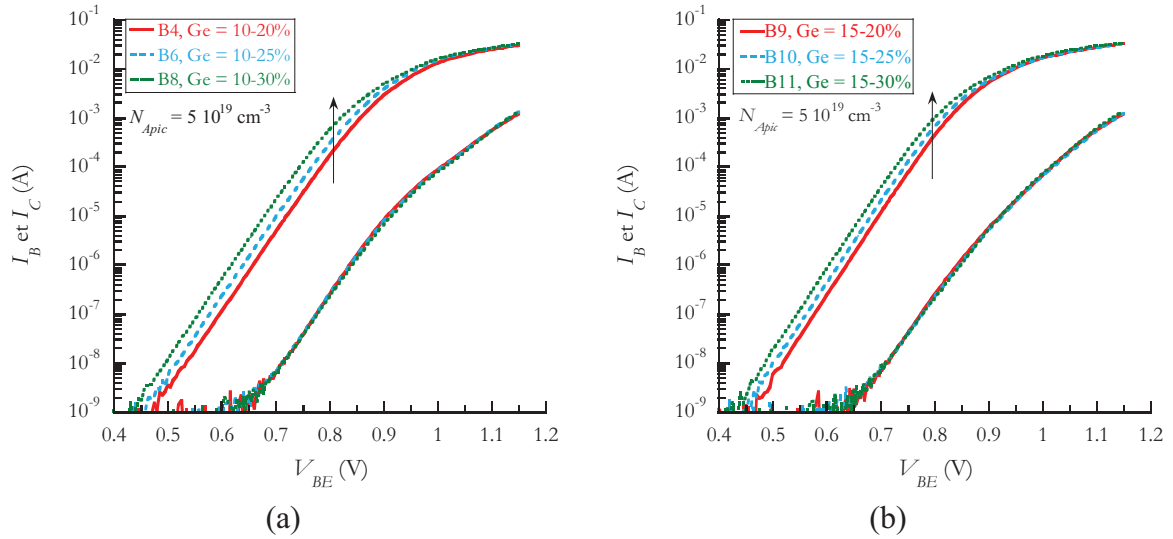


Figure II.3. Tracé de Gummel de TBH SiGe:C, famille B (B4 à B11), $S_E = 0.13 \times 3.7 \mu\text{m}^2$, $V_{CB} = 0 \text{ V}$.

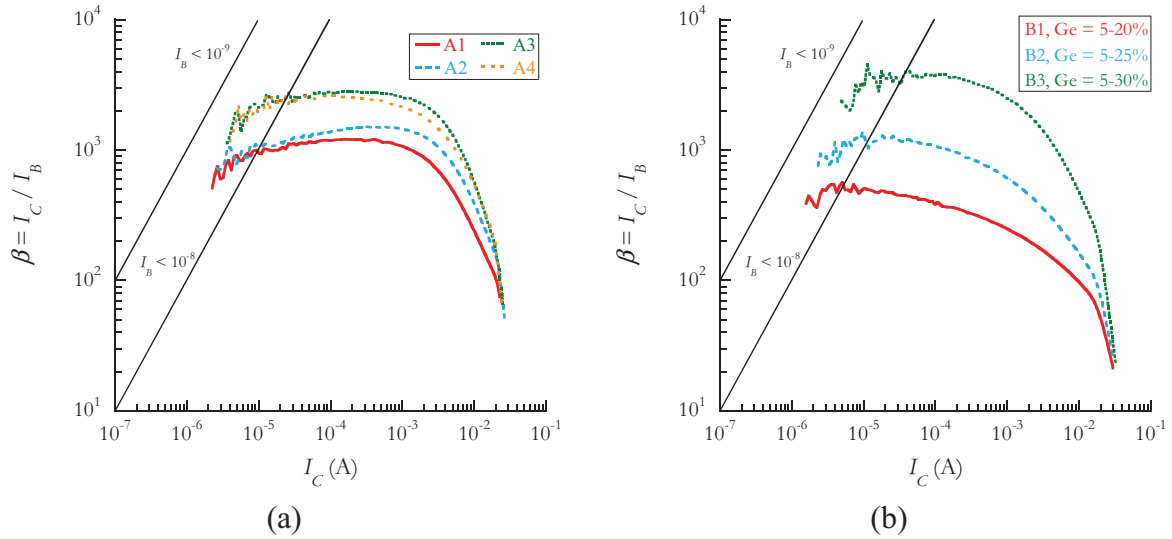


Figure II.4. Gain en courant β des TBH A1 à A4 et de B1 à B3 en fonction du courant collecteur.

Commençons par décrire les comportements généraux, nous viendrons ensuite sur la comparaison entre transistors.

Bien que les courbes de gain soient tronquées lorsque le courant I_B est voisin de 1 nA, on peut observer que le gain diminue à faible courant à cause des composantes non idéales de I_B . A faible polarisation, le courant de base est dominé par la recombinaison de type Shockley-Read-Hall au voisinage de la jonction base-émetteur (BE) et par un courant lié à de l'effet tunnel assisté par des pièges. Une description de ces courants dans ce type de TBH est détaillée dans [18].

Au dessus de 10 nA, I_B est « idéal » ce qui se traduit par un gain relativement constant sur une petite plage de I_C . Tant que l'intensité des composantes de courant de base non idéales est supérieure à celle des composantes idéales, il résulte une décroissance du gain en courant avec la diminution de la densité de courant. Le gain décroît lorsque la densité de courant augmente, à cause de l'effet Early inverse. Cet effet est accentué par la variation de bande interdite au voisinage de la zone de charge d'espace (ZCE) base-émetteur et de la zone de quasi-neutralité (ZQN) de base [8]. Cette décroissance plus ou moins grande du gain en courant se traduit d'abord par un facteur d'idéalité pour le courant de base (n_{iB}) qui est supérieur à 1, puis par une augmentation progressive de celui du courant collecteur (n_{iC}) à mesure que le courant augmente lui-même.

L'effet Early inverse joue un rôle important dans les TBH SiGe, car la capacité à réaliser un composant aux performances élevées se joue partiellement sur le contrôle de l'hétérojonction BE et de la jonction pn BE. Initialement, l'effet Early inverse désigne le mécanisme entraînant l'augmentation de l'épaisseur de base neutre (ZQN), agissant sur le transport des porteurs dans la base, et pouvant se traduire par l'augmentation de n_{iC} avec I_C .

Avec l'hétérojonction, la modulation de l'épaisseur de la ZCE de la jonction BE contribue à réduire l'efficacité d'injection de la jonction BE en abaissant la différence de bande interdite effective. Alors que le gain en courant est élevé à $I_C = 0,1-1$ mA, il l'est moins lorsque $I_C \sim 10$ mA, au maximum des performances dynamiques. Néanmoins les TBH de STMicroelectronics conservent une certaine marge sur ce point comparativement à d'autres TBH SiGe mesurés par l'équipe, non présentés.

L'effet Kirk est le mécanisme qui vient limiter l'accroissement des densités de courant à très forte polarisation : la ZQN de base s'étend dans le collecteur (effet opposé à l'effet Early direct), car des trous sont injectés dans la ZCE collecteur pour maintenir la neutralité électrique dans cette région, le nombre de donneurs ionisés étant inférieur au nombre d'électrons qui transitent. L'effet Kirk est mieux observé sur le gain en courant que sur les tracés de Gummel, avec une diminution accentuée du gain en courant quand $I_C > 20$ mA. Si le passage d'un état de comportement à un autre n'est pas clairement manifesté, d'autres mécanismes accompagnent la limitation des performances : 1/ l'auto-échauffement qui augmente avec le courant, et qui vient aussi réduire le gain en courant, 2/ la défocalisation du courant vers la périphérie de la jonction BE à cause de la résistance de couche de la base intrinsèque.

Pour résumer, en laissant de côté les composantes de courant de base à faible polarisation, la dépendance des courants avec V_{BE} et du gain en courant est lié 1/ à l'efficacité d'injection de la jonction BE, laquelle est affecté négativement par l'effet Early inverse, 2/ au transport des porteurs dans la base SiGe lui aussi affecté par l'effet Early inverse. mais qui bénéficie de l'existence d'un pseudo-champ électrique induit par la gradualité de bande interdite en ZQN de base.

Comparons maintenant les transistors entre eux, i.e. l'influence du niveau et de la gradualité de composition en germanium et de dopage dans la base.

Succinctement, on peut remarquer que le courant de base est relativement identique d'un transistor à un autre. L'augmentation du taux moyen de germanium et de la gradualité de germanium dans la base entraîne une augmentation du courant collecteur et du gain en courant. En revanche, une augmentation du niveau de dopage dans la base entraîne la diminution du courant collecteur et du gain en courant.

Par exemple entre A3 et A4, la gradualité de germanium est plus grande pour A4, car W_{SiGe} est différent, et le dopage est aussi légèrement plus faible pour A4. Néanmoins c'est A3 qui montre le plus fort niveau de courant (figure II.1 (a)) avec aussi un gain en courant légèrement plus grand (figure II.4 (a)). Néanmoins, la décroissance du gain en courant par l'effet Early inverse est relativement similaire (figure II.4 (a)), par rapport aux cas A1 et A2.

L'augmentation du gain en courant entre B1, B2 et B3 (figure II.4 (b)), est plus la conséquence du taux moyen de germanium que la valeur de la discontinuité de bande de valence à l'hétérojonction BE.

Comme déjà évoqué en page 49, la connaissance du niveau de dopage est limitée et le profil de germanium est idéalisé. Avant de se lancer dans une modélisation plus rigoureuse comme la modélisation hydrodynamique, on peut tenter de séparer la contribution du dopage d'une part et du taux et de la gradualité de germanium d'autre part à l'aide d'un modèle analytique plus simple.

II.2.4. Performances dynamiques des TBH SiGe : f_T , f_{MAX} et τ_{ZO}

Les performances dynamiques des transistors de la famille A sont représentées dans la figure II.5, avec l'évolution des valeurs de la fréquence de transition du gain en courant (f_T) et de la fréquence maximale d'oscillation (f_{MAX}) en fonction du courant collecteur, à $V_{CB} = 0.35$ V. Les valeurs maximales de f_T et de f_{MAX} surviennent autour de 7-10 mA soit pour une densité de courant collecteur J_C de l'ordre de 11-16 mA/ μm^2 .

On peut remarquer le bénéfice à tirer d'une base fine avec un taux de germanium graduel, (par exemple A4), pour obtenir des performances élevées. Dans le cas de composition constante de germanium (figures II.5 (c) et (d)), des valeurs plus élevées de f_T sont obtenues pour les cas A7 et A8, mais en revanche les valeurs de f_{MAX} sont plus faibles. C'est la conséquence d'un niveau de dopage de base plus faible qui entraîne une augmentation de la résistance de base apparente R_B , ce qui pénalise f_{MAX} , mais qui a permis d'avoir une base neutre (ZQN) plus fine dans le même temps et donc propice à un f_T élevé. La relation simplifiée $f_{MAX} \approx \sqrt{f_T / 8\pi R_B C_{BC}}$ montre la dépendance entre f_T , f_{MAX} et R_B , avec C_{BC} la capacité base-collecteur. On peut remarquer que le taux de germanium de 20% est plus profitable à un f_T élevé par rapport à 25%, malgré la coïncidence de la diminution du dopage.

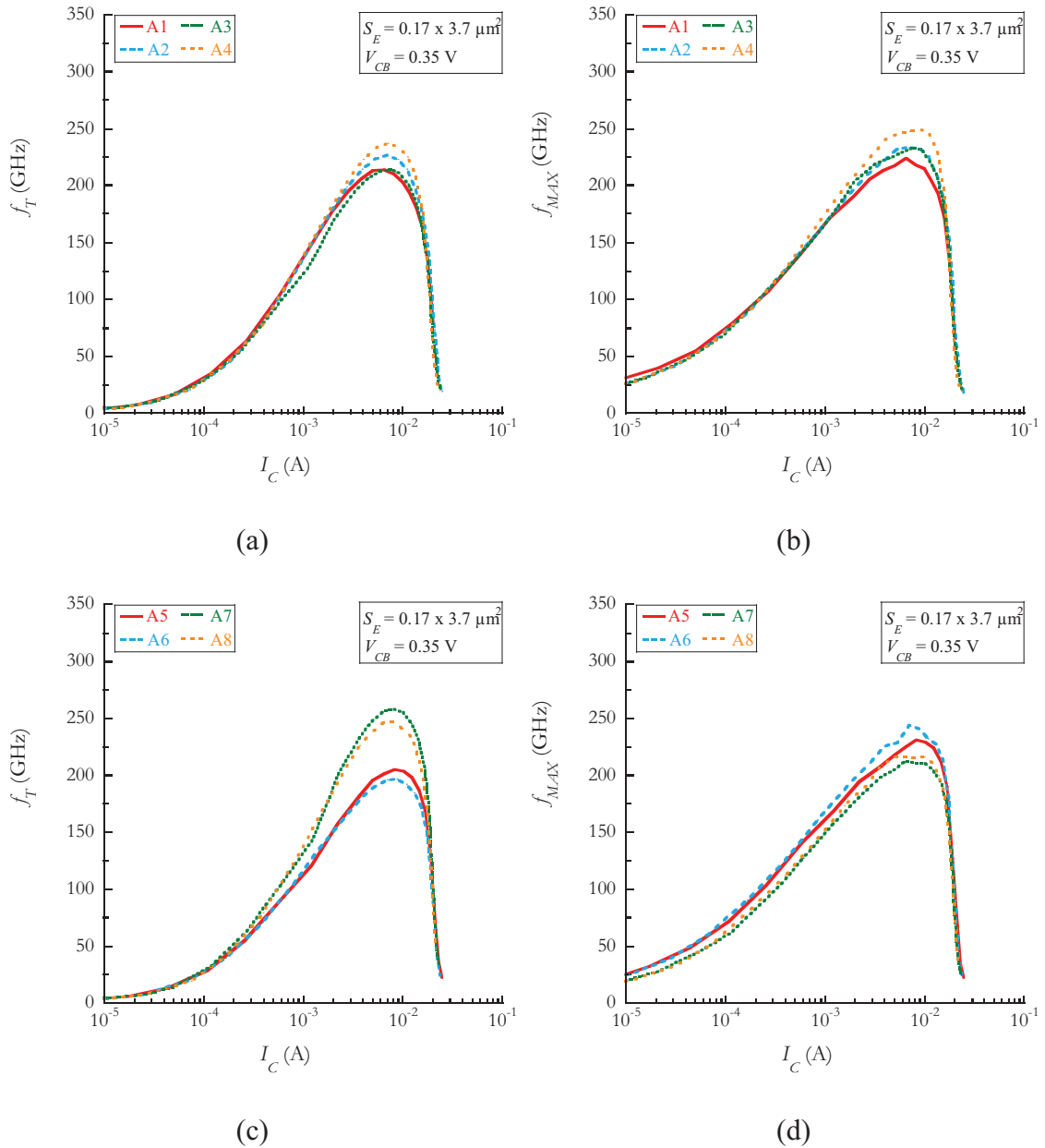


Figure II.5. Performances dynamiques du TBH SiGe:C, famille A, $S_E = 0.17 \times 3.7 \mu\text{m}^2$.

La figure II.6 donne les variations de f_T et de f_{MAX} en fonction du courant collecteur pour les dispositifs B5, B6 et B7 de même gradualité de germanium, mais de niveau de dopage différent (un dopage gaussien, respectivement de valeur maximale de 1.4 , 2.6 et $4.2 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$). L'augmentation du niveau de dopage entraîne la diminution de f_T et une légère augmentation de f_{MAX} . La dégradation de f_T est liée d'une part à une largeur de base neutre légèrement plus grande conséquente d'une diffusion du dopage de la base légèrement plus étalée, due à une dose de bore incorporée plus élevée, et enfin f_T diminue aussi à cause de la diminution de la mobilité en champ faible avec l'augmentation du niveau de dopage. Malgré la diminution de f_T , la diminution de la résistance de base grâce au dopage plus élevé est légèrement plus importante, ce qui conduit à une légère amélioration de f_{MAX} .

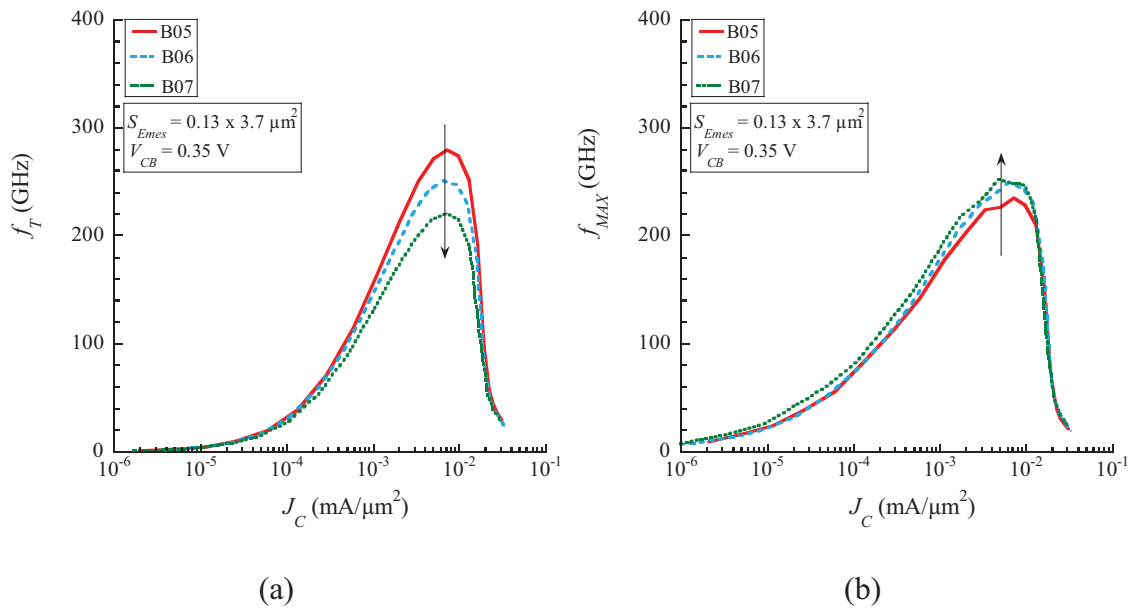


Figure II.6. f_T et f_{MAX} des dispositifs B5, B6 et B7, de dopage différent.

Les figures II.7 et II.8 représentent les variations de f_T et de f_{MAX} en fonction du courant collecteur pour les dispositifs B1 à B4, B6 et B8 à B11 dont le niveau de dopage est voisin ($2.5-3 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$), mais avec différentes gradualités et taux moyen de germanium dans la base. L'augmentation du taux de germanium sur 10 nm est respectivement de 5%-20%, 5%-25%, 5%-30%, 10%-20%, 10%-25%, 10%-30%, 15%-20%, 15%-25%, 15%-30%, pour B1, B2, B3, B4, B6, B8, B9, B10 et B11.

La figure II.7 montre que f_T augmente lorsque le taux de Ge devient plus grand, on remarque aussi que f_{MAX} augmente dans une moindre mesure. Si nous comparons la figure II.7 (a) avec les figures II.7 (c) et II.8 (a), nous pouvons observer que f_T s'améliore d'autant plus que le taux de Ge est faible à la jonction BE (dispositifs B01, B02 et B03). A l'opposé, une forte fraction de Ge à la jonction BE (composants B09, B10 et B11) entraîne une dégradation significative de f_T . Un fort taux de germanium à la jonction BE force une moindre gradualité de bande interdite en base neutre, ce qui est lourd de conséquence sur la fréquence f_T . On peut aussi expliquer ce comportement par une différence de niveau et de profil de dopage pour les transistors avec 15% de germanium à l'hétérojonction BE (B09 à B11), comparativement aux autres transistors. Un fort taux de Ge à la jonction BE (x_e) implique une moindre diffusion de bore dans cette région, conduisant à un temps de transit dans plus grand.

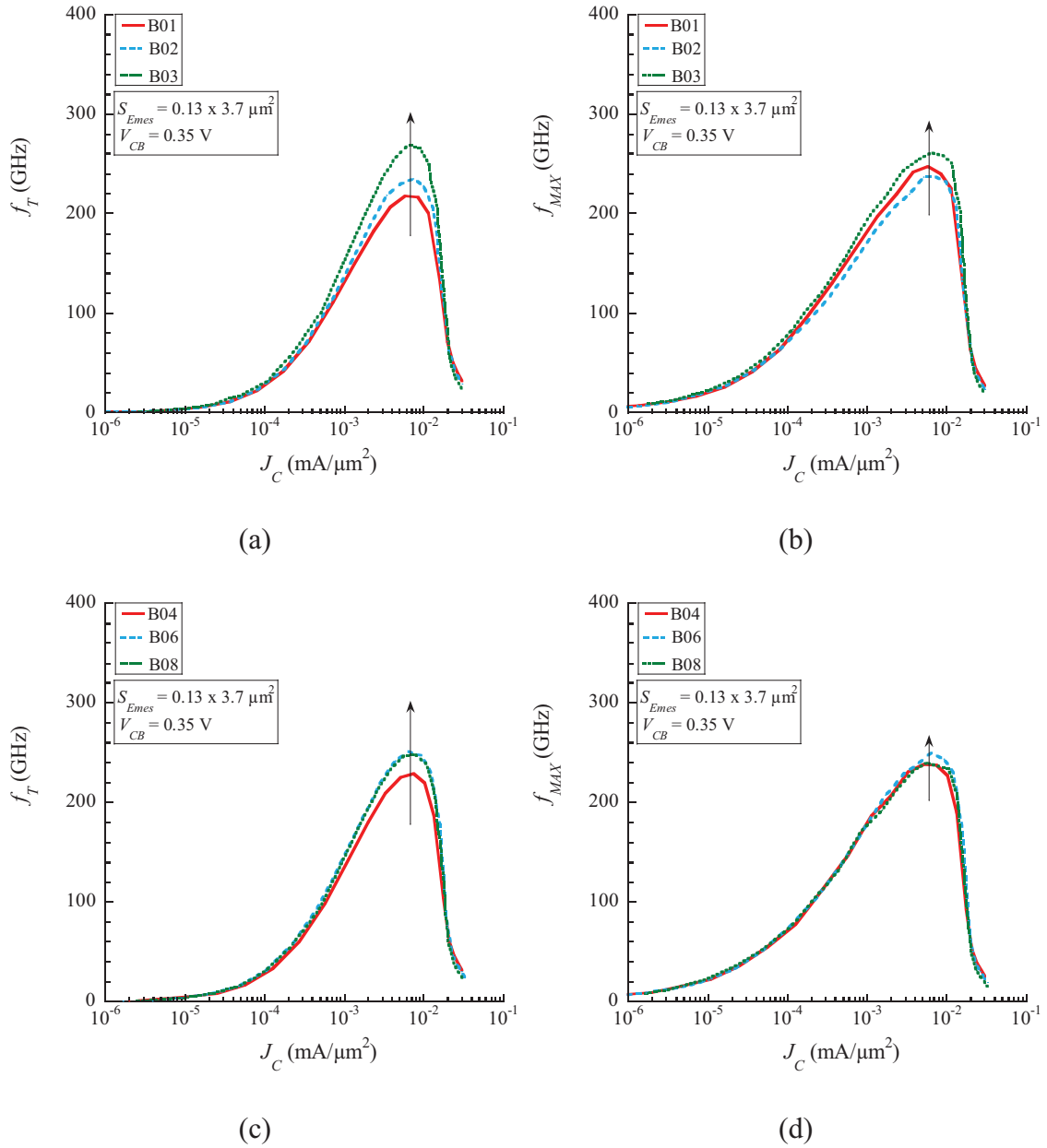


Figure II.7. f_T et f_{MAX} des dispositifs B01, B02 et B03 (a)-(b) et des dispositifs B04, B06 et B08 (c)-(d).

Ici, il apparaît donc très avantageux d'avoir une plus grande gradualité de germanium, avec un taux moyen de germanium pas trop élevé. En dehors des cas où le dopage de base augmente (B01 à B03), conduisant à une diminution de la résistance de base, et donc à un accroissement de f_{MAX} , les augmentations de f_{MAX} accompagnent simplement celle de f_T . Dans le cas où le taux de Ge est de 15% à la jonction BE, la résistance de base est plus grande que dans les autres cas et particulièrement B11, conduisant à une diminution accentuée de f_{MAX} .

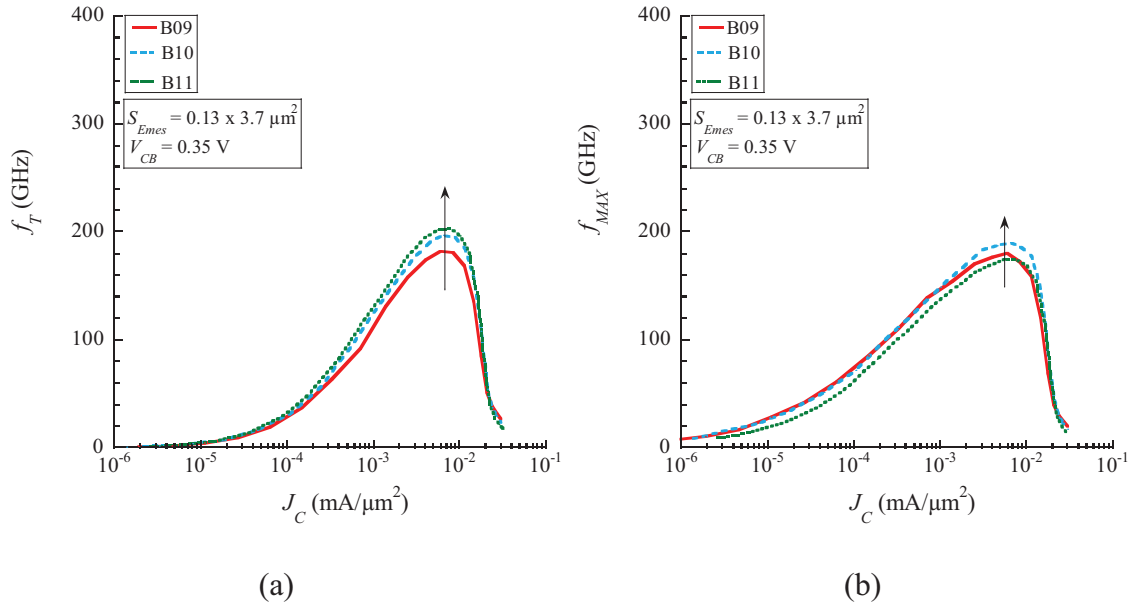


Figure II.8. f_T et f_{MAX} des dispositifs B09, B10 et B11 (a)-(b).

Pour illustrer autrement l'influence du taux de germanium, la figure II.9 montre les valeurs maximales de f_T (f_{Tmax}) en fonction du taux moyen de germanium pour les deux familles de dispositifs.

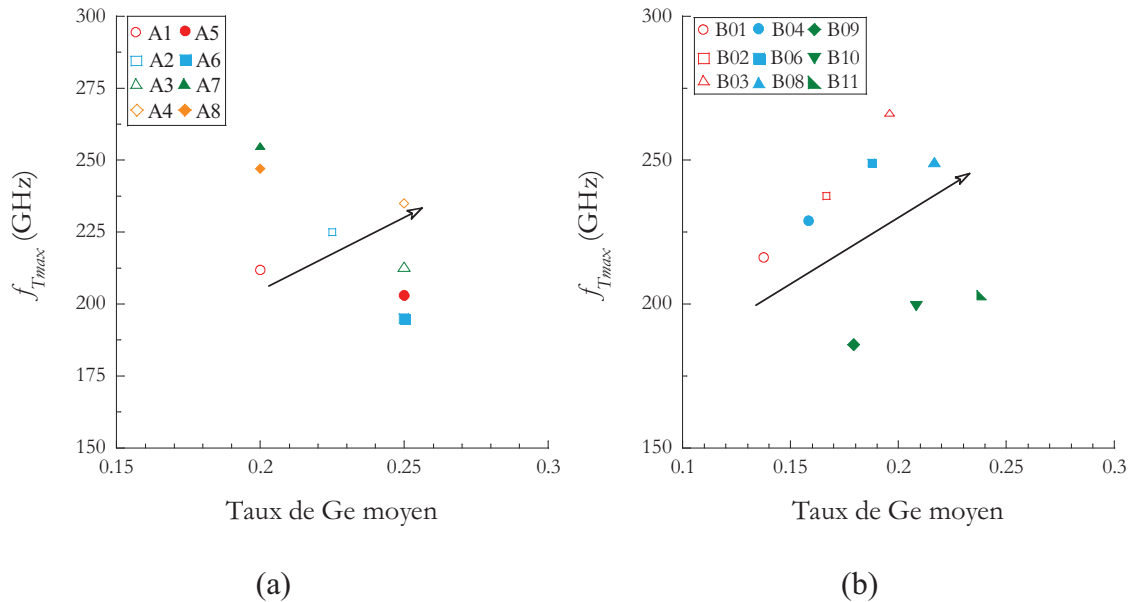


Figure II.9. f_{Tmax} de deux familles de TBH SiGe:C (a) famille A et (b) famille B (à dopage fixe).

Les résultats de la famille A ne sont pas monotones car l'épaisseur de la base est variable avec $W_{SiGe} = 30 \text{ nm}$ pour les dispositifs A1, A2 et A3 (20 nm pour A4 à A8), et car le niveau de dopage est différent pour chaque dispositif. Néanmoins, sur la figure II.9 (a), la flèche

indique des cas où la gradualité de Ge est plus grande et donc accompagne l'augmentation de f_{Tmax} . Autrement, dans l'ensemble de la famille A, le taux de Ge de 20% apparaît préférable que celui de 25%.

Concernant la famille B, la figure II.9 (b) montre plus nettement le décalage entre les trois cas B09 à B11 et les autres. Ici, la tendance de l'augmentation de f_{Tmax} avec le taux de germanium moyen de 14% à 20% est soulignée avec la flèche. Cependant au voisinage de 20%, cette augmentation semble saturer. Si cette saturation peut être la conséquence que des taux plus élevés entraîne une dégradation de f_T , c'est aussi la conséquence d'une moins grande gradualité de Ge.

La figure II.10 représente les valeurs maximales de f_{MAX} (f_{MAXmax}) en fonction du taux de Ge moyen pour les deux familles de TBH SiGe:C.

Pour la famille A, les résultats sont tous regroupés sur la flèche, grâce à la variation de la résistance de base avec celle du niveau de dopage, et au bénéfice des transistors de faible valeur de f_T . La famille B montre aussi cette tendance, en accompagnement de l'augmentation de f_T . Pour les cas B08 et B11, avec 30% de Ge du coté collecteur, le niveau de dopage est légèrement moindre, entraînant une augmentation de R_B et donc une dégradation de f_{MAX} .

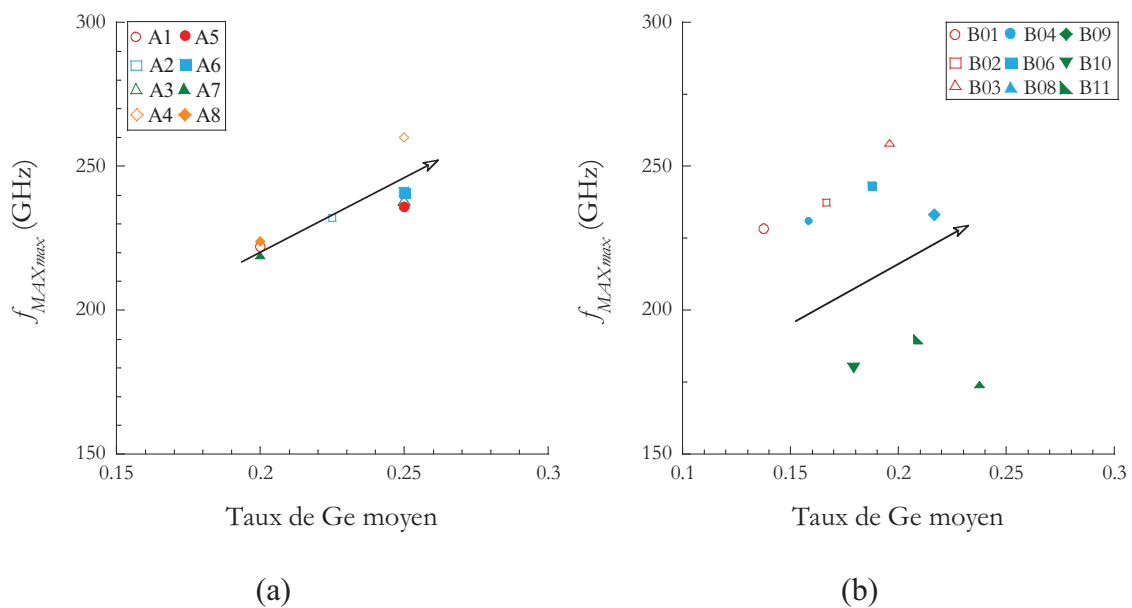


Figure II.10. f_{MAXmax} de deux familles de TBH SiGe:C (a) famille A et (b) famille B (à dopage fixe).

Les performances dynamiques peuvent être éclairées avec l'observation des temps de transit, ou d'une composante de temps τ_{Z0} .

La valeur du temps τ_{Z0} permet d'obtenir la somme des temps de transit plus facilement que le délai émetteur-collecteur τ_{EC} introduit dans le chapitre I. Le temps τ_{Z0} est obtenu à partir de l'expression suivante [19] :

$$\tau_Z = -Phase\left(\frac{Z_{12} - Z_{21}}{Z_{22} - Z_{21}}\right)(2\pi f)^{-1} \approx \tau_E + \tau_B + \tau_C + r_E C_{BE} + R_C C_{BC} \quad (II.1)$$

où τ_E est le temps de transit d'émetteur, τ_B le temps de transit de base, et τ_C le temps de transit de collecteur. R_C est la résistance de collecteur, C_{BC} la capacité de la jonction BC, et C_{BE} la capacité de la jonction BE. La résistance dynamique de la jonction BE, $r_E = nk_B T / qI_E$, peut tendre vers zéro (et le temps de charge $r_E C_{BE}$ aussi) lorsque l'on extrapole les quantités à $I_E \approx I_C$ infini [19]. Dans ce cas la valeur de τ_Z tends vers $\tau_{Z0} = \tau_E + \tau_B + \tau_C + R_C C_{BC}$. Il est difficile d'extraire la résistance R_C , et donc il est préférable de conserver la valeur de τ_{Z0} . La différence $R_C C_{BC}$ peut être estimée de l'ordre de 40-90 fs.

Les valeurs de τ_{Z0} sont représentées dans la figure II.11, en fonction du taux moyen de germanium dans la base. Dans le cas de la famille A, les valeurs de τ_{Z0} suivent les variations de f_{Tmax} , avec une faible valeur de τ_{Z0} lorsqu'il était observé une forte valeur de f_{Tmax} . L'augmentation de f_T est principalement la conséquence de la diminution des temps de transit montrée avec τ_{Z0} . Pour les dispositifs à taux de Ge constant, le taux de Ge plus faible et un niveau de dopage moindre conduisent au plus faibles valeurs de τ_{Z0} .

La famille B montre une tendance plus claire de la diminution de τ_{Z0} avec l'augmentation du taux de Ge moyen. Les performances dégradées en f_{Tmax} et f_{MAXmax} des dispositifs B09, B10 et B11 sont bien observées avec une valeur élevée de τ_{Z0} .

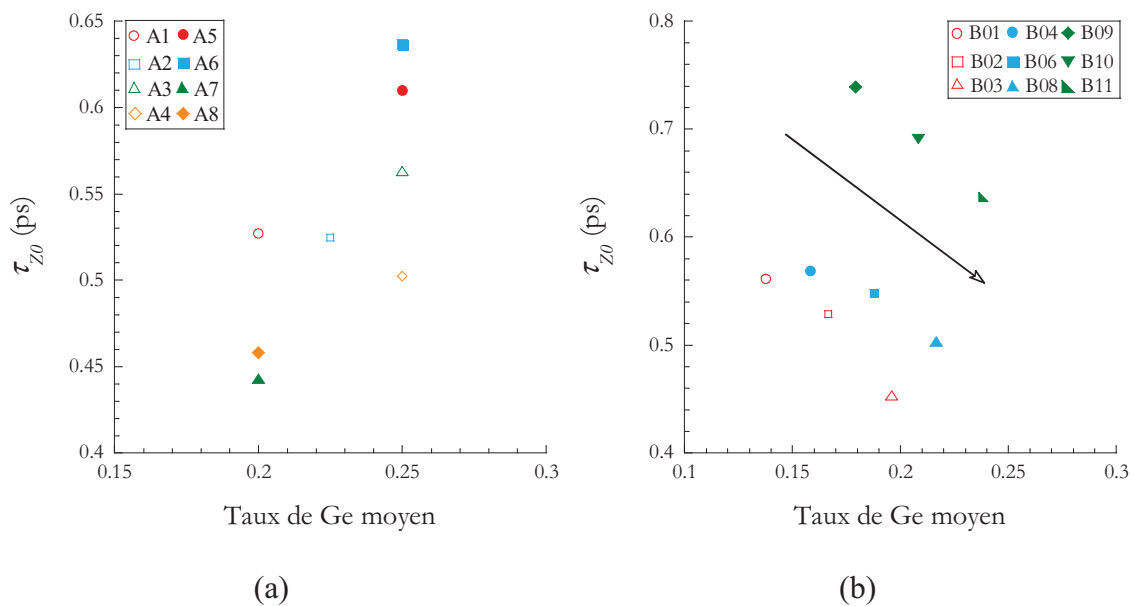


Figure II.11. Composante de temps τ_{Z0} des TBH SiGe:C (a) famille A et (b) famille B.

II.2.5. Tracé de Gummel et gain en courant des TBH InGaAs/InP

Pour les composants des technologies $2\ \mu\text{m}$ (famille C) et $0.7\ \mu\text{m}$ (famille D), les tracés de Gummel sont représentés dans la figure II.12.

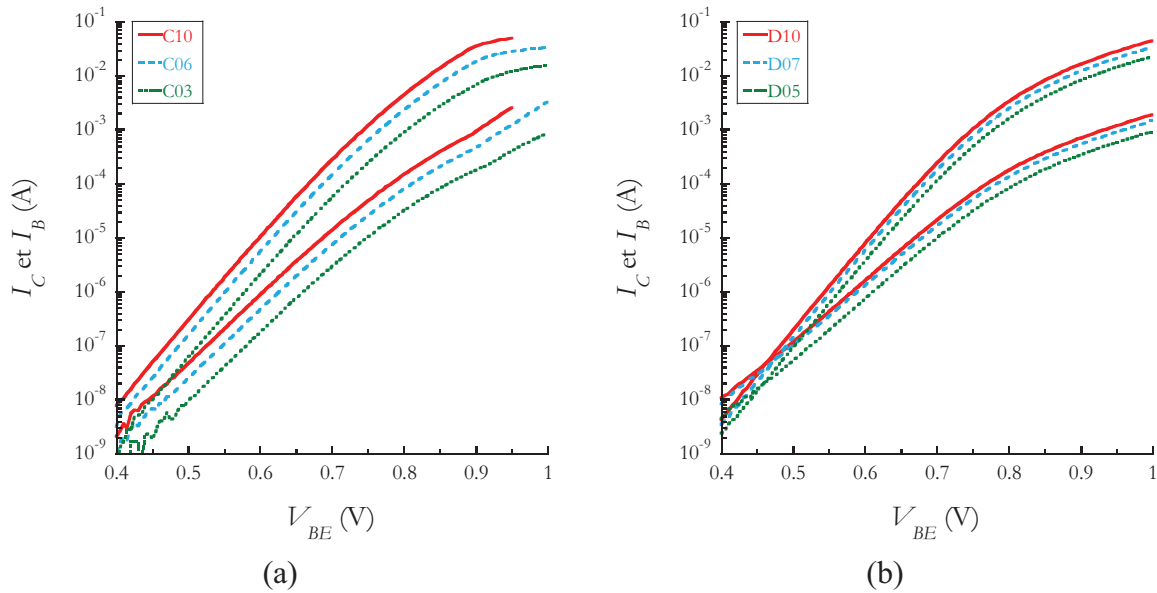


Figure II.12. Tracé de Gummel des TBH InGaAs/InP, technologies $2\ \mu\text{m}$ (C03, C06 et C10) et $0.7\ \mu\text{m}$ (D05, D07 et D10).

On observe que pour des polarisations intermédiaires ($0.5\ \text{V} < V_{BE} < 0.7\ \text{V}$), les courants de base et de collecteur augmentent avec V_{BE} suivant une loi exponentielle. Ensuite, à plus fortes polarisations nous constatons un ralentissement de l'augmentation des courants. Plusieurs raisons expliquer cela : l'influence des résistances d'accès d'émetteur et de base, l'auto-échauffement des composants, le phénomène de quasi-saturation. Pour ce régime de fonctionnement, l'apparition abrupte du blocage de porteurs à la jonction BC, dont la signature est une augmentation très rapide du courant de base [20] est à peine perceptible pour la technologie $2\ \mu\text{m}$ et ce phénomène n'est pas perceptible pour la technologie $0.7\ \mu\text{m}$. Ceci démontre que le collecteur composite diminue de façon significative l'influence de ce mécanisme.

Les figures II.13 (a) et (b) représentent le gain en courant (β) des deux technologies en fonction du courant collecteur. D'un transistor à un autre le décalage horizontal est lié à la différence de surface d'émetteur. Excepté pour la valeur maximale de gain, le cas D10 montre un gain en courant supérieur aux autres cas pour une même densité de courant collecteur. Cela peut s'expliquer par l'existence de composante de courant de base non proportionnelle à la surface d'émetteur. Egalement le gain en courant est plus grand pour la famille C ($2\ \mu\text{m}$) que pour la famille D ($0.7\ \mu\text{m}$). Avec la diminution de la surface d'émetteur, les courants de recombinaison en périphérie de jonction prennent un poids plus important que ceux au cœur

du dispositif [21]. Néanmoins, les gains observés pour la technologie $0.7\ \mu\text{m}$ restent acceptables. La diminution rapide du gain en courant est liée à l'apparition de l'effet Kirk.

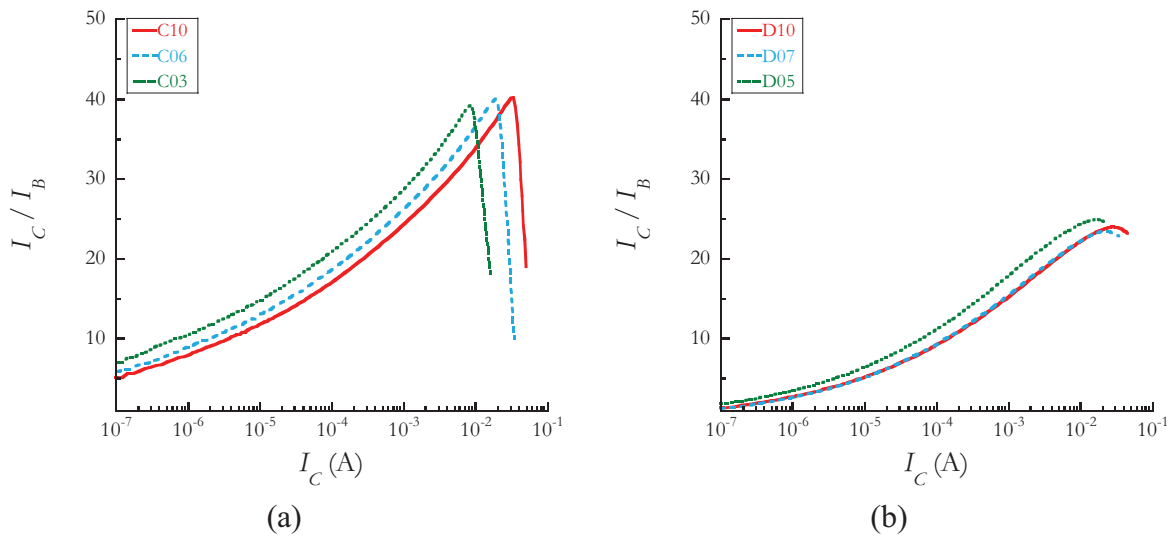


Figure II.13. Gain en courant des TBH InGaAs/InP, technologies $2\ \mu\text{m}$ (C03, C06 et C10) et $0.7\ \mu\text{m}$ (D05, D07 et D10).

Pour les TBH InP, la recombinaison Auger limite les valeurs de gain en courant, en revanche pour les TBH SiGe, même si il y a de la recombinaison Auger, c'est majoritairement l'efficacité d'injection de la jonction base-émetteur qui contrôle les valeurs de courant de base et du gain en courant. L'augmentation de la recombinaison Auger dans la base suit l'augmentation du niveau de dopage, lequel est plus important pour la technologie $0.7\ \mu\text{m}$. Pour les deux technologies, le gain en courant augmente avec V_{BE} grâce à l'augmentation du courant des porteurs minoritaires qui dépasse le courant de recombinaison dans la base.

II.2.6. Performances dynamiques des TBH InGaAs/InP

Les performances dynamiques (f_T et f_{MAX}) des TBH InGaAs/InP sont représentées en fonction du courant collecteur dans la figure II.14.

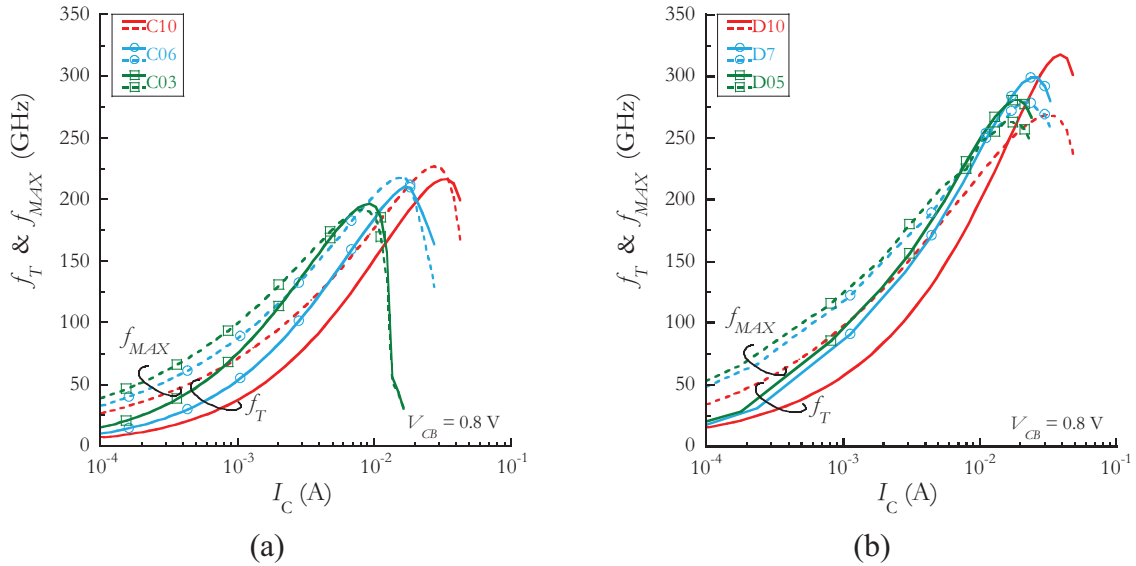


Figure II.14. f_T et f_{MAX} des TBH InGaAs/InP, technologies $2 \mu\text{m}$ (C03, C06 et C10) et $0.7 \mu\text{m}$ (D05, D07 et D10).

On peut remarquer que les transistors les plus long (C10 ou D10) présentent les performances maximales les plus élevées (excepté f_{MAX} pour le cas D07). La partie extrinsèque du transistor, celle qui est indépendante de la longueur de l'émetteur a une influence non négligeable sur les performances en défaveur des petits transistors, et dans les deux cas C et D, la longueur d'émetteur de $10 \mu\text{m}$ conduit aux meilleures performances. Le dispositif D10 montre un couple f_T/f_{MAX} de 317/268 GHz. Pourtant il faut signaler que des longueurs supérieures doivent néanmoins montrer une dégradation des valeurs maximales de f_T et de f_{MAX} , avec l'augmentation de l'influence de l'auto-échauffement sur la limitation des performances. La puissance électrique à dissiper augmente proportionnellement à la longueur d'émetteur, mais la résistance thermique ne diminue pas proportionnellement : A densité de courant constant, la température du TBH augmente plus pour les longs transistors que pour les courts.

La diminution de la largeur d'émetteur W_E et des épaisseurs de certaines couches a bien conduit à l'amélioration des performances en passant de 220 GHz à environ 300 GHz. Néanmoins, l'augmentation de f_{MAX} est moindre car la diminution des capacités C_{BC} et de la résistance de base extrinsèque est moindre que celle de la réduction de W_E .

II.2.7. Analyse des TBH SiGe

Comme nous l'avons signalé lors de l'introduction des transistors en début de ce chapitre, les résultats expérimentaux sont difficiles à analyser car le taux et le profil de germanium varient et le taux et le profil de dopage également pour chaque transistor. Néanmoins nous pouvons tenter de décomposer l'influence de chacun sur la base de modèles simples. Ces modèles ne tiennent pas compte de la faible épaisseur de base. Avec une épaisseur de base faible, le transport des électrons ne peut plus être traduit par l'équation de dérive-diffusion. On peut néanmoins faire des approximations avec des vitesses moyennes de porteurs ou des régimes de mobilité effective. Les lois utilisées (bandes interdites, mobilités, densités d'états...) sont celles utilisées aussi dans les simulations hydrodynamiques de ce chapitre. Les formulations employées ont volontairement été voulues simples, comptes tenu des approximations de la démarche analytique, et compte tenu des incertitudes sur la réalité du profil de germanium et de dopage dans la base des transistors. Le choix a été conduit par l'observation des différents paramètres mesurés (statiques et dynamiques) en supposant que l'influence du taux de germanium et du niveau de dopage dans la base est monotone sur les performances. Les publications [23] et [24] donnent une description détaillée du modèle analytique basé sur l'équation de dérive-diffusion. Néanmoins il est extrêmement difficile de les utiliser directement, car il faut présupposer le profil de composition et de dopage dans la base.

II.2.7.1. Calcul du niveau de dopage de base effectif

La résistance de couche de base intrinsèque R_{bi} (ou résistance carrée de base) est difficile à déterminer, mais associée à des profils SIMS, nous pouvons corriger le niveau ou la dose de dopage de base pour l'ensemble des transistors. Des résistances de base dites « pincées » (R_{bp}) mesurées par ST sont disponibles pour chaque transistor et donnent une indication sur la résistance de couche de base intrinsèque. Avec un profil SIMS, nous pouvons faire le lien entre concentration en accepteur et valeur de résistance sachant que R_{bi} est calculé avec :

$$R_{bi}^{-1} = q \int_{W_B} \mu_{p||}(x(w), N_B(w)) \times N_B(w) dw \quad (\text{II.2})$$

avec $\mu_{p||}$ la mobilité longitudinale des trous dans la base SiGe, qui dépend de la fraction de germanium x et de la concentration de dopage N_B , à intégrer sur l'épaisseur de base neutre W_B .

Nous avons utilisé le modèle de mobilité à faible champ développé par Marc Michailat (cf. chapitre I, §I.6.2). Afin de simplifier un peu la notation nous pouvons substituer le calcul complet de l'équation II.2 par premièrement, l'expression suivante $R_{bi}^{-1} \propto \mu_{p||}(xm, N_{AB}) \times N_{AB}$ avec xm le taux de germanium moyen dans la base et N_{AB} le niveau de dopage moyen en supposant que tous les transistors ont la même largeur de base neutre. Avec cette simplification on peut espérer d'avoir moins de 10% d'erreur dans les intervalles $10^{18} \text{ cm}^{-3} < N_B < 8 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ et $0.1 < x < 0.3$ par rapport à la relation II.2. Ensuite pour un taux

xm fixé, le calcul peut se réduire à $R_{bi}^{-1} \propto N_{AB}^{0.7}$ à 294 K. Selon le profil de germanium des transistors des familles A et B, la valeur de xm est simplement calculée avec le taux à la jonction émetteur (xe), et le taux à la jonction collecteur (xc) avec $xm = 0.5(xe + xc)$ pour la famille A, et $xm = \frac{10}{24}xe + \frac{14}{24}xc$ pour la famille B. Les variations importantes de valeur mesurée de R_{bp} (de 1.8 à 10.7 k Ω/\square) d'un transistor à un autre et les variations possibles de $\mu_{p||}(xm, N_{AB}) \times N_{AB}$ montre qu'il est nécessaire d'apporter un facteur correctif à l'égalité entre R_{bp} et R_{bi} pour chaque famille, pour satisfaire l'équation II.2 avec les données expérimentales, une correction telle que $R_{bp}^{-1} + R_{bp,offset}^{-1} \propto \mu_{p||}(xm, N_{AB}) \times N_{AB}$.

Avec les profils SIMS de la famille A, les valeurs obtenues dans le tableau II.1 sont telles que $R_{bp,offset} = 4.5$ k Ω/\square . Par exemple, pour le cas A7, $R_{bp} = 5.5$ k Ω/\square , $xm = 20\%$ et $N_{AB} = 1.4 \cdot 10^{19}$ cm⁻³ avec $\mu_{p||} = 80$ cm²/(V.s). Pour la famille B, sans profil SIMS mais sur la base des résultats de la famille A, les valeurs obtenues sont reportées dans le tableau II.1, avec le terme correctif $R_{bp,offset} = 4.1$ k Ω/\square .

II.2.7.2. Courants collecteur et de base, et gain en courant

Il est remarquable que le courant de base soit relativement identique d'un transistor à un autre, et que la différence se porte principalement sur le courant collecteur (ou d'émetteur). Ce caractère surprenant ne doit pas conduire à croire que seul le courant collecteur est affecté par les modifications de dopage et de composition. Pour l'hétérojonction SiGe/Si, la différence de bande interdite est essentiellement une discontinuité de bande de valence qui filtre le passage des trous vers l'émetteur.

La figure II.15 représente le tracé de Gummel et le gain en courant pour l'ensemble des TBH de la famille B dont le dopage de base est de 2.5-3 10^{19} cm⁻³, avec l'indication du taux de germanium coté émetteur et coté collecteur. La courbe de gain n'est pas représentée pour un courant de base inférieur à 1 nA. Quatre régions sont soulignées : ① le gain apparent est maximum et varie peu avec la polarisation, ② β décroît à cause de l'accentuation de l'effet Early inverse, la valeur maximale de f_T est à la transition entre les régions ② et ③, avant la manifestation clairement visible de l'effet Kirk dans la région ④ où β diminue encore plus fortement. Si en général, le gain en courant augmente avec le taux moyen de germanium dans la base, et pour un taux de germanium moyen similaire lorsque le taux de germanium coté émetteur est plus élevé, les deux cas 10-30% et 5-30% sont inconsistants sur ce point. On peut soupçonner pour les transistors dont le taux de germanium coté collecteur est de 30% que le taux de germanium coté émetteur n'est pas aussi bien contrôlé, ou que la diffusion du bore vers l'émetteur a été moins grande pour le cas 5-30% que pour le cas 10-30%. Ces variations dans la diffusion du bore d'un cas à un autre, conduit à des positions relatives de l'hétérojonction SiGe/Si BE, de la jonction pn BE, et de la zone de transition entre la ZCE BE

et la base neutre qui sont défavorables au cas 5-30%. Nous désignons volontiers ce cas comme celui qui apparaît le moins consistant par observation de l'ensemble des courbes de gain, en considérant que l'accroissement du gain avec le taux de germanium, et l'évolution de l'allure du gain avec I_C reste « homogène ».

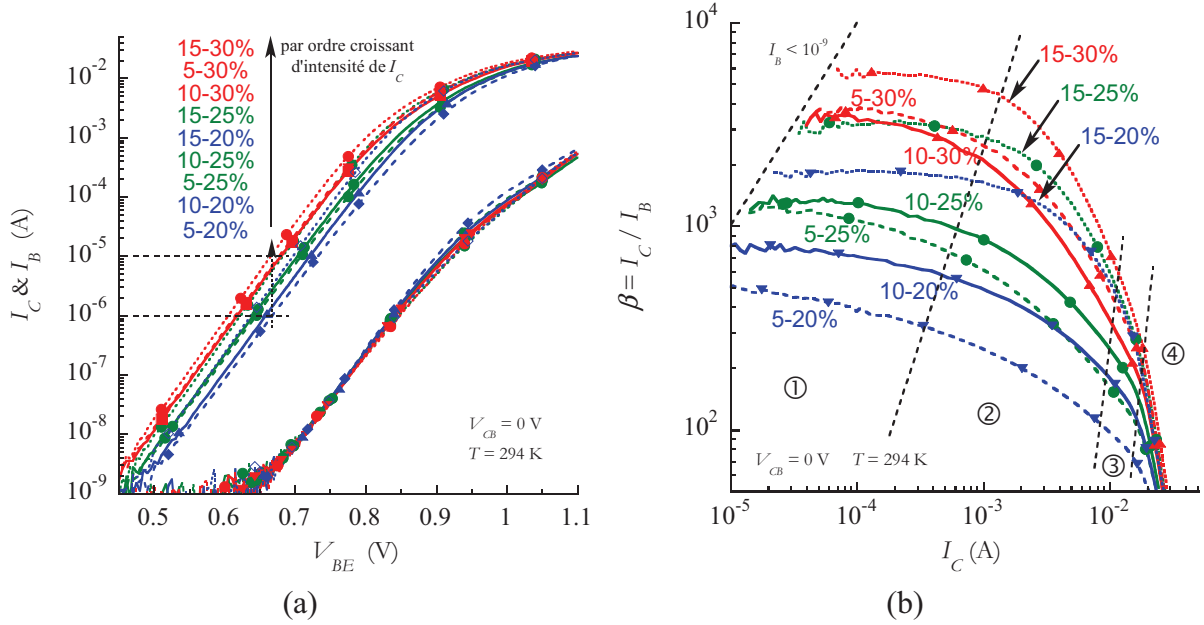


Figure II.15. Gain en courant en fonction du courant collecteur pour les TBH de la famille B.

En appliquant l'équation de dérive-diffusion, on peut écrire $J_{B1} \propto -p\mu_p dE_{F_p}/dx$ avec le gradient spatial du quasi-niveau de fermi pour les trous E_{F_p} [25]. On peut écrire de même pour les électrons $J_C \propto n\mu_n dE_{F_n}/dx$. Pour un semi-conducteur supposé non dégénéré, avec la définition des quasi-niveaux de Fermi, on peut aussi écrire par exemple dans SiGe que la concentration intrinsèque de porteur est $n_{i,SiGe}^2 = N_{C,SiGe} N_{V,SiGe} \exp(-E_{G,SiGe}/k_B T)$ et $n \times p = n_{i,SiGe}^2 \exp((E_{F_n} - E_{F_p})/k_B T)$. L'hétérojonction est une interface entre deux matériaux de permittivité électrique ϵ_r , de concentration intrinsèque n_i , de bande interdite E_G , d'affinité électronique χ et de travail de sortie ϕ différents, agissant sur le profil de potentiel dans la ZCE BE. Si l'on traite uniquement la diffusion des porteurs minoritaires en omettant l'incidence de la discontinuité de bande de valence sur le passage des trous vers l'émetteur, les densités de courant s'écrivent $J_C \propto \frac{qn_{i,SiGe}^2 D_{nB}}{W_B N_{AB}} \exp\left(\frac{qV_{BE}}{k_B T}\right)$ pour les électrons dans la base d'épaisseur W_B avec un dopage effectif de N_{AB} et un coefficient de diffusion effectif D_{nB} , et pour les trous dans l'émetteur sur une épaisseur W_E , avec un dopage effectif N_{dE} et un coefficient de diffusion effectif D_{pE} . Néanmoins, la discontinuité de bande de valence doit conduire à traiter le passage des trous vers l'émetteur par émission thermoïonique. Pour chaque transistor, avec des hauteurs de barrière de potentiel différentes, on peut écrire sommairement

que $J_{B2} \propto \exp(-q\Delta E_G(xe)/k_B T)$ avec $\Delta E_G(xe) \approx \Delta E_V(xe)$. On ne cherche pas réellement de formulation analytique du courant thermoïnique, mais pour des « barrières » relativement voisines où seule la hauteur est différente, on pourrait s'attendre à ce que cela soit approximable au terme J_{B2} . Des descriptions plus rigoureuses de l'implication du passage thermoïnique sont dans [26] et les références incluses.

Si la faible discontinuité de bande de conduction entre Si et SiGe permet de réduire l'écriture de la densité de courant électronique à J_C , pour les trous il faut satisfaire la continuité des deux mécanismes en chaîne : le passage thermoïnique J_{B2} , et la diffusion dans l'émetteur J_{B1} , ce qui n'est pas exprimable analytiquement. Si on écrit que le courant de base est directement la composante J_{B1} , on se retrouve à justifier indirectement l'efficacité d'injection de la jonction BE, le terme en $\exp(-q\Delta E_G(xe)/k_B T)$, non pas par l'hétérojonction en elle-même, mais par la différence entre concentration intrinsèque $n_{i(\text{Si})}$ et $n_{i,\text{SiGe}}$ majoritairement dépendante de $\exp(-q\Delta E_G/k_B T)$, les variations de densités d'état N_C et N_V entre matériaux étant bien moindre.

Entre les transistors de la famille A d'une part, et ceux de la famille B d'autre part, seuls les taux de composition de Ge (x_{Ge}) et de dopage dans la base varient, les autres paramètres étant supposés constants. Paradoxalement, le courant J_{B1} qui est donc insensible aux variations dans la base, peut alors expliquer la constance du courant de base d'un transistor à un autre pour un V_{BE} fixé. À partir de l'équation de dérive-diffusion, en formulant les courants en fonction de la bande interdite comme dans [25], [27], [28] et [29], à une tension V_{BE} fixée, la discontinuité associée à l'hétérojonction se trouve finalement masquée dans la différence de bande interdite. Cette description reste approximative car elle masque la réalité du transport des électrons et des trous entre l'émetteur et la base. Néanmoins, ne connaissant pas exactement les profils et les concentrations des dopants et de x_{Ge} , on peut exprimer les facteurs apparents intervenant sur $n_{i,\text{SiGe}}$ ou sur les profils de germanium qui peuvent conduire au même variation relative du gain en courant.

Afin d'apprécier l'influence du taux et de la gradualité de germanium, malgré toutes les mises en garde précédentes, à une tension V_{BE} fixée, les variations de gain en courant sont ici réduits à la loi suivante :

$$\beta = \frac{J_C}{J_B} \propto N_{C,\text{SiGe}}(xe) N_{V,\text{SiGe}}(xe) \exp\left(\frac{q\Delta E_G(xe)}{k_B T}\right) \times \mu_{n\perp}(xm, N_{AB}) \times \left(1 + k_E \frac{E_G(xc) - E_G(xe)}{qW_B}\right) \quad (\text{II.3})$$

avec $\Delta E_G(xe)$ la différence de bande interdite à l'hétérojonction, $\mu_{n\perp}$ la mobilité moyenne/effective des électrons dans la base en fonction du taux moyen de germanium xm et du niveau de dopage N_{AB} , et $E_G(xc) - E_G(xe)$ la différence de bande interdite dans la base entre le côté collecteur et le côté émetteur (sur une épaisseur de base W_B).

Le premier terme du produit à droite $N_C N_V \exp(\dots)$ dans l'équation II.3, traduit l'efficacité d'injection de la jonction BE à tension V_{BE} fixe. Le second terme traduit les propriétés de transport dans la base pour le courant électronique. Le troisième terme est aussi associé au transport dans la base grâce au gradient spatial de bande interdite, et que l'on reporte en champ électrique équivalent $E \approx (E_G(xc) - E_G(xe)) / qW_B$, sachant que « $J = \sigma E$ ». Il faut néanmoins qu'en l'absence de gradualité, le gain soit non nul. Ainsi le facteur k_E permet de pondérer l'influence de la gradualité par rapport aux autres facteurs. La bande interdite doit aussi tenir compte de la réduction de bande interdite (BGN) en fonction du dopage N_{AB} .

Le niveau de dopage défini dans la section précédente considérait que le profil de dopage gaussien était identique d'un transistor à un autre, c'est à dire que la dose de dopage (concentration surfacique) dans la base est directement déductible de la concentration volumique maximale. Les variations relatives des gains en courant et des différents termes de l'équation II.3 montre que nous devons considérer que le profil de dopage n'est pas identique, et que la fraction de germanium dans la région de transition de la ZCE BE et la base neutre, n'est pas directement la valeur de xe à l'hétérojonction BE, mais une valeur à priori plus grande. Compte tenu du choix retenu pour définir une valeur de N_{AB} dans la section précédente, seule la valeur de xe introduite dans l'équation II.3 sera ajustée. La valeur de xm ne sera pas corrigée en conséquence, l'erreur commise sur la mobilité $\mu_{n\perp}$ étant extrêmement faible. Nous ne cherchons pas à ajuster précisément, compte tenu de l'approximation du modèle, et compte tenu des cas inconsistants de gain en courant avec les valeurs idéalisées des paramètres technologiques. Nous faisons l'hypothèse qu'un fort taux de germanium (en moyenne et au voisinage de la ZCE BE) conduit à un plus fort gain, qu'une plus grande gradualité conduit aussi à un plus fort gain, et qu'un niveau de dopage de base plus faible devrait se traduire par une épaisseur de base neutre plus faible, qui se traduira par une valeur ajustée de xe plus grande que celle de l'hétérojonction.

La variation relative des gains en courant (à faible densité de courant) est dans un rapport de 1 à 10.2 (1:10.2), les cas extrêmes étant les transistors B1 (5-20%) et B11 (15-30%). Pour tous les transistors B, la mobilité électronique varie de 212 à 227 $\text{cm}^2/(\text{V}\cdot\text{s})$, soit dans un rapport très faible 1:1.07. Ce sont les transistors B5 et B7 de dopage plus faible et plus élevé que la moyenne qui présente les extrêmes de mobilité. Néanmoins pour ces deux cas à profil de Ge supposé identique, la faible variation de mobilité ne peut pas expliquer à elle seule les variations des gains de l'ordre de 1:6.1 (cas non représentés sur la figure II.15). C'est l'une des raisons qui conduit à ajuster la valeur de xe en contrepartie d'un dopage moindre ou d'une moindre diffusion du dopage. Sur la plage de taux de germanium de 5% à 15%, à niveau de dopage constant, le terme $N_{C,\text{SiGe}} N_{V,\text{SiGe}} \exp(q\Delta E_G / k_B T)$ varie dans un rapport d'environ 1:15.7, avec un rapport 1.8:1 pour le produit des densités d'état, et un rapport 1:28 par conséquence des variations de bande interdite. Il ne peut donc pas exister un tel écart de taux

de germanium pour x_e , les variations de gain en courant étant moindre. Par exemple, un écart de 5% (10-15%) conduit à un rapport d'environ 1:4.2.

Avec l'équation II.3, les deux paramètres d'ajustement sont x_e (différent pour chaque cas) et k_E (commun pour tous les cas). Il n'existe pas une solution unique conduisant aux mêmes variations relatives de gain β/β_{B6} (valeur de gain à densité modérée de courant, normalisée avec celle du transistor B6) reporté dans le tableau II.3. Les paramètres d'ajustement nécessitent de contraindre le problème en imposant la valeur de x_e pour l'un des transistors et la valeur de k_E , ou en imposant la valeur de x_e pour deux transistors. Après observation des solutions en fonction des valeurs imposées, la valeur de x_e du cas B7 a été imposée à 8%, et le tableau II.3 reporte les solutions pour deux cas de k_E . Pour la colonne x_{e0} , k_E est nul afin d'observer sur x_e les variations de gain sans incidence de la gradualité de germanium. Pour la colonne x_{e1} , k_E est tel que la gradualité de germanium agit en moyenne des cas (hors B3, B5 et B7) pour moitié (50%) dans la valeur du gain ($k_E(E_G(xc) - E_G(xe))/qW_B \approx 1$). Dans cette situation, l'influence de la gradualité est la plus faible pour B9 avec 37% et la plus grande pour B8 avec 56% (cas B3 : 56%, B5 : 36%, B7 : 59%). Il reste difficile de savoir quel est la réelle contribution de la gradualité de Ge sur le gain en courant. Si par rapport au cas précédent, on double l'influence de la gradualité de Ge (50% \rightarrow 67%) dans la valeur du gain, par exemple pour le cas B6 la valeur de x_e passerait de 12.5% à 12.7%, et pour B5, x_e passerait de 18.4% à 19.1%. La plus grande différence entre x_e et le taux de germanium idéalisé à l'hétérojonction BE est pour B3 (5-30%) avec $x_{e1} = 15.1\%$. Cela était bien sûr attendu, compte tenu de la valeur du gain atypique pour ce cas, comparativement aux autres transistors. Si la valeur de x_e est imposée à 8% pour B7, une autre valeur aurait conduit à des décalages de x_e pour les autres transistors d'une quantité quasiment similaire, excepté pour B5 avec un décalage en sens opposé. Les différences de dopage entre B5, B6 et B7, et donc des gains en courant ici répercuté sur la valeur de x_e , conduisent à des actions opposées sur x_e . Pour tous les transistors, les variations relatives de $\log(\beta/\beta_{B6})$ dépendent assez linéairement en fonction du taux moyen de germanium dans la base ou mieux de la valeur de x_e . Cela est fortement lié aux variations quasi linéaire de la bande interdite avec le taux de germanium, avec ou sans réduction de bande interdite par le niveau élevé de dopage ($\Delta E_G/\Delta x \approx -7.4-8.4$ meV/%). Avec les variations opposées de $N_C \times N_V$, et l'influence de la gradualité de germanium, on peut trouver que $\beta/\beta_{B5} \propto \exp(\alpha q x_e / k_B T)$ avec $\alpha \approx 0.9$ dans le cas des valeurs x_{e1} . En l'absence de gradualité de Ge avec les valeurs x_{e0} : $\alpha \approx 0.85$, et pour un poids très important de la gradualité de Ge sur β : $\alpha \approx 0.9$.

	W_{SiGe} (nm)	N_{AB} (10^{19} cm^{-3})	%Ge	β/β_{B6}	x_{e0}	x_{e1}	τ (ps)
B1	24	2.9	5-20	0.37	8.3	9.0	0.497
B2	24	2.6	5-25	0.87	11.4	11.8	0.452
B3	24	2.5	5-30	2.42	14.9	15.1	0.392
B4	24	2.9	10-20	0.53	9.5	10.3	0.480
B5	24	1.4	10-25	2.87	17.1	18.4	0.370
B6	24	2.6	10-25	1	12.0	12.5	0.424
B7	24	4.2	10-25	0.47	8.0	8.0	0.501
B8	24	2.5	10-30	2.37	15	15.2	0.427
B9	24	3.0	15-20	1.15	11.9	13.1	0.649
B10	24	2.9	15-25	1.99	13.9	14.7	0.599
B11	24	2.7	15-30	3.82	16.4	16.8	0.579

Tableau II.3. Caractéristiques technologiques déduites des TBH de la famille B.

II.2.7.3. Temps de transit

Maintenant traitons les résultats dynamiques, plus spécifiquement les temps de transit observés par le temps τ_{Z0} .

La figure II.16 représente les valeurs des temps de transit extrait de la valeur de τ_{Z0} représentée dans la figure II.11 en fonction du taux de germanium moyen dans la base, à $V_{CB} = 0.35 \text{ V}$. Ce temps τ est seulement la somme des temps de transit dans la structure ($\tau_E + \tau_B + \tau_C$), en ayant choisi une valeur de R_C d'environ 6.2Ω , conduisant à une valeur de $R_C C_{BC}$ d'environ 45 fs ($\tau = \tau_{Z0} - R_C C_{BC}$). Les valeurs de C_{BC} sont très voisines d'un transistor à un autre. La valeur de τ est reportée dans le tableau II.3.

Si le cas B3 (5-30%) était atypique vis-à-vis des autres transistors pour le gain en courant, on peut remarquer que pour le temps de transit, ce sont les cas B9, B10 et B11 qui se démarque singulièrement, tous étant avec un taux de germanium à l'hétérojonction BE de 15%. La raison du décalage d'environ 0.2 ps n'est pas expliquée à ce jour. Aucun paramètre électrique (tensions Early, capacités de jonction...) ne permet d'identifier pourquoi ces trois transistors ont des temps de transit plus grand, et en conséquence des fréquences de transitions (f_T et f_{MAX}) plus petites. Un fort taux de germanium à l'émetteur doit conduire à une épaisseur de base neutre plus petite (moins diffusion du bore vers l'émetteur), ce qui était parfaitement reproduit par des valeurs élevées du paramètre x_{e1} en conséquence d'un fort gain en courant. On peut s'attendre alors à une ZCE BE plus épaisse qui pourrait être défavorable au transit des porteurs dans cette région, mais aussi en contrepartie une capacité de jonction plus faible. Mais la capacité C_{BE} est comparable pour tous les transistors. Le taux de Ge plus élevé à l'émetteur conduit à une moindre gradualité de bande interdite dans la base, qui pourrait expliquer un plus grand temps de transit. Mais les valeurs de τ pour les autres transistors, ne semblent pas montrer une grande dépendance avec des gradualités de

composition similaires. Nous pouvons faire l'hypothèse qu'un temps additionnel existe pour ces trois cas. La figure II.16 représente la valeur de τ extraite des mesures, mais aussi la valeur pour un modèle simple dépendant des taux de germanium :

$$\tau = \tau_0 - a x_{e1} - b(xc - x_{e1}) - c x_m + \Delta\tau \quad (\text{II.4})$$

avec par ordre d'importance décroissante, $\tau_0 = 0.663$ ps, $a = 15.3$ fs/%, $b = 2.5$ fs/%, $c = 0.14$ fs/%, et le temps additionnel $\Delta\tau = 0.196$ ps pour les cas B9, B10 et B11. Le terme associé à x_m intervient très faiblement dans l'ajustement. L'influence de la valeur x_{e1} est essentielle, traduisant en partie une base plus fine (et un faible niveau de dopage de base, cas B5) quand x_{e1} est élevée. L'influence de la gradualité de germanium est faible avec b six fois plus faible que a alors x_{e1} et $xc - x_{e1}$ sont du même ordre de grandeur. Concernant le paramètre c , il est faible dans la mesure ou x_m et x_{e1} varie conjointement ($x_m / x_{e1} \approx c^{te}$)

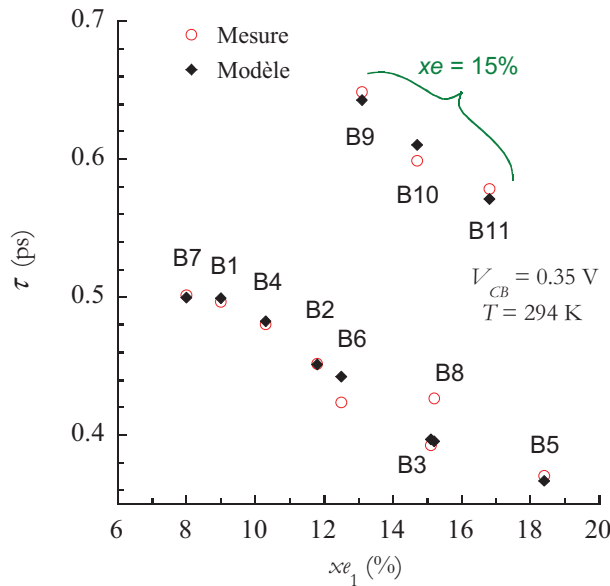


Figure II.16. Temps de transit τ en fonction du taux de germanium x_{e1} des TBH de la famille B.

Les cas B6 et B8 ne suivent pas précisément le modèle. Aucun paramètre électrique ne peut expliquer les décalages dans ces cas. La stratégie de détermination par étape successive du niveau de dopage par les résistances de base pincées, et du niveau de germanium x_{e1} par les gains en courant, peuvent être en défaveur de B6 et B8 pour la modélisation des temps. Cependant, les temps de B6 (10-25%) et B8 (10-30%) se contredisent, si on admet qu'une plus forte fraction de germanium dans la base qui induit une base neutre plus étroite, ou une plus forte gradualité de composition devrait conduire à un temps de transit plus petit. En revanche, si un taux de germanium trop important dans la base dégrade le transport et conduit à une augmentation du temps de transit, on peut comprendre pourquoi B8 serait moins performant que B6 (taux de germanium coté collecteur), et pourquoi B9, B10 et B11 sont

avec un temps de transit plus grand (taux de germanium coté émetteur). B5 et B7 sont les cas avec une forte variation de dopage de base.

Dans le cas des TBH de la famille A, dont les valeurs de τ_{z0} sont représentées dans la figure II.11 (a), un taux de germanium de 25% (A5 et A6) conduit à un temps de transit environ 0.19 ps plus grand qu'avec un taux de germanium de 20% (A7 et A8). Néanmoins le niveau de dopage de base est différent, dans un rapport d'augmentation $\times 1$, $\times 1.8$, $\times 2.4$ et $\times 3.1$ respectivement pour A7, A8, A5 et A6 (le gain en courant est respectivement dans un rapport $\times 1$, $\times 0.61$, $\times 0.88$, $\times 0.6$). Si on prend le cas des transistors B7, B6 et B5 avec respectivement un rapport d'augmentation du dopage $\times 1$, $\times 1.9$, $\times 3$, et un rapport d'augmentation du gain en courant $\times 0.47$, $\times 1$, $\times 2.87$, avec une valeur de $x_e = 10\%$, les valeurs de x_{e1} déduites du gain en courant sont 8%, 12.5% et 18.4%. Si nous appliquons aux transistors de la famille A, la dépendance relative de gain en courant suivant l'équation II.3, les valeurs de x_{e1} seraient de 17, 12.9, 13.4 et 10.5, respectivement pour A7, A8, A5 et A6. Néanmoins, le modèle de temps extrait pour la famille B (équation II.4), ne correspond pas avec les temps mesurés de la famille A.

Le choix et la méthode de détermination des paramètres de la base (niveau et profil de dopage, taux et gradualité de germanium) selon quelques critères (résistances de couches de base, valeur relative du gain en courant, temps de transit) restent arbitraires, et la modélisation simple du temps de transit en fonction des taux de germanium « effectif » est discutable. Cela est lié au nombre limité de cas, dont certains manifestent des contradictions dès l'observation qualitative des résultats. Néanmoins, il ressort de cette analyse que l'influence de la gradualité de germanium reste faible sur l'amélioration des performances.

Il est probable que d'autres choix de détermination (largeur effective de base neutre, calcul intégral du courant électronique dans la base) devrait renforcer l'influence de la gradualité au détriment du taux moyen de germanium.

Bien qu'approximative, cette étude nous a permis de montrer que les valeurs estimées de N_{AB} et de x_e (et implicitement de la gradualité) ne sont pas exactement celles visées lors de la réalisation des composants. Ceci n'est pas étonnant car les composants ont des dimensions submicroniques qui confèrent des profils non monodimensionnels de la base réalisée par épitaxie sélective.

II.3. Résultats de modélisation hydrodynamique

Dans ce paragraphe nous présentons les résultats de modélisation hydrodynamique à balance d'énergie (EB). Comme déjà évoqué dans le chapitre I, nous avons utilisé le modèle de transport hydrodynamique implémenté sous le logiciel Atlas de la société Silvaco.

II.3.1. Résultats en régime statique

La comparaison en régime statique est faite sur le tracé de Gummel de la figure II.17 entre les résultats de simulation et la mesure du dispositif A7. Pour les simulations qui ne concernent que la partie intrinsèque du TBH, une partie de la résistance d'émetteur n'est pas prise en compte. Les mesures sont corrigées de cet excès en agissant sur la tension V_{BE} , avec la valeur corrigée pour la mesure : $V'_{BE} = V_{BE} - I_E R_E$, avec $R_E = 5.5 \Omega$.

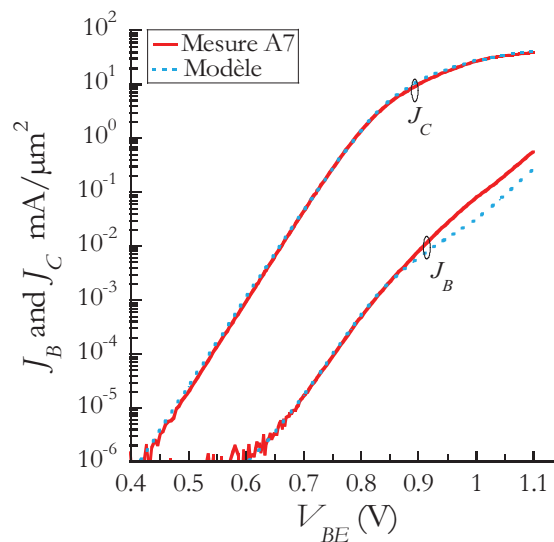


Figure II.17. Tracé de Gummel mesuré et modélisé, cas A7, $S_E = 0.17 \times 3.7 \mu\text{m}^2$, $T = 300 \text{ K}$.

A faible polarisation V_{BE} , le courant de base est dominé par la recombinaison de type Shockley-Read-Hall et par un courant lié à de l'effet tunnel assisté par des pièges, et le modèle rend compte parfaitement de ce mécanisme. Ensuite le comportement régulier est bien reproduit avec un profil gaussien de dopage dans la base SiGe de 20 nm d'épaisseur, tel qu'il est visible dans la figure I.19 du chapitre I.

L'effet Kirk qui survient dans la figure II.17 quand $V_{BE} > 0.92 \text{ V}$, est bien reproduit. Dans ce cas, le dopage du collecteur a été adapté pour satisfaire conjointement l'effondrement de f_T (représenté plus loin) à fort courant ($J_C > 15 \text{ mA}/\mu\text{m}^2$) et la valeur de la capacité C_{BC} .

L'accord pour le courant de base est moindre que pour le courant collecteur, car le passage thermoïonique des trous ne fonctionne pas correctement. Avec la recombinaison Auger dans le volume de la base, nous pouvons rétablir partiellement un niveau de courant de base

comparable à la mesure. Comme le courant de base (courant de trous) est faible devant celui du collecteur (courant électronique), le défaut de simulation sur ce point n'a pas de conséquence sur la validité des résultats pour le courant majoritaire. Ici, nous ne pouvons pas reproduire convenablement le gain en courant et une partie des effets liés à l'accentuation de l'effet Early inverse.

Ces simulations isothermes ne peuvent pas reproduire des mesures au cours desquelles l'échauffement du transistor est sensible ; notamment, aux densités de courant élevées. Néanmoins, nous savons que l'auto-échauffement reste relativement modéré dans les TBH SiGe, comparé aux TBH III-V.

Les simulations menées à température de réseau plus élevée (ΔT jusque 40 K) montrent que les résultats (densités de courant, fréquences de transition) varient de 10% comme dans le cas exposé dans [33].

La modélisation hydrodynamique sans prise en compte des phénomènes « électrothermiques » présente consubstantiellement une validité limitée, mais il est plus important de bien prendre en compte les niveaux et les profils de dopage ainsi que de composition des matériaux constitutifs, ou encore les paramètres de transport dans chaque matériau plutôt que de viser un improbable couplage avec l'équation de Fourier. Elle-même, sans doute, caduque au demeurant aux dimensions submicroniques.

II.3.2. Résultats en régime dynamique

Les simulations en régime harmonique (ou petit signal) sont réalisées dans la plage de fréquence de 100 MHz à 100 GHz. Les résultats de simulation sont convertis en paramètres S et peuvent être traités avec les mêmes techniques d'extraction que pour les mesures.

La contribution extrinsèque ajoutée aux résultats de simulation de la structure intrinsèque, est obtenue par différence entre les éléments du schéma équivalent petit signal de la structure simulée et ceux issus des mesures. L'extraction des éléments des schémas électriques petit signal est réalisée par des techniques analytiques [34], [35], [36], [37], [38]. Par exemple, R_E est extrait à partir de la partie réelle de Z_{12} (extrapolation à I_C infini), R_B est extrait avec la partie réelle de $Z_{11}-Z_{12}$. Avec le dispositif A7 choisi pour faire la comparaison avec le modèle, $R_E = 10 \Omega$ et $R_B = 34 \Omega$ ($S_E = 0.17 \times 3.6 \mu\text{m}^2$). Une fois normalisées pour une taille similaire de transistor, les résistances de la simulation sont plus petites que celles de la mesure, et les différences sont telles que $\Delta R_E = 5 \Omega$ et $\Delta R_B = 20 \Omega$.

Les différences de résistance sont ajoutées aux résultats de simulation avec les paramètres Z selon une association en série, alors que les capacités extrinsèques sont ajoutées avec les paramètres Y selon une association en parallèle. Pour la capacité extrinsèque de la jonction

BC, un travail sur les capacités électrostatiques de dispositifs comparables a été rapporté dans [19]. Les familles A et B sont quasiment similaires au dispositif TA de [19], et diffèrent légèrement par le dopage du collecteur et la largeur effective de la zone intrinsèque.

Le travail de simulation mené ici a montré que les capacités intrinsèques supposées ou extraites dans [19] était vraisemblablement surestimées, et que l'étalement latéral du dopage SIC était plus grand que ce qu'il avait été supposé. L'accord simulation/expérience devait être satisfaisant entre la capacité de déplétion base-collecteur et l'apparition de l'effet Kirk, en agissant sur le niveau de dopage collecteur et son extension latérale. Il est difficile de connaître précisément l'extension latéral du SIC. Ainsi, la capacité électrostatique de A7 est de l'ordre de 4 fF ($L_E = 3.6 \mu\text{m}$), soit une augmentation de 23% par rapport au cas TA de [19]. Pour C_{BE} extrinsèque, la valeur de 4.04 fF a été retenue.

Les fréquences de transition f_T et f_{MAX} sont représentées sur la figure II.18 en fonction de la densité de courant collecteur. Les trois courbes correspondent à : 1/ les résultats simulés de la partie intrinsèque, 2/ ceux de la partie intrinsèque avec adjonction des contributions de la partie extrinsèque, et 3/ les résultats expérimentaux de A7. Bien évidemment la contribution extrinsèque limite les performances intrinsèques du TBH. La différence entre les performances intrinsèques et totales est plus importante sur f_{MAX} à cause de la valeur élevée de la résistance de base extrinsèque et de l'influence non marginale de la capacité base-collecteur extrinsèque.

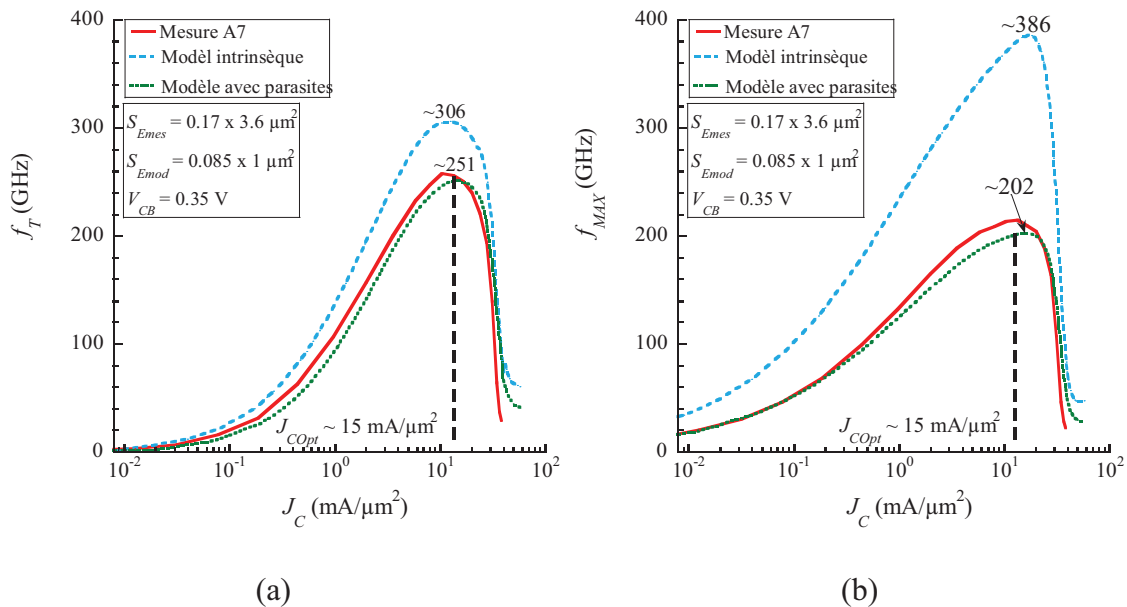


Figure II.18. f_T et f_{MAX} mesurés et modélisés avec et sans parasites (la partie extrinsèque).

Un accord assez acceptable est obtenu, avec seulement un ajustement du dopage collecteur pour satisfaire l'occurrence de la chute des performances par effet Kirk, et les

valeurs des capacités C_{BC} . Aucun paramètre de transport n'a été remanié pour tenter de mieux reproduire la mesure. La comparaison intrinsèque/extrinsèque montre le poids relatif des deux régions dans les performances dynamiques obtenues. La structure de simulation choisie donne un avantage certain à de grandes valeurs de f_{MAX} . Néanmoins, certains phénomènes liés à la défocalisation du courant à forte densité de courant dans les cas expérimentaux (et modélisés par une impédance de base non constante [39]), ne peuvent pas être totalement reproduits avec la structure choisie, où le dopage dans la base intrinsèque est uniquement avec un profil 1D vertical. Ce choix restrictif est dicté par l'étude du transport en simplifiant la structure dans cette région.

II.3.3. Nouvelle technique d'extraction des temps de transit

Dans le paragraphe précédent, nous avons montré que la modélisation EB avec des lois de mobilité à faible champ et du temps de relaxation de l'énergie spécifiquement déterminé pour les composés SiGe:C contraint en compression et fortement dopé pouvait reproduire avec un bon accord les performances dynamiques des dispositifs mesurés.

Maintenant nous allons décrire une nouvelle technique d'extraction des temps de transit pour les transistors bipolaires afin d'analyser quantitativement l'impact de la gradualité et le niveau de dopage sur les temps de transit.

Quelles sont les approches existantes pour décomposer les performances en vitesse de fonctionnement du TBH en différentes composantes de temps de transit et de temps de charge ? Elles reposent toutes sur les résultats obtenus en régime statique et sont désignées de type quasi-statique. S'il est possible de définir les limites des zones de quasi-neutralité électrique (ZQN) et des zones de charge d'espace (ZCE), alors les temps de charge et les temps de transit (cf. chapitre I) peuvent être calculés à partir des vitesses moyennes des porteurs dans les différentes régions ou à partir des variations des états de charge d'un état statique à un autre très proche. Prenons le cas unidimensionnel (suivant l'axe vertical du TBH, de l'émetteur au collecteur en passant par la base) et supposons que les électrons contribuent majoritairement au courant de l'émetteur au collecteur. Le temps de transit τ'_n , ou temps de charge équivalent peut être calculé avec la variation de la densité de porteurs Δn divisé par la variation de densité de courant électronique J_n , suite à une faible variation de la tension de polarisation ΔV_{BE} [40], [41] :

$$\tau'_n (X_0, X_1) = \int_{X_0}^{X_1} \frac{q \Delta n(x)}{\Delta J_n(x)} dx \quad (\text{II.5})$$

où τ'_n est le temps de charge (ou de variation de la charge) entre les bornes X_0 et X_1 de la région à considérer. Cette approche peut être étendue à deux dimensions [3], ou plus encore.

Une autre approche en régime quasi-statique est l'utilisation de la vitesse électronique v_n , obtenue directement du simulateur ou déduite avec $J_n = nq v_n$. Dans ce cas, le temps de transit τ_n à chaque état de polarisation peut être calculé par [42] :

$$\tau_n(X_0, X_1) = \int_{X_0}^{X_1} v_n^{-1} dx \quad (\text{II.6})$$

Même si la relation II.6 est plus simple à implémenter pour le calcul et plus naturelle pour la notion de temps de transit que l'expression II.5, qui considère la charge électrique équivalente, les valeurs de l'expression II.6 divergent aux frontières avec la ZQN émetteur et avec la ZQN collecteur. Dans ces deux cas où les électrons partent initialement où terminent finalement avec une vitesse moyenne nulle : $v_n^{-1} \rightarrow \infty$. La définition rigoureuse des limites dans ces régions n'est pas possible, et conduit à mésestimer les temps de transit résultant. Dans la résolution quasi-statique le courant de déplacement $\varepsilon \partial E / \partial t$ n'existe pas, lequel n'est pas forcément négligeable.

Avec l'équation II.5, le calcul du temps de transit collecteur de la structure pour A7, dans la ZCE de la jonction BC avec une épaisseur de l'ordre de 40-50 nm, et avec X_0 pris à la hétérojonction BC, conduit à $\tau'_C = 0.28$ ps pour une densité de courant collecteur $J_C \sim 7.7$ mA/ μm^2 et à $V_{CB} = 0.35$ V.

La technique proposée ici ne repose pas sur la définition arbitraire des limites des régions mais sur la comparaison des variations du temps de transit total d'une structure à une autre dont les différentes régions ont varié en épaisseur. Le temps de transit total n'est pas obtenu par la résolution quasi-statique mais par son extraction à partir des paramètres S obtenus en régime petit-signal sinusoïdal permanent, comme pour l'extraction de f_T ou de f_{MAX} . Dans ce régime de fonctionnement, le courant de déplacement peut être pris en compte.

Dans cette nouvelle approche, différentes structures sont simulées avec un accroissement ou un amincissement de l'épaisseur de base W_B , qui agit sur le temps de transit de base τ_B . Ensuite en extrapolant à épaisseur de base nulle, tout autre facteur temporel restant constant, on obtient le temps de transit collecteur si le temps de transit émetteur est négligeable, comme nous le verrons plus loin.

La figure II.19 montre les variations du temps τ_{Z0} (cf. section précédente, page 61) pour différentes valeurs de W_B de 10 à 40 nm, et le profil de dopage et de composition dans l'axe de transit des porteurs est représenté en insert. Le taux de germanium est constant à 20%, le niveau de dopage de base également avec $N_A = 10^{19}$ cm⁻³ excepté au voisinage des hétérojonctions où le profil est quasi abrupt mais gaussien sur quelques nanomètres.

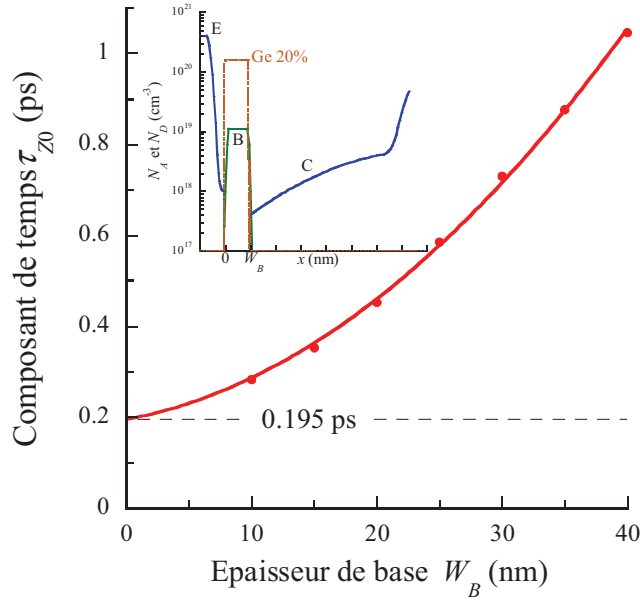


Figure II.19. Composante de temps τ_{Z0} en fonction de l'épaisseur de base. En insert, le profil vertical de dopage et de composition en germanium.

Bien que nous avons vu que l'efficacité d'injection de la jonction BE n'est pas bien contrôlée par la simulation, nous avons réduit considérablement la vitesse de recombinaison des trous dans l'émetteur pour constater que les trous injectés vers l'émetteur ne changent pas la valeur de τ_{Z0} ou de f_T : le temps de transit d'émetteur τ_E est donc négligeable. Dans cette approche, nous supposons que le temps de transit de base τ_B est seulement dépendant de W_B . La fonction utilisée pour réaliser l'extrapolation (trait continu de la figure II.19) est une fonction quadratique, qui permet de tenir compte de la nature diffusive ($\propto W_B^2$) et balistique du transport ($\propto W_B$) [43]. Ainsi, la valeur de 0.195 ps rapportée sur la figure II.19 correspond au temps $\tau_C + R_C C_{BC}$.

Pour obtenir τ_C , il reste à soustraire la partie $R_C C_{BC}$. Il est facile d'extraire analytiquement C_{BC} à partir des paramètres S, mais cela reste très difficile pour R_C . Néanmoins, comme pour les variations de W_B , la simulation autorise des structures difficilement réalisables expérimentalement. A W_B fixé, nous pouvons faire une extension de l'épaisseur de la ZQN collecteur, agissant sur l'augmentation de R_C uniquement, ne modifiant quasiment pas la ZCE collecteur et tous les autres paramètres. Dans ce cas, les variations de τ_{Z0} sont la conséquence des variations de R_C . Nous pouvons donc en déduire la valeur de R_C , estimée à 14.5 Ω pour la structure simulée de référence ($W_B = 20$ nm), normalisée pour une longueur d'émetteur de 3.6 μm . Il en résulte finalement que $\tau_C = 0.133$ ps, une valeur quasiment deux fois plus faible que celle de τ'_C calculée à partir de l'expression II.5.

Pour la structure simulée, avec l'adjonction de la partie extrinsèque, la valeur extraite de τ_{EC} vaut 0.624 ps ($f_{T,max} = 255$ GHz). Le poids des composantes τ_B , τ_C , $r_E(C_{BE} + C_{BC})$ sur τ_{EC} sont respectivement de 36%, 21% et 11%.

Cette approche peut être menée pour d'autres valeurs de dopage et de taux de germanium. Si nous faisons l'hypothèse que le temps de transit collecteur τ_C est seulement dépendant de la ZCE collecteur, la valeur précédemment déterminée peut en retour être soustraite d'une valeur de τ_{Z0} pour une autre structure avec le même collecteur pour extraire la valeur de τ_B , et analyser par exemple l'influence de la gradualité de Ge sur τ_B .

II.3.4. Analyse paramétrique

Sur la base du modèle développé et comparé sur le cas A7, les tracés de Gummel représentés sur la figure II.20 sont obtenus pour d'autres structures en agissant sur le niveau de dopage et la gradualité de germanium. L'épaisseur de la base SiGe est de 20 nm, avec un profil graduel/linéaire de germanium sur les 10 premiers nanomètres, les 10 nm suivants coté collecteur sont à taux constant de germanium. Le niveau maximum de dopage de base dont le profil est gaussien est de $1.4 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-2}$, la dose équivalente est $1.54 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2}$.

Sur la figure II.20 (a) nous observons la même tendance entre la diminution du niveau de dopage et l'augmentation du courant collecteur que celle constatée expérimentalement. La largeur de base neutre ne varie pas, seule est augmentée la dose équivalente du dopage de base. La mobilité électronique dans la base est plus faible avec l'augmentation du dopage, et ainsi diminue le courant collecteur.

Sur la figure II.20 (b), à niveau de dopage fixe, nous observons que le courant collecteur augmente avec l'augmentation de la gradualité. Le transit des électrons dans la base est accéléré grâce au champ électrique induit par la gradualité croissante de bande interdite.

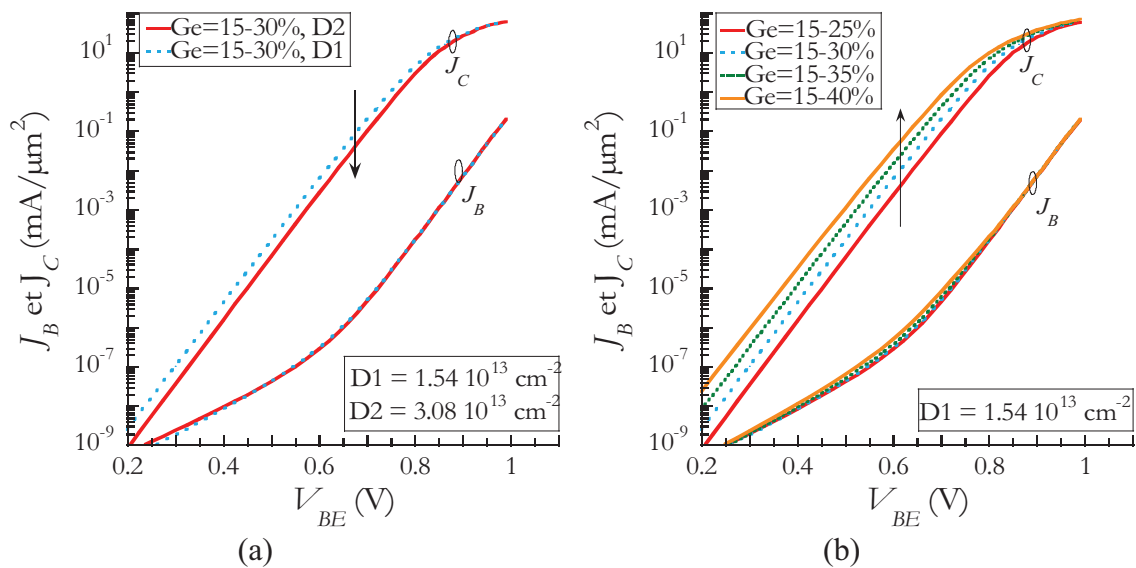


Figure II.20. Tracé de Gummel issus des modélisations pour des structures ayant (a) deux niveaux de dopage et (b) des gradualités de Ge différentes.

En fonction du taux de germanium dans la base, nous pouvons remarquer que le courant de base est quasi constant, comme dans les cas expérimentaux. Les différences de courant vers $V_{BE} = 0.6$ V sont liées à la recombinaison SRH.

La figure II.21 représente f_{Tmax} (valeur maximale de f_T) pour deux niveaux de dopage, en fonction du taux moyen de Ge et différentes gradualités de Ge. Les résultats sont pour la structure intrinsèque du TBH, i.e. non diminué par la partie extrinsèque. Les structures sont avec une épaisseur de base $W_{SiGe} = W_B$ de 20 nm, et les doses équivalentes de dopage de bore dans la base sont $D1 = 1.54 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ (voisin du cas A7) et le double $D2 = 2 \times D1 = 3.08 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2}$. Le profil de dopage est gaussien. La légende de la figure II.21 (b) indique le taux de germanium à l'émetteur, le profil est graduel sur 10 nm jusque 10% à 45% (par pas de 5%) du coté collecteur.

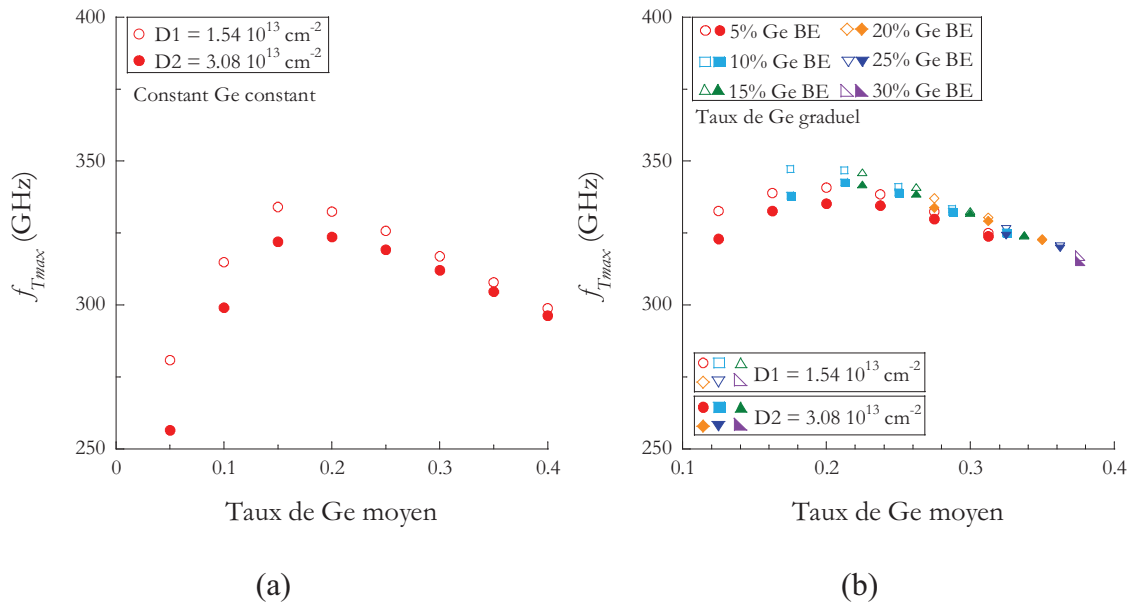


Figure II.21. f_{Tmax} de structures à profil de Ge (a) constant et (b) graduel.

Avec les figures II.21 (a) et (b), on peut remarquer qu'un taux moyen de germanium de 15% à 20% conduit aux meilleures valeurs de f_T . Un dopage moindre est aussi favorable. Cette tendance accompagne ce qui est observé expérimentalement, tout au moins en fonction de la valeur moyenne du taux de germanium. A fort taux de germanium, le transport des minoritaires se dégrade. Si il existe une gradualité de Ge (le passage de la figure II.21 (a) à la figure II.21 (b)), la valeur de f_{Tmax} augmente encore un peu, avec un optimum quand la valeur moyenne du taux de germanium est de 20%.

En partant du faible taux de Ge et jusqu'à des taux de Ge de 15% à 20%, l'amélioration de f_{Tmax} est en partie la conséquence du modèle de mobilité qui n'est pas à l'avantage des faibles

taux de Ge. Ensuite, la dégradation de f_{Tmax} est produite par la dégradation de la dynamique des porteurs minoritaires à la jonction BC. En effet, lorsque le taux de Ge augmente la vitesse de saturation diminue pour les alliages SiGe contraints en compression [44].

Afin d'illustrer ceci, il faut comprendre que la mobilité effective est dépendante de la température électronique. Si l'on considère un régime où la température électronique est importante $\alpha_n^2 (T_n - T)^2 \gg 1$, alors on peut déduire de $J_n = nq v_n = nq \mu_n E$ et d'autres relations du modèle EB que la vitesse électronique peut s'écrire :

$$v_n = \frac{v_{sat,n}^2 E_y}{\tau_{rel,n} \frac{3k_B}{2q} (T_n - T_L)} \quad (II.7)$$

où E_y est la composante verticale du champ électrique (longitudinal au flux principal des courants).

La vitesse électronique est directement proportionnelle au carré de la vitesse de saturation électronique, qui dans la base SiGe:C diminue avec l'augmentation du taux de Ge. La vitesse de saturation du silicium (non contraint) est $v_{sat,nSi} = 10^7$ cm/s. Les résultats disponibles dans [44] donnent à $v_{sat,n} = 0.7 v_{sat,nSi}$ pour 10% de Ge et $v_{sat,n} \sim 0.5 v_{sat,nSi}$ pour 30%. Cette diminution de la vitesse électronique en fonction du taux de Ge est visible sur la figure II.22 représentée le long de l'axe de transit des électrons, pour des structures à taux de Ge constant, et pour $I_C = 1$ mA et $V_{CB} = 0$ V. Nous pouvons aussi constater que les électrons sont en sur vitesse à la jonction BC.

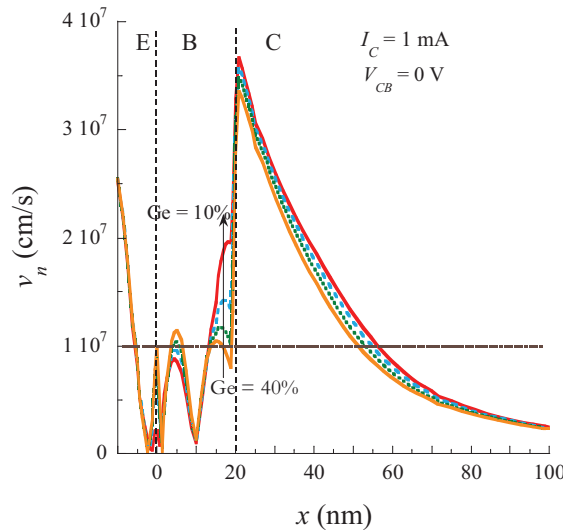


Figure II.22. Vitesse électronique pour des structures à taux de Ge constant.

La figure II.23 représente les valeurs de f_{MAXmax} en fonction du taux moyen de Ge pour les résultats de modélisation.

Grâce à la diminution de la résistance de base, l'augmentation du niveau de dopage est favorable à f_{MAXmax} , et ce, malgré la faible dégradation de f_{Tmax} . La simulation est telle que l'augmentation de la dose de bore est réalisée avec les mêmes profils gaussiens (même épaisseur de base neutre). Pour les cas réels de transistors, si l'on augmente la dose de bore, l'étalement du dopage sera aussi plus grand dans les mêmes conditions de recuit. La dégradation de f_T est alors plus conséquente et l'augmentation de f_{MAX} moins importante. L'avantage des forts taux de germanium pour f_{MAXmax} est aussi montré. Si f_{Tmax} diminuait lorsque le taux de Ge moyen dépassait 20%, la diminution progressive de la résistance de base (grâce à l'accroissement de la mobilité des trous) permet à f_{MAXmax} d'augmenter. Le taux d'augmentation de f_{MAXmax} s'affaiblit à mesure que f_{Tmax} diminue. La gradualité de Ge est favorable à f_{Tmax} , et aussi à f_{MAXmax} .

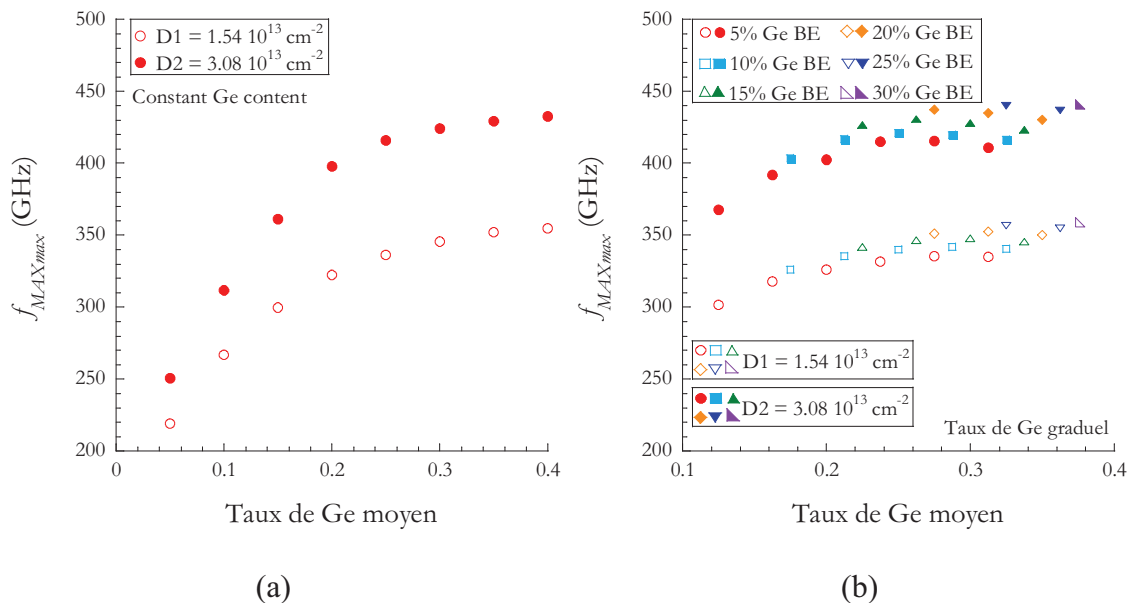


Figure II.23. f_{MAXmax} des TBH SiGe:C modélisés à taux de Ge (a) constant et (b) graduel.

Pour les mêmes simulations, les valeurs de τ_{Z0} sont représentées dans la figure II.24. Il y a concordance avec les résultats déjà observés sur f_{Tmax} : L'augmentation du niveau de dopage entraîne une dégradation de τ_{Z0} . τ_{Z0} est optimum pour des taux constant de Ge de 15% à 20%, et si une gradualité de Ge est aussi mise en œuvre, alors un taux moyen de Ge de 22-24% conduira aux plus faibles valeurs de τ_{Z0} .

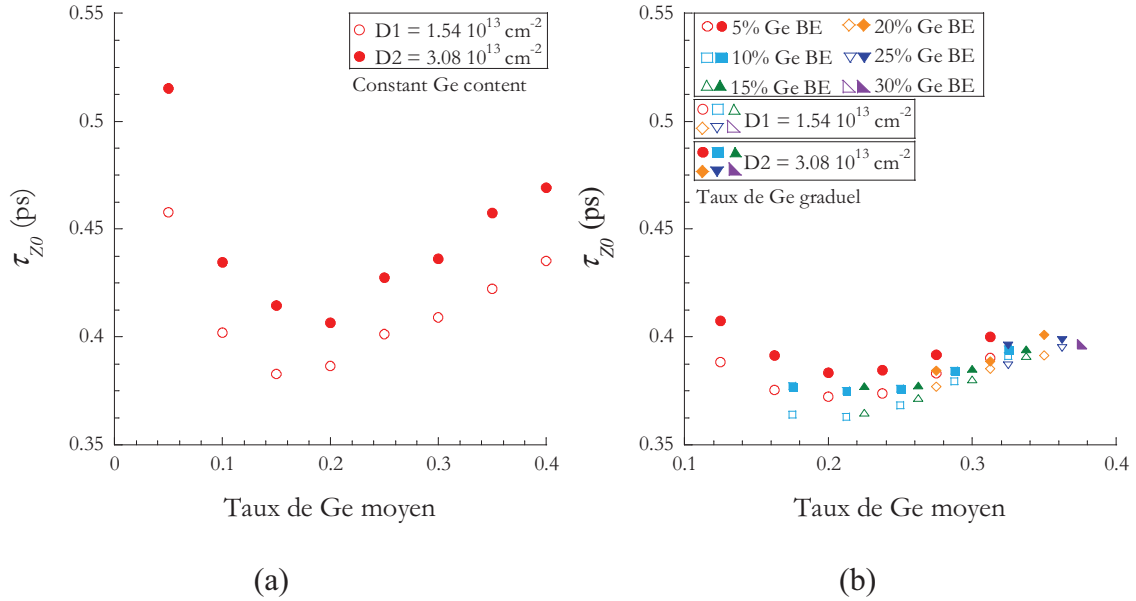


Figure II.24. Composant de temps τ_{z0} des TBH SiGe:C à taux de Ge (a) constant et (b) graduel.

Grâce à l'évaluation du temps de transit collecteur dans la section précédente avec $\tau_C \approx 0.133$ ps, nous pouvons soustraire cette valeur à τ_{z0} (figure II.11), en supposant que ce temps est le même pour tous les cas expérimentaux et simulés ici. De même avec la valeur de R_C rapportée dans la section des résultats dynamiques, nous pouvons aussi retrancher $R_C C_{BC}$, qui varie de 40 à 90 fs selon les transistors et les simulations. Ainsi il subsiste que la somme des temps de transit base et émetteur $\tau_B + \tau_E$. Dans le cas de la simulation, τ_E est négligeable, alors que dans le cas expérimental, lorsque la valeur du taux de germanium est faible à la jonction BE, entraînant une diminution de l'efficacité d'injection et donc une diminution du gain en courant, on peut toujours supposer qu'une fraction du temps est la conséquence de τ_E pour quelques dizaines de femtosecondes.

Pour les deux familles de transistors mesurées, la figure II.25 montre dans ces conditions les valeurs possibles de $\tau_B + \tau_E$ en fonction du taux moyen de germanium dans la base. Le taux moyen de germanium est celui idéalisé, nous ne tenons plus compte de l'analyse abordée précédemment dans la section II.2.7.3.

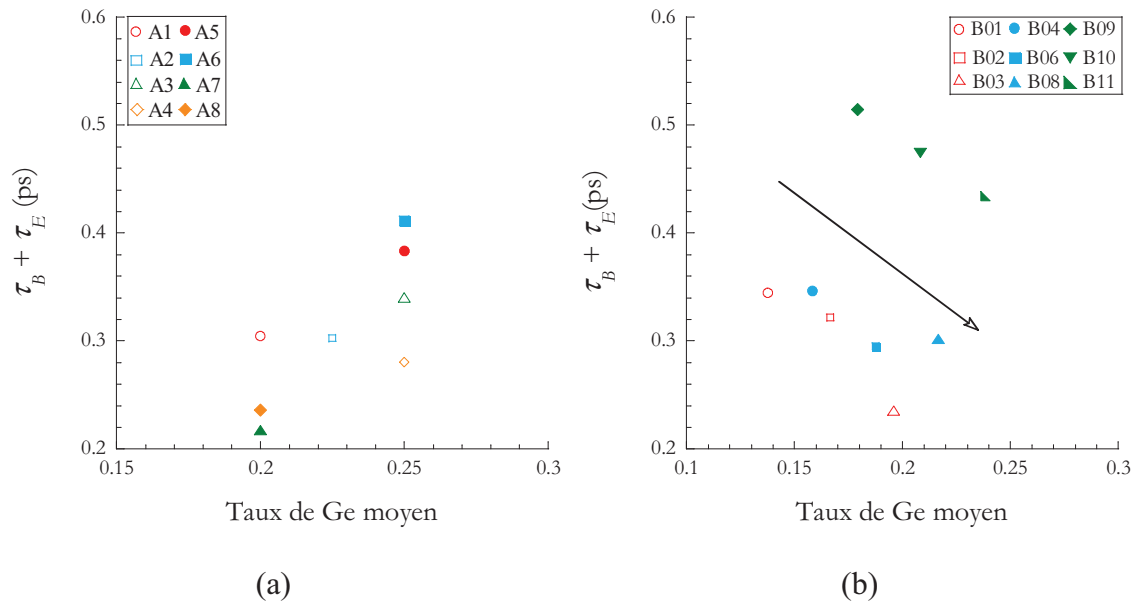


Figure II.25. Temps de transit $\tau_B + \tau_E$ des familles (a) A et (b) B mesurés.

Les différences qui pouvaient exister sur la valeur de τ_{Z0} sont amoindries avec les variations de la capacité C_{BC} d'un transistor à un autre. Cependant, les mêmes tendances en fonction du taux de germanium et du niveau de dopage sont constatées sur ce temps $\tau_B + \tau_E$.

Pour les cas A1, B1, B2 et B3 où le taux de germanium est supposé faible à la jonction BE, on pourrait s'attendre à une augmentation des temps avec une valeur de τ_E non négligeable. Néanmoins, cela reste difficile à étudier, car la plus grande gradualité de germanium qui existe pour ces transistors entraîne aussi la diminution de τ_B . En dehors des cas B09, B10 et B11 où les valeurs des temps sont en décalage, et dont à défaut nous soupçonnons que la jonction base-émetteur est plus épaisse entraînant un temps de transit plus grand dans cette région, la diminution des temps avec l'augmentation du taux de germanium serait la conséquence de l'amélioration des paramètres de transport tant que ce taux moyen reste modéré (< 20% à 25%).

Si l'analyse expérimentale souffre de décalage difficilement explicable sans convenir qu'il y a des différences entre l'objectif souhaité pour chaque transistor et le résultat réel final, et des variations simultanées du dopage et de la composition dans la base, la simulation permet d'idéaliser et de construire des transistors où la variation des paramètres peut être indépendante. Pour le temps $\tau_B + \tau_E$ (en fait réduit à τ_B), les résultats de simulations sont représentés dans la figure II.26. Comme pour τ_{Z0} , un taux moyen de germanium de 20% est un bon compromis pour les temps les plus faibles. Un profil graduel 10%-25% ou 15%-30% permet de gagner encore 30 fs sur le temps de transit de base. Que cela soit pour un profil constant de Ge ou un profil graduel, les simulations suggèrent d'avoir au minimum 10% de germanium à la jonction BE.

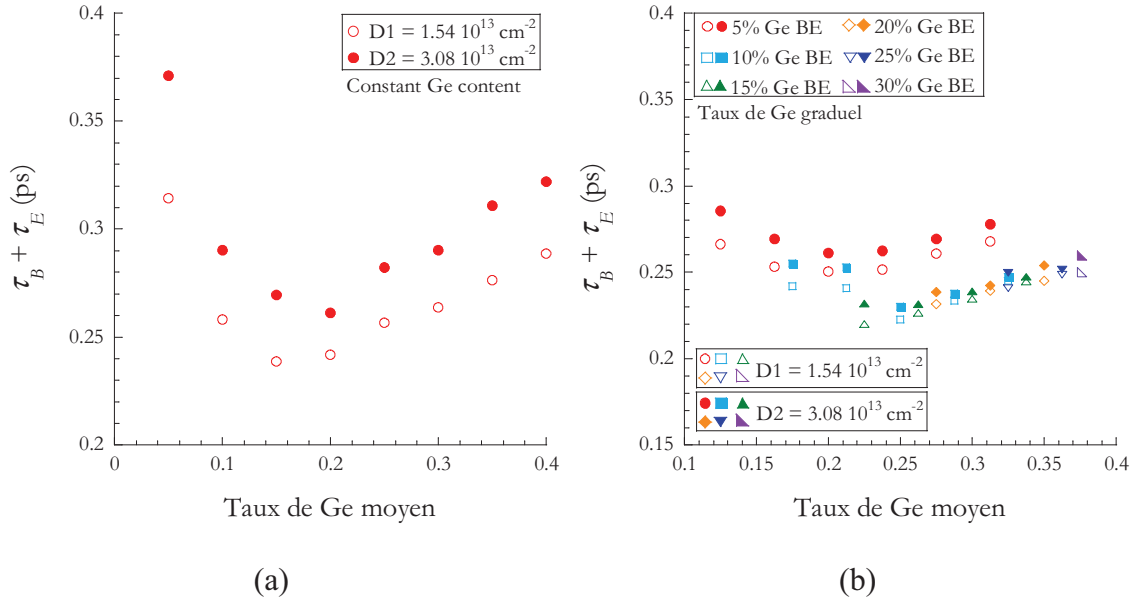


Figure II.26. Temps de transit $\tau_B + \tau_E$ des dispositifs à taux de Ge (a) constant et (b) graduel.

Sur la base des résultats obtenus, résumons dans quelle situation le profil de Ge sera optimal pour des performances dynamiques élevées :

- 1/ Le profil graduel de Ge donne de meilleurs résultats pour f_T et $\tau_B + \tau_E$.
- 2/ f_{MAX} est contrôlé par le niveau de dopage et par un bon f_T .
- 3/ Les meilleurs résultats dynamiques ont été obtenus pour des taux moyen de Ge d'environ 20%.
- 4/ Un taux minimal de Ge de 10% à la jonction BE est requis.

II.3.5. Extrapolation des performances dynamiques

Sur la base du modèle développé, quelles performances dynamiques peuvent être escomptées si le niveau de dopage est augmenté avec la même diffusion que dans le cas de référence, et si nous procédons à un amincissement de la base. Attention, ces résultats comptent seulement pour la structure intrinsèque. La difficulté principale pour que les performances totales soient élevées, est le maintien de la résistance de base à une valeur relativement faible, sans quoi la valeur de f_{MAX} s'effondre très rapidement [45].

Vingt-quatre configurations sont étudiées, avec 3 épaisseurs de base $W_{SiGe} = W_B$ de 10, 15 et 20 nm, avec 4 doses équivalentes de dopage de la base ($D1 = 1.54 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2}$, $D2 = 2 \times D1$, $D3 = 3 \times D1$ et $D4 = 4 \times D1$) et deux gradualités de taux de germanium considérées voisines de l'optimal avec 10%-30% et 15%-30%. Les profils de dopage du collecteur et de l'émetteur restent inchangés par rapport aux structures précédentes.

Chapitre II. Résultats expérimentaux et modélisation à température ambiante

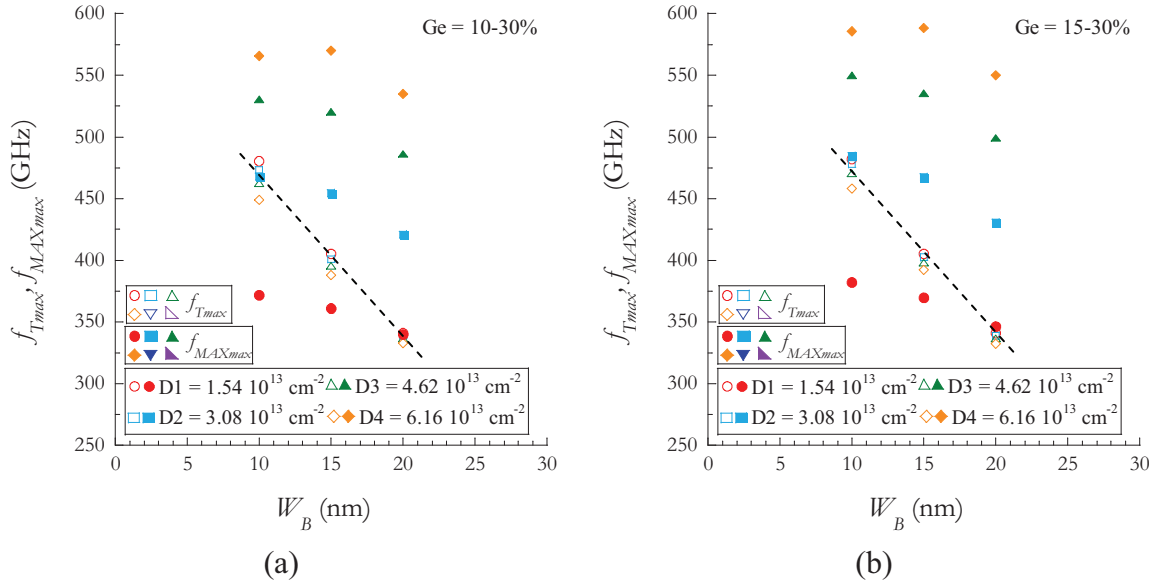


Figure II.27. f_{Tmax} et f_{MAXmax} de deux structures dont le taux de Ge est (a) 10-30% et (b) 15-30%.

Sur la figure II.27, f_{MAX} augmente considérablement grâce aux forts niveaux de dopage, et pour les structures entre 10 et 15 nm avec Ge = 15-30%, f_{MAXmax} dépasse 575 GHz. D'autre part, f_T est légèrement supérieur pour la structure ayant 15-30% comme profil de Ge.

Une autre observation est que f_{MAXmax} tend à saturer pour des épaisseurs de 10 nm et pour la dose de bore de $6.16 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2}$. Ceci indiquerait une limite supérieure pour les niveaux de dopage et les épaisseurs de base concernant cette figure de mérite. C'est-à-dire afin d'avoir des performances dynamiques plus importantes le profil de Ge doit être entre 10% ou 15% du côté BE et 30% du côté collecteur et la dose de dopage de base doit rester en dessous de $6 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2}$. On peut remarquer également l'accroissement régulier de f_{Tmax} à mesure que W_B diminue, avec une faible dépendance avec le dopage. Pour f_{MAXmax} l'accroissement avec W_B est moindre ($f_{MAX} \propto \sqrt{f_T}$) à résistance de base ou à dopage de base constant.

Si l'objectif est d'obtenir de grande valeur de f_{MAX} , il n'est pas recommandé de forcer la diminution de W_B pour pouvoir incorporer pratiquement la forte dose de bore souhaitée.

II.4. Conclusions

Une étude de l'impact de la gradualité, du taux de Ge et de niveau de dopage de base sur les performances dynamiques et statiques de TBH mesurés et modélisés a été présentée. Les résultats expérimentaux s'appuient sur deux familles de TBH fabriqué par STMicroelectronics, dont la gradualité, le taux de Ge et le niveau de dopage sont variables.

L'analyse expérimentale s'est heurtée à des cas particuliers dont la dépendance de certains paramètres électriques (gain en courant, temps de transit) avec le taux de germanium contredit l'évolution qualitative attendue. Les profils de composition et de dopage dans la base et au voisinage de la jonction base-émetteur (BE) présentent des inconnues qui ne permettent pas de quantifier simplement l'influence de chaque paramètre sur les performances. Néanmoins, sur la base de modèles simples et d'une stratégie d'extraction, une réévaluation de certains paramètres a été menée. Avec des résistances de bases pincées (résistance de couche de base), le niveau de dopage a été corrigé. Un taux de germanium « effectif » au voisinage de la ZCE BE et de la base neutre a été déterminé sur la base d'une loi tenant compte des différences de bande interdite (réduction de bande interdite incluse), des variations des densités d'état dans la base SiGe, et de la mobilité des électrons dans la base. Enfin, les temps de transit extraits des mesures sont comparés à un modèle linéairement dépendant du taux de germanium « effectif » (x_{e1}) et de la gradualité de germanium. Il ressort que le temps de transit est fortement dépendant du taux effectif et peu dépendant de la gradualité. Nous savons que la stratégie adoptée donne beaucoup de poids au taux moyen de germanium. Néanmoins l'observation directe des différents paramètres électriques en fonction des taux et des gradualités de germanium supposés est systématiquement favorable au taux moyen de germanium, alors que les évolutions avec la gradualité montre des cas atypiques (évolution non monotone). Excepté la correction du niveau de dopage, les lois de variation des paramètres électriques en fonction du taux de germanium ne s'accordent pas entre les deux familles de TBH. Pour la seconde famille (excepté 3 cas B9, B10 et B11), le temps de transit dans la structure est évalué à $\tau \approx 0.663 - 0.0153 x_{e1}$ en ps avec x_{e1} en %. Nous touchons les limites de l'analyse quantitative expérimentale de l'influence du taux de germanium, sur les TBH dont la base intrinsèque est réalisée par épitaxie sélective.

Les résultats de modélisation hydrodynamique ont permis de reproduire convenablement les performances statiques et dynamiques d'un transistor de référence (A7). La modélisation est basée sur des modèles analytiques de transport, notamment la mobilité faible champ pour les porteurs de charge et le temps de relaxation de l'énergie. Ces modèles avaient été obtenus d'un travail de thèse précédent, extrait de résultats de résolution du transport des porteurs majoritaires et minoritaires (équation de Boltzmann – méthode Monte Carlo) dans SiGe:C contraint en compression et fortement dopé en accepteur ou en donneur [1], [31], [32].

Ensuite, nous avons décrit une technique originale permettant de séparer chaque temps de transit du TBH. Cette technique est basée sur la somme des temps de transit extrait des paramètres S , avec une étude des variations de ce temps avec l'épaisseur de la zone de quasi-neutralité de base d'une part, de la zone de quasi-neutralité de collecteur d'autre part. Par exemple pour un délai émetteur-collecteur τ_{EC} de 0.624 ps, le temps de transit collecteur est estimé à 0.133 ps.

L'analyse de l'influence de la gradualité de composition en germanium et du niveau de dopage sur les performances dynamiques simulées montre des tendances similaires avec l'expérience. Ce qui oppose les TBH à base graduelle (forte gradualité de bande interdite) aux TBH à base « abruptes » (peu de gradualité mais discontinuité importante de l'hétérojonction BE) est le bénéfice escompté de la gradualité de Ge pour accélérer le transit des électrons dans la base. Néanmoins les résultats de simulation montre que dès que la base SiGe est fine avec la même finesse pour le profil de dopage de bore, le transport où les temps de charges ou de transit résultants sont déjà à leur avantage, et une modulation de la gradualité ou du taux de Ge ne permettra qu'une légère amélioration de cette situation. Si les temps de transit sont réduit en augmentant le taux de germanium, il survient une dégradation du transport à fort taux de Ge par conséquence de la diminution de la vitesse de saturation dans SiGe contraint, ce qui limite la vitesse électronique dans la base au voisinage de la jonction BC. Cependant, la résistance de base s'améliore à fort taux de Ge car la mobilité des trous (dans le plan de la couche contrainte SiGe) augmente légèrement. Un taux moyen de germanium d'environ 20% semble un bon compromis. Des performances optimales en f_T et en f_{MAX} seraient obtenu avec un profil de germanium 10%-25%, 10-30% ou 15%-30%.

Si la diffusion du dopage peut être contenu, le niveau de dopage de base est un paramètre primordial pour obtenir des performances élevées. Nul besoin d'être excessif dans la gradualité ou dans le taux de Ge si dans la réalité elle entraîne des inconvénients sur le dopage de base. La difficulté pratique est justement de contenir la finesse du SiGe et du dopage de base.

D'ailleurs, la structure choisie pour les modélisations ne prend en compte que la partie intrinsèque du TBH SiGe:C, en considérant un profil monodimensionnel de composition et de dopage dans la base. Une étude plus poussée devrait considérer des profils bidimensionnels portant une attention aux effets de périphérie de jonction et de défocalisation du courant.

Deux familles de TBH InGaAs/InP fabriqués par III-V Lab ont été mesurées. Les gains en courants sont bien plus faibles (< 40) que ceux des TBH SiGe (> 500). Sans bénéficier de la compacité de la structure du TBH SiGe, les performances dynamiques des TBH InP sont comparables avec $f_T/f_{MAX} \approx 300/275$ GHz, pour la technologie 0.7 μm où la largeur d'émetteur est de 500 nm.

Références

- [1] Michailat M. Paramètres matériau pour la simulation de transistors bipolaires à hétérojonctions Si/SiGe et Si/SiGeC. Thèse de doctorat. Université Paris-Sud 11, 2010.
- [2] Niemiec CA, Lundstrom MS. Benchmarking and verification of bipolar junction transistors TCAD simulation programs. Rapports techniques de l'université de Purdue, 1996, téléchargeable sur : <http://docs.lib.purdue.edu/ecetr/94/>.
- [3] Shi Y, Niu G. 2-D analysis of device parasitics for 800/1000 GHz f_T/f_{MAX} SiGe HBT. (IEEE) Proc. BCTM 2005; 252-255.
- [4] Yuan J, Cressler JD, Zhu C, Cui Y, Niu G, Liang Q. An investigation of negative differential resistance and novel collector current kink effects in SiGe HBTs operation at cryogenic temperatures. IEEE Trans. on Elect. Dev. Vol. 54, pp. 504-516.
- [5] Jungemann C, Neinhüs B, Meinerzhagen B. Comparative study of electron transit times evaluated by DD, HD and MC device simulator for a SiGe HBT. IEEE Trans. on Elec. Dev. Vol. 48, pp. 2216-20, 2001.
- [6] Sakalas P, Ramonas M, Schröter M, Jungemann C, Shimukovitch A, Kraus W. Impact ionization noise in SiGe HBTs: Comparison of device and compact modeling with experimental results. IEEE Trans. on Elec. Dev. Vol. 56, pp. 328-336, 2009.
- [7] Palankovski V, Rörer G, Grasser T, Smirnov S, Kosina H, Selberherr S. Rigorous modelling approach to numerical simulation of SiGe HBTs. App. Surf. Sci. Vol. 224, pp. 361-364, 2004.
- [8] Crabbé E, Cressler JD, Patton GL, Stork MC, Comfort JH, Sun JYC. Current gain rolloff in graded base heterojunction bipolar transistors. IEEE Elec. Dev. Lett. Vol. 14, pp. 193-195, 1993.
- [9] King CA, Johnson RW, Chen YK, Chiu TY, Cirelli RA, Chin GM, Frei MR, Kornblit A, Schwartz GP. Integrable and low base resistance Si/Si_{1-x}Ge_x heterojunction bipolar transistors using selective and non-selective rapid thermal epitaxy. IEEE IEDM 1995. pp.3.6.1-3.6.4, 1995.
- [10] Oda K, Ohue E, Tababe M, Shimamoto H, Onai T, Washio K. 130-Ghz f_T SiGe HBT technology. IEEE IEDM 1997. pp.32.1.1-32.1.4, 1997.
- [11] Sadovnikov A, Printy C, Budri T, Loo R, Meunier-Beillard, El-Diwany M. Effects of boron and germanium on SiGe and SiGe:C BJT characteristics. Proc. ESSDERC, 2002.
- [12] Suzuki K, Nakayama N. Base transit time of shallow-base bipolar transistors considering velocity saturation at base-collector junction. IEEE trans. on Elec. Dev. Vol. 39, pp. 623-628, 1992.
- [13] Rinaldi P, Rinaldi N. Composition grading for base transit time minimization in HBTs: An analytical approach. Solid State Elec. Vol. 41, pp. 59-66, 1997.
- [14] Chang ST, Liu CW, Lu SC. Base transit time of graded Si/SiGe HBTs considering recombination lifetime and velocity saturation. Solid State Elec. Vol. 48, pp. 207-215, 2004.
- [15] Kwok KH, Selvakumar CR. Profile design considerations for minimizing base transit time in SiGe HBTs for all levels of injection before the onset of Kirk effect. IEEE Trans. on Elec. Dev. Vol. 48, pp. 1540-1549, 2001.

- [16] Biswas A, Basu PK. Modelling of base transit time in Si/Si_{1-y-z}Ge_yC_z/Si HBTs and composition profile design issue for its minimization. IOP Sem. Sci. and Tech. Vol. 18, pp. 907-913, 2003.
- [17] Nodjiajim V. Transistor bipolaire à double hétérojonction submicronique InP/InGaAs pour circuits numériques ou mixtes ultra-rapides. Thèse de doctorat, Université de Lille 1, 2009.
- [18] Lagarde D, Chevalier P, Schwartzmann T, Chantre A. Band-to-band tunneling in vertically scaled SiGe:C HBTs. IEEE Elec. Dev. Lett. Vol. 27, pp. 275-277, 2006.
- [19] Zerounian N, Aniel F, Barbalat B, Chevalier P, Chantre A. Parasitic electrostatic capacitance of high speed SiGe heterojunction bipolar transistors. Solid State Elec. Vol. 53, pp. 483-489, 2004.
- [20] Tiwari S. A new effect at high currents in heterostructure bipolar transistors. IEEE Elec. Dev. Lett. Vol. 9, pp. 142-145, 1988.
- [21] Hiraoka YS, Yoshida J, Azuma M. Two-dimensional analysis of emitter size-effect on current gain for GaAlAs/GaAs. IEEE Trans. on Elec. Dev. Vol. 34, pp. 721-725, 1987.
- [22] Atlas' Users Manual, Silvaco International, 2010.
- [23] Haramé DL, Comfort JH, Cressler JD, Crabbé EF, Sun JYC, Meyerson BS, Tice T. Si/SiGe epitaxial-base transistors-Part I: Materials, physics, and circuits. IEEE Trans. on Elec. Dev. Vol. 42, pp. 455-468, 1995.
- [24] Ning TH. Polysilicon-emitter SiGe-base bipolar transistors-What happens when Ge gets into the emitter? IEEE Trans. on Elec. Dev. Vol. 50, pp. 1346-1352, 2003.
- [25] Kroemer H. Two integral relations pertaining to the electron transport through a bipolar transistor with non uniform energy gap in the base region. Solid State Elec. Vol. 28, pp. 1101-1103, 1985.
- [26] Grinberg AA, Luryi S. On electron transport across interfaces connecting materials with different effective masses. IEEE Trans. on Elec. Dev. Vol. 45, pp. 1561-1568, 1998.
- [27] King CA, Hoyt JL, Gibbons JF. Bandgap and transport properties of Si_{1-x}Ge_x analysis of nearly ideal Si/Si_{1-x}Ge_x/Si heterojunction bipolar transistors. IEEE Trans. on Elec. Dev. Vol. 36, pp. 2093-2104, 1989.
- [28] Prinz EJ, Garone PM, Schwartz PV, Xiao X, Sturm JC. The effect of base-emitter spacers and strain-dependent densities of states in Si/Si_{1-x}Ge_x/Si heterojunction bipolar transistors. IEEE IEDM 89. Vol. 36, pp. 27.1.1-27.1.4, 1989.
- [29] Cressler JD, Comfort JH, Crabbé EF, Patton GL, Stork JMC. On the profile design and optimization of epitaxial Si- and SiGe-base bipolar technology for 77 K applications. Part I: Transistor DC design considerations. IEEE Trans. on Elec. Dev. vol. 40, pp. 525-41, 1993.
- [30] Schroeder D. Modelling of interface carrier transport for device simulation. Springer-Verlag, Autriche, 1994.
- [31] Michailat M, Rideau D, Aniel F, Tavernier C, Jaouen H. Monte Carlo-based analytical models for electron and hole electrical parameters in strained SiGeC alloys. Proc. SISPAD, 2009.

- [32] Michailat M, Rideau D, Aniel F, Tavernier C, Jaouen H. Full-band Monte Carlo investigation of hole mobilities in SiGe, SiC and SiGeC alloys. *Thin Solid Films*. Vol 518, pp. 2437-2441.
- [33] Barbalat B, Schwartzmann T, Chevalier P, Jagueneau T, Vandelle B, Rubaldo L, Saguin F, Zerounian N, Aniel F, Chantre A. Deep trench isolation effect on self heating and RF performances of SiGe:C HBTs. *ESSDERC 2005*, pp. 129-132, 2005.
- [34] Trew RJ, Mishra UK, Pribble WL. A parameter extraction technique for heterojunction bipolar transistors. *Proc. IEEE MTT-S*, 1989.
- [35] Costa D, Liu WU, Harris JS. Direct extraction of the AlGaAs/GaAs heterojunction bipolar transistor small-signal equivalent circuit. *IEEE Trans. on Elec. Dev.* Vol. 38, pp. 2018-24, 1991.
- [36] Pehlke DR, Pavlidis D. Evaluation of the factors determining HBT high-frequency performance by direct analysis of S-parameter data. *IEEE Trans. on Microw. Theory Tech.* Vol. 40, pp. 2367-73, 1992.
- [37] Maas SA, Tait D. Parameter-extraction method for heterojunction bipolar transistors. *IEEE Micr. Guided Wave Lett.* Vol. 2, pp. 502-504, 1992.
- [38] Rios JMM, Lunardi LM, Chandrasekhar S, Miyamoto Y. A self-consistent method for complete small-signal parameter extraction of InP-based heterojunction bipolar transistors (HBT's). *IEEE Trans. on Microw. Theory Tech.* Vol. 45, pp. 39-45, 1997.
- [39] Tang WB, Wang CM, Hsin YM. A new extraction technique for the complete small-signal equivalent circuit model of InGaP/GaAs HBT including base contact impedance and AC current crowding effect. *IEEE Trans. on Microwave Theory and Tech.* Vol. 54, pp. 3641-3647, 2006.
- [40] Van Den Biesen JJH. A simple regional analysis of transit times in bipolar transistors. *Solid State Elec.* Vol. 29, pp. 529-534, 1986.
- [41] Palestri P, Mastrapasqua M, Pacelli A, King CA. Drift-diffusion/Monte Carlo simulation methodology for Si_{1-x}Ge_x HBT design. *IEEE Trans. on Elec. Dev.* Vol. 49, pp. 1242-49, 2002.
- [42] Palestri P, Selmi L. Non-local microscopic view of signal propagation times in BJTs biased up to high currents. *Solid State Elec.* Vol 45, pp. 1753-61, 2001.
- [43] Richey DM, Joseph AJ, Cressler JD, Jaeger RC. Evidence for non equilibrium base transport in Si and SiGe bipolar transistors at cryogenic temperatures. *Solid State Elec.* Vol 39, pp. 785-789, 1996.
- [44] Bufler FM, Graf P, Meinerzhagen B, Adeline B, Rieger MM, Kibbel H, Fischer G. Low and high field electron transport parameters for unstrained and strained Si_{1-x}Ge_x. *IEEE Elec. Dev. Lett.* Vol. 18, pp. 264-266, 1997.
- [45] Zerounian N, Ramirez Garcia E, Aniel F, Chevalier P, Geynet B, Chantre A. SiGe HBT featuring $f_T > 600\text{GHz}$ at cryogenic temperature. *ECS Transactions SiGe & Ge: Materials, Processing, and Devices*, vol. 16, no. 10, pp. 1069-1077, 2008.

Chapitre III

Résultats statiques et dynamiques des TBH à température variable

III.1. Les mesures à température variable

Ce chapitre regroupe les différents résultats de mesure statiques et dynamiques à température cryogénique variable, pour les TBH SiGe:C et les TBH InGaAs dont les résultats à température ambiante ont été discutés dans le chapitre précédent.

Les premières études à basse température du transistor bipolaire SiGe réalisées par IBM, ont montré que les performances statiques et dynamiques du TBH s'améliorent lorsque la température diminue [2-3]. La caractérisation à température cryogénique peut être perçue comme un moyen d'évaluer le potentiel d'amélioration des performances d'une technologie de TBH donnée car la température appliquée agit de façon différente sur les éléments extrinsèques (capacités et résistances) et les paramètres intrinsèques [4]. Cette amélioration des performances avec la température est équivalente, dans une certaine mesure, à accéder à des transistors présentant une diminution des dimensions intrinsèques du TBH.

III.2. Les TBH SiGe:C

Les principaux paramètres technologiques des deux familles de dispositifs SiGe:C sont résumés en tableau II.1 du chapitre II. Pour les composants nommés A5, A6, A7 et A8 le taux de germanium est constant dans la base d'épaisseur de 20 nm, alors que A1 à A4 ont une gradualité de composition. Pour la seconde famille désignée B (11 cas), le taux de germanium est graduelle avec 15-20% de l'émetteur au collecteur pour la plus faible gradualité et 5-30% pour la plus forte gradualité. L'épaisseur de la couche SiGe est identique à 24 nm pour les 11 dispositifs, avec un niveau de dopage de base N_{AB} voisins ($2.5-3 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$), excepté le dispositif B5 avec $N_{AB} = 1.4 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ et le transistor B7 avec $N_{AB} = 4.2 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$.

III.2.1. Caractéristiques statiques à basse température

Les figures III.1 représentent différents tracés de Gummel et le gain en courant résultant des transistors de la famille A, à deux températures 300 K et 35 K. Sur les figures III.2 et

III.3, les tracés de Gummel et les gains en courant concernent la famille B aux mêmes températures. D'ailleurs les dispositifs B5, B7 et B11 n'ont pas été mesurés à basse température.

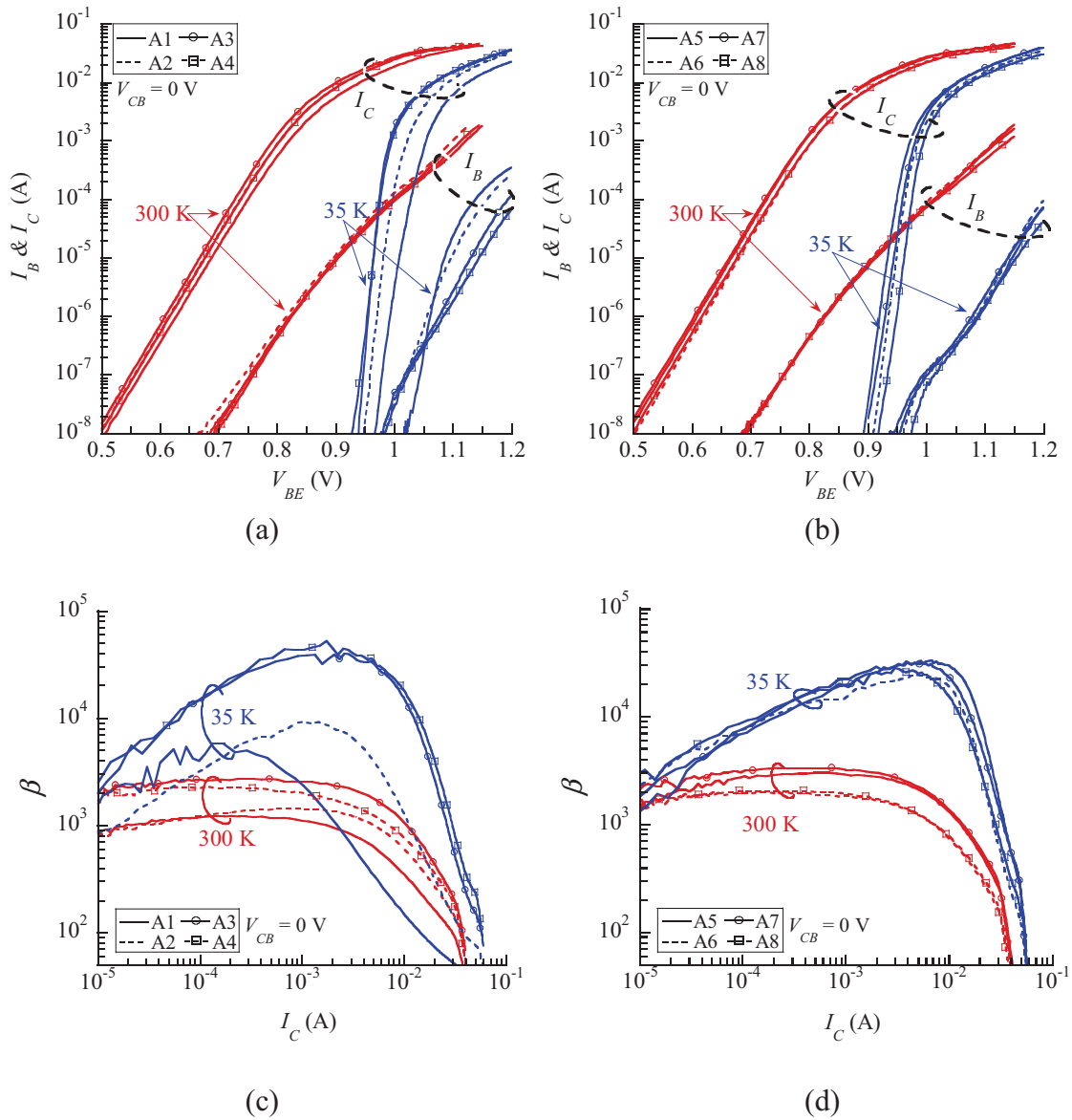


Figure III.1. Tracé de Gummel et gain en courant de la famille A de TBH SiGe:C.

Avant de commencer la description des tracés de Gummel à basse température, rappelons les régions différentes du tracé de Gummel, déjà évoquées dans les chapitres I et II.

1/ A faible polarisation, les courants du transistor sont dominés par des courants non idéaux, comme les courants de recombinaison de Shockley-Read-Hall et de passage tunnel assisté par des pièges. Dans ce régime de fonctionnement, le gain en courant diminue avec la diminution de la densité de courant collecteur.

2/ Pour des polarisations intermédiaires, les courants ont un comportement quasi idéal, caractérisé par un coefficient d'idéalité n proche de l'unité que l'on peut extraire de la pente des courants avec V_{BE} tel que $q/nk_B T = \partial \ln(I) / \partial V_{BE}$ où q est la charge de l'électron, k_B est la

constante de Boltzmann et T est la température du réseau cristallin. Dans ce régime le gain en courant est maximal.

3/ Pour les fortes polarisations, ici pour I_C supérieur à 0.5 - 1 mA, le taux d'augmentation du courant avec V_{BE} diminue à cause de l'influence des résistances d'accès d'émetteur et de base. Dans cette région de polarisation, le gain en courant diminue premièrement à cause de l'influence de l'effet Early inverse et puis aux plus forts niveaux d'injection à cause de l'effet Kirk ($I_C > 15$ mA).

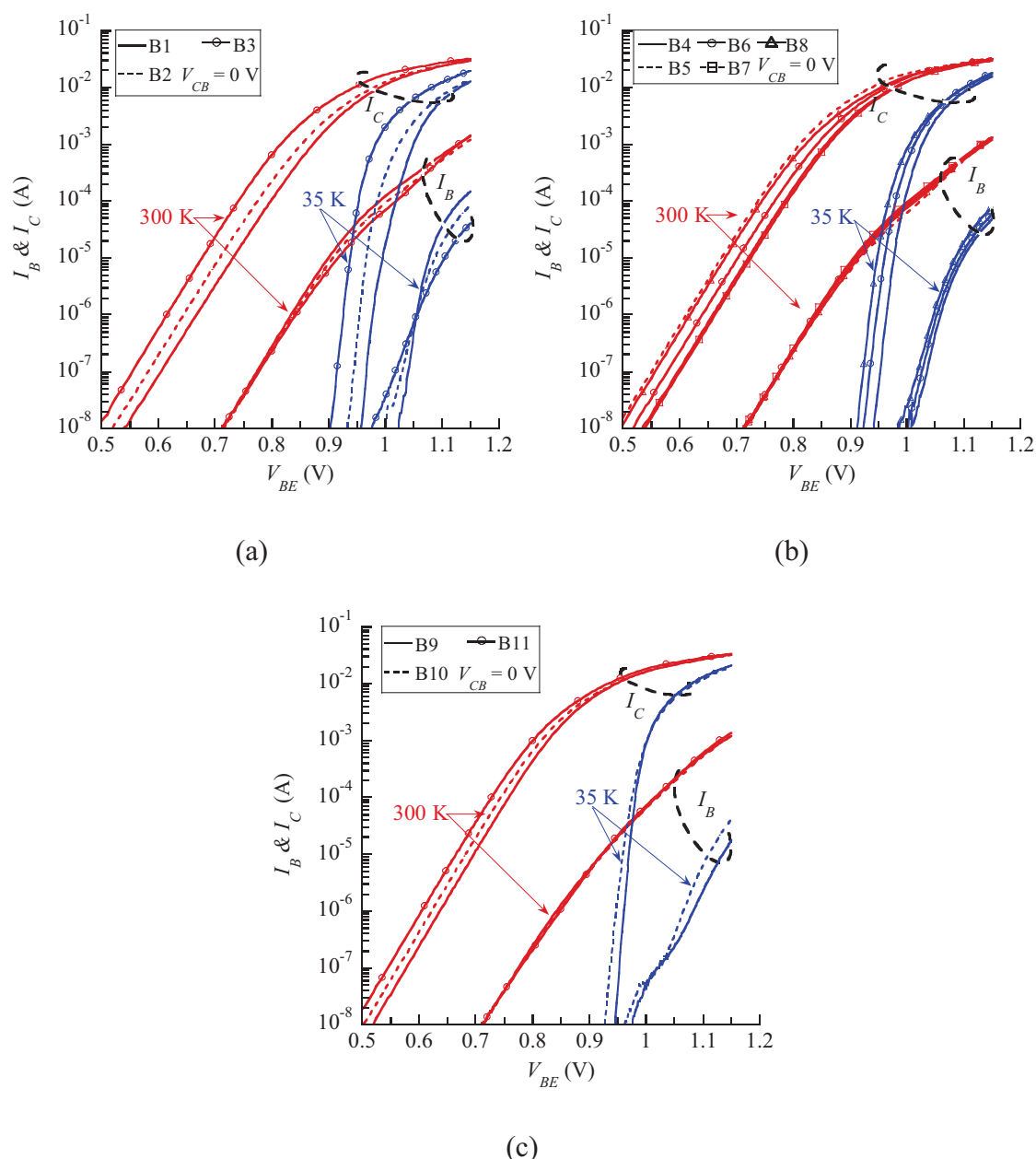


Figure III.2. Tracé de Gummel des dispositifs B1 à B11 à 300 K et à basse température à exception des dispositifs B5, B7 et B11.

A basse température, nous observons sur le tracé de Gummel que maintenir un niveau de courant collecteur constant requière une tension V_{BE} plus grande. Il existent plusieurs origines

à ce comportement : 1/ Une augmentation relative de la hauteur de barrière vue par les porteurs par rapport à l'énergie thermique (augmentation de la pente du tracé $(q/nk_B T)$ à cause de la diminution de la température), 2/c'est la conséquence de l'augmentation de la bande interdite à basse température qui modifie à son tour les concentrations intrinsèques de porteurs (n_i), entraînant une réduction du courant de diffusion (dans [5], il est rapporté que n_i diminue de 30 ordres de grandeurs entre 300 et 77 K). 3/ Dans une moindre mesure, la variation des propriétés de transport comme l'augmentation de la mobilité électronique.

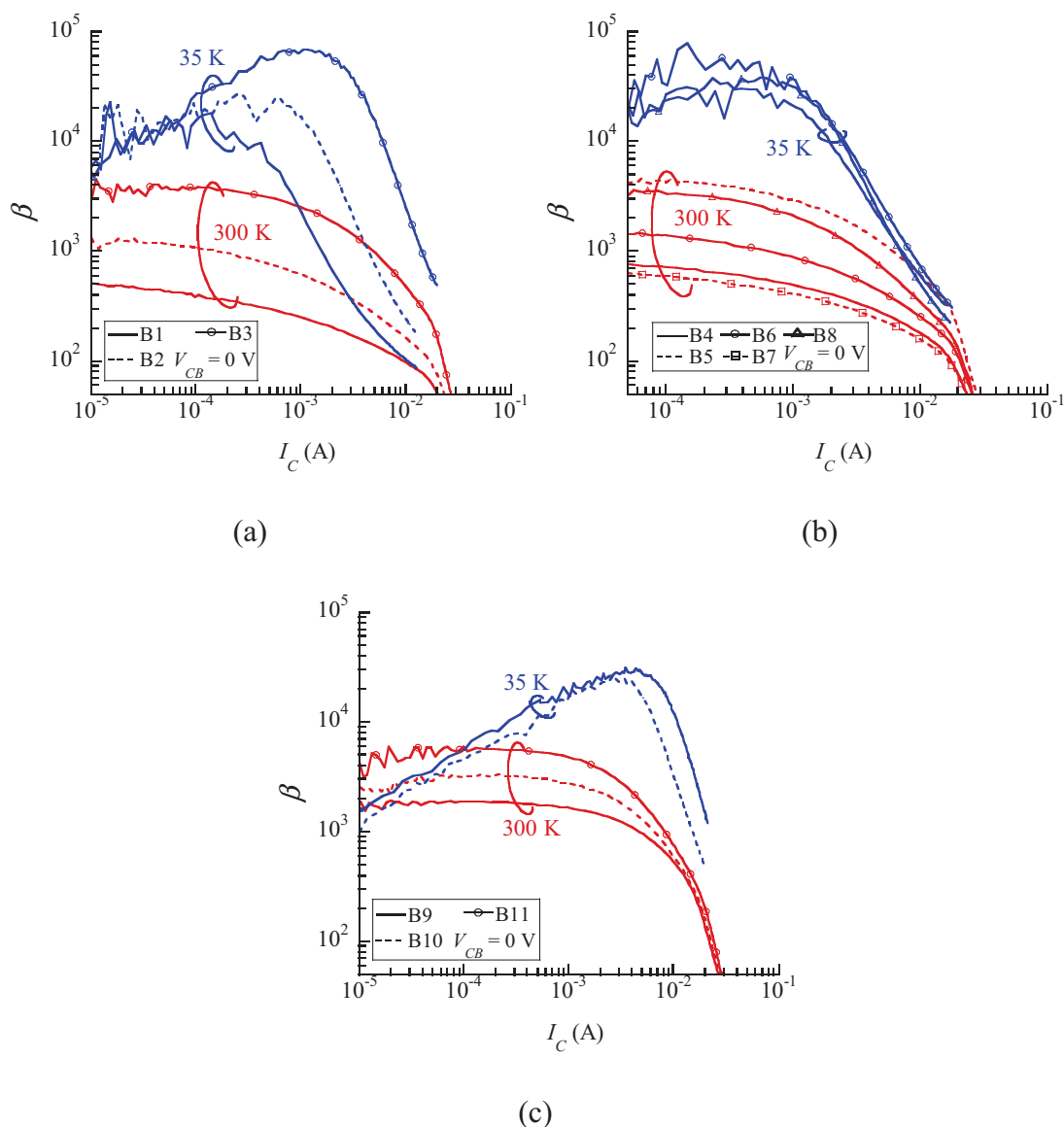


Figure III.3. Gain en courant des dispositifs B.

Une autre caractéristique sensible à la diminution de la température est la transconductance de sortie (g_m). La transconductance peut être déduite du courant collecteur par la relation $g_m = qI_C/n_i k_B T$. Les augmentations de g_m et de la pente du tracé de Gummel vont de pair avec la diminution de T .

Sur la figure III.3, nous observons une augmentation du gain en courant maximal à basse température par rapport à 300 K. C'est l'un des avantages du TBH par rapport aux transistors bipolaires homojonction (BJT), car la différence de bande interdite entre émetteur et base reste toujours positive malgré la diminution de température, conservant une grande efficacité d'injection de cette jonction (cf. §1.2.1). En intégrant la réduction de bande interdite (BGN) aux forts niveaux de dopage [6], on peut montrer que le gain en courant (β) est proportionnel de premier ordre à $\exp(\Delta E_g/k_B T)$ où $\Delta E_g = \Delta E_{gb} - \Delta E_{ge}$, avec ΔE_{gb} la bande interdite apparente dans la base et ΔE_{ge} celle de l'émetteur. A cause de plus fort niveau de dopage d'émetteur pour un transistor bipolaire à homojonction (BJT) : $\Delta E_{ge} > \Delta E_{gb}$ et par conséquent ΔE_g devient négatif, or si la température diminue β_{BJT} se dégradera. En revanche, pour les TBH la différence de bande interdite est positive car en plus du BGN produit par le niveau de dopage de base, il faut ajouter le BGN induit par l'introduction de Ge. Sous ces conditions $\Delta E_{ge} < \Delta E_{gb}$ et grâce à cela à basse température le gain en courant des composants augmente [2], [7].

Une autre remarque sur les figures III.1 (c), (d) et III.3 (a), (b) et (c) concerne les courants de base non idéaux, ceux observés à faibles niveaux de courant, qui entraînent une décroissance du β avec le niveau de courant. A basse température, ces courants surviennent à plus fort V_{BE} , mais la transition entre ceux-ci et la composante « idéale » s'effectue vers $I_B \approx 10^{-7}$ A (à 35 K), alors que cette transition survenait vers 10^{-8} A à 300 K. Ainsi, à basse température, la valeur maximale de β est observée à plus fort niveau de courant collecteur, on note aussi une diminution plus rapide du β à faible polarisation. Nous analysons maintenant le régime de fortes polarisations, la décroissance du β avec l'augmentation du courant manifeste un effet Early inverse, i.e. la modulation de la ZCE BE à cause de la polarisation V_{BE} . Cette dégradation du gain en courant est accentuée dans le cas des dispositifs à taux de germanium graduel parce que le taux de Ge effectif à la jonction BE diminue, de plus ce phénomène est amplifié à basses températures [7]. Prenons le cas du dispositif A1, avec un faible taux de Ge à la jonction BE (10%), cette modulation de gain par l'effet Early inverse entraîne une situation où la valeur de ΔE_g devient faible à travers de l'abaissement du taux de Ge effectif à la jonction BE. La conséquence de cette diminution de ΔE_g ce que A1 reproduit un comportement de dégradation de β similaire au BJT. Pour les dispositifs de la famille B, le phénomène d'effet Early inverse est plus marqué à basses températures pour les dispositifs B1, B2 et B10, figure III.3 (a) et (c). Même si un taux de germanium faible à l'émetteur conduit au renforcement de la diminution de β aux fortes polarisations, cette dégradation du gain dépend aussi du dopage dans la base et de la position respective de la jonction pn et de l'hétérojonction entre base et émetteur.

En résumé, les résultats des mesures statiques à température variable montrent que :

1/ Maintenir un niveau de courant constant à basse températures requière une tension V_{BE}

plus forte, ceci à cause de l'augmentation de la bande interdite des semi-conducteurs avec la diminution de la température.

2/ La pente du tracé de Gummel augmente parce que celle-ci est inversement proportionnelle à la température.

3/ Le maximum du gain en courant est décalé vers de plus forts niveaux de polarisation, parce que les courants non idéaux sont peu variables avec la diminution de la température et parce que les composants de courants « idéales » surviennent à des polarisations plus élevées [2].

4/ La diminution plus rapide du gain en courant à forte polarisation, à basse température, à cause de l'effet Early inverse plus accentuée notamment pour les dispositifs à taux de germanium graduel.

III.2.2. Caractéristiques dynamiques à basse température

La caractérisation de la vitesse de commutation et du gain en courant des composants actifs semi-conducteurs en environnements cryogéniques repose sur deux figures de mérite. Celles-ci sont la fréquence maximale unitaire de gain en courant (f_T) et la fréquence maximale d'oscillation (f_{MAX}), cf. §I.3.3.3 et I.3.3.4. On rappelle que la valeur de f_T , peut être reliée aux éléments du schéma équivalent comme suit :

$$f_T = \frac{1}{2\pi\tau_{EC}} \approx \frac{1}{2\pi(\tau + (C_{BE} + C_{BC})r_E + (R_E + R_C)C_{BC})} \quad (\text{III.1})$$

où C_{BE} et C_{BC} sont respectivement les capacités des jonctions base émetteur et base collecteur, R_E et R_C sont les résistances d'accès d'émetteur et de collecteur, $r_E = n_{iC}k_B T / qI_C$ est la résistance dynamique de la jonction émetteur et $\tau = \tau_E + \tau_B + \tau_C$ est le temps de transit intrinsèque dans l'émetteur (τ_E) la base (τ_B) et le collecteur (τ_C).

Concernant f_{MAX} on peut expliciter sa valeur à partir des éléments du schéma équivalent sous la forme suivante :

$$f_{MAX} \approx \sqrt{\frac{f_T}{8\pi R_B C_{BC}}} \quad (\text{III.2})$$

où R_B est la résistance apparente de base et C_{BC} la capacité totale de la jonction base collecteur. Nous rappelons que $R_B = R_{Bx} + XR_{Bi}$, ici R_{Bx} est la résistance de base extrinsèque, X est le facteur de distribution de la jonction BC et R_{Bi} est la résistance de base intrinsèque.

Enfin, une expression permettant une extraction plus facile des temps de transit [8] est :

$$\tau_Z = -Phase\left(\frac{Z_{12} - Z_{21}}{Z_{22} - Z_{21}}\right)(2\pi f)^{-1} \approx \tau_E + \tau_B + \tau_C + r_E C_{BE} + R_C C_{BC} \quad (\text{III.3})$$

A basse température, l'augmentation de f_T ou la diminution des temps de transit est en partie obtenue grâce à la diminution du taux d'interaction porteur-phonon, conduisant à une amélioration du transport des porteurs minoritaires dans le dispositif. Une hypothèse pouvant expliquer la diminution des temps de transit à basse température est l'augmentation du nombre de porteurs en régime de transport non stationnaire dans la base par rapport à ceux en régime diffusif [5]. En effet, à cause de la diminution de la température, tant le régime de transport de charge dit diffusif et le régime de transport dit balistique doivent conduire à une augmentation des temps de transit à basse température. Avant de continuer avec cette discussion il faut signaler que pour une température donnée l'amplitude du temps de transit balistique est plus faible que celle du régime diffusif. Pour visualiser l'augmentation du temps de transit avec la diminution de T on peut définir de premier ordre le temps de transit de la base pour le régime diffusif comme $\tau_{B,Dn} = W_B^2 / 2D_n$, avec $D_n = \mu_n k_B T / q$ et pour le régime balistique $\tau_{B,v_{th}} = W_B / v_{th}$ où $v_{th} = \sqrt{2k_B T / \pi m^*}$. Prenons la première relation de τ_B (transport diffusif) et si l'on considère un composant à taux de Ge = 20% constant, avec un niveau de dopage de 10^{19} cm^{-3} pour deux températures, disons $T_a = 300 \text{ K}$ et $T_b = 200 \text{ K}$ la mobilité dans la base des minoritaires sera respectivement $225/532 \text{ cm}^2/\text{Vs}$. Les coefficients de diffusions seront alors $D_{300K}/D_{200K} = 5.8/3.5 \text{ cm}^2/\text{Vs}$. Avec ces résultats on voit que l'augmentation de la mobilité électronique ne compense pas suffisamment la diminution de la température et par conséquent le temps de transit se dégrade à basses températures. En revanche, si l'on suppose qu'à basses températures la plupart des porteurs sont en régime balistique, on peut alors s'attendre qu'une diminution de temps de transit effectif vis-à-vis un transport purement diffusif.

Le temps de transit émetteur τ_E est lié aux trous diffusant dans l'émetteur en provenance de la base. Comme les courants collecteur et émetteur sont essentiellement un courant électronique, la pondération des temps de transit doivent conduire à un temps de transit émetteur inversement proportionnel au gain en courant. Ainsi si le gain en courant augmente à basse température, cela renforce l'hypothèse de valeurs de τ_E négligeables à basse température.

Un autre facteur bénéfique à l'augmentation de f_T à basse température est la diminution de la résistance dynamique d'émetteur ($r_E \sim n_i c k_B T / q I_C$), à I_C constant. La diminution de r_E entraîne celle des temps de charge qui en dépendent. Egalement, les résistances d'accès R_B , R_E et R_C deviennent plus faibles à basse température grâce à l'augmentation de la mobilité des porteurs en champ faible. A tension V_{CB} fixe, la composante de déplétion de la capacité de la jonction BC (C_{BC}) diminue légèrement à basse température, par conséquent de l'augmentation de la tension intrinsèque de la jonction. Par exemple pour le dispositif A7, C_{BC} passe d'une

valeur de 9.3 fF à température ambiante à 8.3 fF à 35 K (voir tableau III.1 (a)). En revanche, la capacité de la jonction BE (C_{BE}) augmente légèrement à basse température, car malgré l'augmentation de la tension intrinsèque de la jonction BE, il faut également augmenter la tension V_{BE} à appliquer pour obtenir un niveau de courant I_C constant.

Les performances dynamiques (f_T) à température ambiante et à basse température sont présentées sur la figure III.4 (a) et (b) pour la famille A (publiés dans [10]) et sur la figure III.5 (a), (b) et (c) pour la famille B. L'augmentation des performances dynamiques à basse température est conséquente, de 40 à 60% selon les cas.

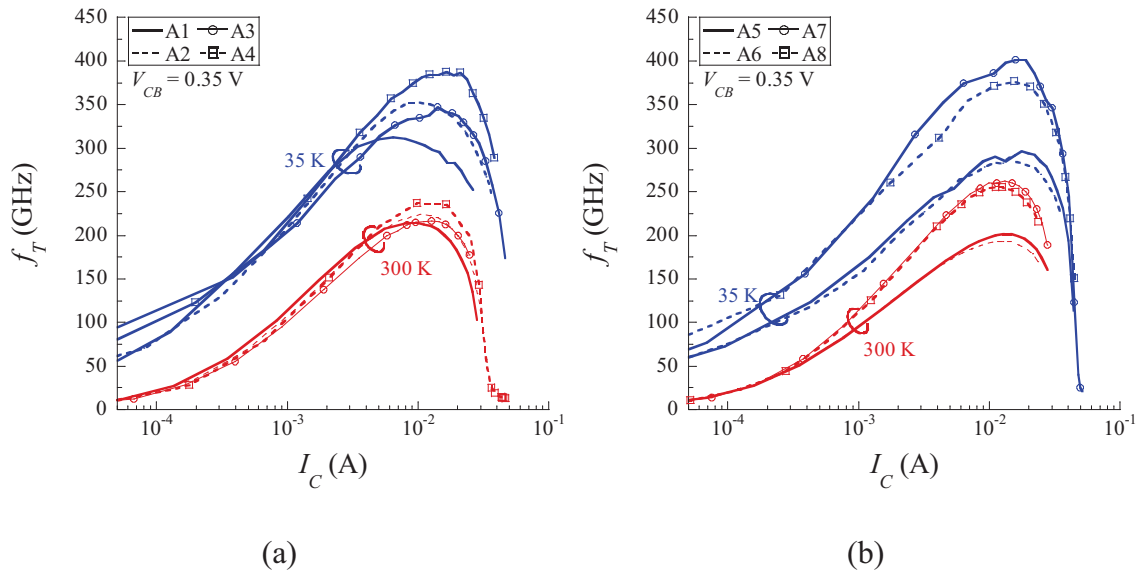


Figure III.4. f_T à deux températures de la famille A des TBH SiGe:C étudiées.

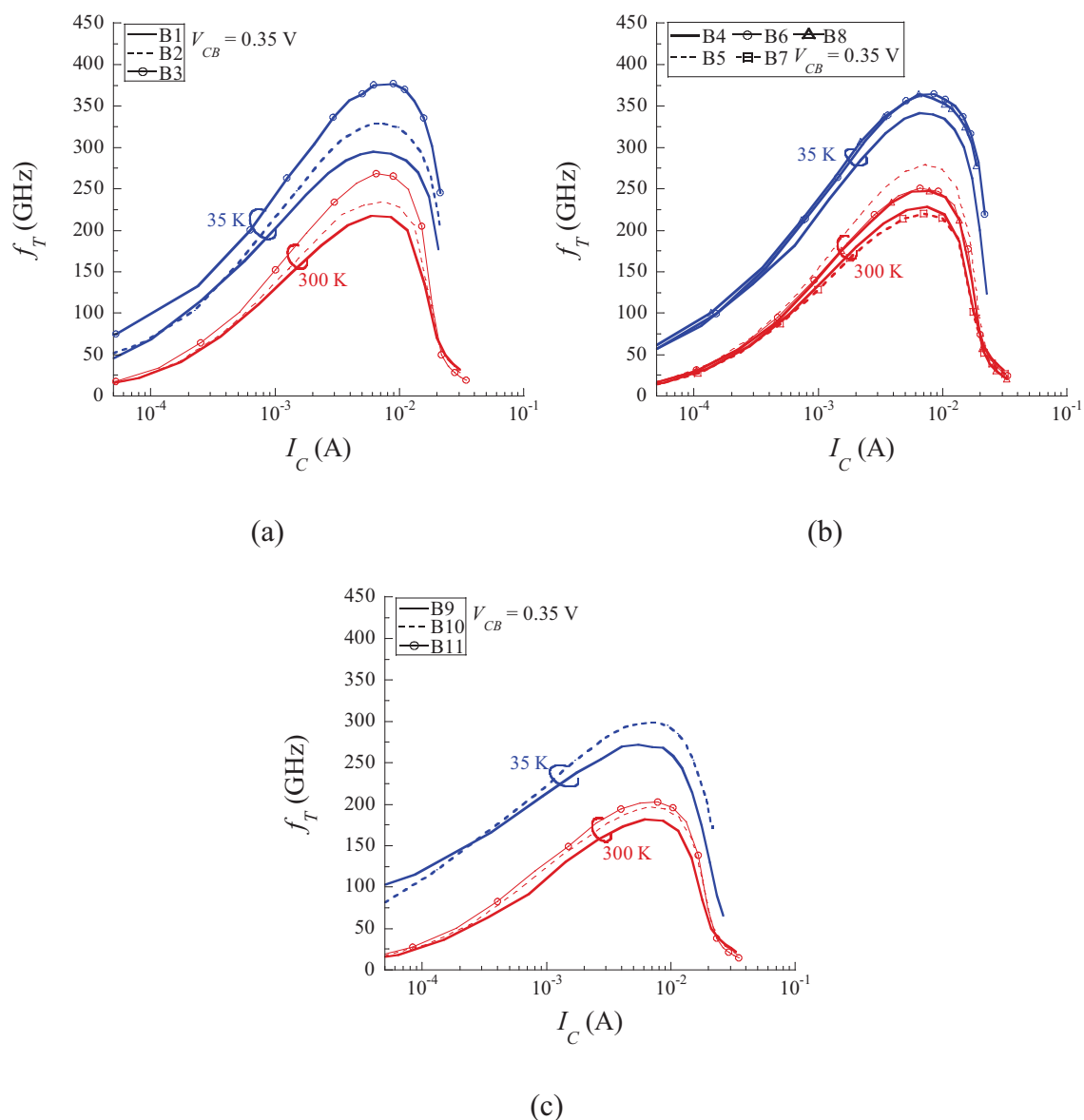


Figure III.5. f_T à deux températures de la famille B des TBH SiGe:C étudiées.

Prenons les cas des dispositifs A4 et A7, ces deux dispositifs présentent les meilleures performances pour f_T de la famille A. Dans le cas de A4, il bénéficie d'une gradualité de Ge dans la base ainsi que d'un taux de Ge assez important à la jonction BE (20%). On rappelle que d'une part la gradualité induit un pseudo champ électrique qui accélère le transit des électrons dans la base et d'autre part le fort taux de Ge à la jonction BE assure un temps de transit émetteur faible.

Dans le cas du dispositif A7, le taux de Ge est assez important à la jonction BE (20%) et selon les extractions faites à partir des profils SIMS, la base « dopée » du transistor A7 est la plus fine, tableau III.1. Ce dispositif n'ayant pas particulièrement de gradualité de Ge dans la base montre l'importance de la finesse de la base dopée pour obtenir les valeurs de f_T les plus élevées, tant à basse température, qu'à température ambiante.

La famille B est représentée sur les figures III.5 (a), (b) et (c), il s'agit des dispositifs à

dose de bore comparable (B1 à B4, B6 et B8 à B11). Nous observons l'amélioration des performances dynamiques à basse température, avec les meilleures performances obtenues pour les cas B6 et B8 dont les taux de Ge sont respectivement 10-25% et 10-30%.

La figure III.6 illustre le temps de transit τ_{Z0} , extrait par extrapolation à courant infini à partir du temps τ_Z , (eq. III.3). Pour les deux familles, conjointement à l'augmentation de f_T , nous observons la diminution de τ_{Z0} avec la diminution de la température. Néanmoins, pour le dispositif A8 (Ge = 20%), et dans une moindre mesure pour B1 (Ge = 5-20%), B2 (Ge = 5-30%) et B3 (Ge = 5-30%), on peut constater une augmentation du τ_{Z0} vers les très basses températures. Ce comportement est moins marqué sur l'augmentation de f_T , qui devrait également subir une limitation dans son accroissement à basse température. Avec les résultats de la figure III.6, on voit qu'il existe une corrélation entre f_T et τ_{Z0} , i.e. les deux dispositifs avec les meilleures performances en f_T ont également des temps de transit τ_{Z0} faibles pour quasiment toutes les températures, à l'exception du dispositif B3 à la température de 35 K. Le taux moyen de Ge des composants avec les meilleures performances sur τ_{Z0} est de 20% pour A7 et 19.6% pour B3. Ce résultat est en accord avec les résultats de modélisation du chapitre II où il a été montré que les meilleures performances pour τ_{Z0} se rencontraient avec des taux constant de germanium d'environ 15 à 20%, et pour des taux moyens de germanium de 20 à 25% pour des cas avec gradualité de Ge.

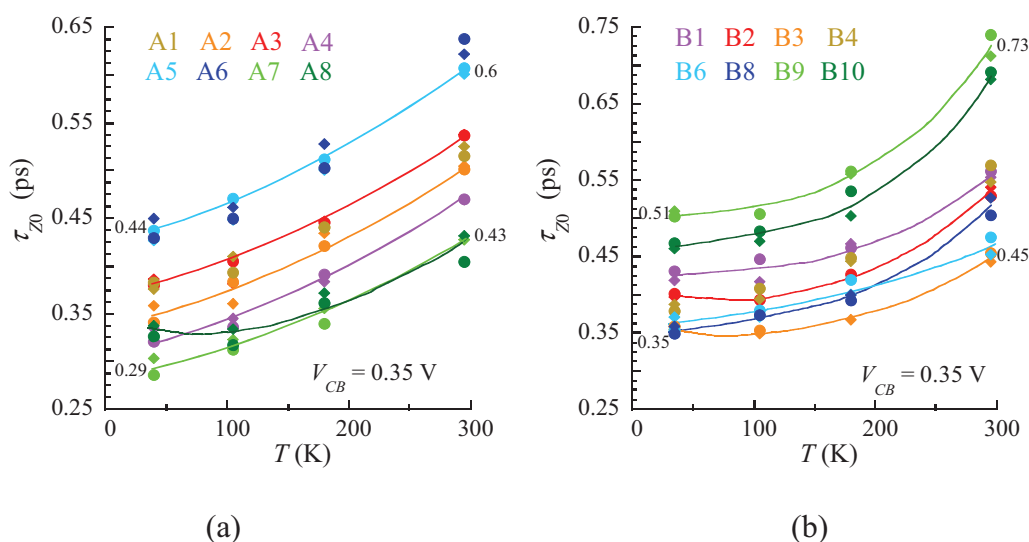


Figure III.6. Temps de transit τ_{Z0} (extrapolé pour $1/I_C \rightarrow \infty$) en fonction de la température, pour les transistors des deux familles A et B.

La figure III.7 montrent l'évolution des valeurs maximales de f_T (f_{Tmax}) et de f_{MAX} (f_{MAXmax}) avec le taux moyen de germanium, pour chaque valeur de température : 294, 180, 105 et 35 K. A température fixée, dans le cas des composants A1 à A3 dont le taux de Ge est de moins en moins graduel (10-30%, 15-30% et 20-30%) nous observons d'abord une

amélioration en fonction du taux moyen de Ge et puis une dégradation de f_{Tmax} dans le cas du composant A3. Cette dégradation peut être imputable d'une part à une épaisseur effective de base plus grande par rapport aux autres deux composants, voir tableau III.1, et d'une autre part, à une diminution de la vitesse de saturation moyenne dans la base du composant avec l'augmentation du taux de Ge comme cela a été montré à l'aide de la modélisation numérique, c.f. chapitre II §II.3.4. Le composant A4 a les meilleures performances sur f_{Tmax} grâce à sa base plus fine parmi l'ensemble des composants à taux de Ge graduel. On voit que f_{MAXmax} augmente avec le taux de Ge moyen, notamment A2 par rapport à A1, puis l'augmentation de cette fréquence sature pour un taux moyen de Ge de 25% (A3).

La valeur de f_{Tmax} des composants à taux de Ge constant (A5-A8) montre que si le taux moyen de Ge augmente, cette fréquence diminue. Comme précédemment, cette dégradation est imputable à une diminution de la dynamique des porteurs à cause de l'abaissement de la vitesse de saturation de porteurs minoritaires avec le taux de Ge [9]. De plus, les dispositifs A5 et A6 (Ge = 25%) ont un niveau de dopage plus élevé et par conséquent de la diffusion du bore, une base ce qu'implique une base plus épaisse par rapport à A7 et A8. La valeur de f_{MAXmax} varie peu d'un composant à un autre. Si les meilleures performances en valeur de f_T sont possibles par exemple pour A7 et A8, grâce à une base effective plus fine, en revanche les résistances de base sont aussi plus grandes (voir tableau III.1) conduisant finalement à des valeurs de f_{MAXmax} relativement comparables entre composants.

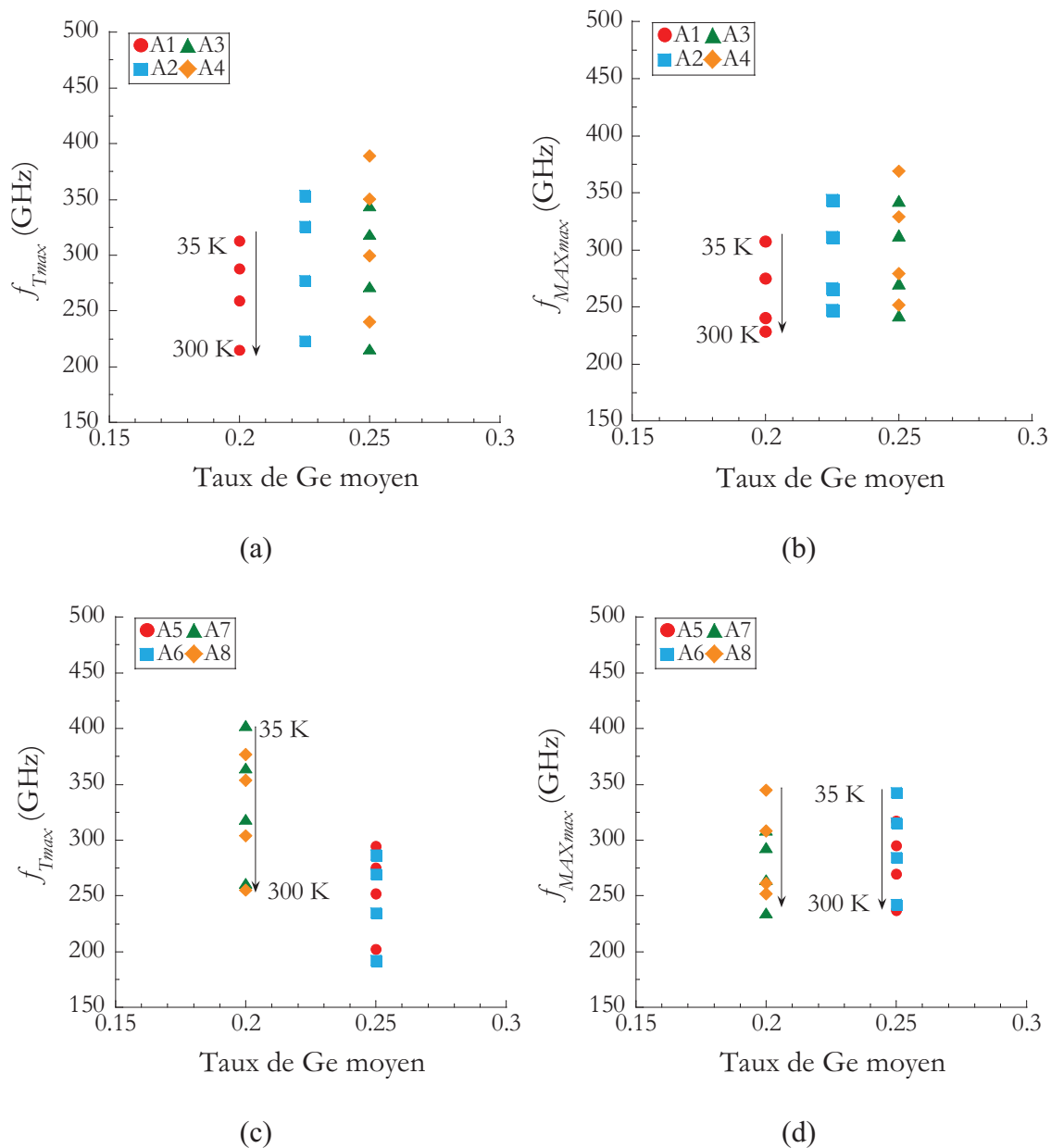


Figure III.7. Variation de f_{TMAX} et de f_{MAXmax} en fonction du taux moyen de germanium des transistors de la famille A, à chaque température mesurée (294, 180, 105 et 35-40 K).

Les valeurs de f_{Tmax} et f_{MAXmax} pour la famille B sont illustrées en figure III.8 et III.9. Nous observons l'amélioration progressive de f_{Tmax} à basses températures pour tous les composants.

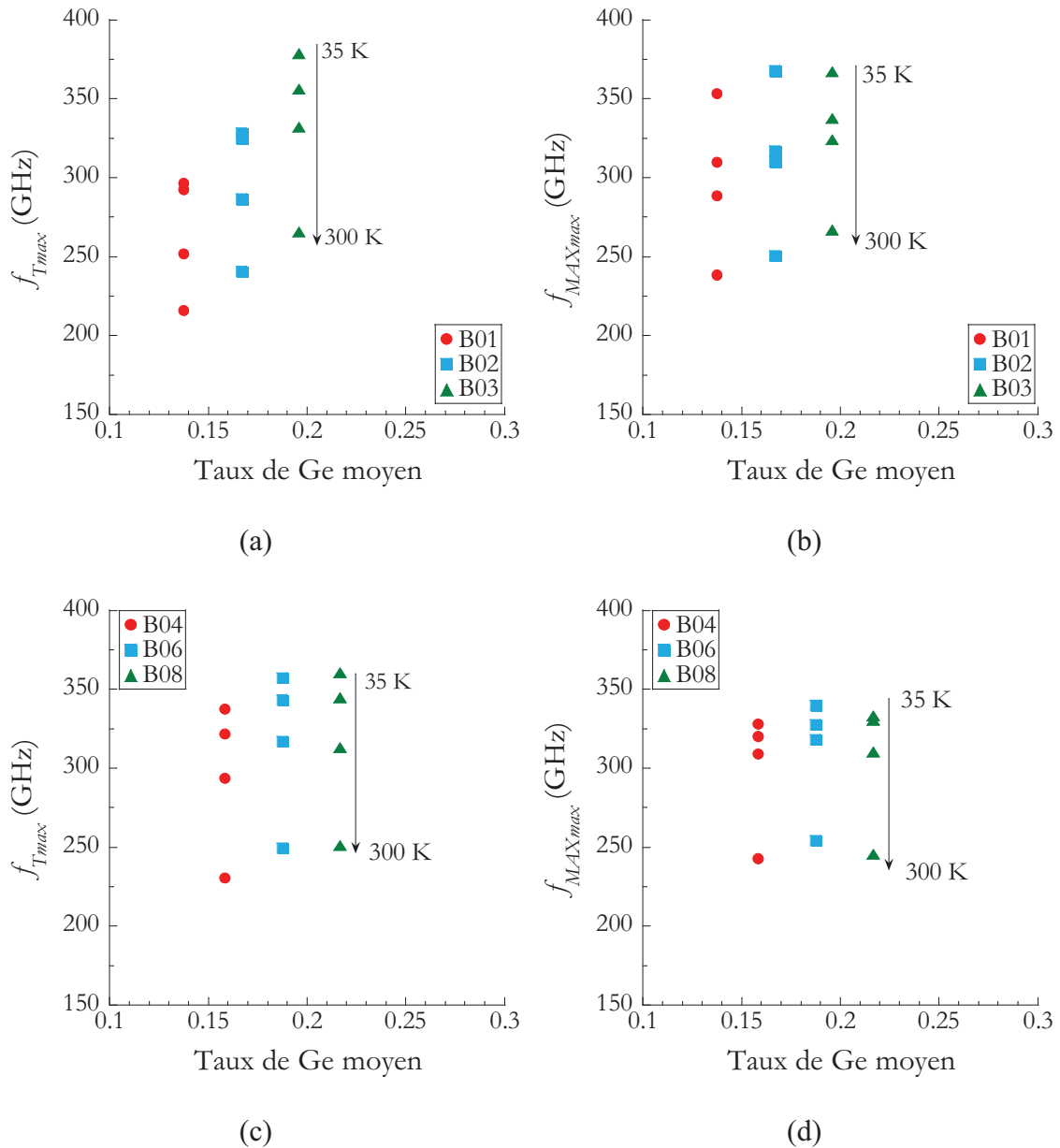


Figure III.8. Variation de f_{TMAX} et de f_{MAXmax} en fonction du taux moyen de germanium des transistors de la famille B, à chaque température mesurée.

Les dispositifs B1-B3 montrent une amélioration des performances sur f_{Tmax} avec l'augmentation du taux de Ge, à chaque température. Cette amélioration est due à l'augmentation de la gradualité. L'amélioration de f_{MAXmax} à basse température est moindre que celle de f_{Tmax} , car avec une faible diminution de R_B et de C_{BC} à basse température (tableau III.1), l'équation III.2 montre que l'amélioration de f_{MAXmax} peut être seulement voisine de celle de $\sqrt{f_{Tmax}}$.

Les composants B4, B6 et B8 montrent comment f_{Tmax} augmente, puis se sature avec le taux moyen de Ge, pour toutes les températures analysées. Les résultats de modélisation présentés dans le chapitre II ont permis de montrer l'augmentation des performances

dynamiques jusqu'à des valeurs de taux de Ge de 20%. On retrouve les mêmes variations par exemple concernant les valeurs de f_{MAXmax} des composants B4, B6 et B8 représentés sur la figure III.8 (d). Néanmoins cela est moins marqué car les valeurs de résistance de base sont plus faibles avec l'augmentation du taux moyen de Ge, entraînant une moindre augmentation de f_{MAXmax} aux faibles valeurs de taux de Ge.

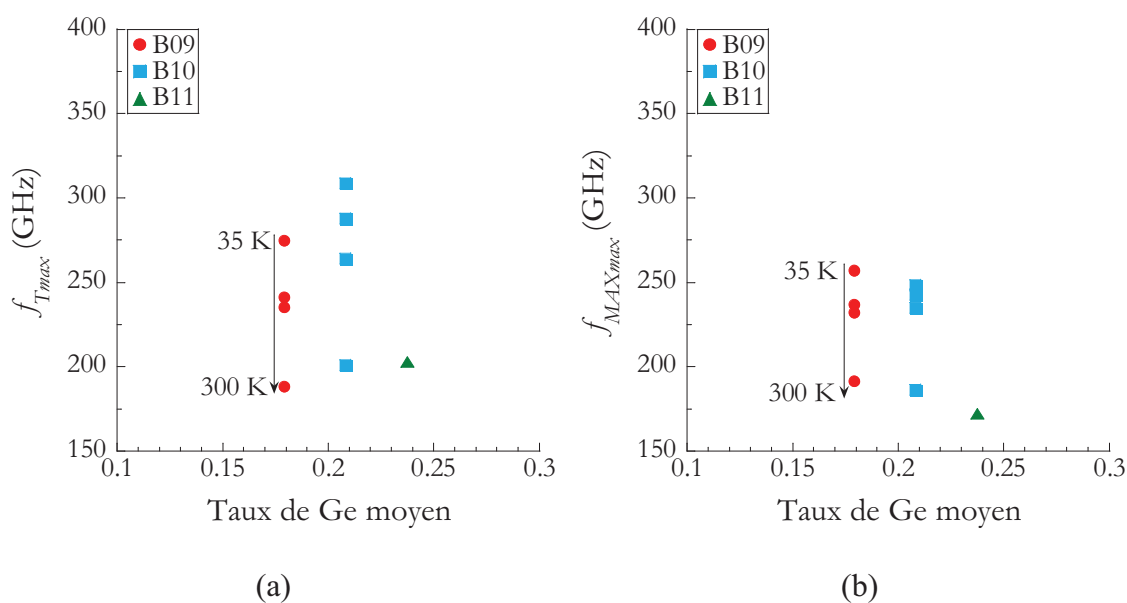


Figure III.9. f_{TMAX} et f_{MAXmax} de la famille B pour toutes les températures étudiés.

Pour les dispositifs B9 et B10, figure III.9, il existe toujours une amélioration de f_{Tmax} quand le le taux de Ge moyen augmente, grâce à l'augmentation de la gradualité de Ge entre ces deux composants. Pour les dispositifs B9 et B10, leurs valeurs de f_{MAXmax} sont voisines. Dans le tableau III.1 ont peut remarquer qu'à basse température, la résistance de base apparente est plus importante pour le composant B10. Cette dégradation de R_B compense l'augmentation de f_T à basse température pour ce composant, conduisant à des valeurs voisines de f_{MAXmax} entre B9 et B10 à chaque température.

Le tableau III.1 dresse une comparaison à température ambiante et à basse température des valeurs de la capacité C_{BC} et de la résistance R_B . A basse température, ces deux paramètres diminuent, accompagnant favorablement l'augmentation des fréquences de transition. Pour les deux familles, la diminution moyenne de C_{BC} à basse température est d'environ 13%. Dans le cas de la famille A, R_B diminue de 22%. L'amélioration moyenne pour f_{MAX} est d'environ 34% à 35 K. Pour la famille A, f_{MAX} bénéficie d'une part de l'amélioration du R_B et d'autre part de l'amélioration de f_T , et dans une moindre mesure de la diminution de C_{BC} . Dans le cas de la famille B, f_{MAX} s'améliore à basse température principalement grâce à f_T , car la résistance de base reste quasiment constante pour ces dispositifs.

Dispositif	W_{SiGe} (nm)	W_B (nm)	C_{BC} (fF)		R_B (Ω)	
			$V_{CB} = 0V$	$300\text{ K}/35\text{ K}$	$300\text{ K}/35\text{ K}$	$300\text{ K}/35\text{ K}$
A1	30	21.5	8.9	7.7	21.0	13.6
A2	30	21.5	9.0	7.5	17.0	14.0
A3	30	24.2	9.0	7.6	16.5	12.0
A4	20	23.3	8.9	7.4	16.0	10.6
A5	20	23.7	9.3	8.3	15.4	13.4
A6	20	28.0	9.2	8.1	14.0	13.2
A7	20	19.6	9.3	8.3	21.5	17.6
A8	20	18.2	9.0	7.9	22.0	16.2

(a)

Dispositif	W_{SiGe} (nm)	C_{BC} (fF)		R_B (Ω)	
		$V_{CB} = 0V$	$300\text{ K}/35\text{ K}$	$300\text{ K}/35\text{ K}$	$300\text{ K}/35\text{ K}$
B1	24	8.0	6.9	26.0	23.3
B2	24	8.2	7.0	27.4	22.9
B3	24	8.2	7.0	28.1	25.5
B4	24	8.0	7.1	30.3	28.3
B5	24	8.0	--	39.1	--
B6	24	8.0	7.2	25.8	26.0
B7	24	8.1	--	27.1	--
B8	24	8.1	6.9	31.3	17.1
B9	24	7.9	6.7	38.4	36.3
B10	24	8.0	7.0	39.1	40.45
B11	24	8.3	--	42.2	--

(b)

 Tableau III.1. W_{SiGe} , W_B (famille A), f_{MAX} , C_{BC} et R_B (a) famille A, $S_E = 0.17 \times 3.7$ (b) famille B, $S_E = 0.13 \times 3.7$.

III.2.3. Séparation du temps de transit et des temps de charge

La section précédente a montré l'augmentation des fréquences f_T et f_{MAX} ou la diminution du temps τ_{Z0} en diminuant la température du transistor. Nous discutons ici les contributions au temps de transit et nous évaluons les temps de charge dans la valeur minimale du délais émetteur collecteur (τ_{EC}) obtenue avec la valeur maximale de f_T par la relation III.1. Ce délais est constitué de temps de charge $R \times C$ et de temps de transit τ .

Les différentes composantes de temps varient avec le niveau de courant et la tension V_{CB} appliquée, principalement à cause de la dépendance avec la polarisation des capacités, et lorsque le niveau de courant devient élevé, à cause de l'auto-échauffement et de l'effet Kirk. L'apparition de l'effet Kirk agit sur une extension progressive de la zone de quasi neutralité de la base dans le collecteur et un déplacement de la zone de charge d'espace collecteur vers la zone un peu plus dopée du collecteur. Ainsi lors de l'apparition de l'effet Kirk, le temps de transit de base τ_B et la capacité C_{BC} augmentent considérablement, conduisant à l'écroulement de la valeur de f_T à fort courant.

La figure III.10 montre la dépendance de τ_{EC} et de τ_Z (équation III.3) avec l'inverse du courant collecteur, pour le cas du TBH SiGe:C de la famille A (A5, Ge = 25%, $S_E = 0.17 \times 5.7 \mu\text{m}^2$) à température ambiante et à basse température.

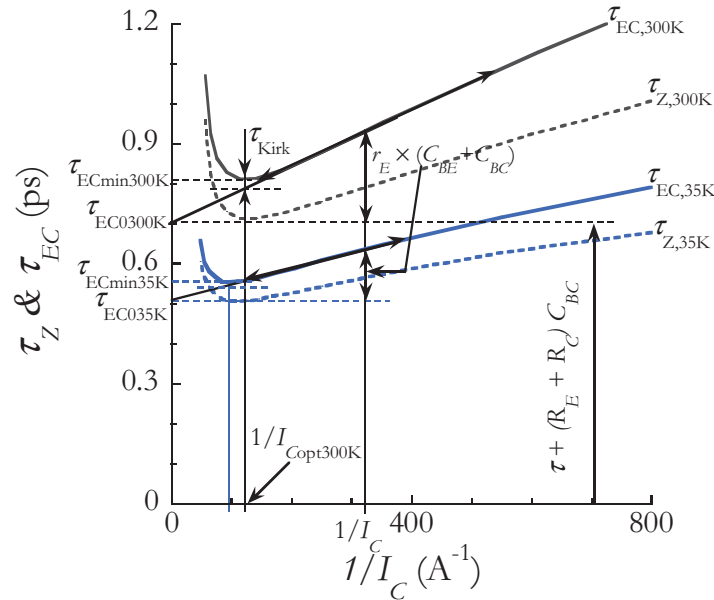


Figure III.10. Evolution du délai émetteur-collecteur τ_{EC} et du temps τ_Z en fonction du courant collecteur, et décomposition en différentes contributions temporelles.

Les temps sont plus petits à basse température, mais ils présentent également une dépendance quasi linéaire avec $1/I_C$ tant que $1/I_C > 1/I_{Copt}$. I_{Copt} correspond à $\tau_{EC,min}$ (ou f_{Tmax}). Avec la zone quasi linéaire, nous pouvons décomposer les temps en deux parties, celles dépendante de $1/I_C$, c'est-à-dire des temps de charge associés à $r_E \approx nk_B T/qI_C$ et ceux indépendants (τ_{EC0} et τ_{Z0}). On fait ici l'hypothèse que les temps de transit sont constants dans cette région de courant permettant l'extraction de la partie linéaire.

Lorsque la tension V_{CB} varie de 0 à 0.8 V, le temps τ_Z est quasi constant à I_C fixé, ce qui indique que les légères augmentations de τ_C produites par l'élargissement de la ZCE collecteur sont compensées par la diminution de C_{BC} , sous cette condition il existe une diminution de $R_C C_{BC}$. Dans [8], la dépendance de τ_Z avec V_{CB} permettait de faire une séparation de la valeur de τ_C et de $\tau_B + \tau_E$. Dans les TBH SiGe:C étudiés par la suite, en particulier ceux présentés ici (familles A et B), l'augmentation des performances dynamiques en agissant entre autres sur le profil de dopage collecteur, ne permet plus cette séparation. Grâce à la modélisation hydrodynamique du chapitre précédent, nous pouvons proposer une valeur possible de τ_C , environ 0.13 ps.

Sur les figures suivantes (figures III.11 pour la famille A, figures III.12 pour la famille B), les différents composantes de temps intervenant dans la valeur de $\tau_{EC,min}$ sont représentées en fonction de la température. Les composantes représentées sont le temps de transit total $\tau_E + \tau_B + \tau_C$, le temps de charge associé à la résistance dynamique r_E , le temps de charge

associé aux résistances d'accès R_E et R_C et une composante supplémentaire τ_{Kirk} . La valeur minimale de τ_{EC} est légèrement supérieure à la valeur prédite par ligne droite extraite dans la zone linéaire de τ_{EC} à cause de l'apparition de l'effet Kirk. Cette composante de temps τ_{Kirk} représente uniquement la différence par rapport au comportement quasi linéaire à plus faible courant. Ainsi τ_{Kirk} est la résultante de l'augmentation de τ_B et de l'augmentation de C_{BC} ($R_C C_{BC}$).

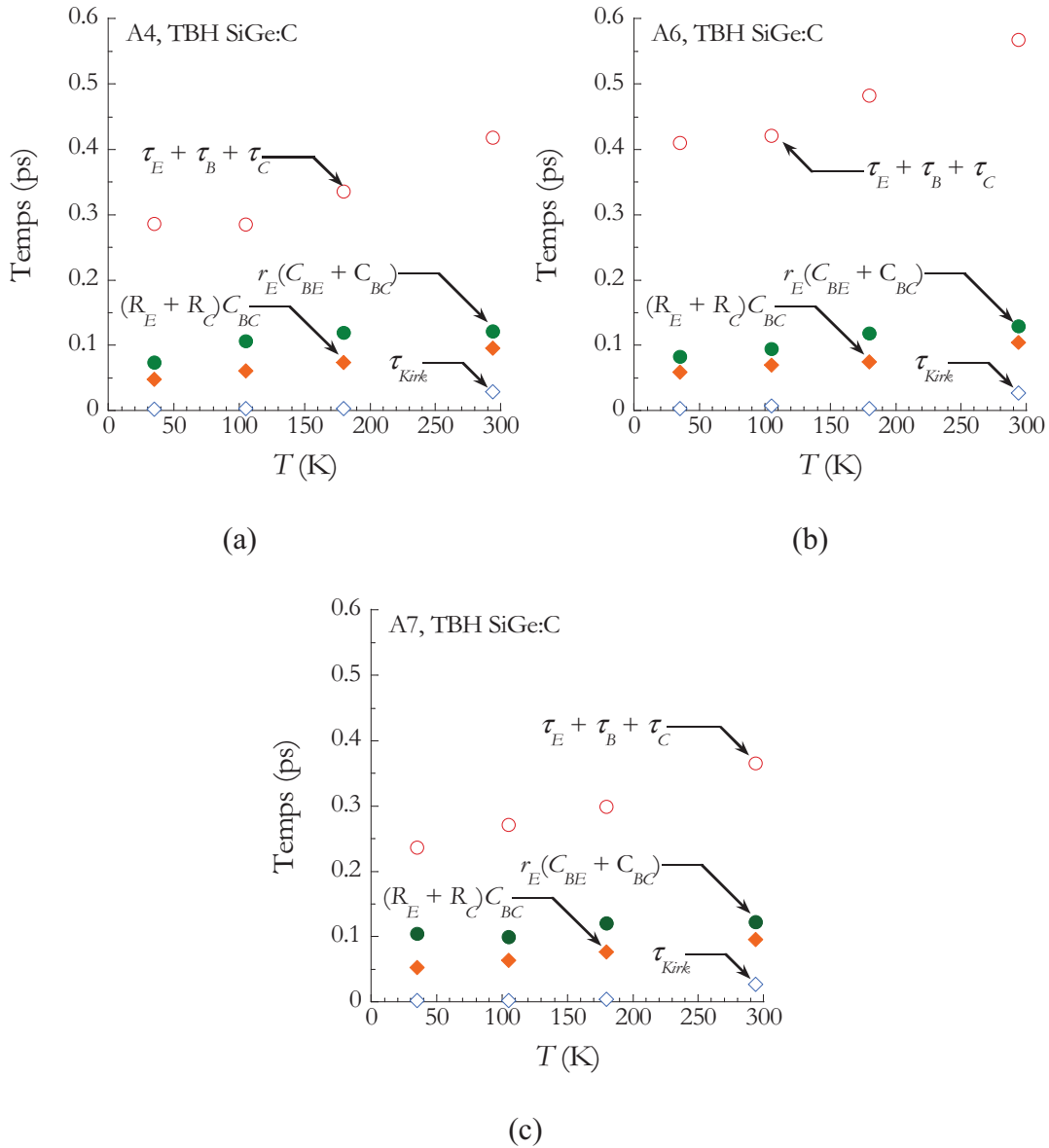


Figure III.11. Séparation du temps de transit intrinsèque, $\tau_E + \tau_B + \tau_C$, et des temps de charge $r_E(C_{BE} + C_{BC})$ et $(R_E + R_C)C_{BC}$ contribuant à la valeur minimale de τ_{EC} pour la famille A, composants A4, A6 et A7, $S_E = 0.17 \times 5.7 \mu\text{m}^2$, $V_{CB} = 0.35 \text{ V}$.

Pour toutes les raisons déjà évoquées dans la section précédente, l'augmentation de f_T à basse température est la conséquence de la diminution des temps de transit $\tau_E + \tau_B + \tau_C$, la diminution de la résistance dynamique r_E et en moindre mesure de C_{BC} , et de la diminution des résistances d'accès R_E et R_C . τ_{Kirk} diminue également à cause de la diminution de τ_B et de

C_{BC} , mais aussi car l'effet Kirk se manifeste plus abruptement (en fonction du courant) à basse température, entraînant une moindre différence entre la zone quasi linéaire et $\tau_{EC,min}$.

Si les diminutions de $r_E(C_{BE}+C_{BC})$ et de $(R_E+R_C)C_{BC}$ avec la température sont relativement linéaires, la diminution de $\tau_E + \tau_B + \tau_C$ tend à saturer, voir même s'inverser comme dans le cas du composant B3 (figure III.12III.12 (a)). Cela peut résulter d'une limite dans l'amélioration des temps de transit par accroissement progressif du nombre de porteurs en régime de transport non stationnaire. On obtient ainsi une amélioration significative des performances en abaissant la température de 300 à 100 K, mais cette amélioration tend à se saturer à plus basse température.

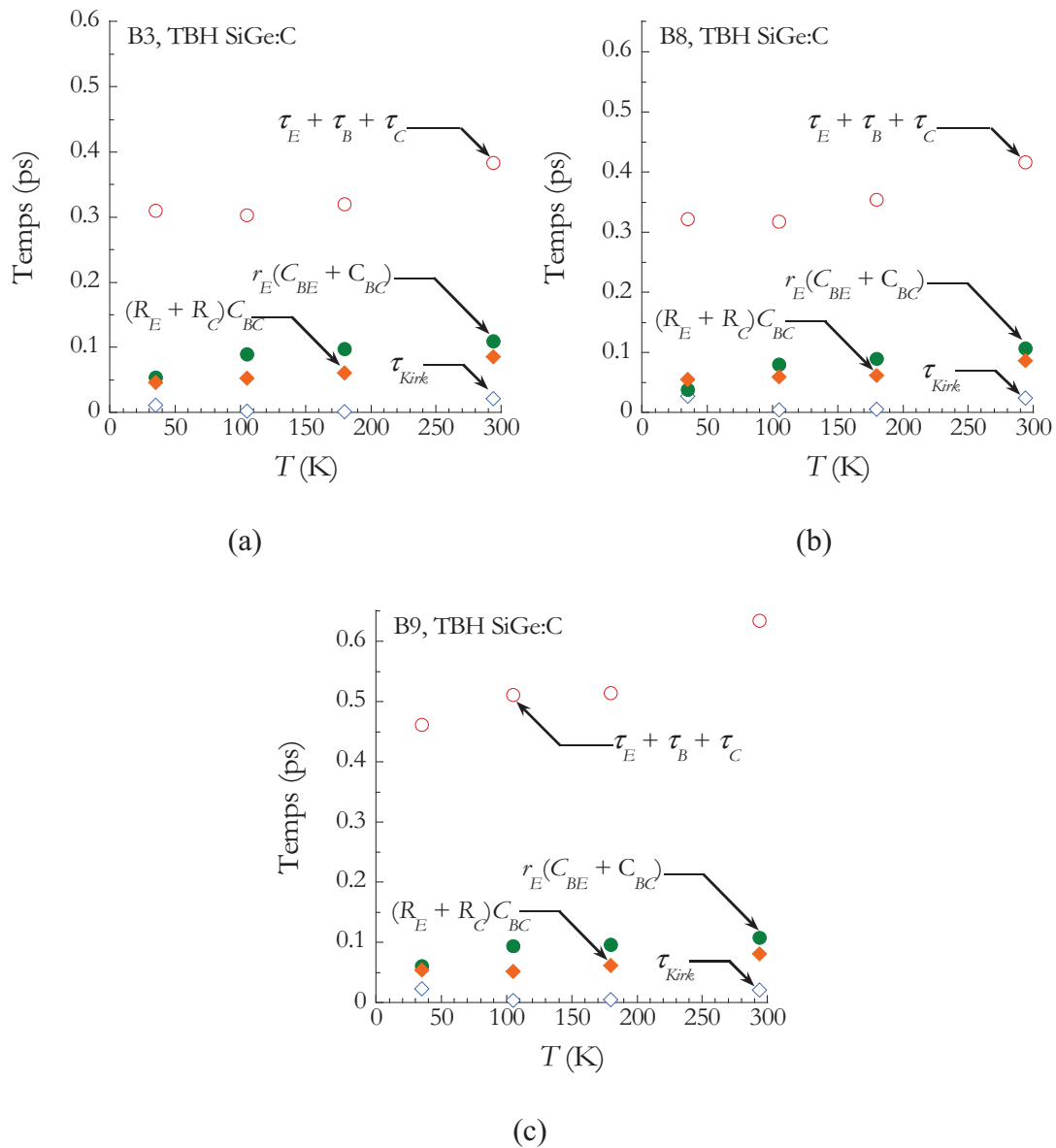


Figure III.12. Séparation du temps de transit intrinsèque, $\tau_E + \tau_B + \tau_C$, et des temps de charge $r_E(C_{BE}+C_{BC})$ et $(R_E+R_C)C_{BC}$, contribuant à la valeur minimale de τ_{EC} pour la famille B, composants B3, B8 et B9, $S_E = 0.15 \times 5.7 \mu\text{m}^2$, $V_{CB} = 0.35 \text{ V}$.

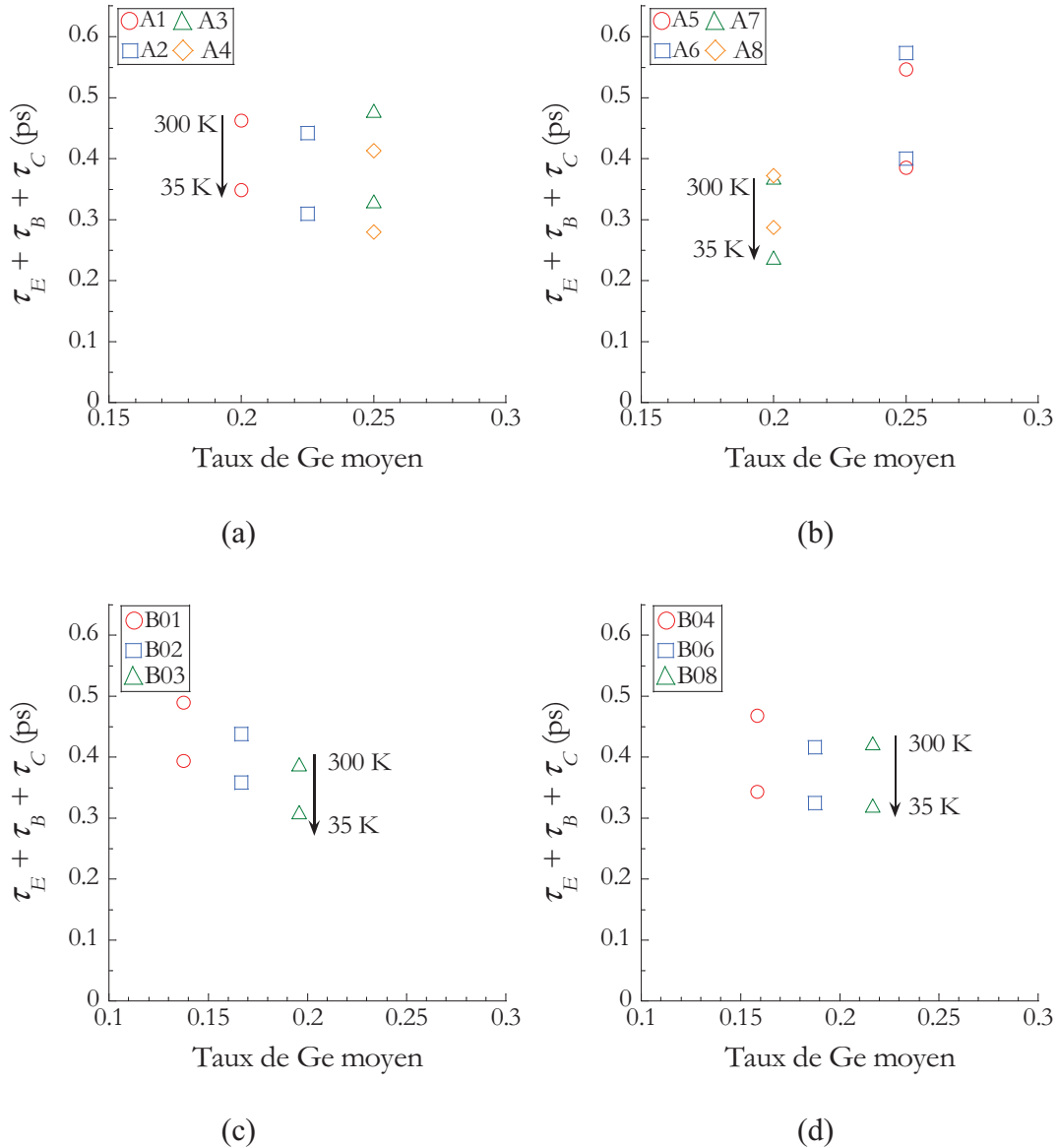


Figure III.13. Temps de transit intrinsèque $\tau_E + \tau_B + \tau_C$, en fonction du taux moyen de Ge, pour les composants des familles A et B, $V_{CB} = 0.35$ V.

Si les temps de charge ne sont pas les composantes dominantes du délai total, cela montre l'intérêt d'une architecture totalement auto alignée pour rendre minime l'influence de ceux-ci sur les performances dynamiques. Comme peuvent l'illustrer les figures III.13 (a)-(b) représentant la valeur des temps de transit en fonction du taux moyen de germanium, les plus faibles valeurs de temps de transit intrinsèque sont obtenues avec le cas A7, dont le dopage de base est faible, conduisant à la largeur de base neutre la plus faible avec un taux de germanium modéré de 20%. Ce cas aux performances élevées est suivi par le composant A4 grâce à la gradualité de Ge dans la base. On peut aussi observer que les temps de transit élevés sont associés à de faibles performances dynamiques du dispositif A6 dont la base est fortement dopée.

Le tableau III.2 indique la fraction relative des quatre composantes de temps dans la valeur de $\tau_{EC,min}$, à température ambiante, et à basse température. En moyenne, le temps de transit représente 65% de $\tau_{EC,min}$ à température ambiante, et augmente vers 72% à basse température. Pour le cas du transistor A7, la fraction du temps de transit est la plus faible, et reste constante avec la température.

Dispositif	$\tau_E + \tau_B + \tau_C$ (%)	τ_{Kirk} (%)	$(R_E + R_C)C_{BC}$ (%)	$r_E(C_{BE} + C_{BC})$ (%)
A4 (300/35 K)	63.0/69.9	4.3/0.4	18.3/17.9	14.4/11.8
A6 (300/35 K)	68.6/73.9	3.3/0.6	15.6/14.9	12.6/10.6
A7 (300/35 K)	59.9/59.7	0.9/0.5	24.0/26.5	13.3/17.1

(a)

Dispositif	$\tau_E + \tau_B + \tau_C$ (%)	τ_{Kirk} (%)	$(R_E + R_C)C_{BC}$ (%)	$r_E(C_{BE} + C_{BC})$ (%)
B3 (300/35 K)	64.0/73.8	3.5/2.7	18.3/12.7	14.2/10.9
B8 (300/35 K)	65.6/72.6	3.2/5.9	17.5/8.4	13.7/13.0
B9 (300/35 K)	75.2/77.1	2.5/3.8	12.8/10.1	9.6/9.0

(b)

Tableau III.2. Contribution relative du temps de transit et des temps de charge dans la valeur minimale de τ_{EC} , à température ambiante et à basse température, (a) composants A4, A6, A7, $S_E = 0.17 \times 5.7 \mu\text{m}^2$, (b) composants B3, B8, B9, $S_E = 0.15 \times 5.7 \mu\text{m}^2$ à $V_{CB} = 0.35 \text{ V}$.

Lorsque la fraction des temps de transit devient faible, typiquement 60%, il devient difficile de réduire encore davantage cette contribution pour augmenter les performances dynamiques du transistor. En revanche, lorsque cette contribution (à température ambiante) est de l'ordre de 70%, il est encore possible d'optimiser verticalement les différentes régions émetteur/base/collecteur pour accroître le transport des électrons. Autrement, ce sont les capacités extrinsèques et les résistances d'accès qu'il faut tenter de réduire, pour atteindre un équilibre entre temps de transit et temps de charge voisin de 60%/40%.

III.3. Les TBH InP/InGaAs

Les résultats à température ambiante des deux familles technologiques de TBH InP/InGaAs ont été présentées dans le chapitre précédent, et le tableau III.3 rapporte les performances dynamiques correspondantes. A température cryogénique variable, seuls les dispositifs de la technologie 2 μm (largeur de fenêtre d'émetteur d'environ 2 μm) ont été mesurés.

Technologie	Transistor	$W_E \times L_E$ (μm^2)	f_{Tmax} (GHz)	f_{MAXmax} (GHz)
Technologie 2 μm	C10	2×10	214	233
	C06	2×5.6	217	232
	C03	2×2.6	212	227
Technologie 0.7 μm	D10	0.7×10	195	204
	D07	0.7×7	316	270
	D05	0.7×4.5	302	285

Table III.3. Dimensions des transistors étudiés et leurs performances dynamiques à température ambiante.

III.3.1. Mesures statiques à basse température

Les tracés de Gummel des transistors C03, C06 et C10 sont représentés en figure III.14. Comme pour les TBH SiGe, à mesure que la température diminue les courbes de Gummel se décalent vers de plus fortes polarisations (V_{BE}). Egalement, la pente du tracé de Gummel devient plus élevée à basse température. La non idéalité élevée des courants de base et collecteur, ne permet pas d'observer nettement les composantes de courant de recombinaison à faible polarisation, dans la limite de la précision des mesures en environnement hyperfréquence (1 nA). Les effets associés aux chutes de tension aux bornes des résistances d'accès R_E et R_B sont plus facilement visibles dans le cas du transistor de faible surface (C03), alors que pour le cas C10 cela entraîne au contraire une transition plus marquée de la limitation des courant par l'effet Kirk. A mesure que le courant augmente, on peut observer une inflexion de la progression de $\log(I_C)$ en fonction de V_{BE} , que l'on pourrait traduire par une augmentation du coefficient d'idéalité à mesure que la densité de courant augmente. Ce mécanisme est accentué à basse température, comme il l'était pour le cas des transistors de la technologie 0.7 μm à température ambiante. La modélisation précise du courant à densité de courant modérée à élevée reste à mener pour bien comprendre les mécanismes mis en jeu afin de mieux comprendre ce comportement du tracé de Gummel, ceci sans surestimer les chutes de tensions par les résistances séries.

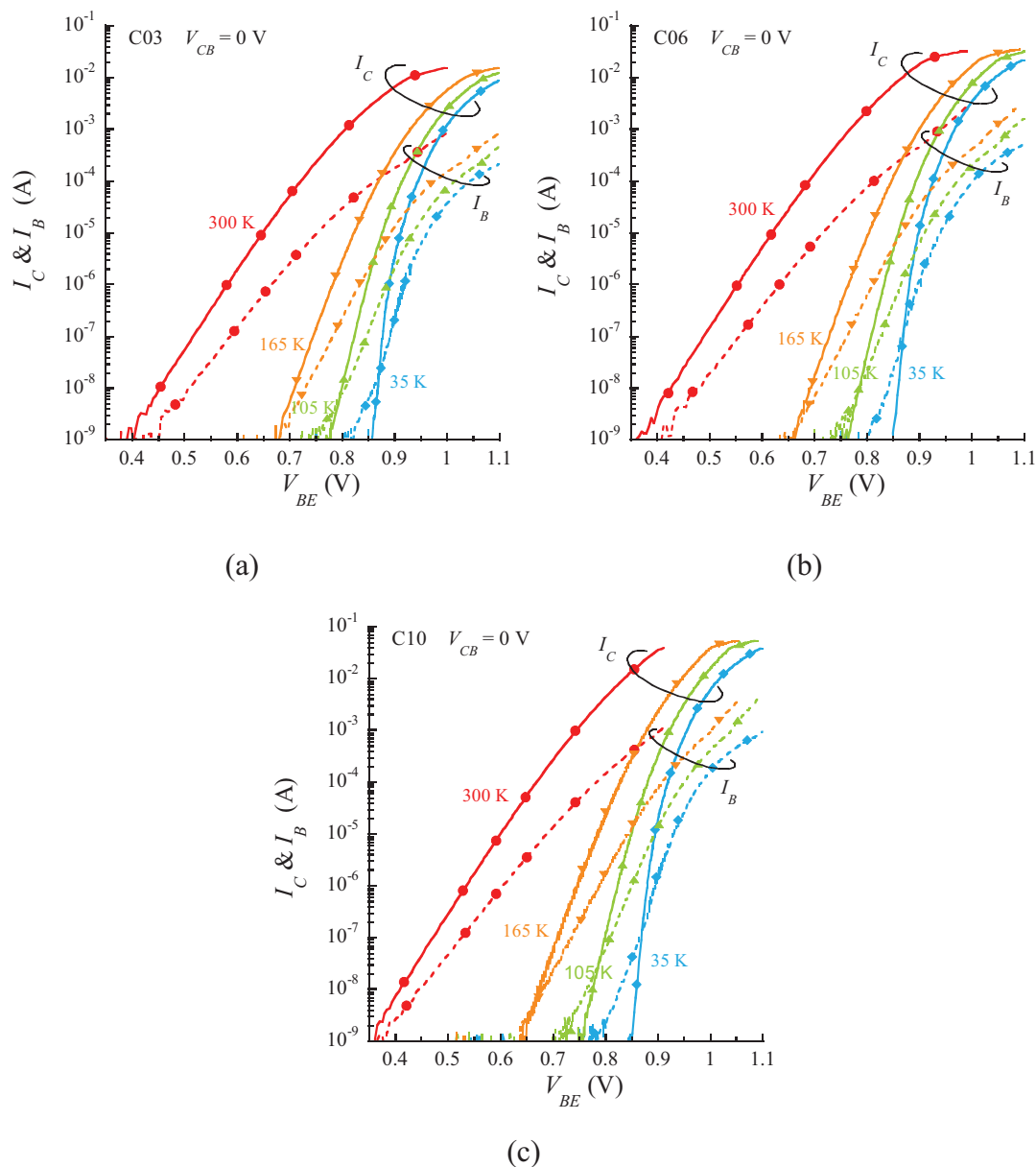


Figure III.14. Tracé de Gummel à température variable des TBH InP/InGaAs, de la technologie $2 \mu\text{m}$.

Le gain en courant est illustré sur la figure III.15. L'augmentation du gain à basse température est faible. Nous rappelons que le courant de base du TBH InGaAs est principalement un courant de recombinaison dans la base, le courant de trous de la base injectés vers l'émetteur étant négligeable compte tenu de la discontinuité très élevée en bande de valence. Ce courant de recombinaison est faiblement dépendant de la température, conduisant à un gain en courant quasi constant avec la température.

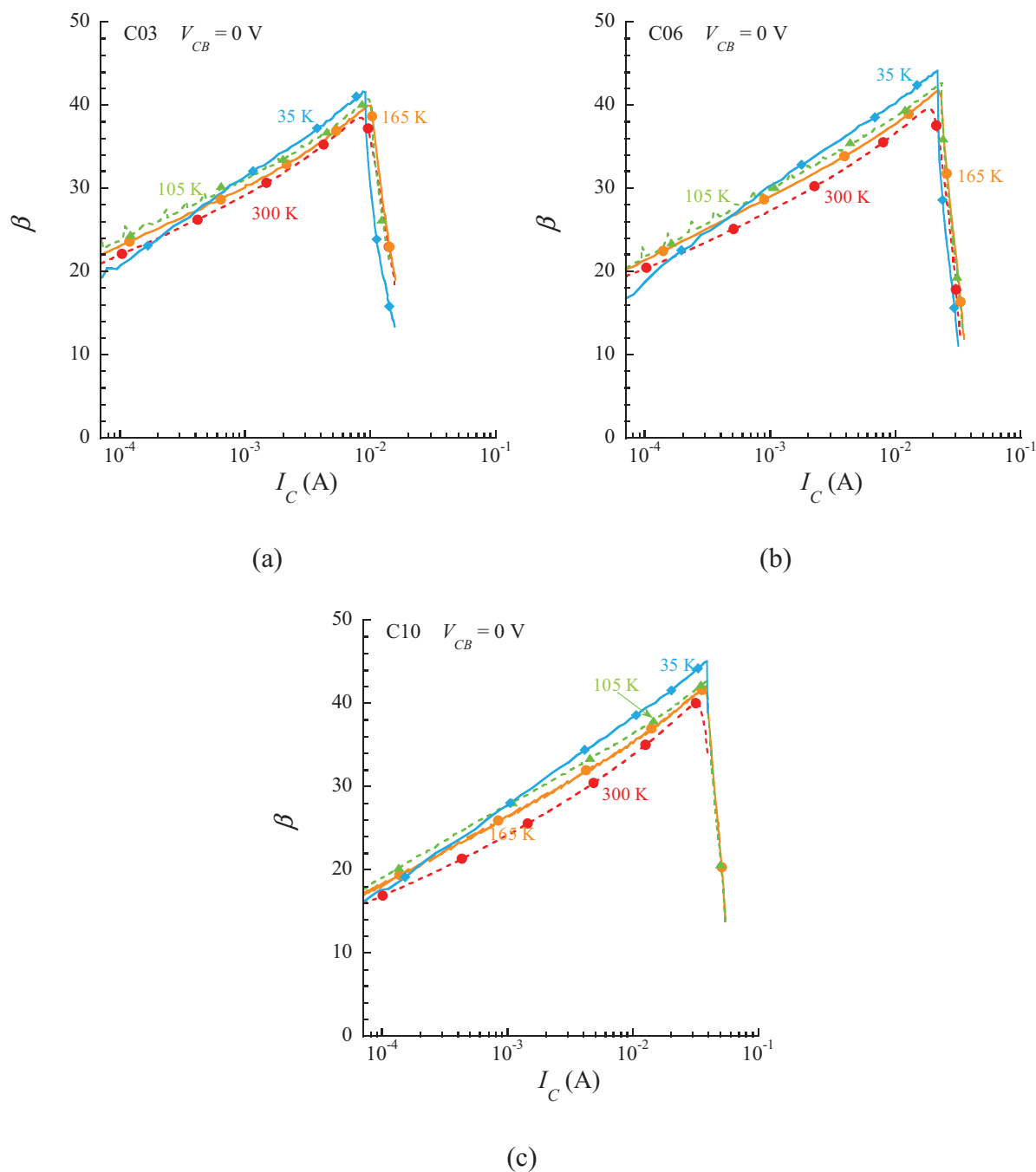


Figure III.15. Gain en courant à température variable des TBH InP/InGaAs, de la technologie 2 μ m.

III.3.2. Mesures dynamiques à basse température

Sur les figures III.16 (a), (b) et (c) sont présentées respectivement : les valeurs de f_T et f_{MAX} pour le dispositif C10 en fonction du courant collecteur, l'évolution de $f_{T,max}$ (la valeur maximale de f_T) et de $f_{MAX,max}$ en fonction de la température et la valeur du temps τ_{Z0} pour les trois transistors C03, C06 et C10.

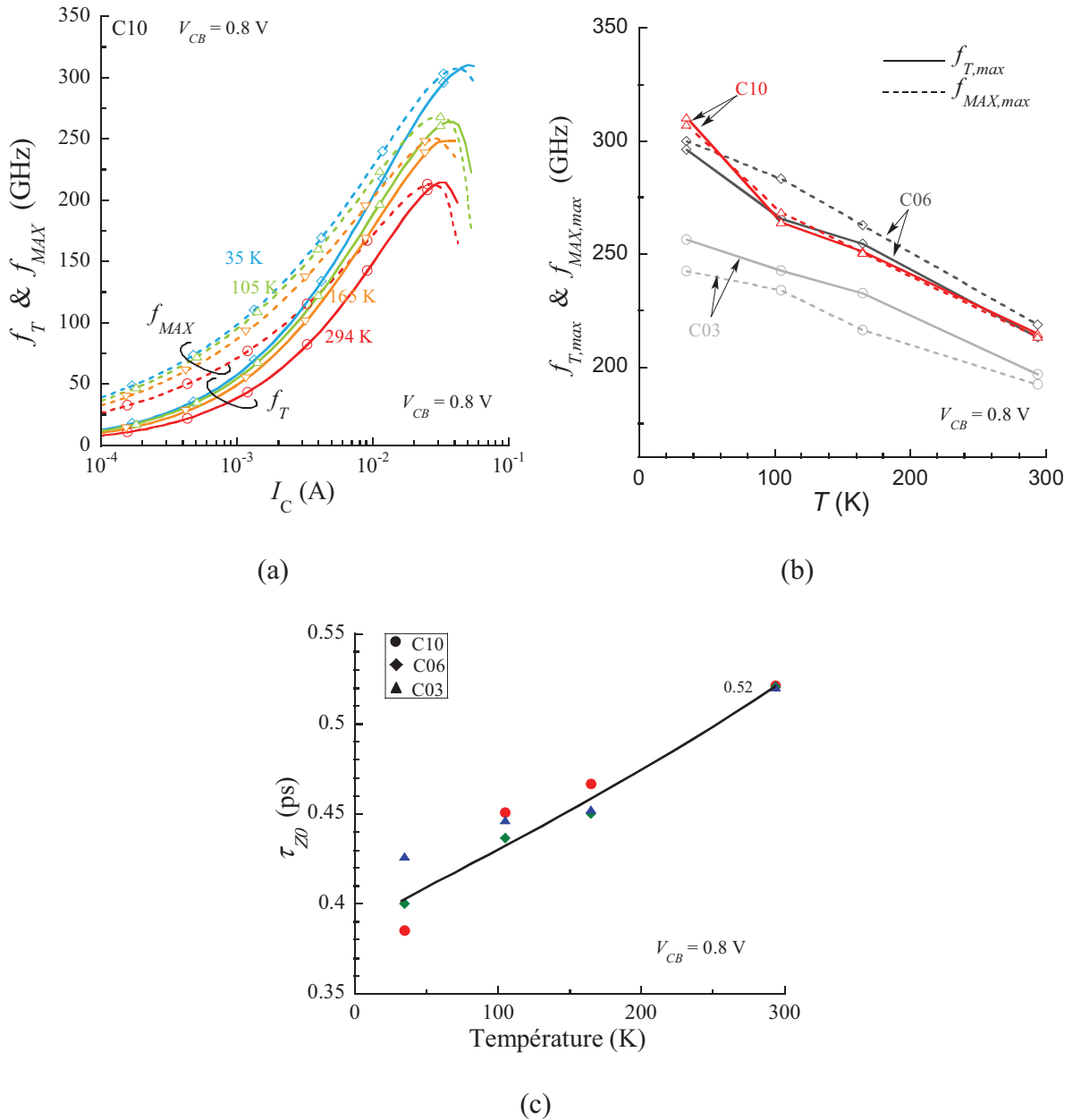


Figure III.16. (a) f_T et f_{MAX} du composant C10, (b) évolution à température variable de $f_{T,max}$ et $f_{MAX,max}$ des dispositifs C03, C06 et C10 ; (c) évolution du temps τ_{Z0} avec la température.

Sur les figures III.16 (a) et (b), on peut voir que f_T et f_{MAX} augmentent lorsque la température diminue. Concernant τ_{Z0} , on peut constater sur la figure III.16 (c) qu'il diminue à basse température pour tous les dispositifs.

Cette tendance est due à l'amélioration du transport des minoritaires dans la base du TBH InGaAs, ceci grâce à la diminution des interactions porteurs-réseau cristallin, ce que donnera une dynamique plus importante aux porteurs [11]. La vitesse de saturation des porteurs augmente, également, à basses températures [12]. Grâce à ces facteurs le transit des porteurs dans des différentes couches du composant est plus rapide par rapport à la température ambiante.

En plus de l'augmentation de f_T à basse température, f_{MAX} s'améliore aussi grâce à : 1/ la diminution de R_B à basses températures d'environ 17-20% de 300 à 35 K, 2/ la diminution de C_{BC} d'environ 20% entre 300 et 35 K. Les valeurs de R_B et C_{BC} sont reportées dans le tableau suivant.

Dispositif	$W_{BInPInGaAs}$ (nm)	f_{MAXmax} (GHz)		C_{BC} (fF)		R_B (Ω)	
		300 K	35 K	$V_{CB} = 0V$ 300 K	35 K	300 K	35 K
C10	~30	212.6	307.1	29.8	24.5	11.6	9.1
C06	~30	215.1	297.2	20.3	16.6	14.0	11.6
C03	~30	190.8	240.5	17.7	14.8	19.6	16.7

Tableau III.4. $f_{MAX,max}$ et C_{BC} à deux températures des dispositifs InGaAs/InP de la techno 2 μ m.

Pour l'ensemble des températures, les meilleures performances dynamiques en f_T et f_{MAX} sont obtenues avec les dispositifs C06 et C10 dont la longueur d'émetteur L_E est respectivement de 5.6 et 10 μ m. Cela est lié à l'importance des éléments extrinsèques qui sont indépendants de la longueur de l'émetteur et qui agissent dans la limitation des performances.

Néanmoins, on peut supposer que pour des composants avec des surfaces d'émetteur plus importantes les résultats dynamiques ne seraient pas améliorés avec une influence croissante de l'auto-échauffement pour les composants de grande surface active. Dans le cas des TBH SiGe, la partie extrinsèque indépendante de la longueur de l'émetteur est moindre comparée à la technologie des TBH InP. Egalement l'influence de l'auto-échauffement des TBH SiGe est bien moindre à cause de la très petite largeur de zone active (130-170 nm) et de la conductivité thermique du silicium plus élevée d'un facteur 2 environ (130-150 $W \cdot m^{-1} \cdot K^{-1}$ pour Si à 300 K ; 68 $W \cdot m^{-1} \cdot K^{-1}$ pour InP). Cela conduit à des performances optimales pour des longueurs d'émetteur d'environ 3 μ m pour les TBH SiGe et de l'ordre de 6-7 μ m pour les TBH InP, dans leur technologie respective de fabrication.

III.3.3. Séparation du temps de transit et des temps de charge du TBH InGaAs

Comme dans les cas des transistors SiGe, nous pouvons observer l'importance relative des temps de transit et des temps de charge dans l'augmentation des performances à basse température. Les figures III.17 montrent ces paramètres pour les trois transistors en fonction de la température.

Les valeurs de temps de transit devraient être sensiblement les mêmes d'un transistor à un autre dont seul diffère la longueur de l'émetteur. Les incertitudes de mesure suivies des extractions conduisent à sous-estimer ce terme pour C10 à basse température, au détriment des temps de charge. Néanmoins, on peut remarquer l'importance des temps de charge à

mesure que la longueur d'émetteur diminue (C03). Cela souligne encore une fois que les capacités extrinsèques indépendantes de la longueur de l'émetteur prennent une part non négligeable dans la limitation des performances dynamiques. Si la fraction τ_{Kirk} devient relativement importante pour C10, cela est lié à un étalement sur une plus grande plage de courant de f_{Tmax} (ou $\tau_{EC,min}$). Dans ces conditions, la séparation augmente entre l'extrapolation linéaire et le minimum de τ_{EC} . En outre, l'auto-échauffement est non négligeable dans ces transistors, et ce mécanisme limitant les performances dynamiques est d'autant plus accentué que la longueur de l'émetteur est grande. Ainsi en plus de l'effet Kirk qui se manifeste plus brusquement en fonction du courant dans l'écroulement de f_T , l'influence de l'auto-échauffement plus importante pour C10 conduit à une augmentation de la valeur de τ_{Kirk} .

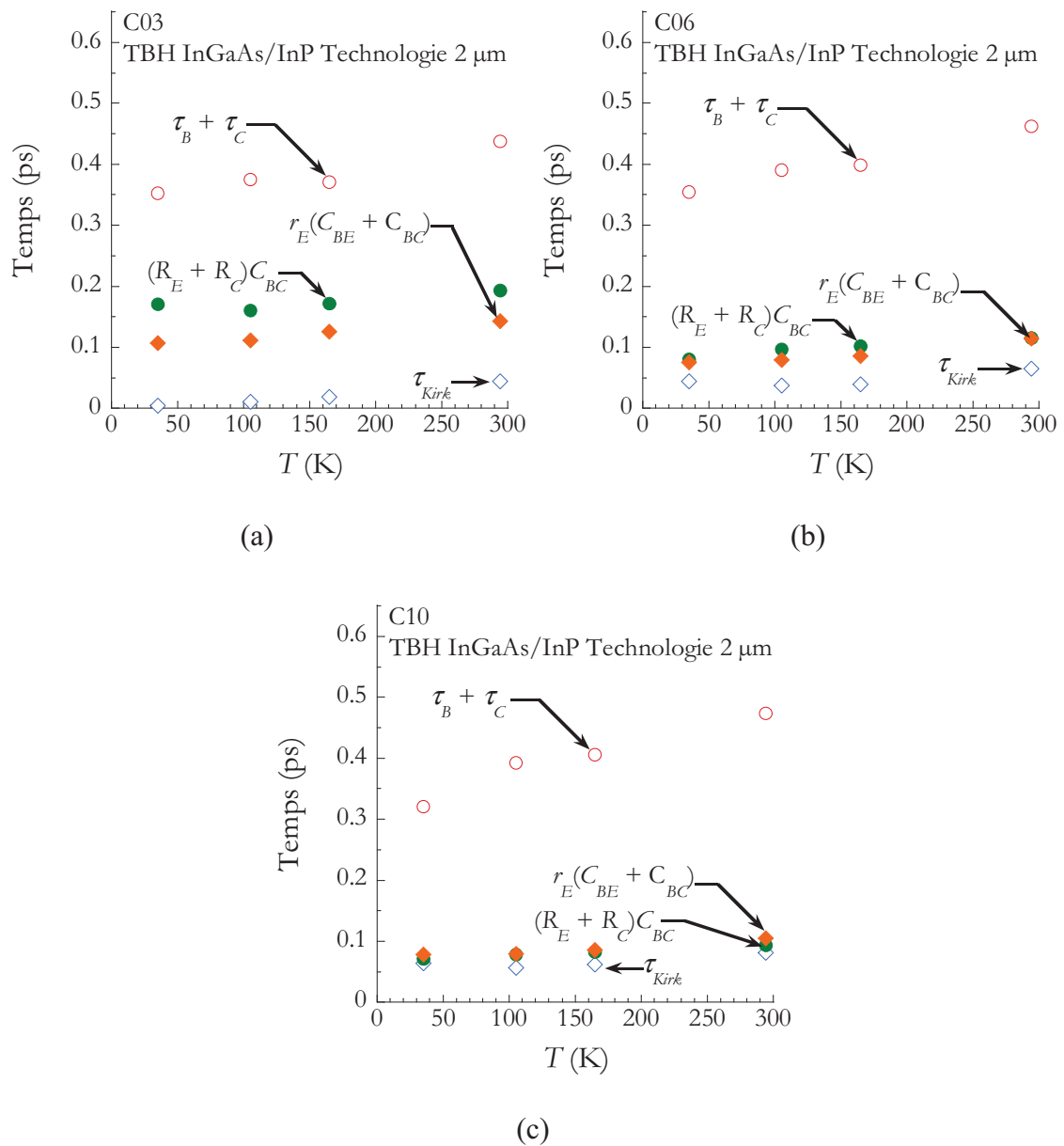


Figure III.17. Séparation du temps de transit intrinsèque, $\tau_E + \tau_B + \tau_C$, et des temps de charge, $r_E(C_{BE} + C_{BC})$ et $(R_E + R_C)C_{BC}$, des composants de la technologie 2 μm , $V_{CB} = 0.5$ V.

Sur la figure III.18 nous pouvons observer les variations des temps de transit intrinsèque en fonction de la tension V_{CB} . Pour les TBH SiGe progressivement optimisé pour les plus hautes performances dynamiques, ces variations sont devenues très faibles par conséquence du dopage sélectif du collecteur (SIC) entraînant une faible variation de l'épaisseur de ZCE collecteur avec V_{CB} . Pour les TBH InP dont le niveau de dopage collecteur est quasiment 10 fois plus faible, la modulation de la ZCE par V_{CB} est encore nettement observable. Néanmoins, alors que l'on attend une augmentation des temps de transit avec V_{CB} , c'est en partie l'inverse qui est observé. Sans doute parce que l'extraction de la valeur de la résistance R_C reste difficile à mener, la figure III.18 (b) donne les valeurs de temps de transit pour trois couples de valeurs de R_C , ceux-ci à température ambiante et à basse température –avec le même taux de réduction que pour la résistance R_{E-} . Néanmoins, l'augmentation de $\tau_B + \tau_C$ n'est possible que pour les grandes valeurs de V_{CB} à 300 K. Il apparaît ici une limite dans la stratégie d'extraction des temps pour les TBH InP, car si l'on observe les temps de la figure III.18 (a), on peut constater un accroissement de τ_{EC} ou de τ_Z avec V_{CB} . L'extrapolation linéaire au voisinage de $\tau_{EC,min}$ ou de $\tau_{Z,min}$ conduit à des tendance contradictoire.

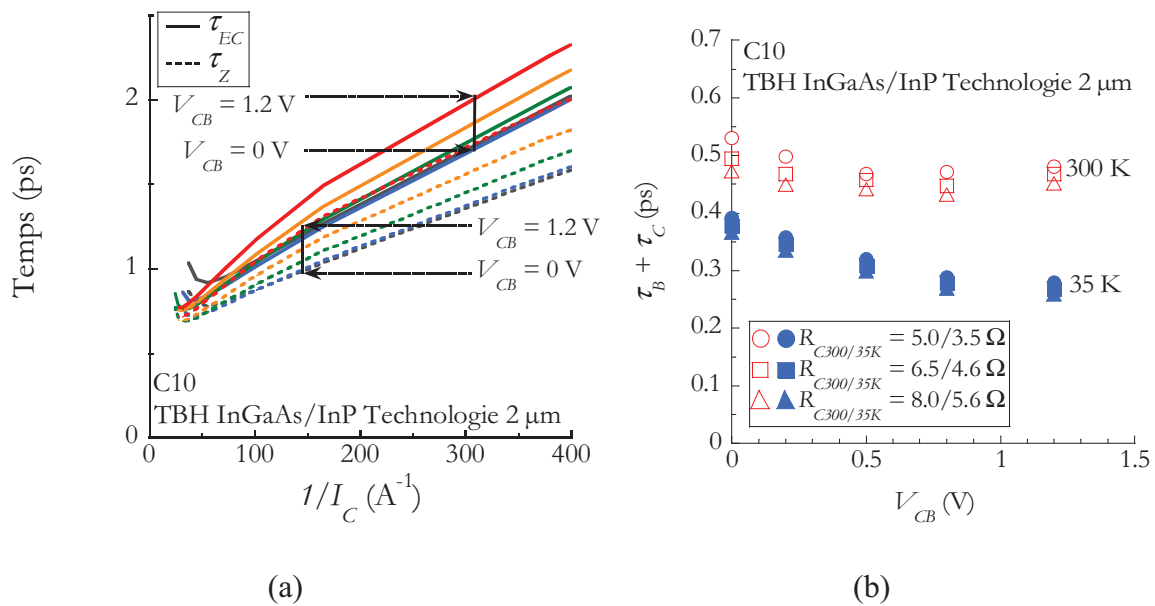


Figure III.18. (a) Variation de τ_{EC} et de τ_Z en fonction de $1/I_C$ pour plusieurs valeurs de V_{CB} à 300 K, et (b) variation du temps de transit intrinsèque ($\tau_E = 0$) en fonction de V_{CB} , pour trois valeurs de R_C à température ambiante et à basse température, technologie 2 μ m.

Le tableau III.5 donne la fraction relative des composantes de temps dans la valeur de $\tau_{EC,min}$. On voit que plus la longueur de l'émetteur du TBH est faible et plus la fraction de temps de transit diminue. Or lors de la discussion pour les TBH SiGe, où une fraction de 60% de temps de transit suggère une voie d'amélioration par la réduction des éléments extrinsèques. Ces résultats nous permettent de conclure que l'amélioration des performances

des petits TBH doit être porté sur la diminution des résistances et capacités parasites. Il faut ajouter qu'un composant à faible surface avec des éléments parasites optimisés serait très rapide et qui en plus seraient moins sensibles à l'auto-échauffement.

Dispositif	$\tau_B + \tau_C$ (%)	τ_{Kirk} (%)	$(R_E + R_C)C_{BC}$ (%)	$r_E(C_{BE} + C_{BC})$ (%)
C03 (300/35 K)	53.5/55.4	5.4/0.7	23.6/26.9	17.5/16.9
C06 (300/35 K)	61.1/63.9	8.7/8.1	15.2/14.5	15.1/13.5
C10 (300/35 K)	62.8/60.0	10.8/11.9	12.5/13.4	13.9/14.7

Tableau III.5. Contribution relative du temps de transit et des temps de charge dans la valeur minimale de τ_{EC} , à température ambiante et à basse température, technologie 2 μm , à $V_{CB} = 0.5 \text{ V}$.

III.4 Conclusions

Les mesures à basses températures du TBH SiGe:C montrent que le gain en courant continu augmente. Cette augmentation est liée à la hétérojonction BE, qui malgré la présence du BGN du au forts niveaux de dopages aide à conserver une bonne efficacité d'injection à basse température. La chute du gain en courant produit par l'effet Early inverse est plus important à basses températures pour les composants à taux de Ge graduel (et a faible taux de Ge à la jonction BE).

En contraste on a vu que l'amélioration du gain en courant à basse température des TBH InGaAs est très faible, le gain en courant n'étant pas contrôlé par l'efficacité d'injection de la jonction BE mais par la recombinaison Auger dans la base.

Les performances dynamiques des TBH augmentent à basse température, qu'ils soient à hétérojonction Si/SiGe ou à hétérojonction InP/InGaAs. En diminuant de 300 K à 35 K, les valeurs maximales de f_T augmentent d'un facteur 35 à 55% pour les transistors SiGe et seulement de 30-45% pour les TBH InGaAs (technologie 2 μm). Pour les valeurs maximales de f_{MAX} , elles augmentent d'un facteur 20 à 45% pour les transistors SiGe et pour les TBH InGaAs. Les meilleures performances en f_T étaient observées pour le TBH SiGe A7 (base fine, taux de Ge de 20%), et le sont encore à basse température.

L'augmentation des performances à basse température sont la conséquence de :

- 1/ la diminution des temps de transit (augmentation de la mobilité par réduction des interactions porteurs-réseau cristallin, et augmentation de la vitesse de saturation),
- 2/ la diminution de temps de charge dépendants de la résistance dynamique d'émetteur r_E (à courant constant, cette résistance est proportionnelle à la température de la jonction BE),

3/ la diminution des temps de charge dépendants de R_E et de R_C , les résistances d'accès émetteur et collecteur (la mobilité des régions fortement dopées augmente avec la température),

4/ la diminution des capacités de déplétion par conséquence de l'augmentation des tensions intrinsèques des jonctions, c'est surtout le cas pour C_{BC} avec une même tension de polarisation inverse V_{CB} , alors que pour C_{BE} , en polarisation directe, la tension V_{BE} à appliquer doit aussi augmenter pour maintenir un même courant collecteur.

Pour toutes les températures étudiées, les meilleures performances dynamiques pour f_T (ou pour τ_{Z0}) sont atteintes avec des structures ayant des taux de germanium voisins de 20%. C'est notamment les cas des composants A7 (taux de Ge constant et égal à 20%) et le composant B3 (taux de Ge graduel égale à 5-30% et de taux moyen de Ge de 19.6%). Ces résultats sont en accord avec les résultats de modélisation du chapitre II, où les meilleures performances dynamiques (f_T et τ_{Z0}) sont obtenues avec des taux de Ge constant entre 15-20% ou entre 20 et 25% pour des structures avec un taux de Ge graduel.

Concernant le TBH InGaAs/InP les meilleures performances dynamiques sont présentées par les composants ayant des surfaces d'émetteur importantes (C6 et C10), pour toutes les températures.

Nous avons montré la séparation entre le temps intrinsèque de la structure et les temps de charge de chaque famille de composants. La fraction des temps de transit représente typiquement de 55 à 70% de la valeur minimale du délai total τ_{EC} . Lorsque cette fraction est faible, notamment pour les TBH InGaAs à petite surface d'émetteur, elle indique indirectement que les temps de charge lié aux éléments extrinsèques du TBH agissent considérablement sur les limites des performances. A contrario, une forte fraction de temps de transit indique que l'optimisation des performances doit être principalement menée sur la diminution des temps de transit, et non plus sur la réduction des éléments parasites.

Pour les TBH SiGe, la répartition des temps montre que la technologie auto-alignée est un atout majeur pour obtenir les meilleures performances. Pour le TBH InP, malgré des temps de transit plus petits, ses dimensions latérales plus larges le pénalisent dans l'obtention de performances élevées. On retrouve ici les avantages liés à la maturité et au nombre considérable d'étapes pour la technologie BiCMOS des TBH SiGe par rapport aux TBH III-V.

Références

- [1] Zerounian N. Etudes expérimentales et modélisation de composants micro-ondes bipolaires et à effet de champ SiGe. Thèse de doctorat Paris-Sud 11, 2000.
- [2] Cressler JD, Comfort JH, Crabbé EF, Patton GL, Stork JMC. On the profile design and optimization of epitaxial Si- and SiGe-base bipolar technology for 77 K applications. Part I, IEEE Trans. on Elec. Dev. vol. 40, pp. 525-41, 1993.
- [3] Cressler JD, Comfort JH, Crabbé EF, Patton GL, Stork JMC. On the profile design and optimization of epitaxial Si- and SiGe-base bipolar technology for 77 K applications. Part II, IEEE Trans. on Elec. Dev. vol. 40, pp. 542-56, 1993.
- [4] Chevalier P, Zerounian N, Barbalat B, Aniel F, Chantre A. On the use of cryogenic measurements to investigate the potential of Si/SiGe:C HBTs for Terahertz operation. Presented at IEEE Bipolar/BiCMOS Circuits and Technology Meeting 2006; pp. 26-29.
- [5] Richey DM, Joseph AJ, Cressler JD. Evidence for non equilibrium base transport in Si and SiGe bipolar transistors at cryogenic temperatures. Solid State Elec. vol. 39; pp. 785-89, 1996.
- [6] Cressler JD, Tang DDL, Yang ES. Injection induced bandgap narrowing and its offsets on the low temperature operation of Silicon bipolar transistors, IEEE Trans. on Elec. Dev., vol. 36, pp.2576-2586, 1989.
- [7] Crabbé EF, Cressler JD, Patton GL, Stork JMC, Comfort JH, Sun JYC. Current gain rolloff in graded-base heterojunction bipolar transistors. IEEE Elec. Dev. Lett. vol. 14, pp. 193-195, 1993.
- [8] Zerounian N, Rodriguez M, Enciso M, Aniel F, Chevalier P, Martinet B, Chantre A. Transit times of SiGe:C HBTs using non selective base epitaxy. Solid State Elec. vol. 48, pp. 1993-99, 2004.
- [9] Bufler FM, Graf P, Meinerzhagen B, Adeline B, Rieger MM, Kibbel H, Fischer G. Low and high field electron transport parameters for unstrained and strained $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$. IEEE Elec. Dev. Lett. Vol. 18, pp. 264-266, 1997.
- [10] Ramirez-Garcia E, Zerounian N, Chevalier P, Chantre A, Aniel F. SiGe bipolar transistors issues towards high cryogenic performances. Elsevier Cryogenics, vol. 49, pp. 620-625, 2009.
- [11] Tea E, Aniel F. Minority electron mobilities in GaAs, $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$, and $\text{GaAs}_{0.50}\text{Sb}_{0.50}$ calculated within an ensemble Monte Carlo model. J. of App. Phys. Vol. 109, 033716, 2011.
- [12] Cressler JD, Niu G. Silicon germanium heterojunction bipolar transistors. Artech House 2003.

Chapitre IV

Résultats des mesures et de modélisation analytique en bruit HF du TBH InGaAs/InP et SiGe:C

IV.1. Introduction

Dans ce chapitre nous présentons les résultats des mesures de bruit à haute fréquence (bruit HF) de TBH SiGe et de TBH InP. Dans un premier temps, nous introduisons un résumé de l'état de l'art en bruit HF des différentes technologies de dispositifs semi-conducteurs. Ensuite, nous décrivons un modèle de bruit électrique adapté pour chacune des deux technologies étudiées. Puis, nous abordons une modélisation analytique du bruit HF sur la base des modèles pré-évoqués. A partir d'un modèle analytique complet, un modèle simplifié a été extrait afin de dégager les principaux paramètres du schéma petit signal qui contribuent au bruit HF des deux familles de composants. Les mécanismes d'auto-échauffement qui peuvent être importants dans les TBH III-V et IV-IV ont été considérés. Cette étude en bruit s'inscrit dans une démarche globale d'amélioration de la compréhension de la physique des TBH. Ce travail a également permis pour le TBH InP, technologie 0.7 μm , de dégager une technique originale permettant de quantifier le facteur de distribution de la résistance de base et de la capacité base-collecteur (X). Le facteur de bruit minimum (F_{min}) et la résistance équivalente en bruit (R_n) peuvent être partiellement explicités en fonction des ces composants.

IV.2. Etat de l'art en bruit HF et mesures de bruit à haute fréquence

Dans ce paragraphe nous présentons l'état de l'art des performances en bruit des principales familles de transistors HF. Ensuite, nous décrivons les résultats de caractérisation en bruit HF réalisées à l'IEF, après avoir rappelé le principe de fonctionnement du banc de mesure de bruit de l'IEF. Nous revenons sur les relations analytiques de F_{min} dérivées par Fukui et Hawkins et de R_n développée par Pucel et Rohde afin de faciliter la discussion des paragraphes suivants dans lesquels sont introduits les performances en bruit des TBH SiGe:C et InGaAs/InP étudiés.

IV.2.1. Etat de l'art du facteur de bruit de quelques familles de transistors

Le tableau IV.1 dresse une synthèse des meilleures performances en bruit haute fréquence obtenues pour différents types de technologies de transistors. La figure de mérite reportée est le facteur de bruit minimum à température ambiante. On prendra soin de mener une comparaison relative des résultats, les fréquences de mesure étant variables d'une technologie à l'autre.

Chapitre IV : Résultats des mesures et de modélisation du bruit HF

<i>Technologie</i>	<i>Référence</i>	F_{min}	$f(\text{GHz})$	<i>Technologie</i>	<i>Référence</i>	F_{min}	$f(\text{GHz})$
Si MOS	[1]	1.06	5	InP HEMT	[1]	1.08	18
		1.11	10			1.13	26
		1.20	15			1.32	44
		1.25	24			1.21	60
		1.41	40			1.33	95
		1.99	60			1.22	12
		2.50	105			1.43	18
GaAs pHEMT	[1]	1.11	18	GaAs MESFET	[1]	1.79	35
		1.19	20	AlGaIn/GaN MISHEMT	[5]	1.26	10
		1.20	28	GaAsSb/InP DHBT	[6]	2.11	18
		1.24	35	InGaAs/InP DHBT	[12]	1.15	2
		1.41	60	GaAs/GaInP HBT	[7]	1.29	4
		1.63	95	InGaAs/InP HBT	[8]	1.47	2
AlInAs/GaInAs HEMT	[2]	1.05/1.10	10/20	SiGe HBT	[9]	1.097	20
SiGe HBT	[3]	1.62	3.1	SiGe HBT	[10]	2.09	24
SiGe HBT	[4]	1.32/1.45	40/60	SiGe HBT	[11]	1.38/1.41	20/40

Tableau IV.1. Performances en bruit (F_{min}) de différentes technologies de dispositifs semi-conducteurs.

Avec les valeurs reportées dans ce tableau, nous pouvons constater que les dispositifs à effet de champ (FET) présentent de meilleures performances en bruit que les transistors bipolaires, à fréquence comparable. Cet avantage est lié au canal du FET à hétérojonction, grâce au confinement des porteurs de charge dans un canal non dopé. Ainsi, les porteurs de charge subissent moins d'interactions avec les impuretés ionisées. La température électronique des porteurs en régime de transport non stationnaire est sans doute, moins importante que celle des porteurs minoritaires dans la base d'un TBH pour une vitesse moyenne identique. Cette comparaison est audacieuse car les vitesses sont bien différentes. Cette différence, qui se traduit aussi par une valeur de f_T élevée, conduit à un F_{min} plus faible [1], mais il conviendrait d'apprécier finement le poids relatif des sources de bruit intrinsèques par rapport à celui des sources extrinsèques liées aux résistances d'accès.

Dans le tableau IV.1, si $f < 30$ GHz nous constatons que les composants sur silicium présentent des valeurs de F_{min} voisines de celles des technologies III-V. Par exemple le MOS Si [1] présente $F_{min} = 1.25$ à $f = 24$ GHz, qui est peu différent de celui d'un HEMT InP : $F_{min} = 1.13$ @ 26 GHz [1], ou d'un p-HEMT GaAs : $F_{min} = 1.20$ @ 28 GHz [1]. Pour des

$f > 30$ GHz le p-HEMT atteint les meilleures performances en bruit parmi tous les dispositifs semi-conducteurs [1].

Les performances en bruit des transistors bipolaires sont voisines de celles des meilleurs composants à effet de champ. Par exemple, le TBH InGaAs/InP rapporté dans [12] montre un F_{min} de 1.15 à $f = 2$ GHz. Le TBH SiGe rapporté dans [9] présente un F_{min} de 1.1 à 20 GHz. Les résultats expérimentaux de la présente étude, qui seront discutés dans les paragraphes suivants, ont trouvé la même tendance : le TBH SiGe:C a de meilleures performances (F_{min}) que les TBH InGaAs/InP. Néanmoins, le TBH InGaAs/InP présente une résistance équivalente de bruit R_n peu élevée et une valeur de F_{min} qui se dégrade lentement avec la fréquence (pour la plage analysée), ce qui est également le cas pour les TBH SiGe.

Enfin, les TBH SiGe:C que j'ai étudié présentent des performances en bruit voisines de l'état de l'art (tableau IV.1). Quant aux TBH InGaAs/InP de cette étude, seuls ceux pourvus d'une grande surface d'émetteur montrent des performances pas trop éloignées de celles présentées au tableau IV.1.

IV.2.2. Le banc de mesure de bruit à haute fréquence de l'IEF

Les mesures de bruit à haute fréquence ont été réalisées avec un banc de mesure développé à l'Institut d'Electronique Fondamentale. La technique de mesure s'appuie sur l'analyse de la variation fréquentielle du facteur de bruit dans une bande étroite de fréquence (200 à 400 MHz) en présence d'un jeu réduit d'impédances de source présenté au quadripôle [13].

L'extraction des 4 paramètres de bruit F_{min} , R_n et Γ_{opt} (module et argument), requiert des impédances qui induisent une variation rapide avec la fréquence de la puissance de bruit en sortie dans la bande de fréquence étroite tout en évitant les mécanismes d'instabilité. Une hypothèse forte est que les impédances de source varient largement en phase dans la bande de fréquence étroite alors que les 4 paramètres de bruit dont on vise l'extraction, évoluent très peu (ou selon des lois de variations bien définies). Les « standards » d'impédance de source sont : une charge 50 Ω , un court-circuit, un circuit ouvert, un court-circuit décalé et un court-circuit avec atténuateur de quelques dB, tous précédés d'une ligne de 20 à 40 cm (demi longueur d'onde de la bande étroite de fréquence). Le banc de mesure et certaines techniques d'extraction sont détaillés dans [13].

Récemment, les programmes de mesures et d'extraction ont été « portés » sous Matlab par l'équipe et quelques améliorations ont été apportées. Ces améliorations permettent d'intégrer

plus simplement d'autres appareils de mesures que ceux prévus initialement et d'insérer de nouvelles stratégies dans le protocole de mesure. Enfin, l'extraction des paramètres de bruit a également été améliorée, cette procédure s'appuie sur un algorithme de minimisation de l'écart entre le modèle du facteur de bruit, $F(f)$ calculés à partir des paramètres F_{min} , R_n et Γ_{opt} sur la bande de fréquence considérée et la mesure. Cette stratégie par minimisation de l'écart est appliquée à tout ou partie des « standards » présentés au composant, ce qui conduit à un cas moyen des paramètres de bruit satisfaisant l'ensemble.

IV.2.3. Relations analytiques pour l'analyse de F_{min} et R_n

Dans ce paragraphe nous introduisons des relations analytiques de F_{min} et R_n largement utilisées pour les analyses en bruit HF de transistors. Il s'agit de la relation de F_{min} dérivé par Hawkins [14] et Fukui [16] et de la relation de R_n dérivée par Pucel et Rhode [17]. Ces relations, sur la pertinence desquelles nous reviendrons ultérieurement, permettent, dans un premier temps, de mettre en exergue les facteurs qui contrôlent R_n et F_{min} .

Hawkins a développé une relation pour F_{min} basée sur le travail de Nielsen [14], [15]. L'expression de F_{min} issue de son travail, présente une dépendance fréquentielle dominée par la constante de temps de charge de la jonction BE, au contraire du modèle proposé par Nielsen où la dépendance fréquentielle de F_{min} est contrôlée par le temps de transit dans la base.

La relation de Hawkins est :

$$F_{min} = \left(\left(1 + \left(\frac{f}{f_B} \right)^2 \right) \left(1 + \left(\frac{f}{f_E} \right)^2 \right) - \alpha_0 \right) \frac{1}{\alpha_0} \left(\frac{R_B + R_{opt}}{r_E} \right) + \frac{\alpha_0}{|\alpha|^2} \quad (IV.1)$$

où f est la fréquence d'opération, $f_B = 1/2\pi\tau_B$ est la fréquence de coupure de la base, $f_E = 1/2\pi C_{TE}r_E$ est la fréquence de coupure de l'émetteur, α_0 est la valeur à basse fréquence du gain en courant en configuration base commune et α est donné par :

$$\alpha = \frac{\alpha_0}{1 + j \frac{f}{f_B}} \quad (IV.2)$$

Enfin, R_{opt} est donné par :

$$R_{opt} = \sqrt{(R_B - r_E)^2 + \frac{\alpha_0 r_E (2R_B + r_E)}{1 + f^2/f_B^2 - \alpha_0}} \quad (IV.3)$$

Fukui a pris comme point de départ les travaux de Nielsen [15] et de van der Ziel [18], [19] pour la dérivation de F_{min} . La formulation de F_{min} obtenue par Fukui est la suivante :

$$F_{min} = 1 + \frac{1}{\beta} + \frac{R_B}{\alpha_0 r_E} \left(\frac{1}{\beta} \left(1 + \frac{1}{\beta} \right) + \left(\frac{f}{f_T} \right)^2 \right) + \left(\frac{1}{\beta} \left(1 + \frac{1}{\beta} \right) + \frac{R_B}{\alpha_0 r_E} \left(1 + \frac{1}{\beta} \right) \left(\frac{1}{\beta} \left(1 + \frac{1}{\beta} \right) + \left(\frac{f}{f_T} \right)^2 \right) + \left(\frac{R_B}{\alpha_0 r_E} \right)^2 \left(\frac{1}{\beta} \left(1 + \frac{1}{\beta} \right) + \left(\frac{f}{f_T} \right)^2 \right)^2 \right)^{1/2} \quad (IV.4)$$

où f_T est la fréquence de transition du gain en courant et les autres paramètres sont ceux décrits précédemment. Le modèle de Fukui est plus pessimiste lorsque la fréquence augmente, car la valeur de f_T est plus petite que celle associée à f_B et f_E .

Concernant la résistance équivalente du bruit R_n , Pucel et Rohde ont repris le même circuit électrique et les mêmes sources de bruit que Hawkins. En utilisant le formalisme des matrices de corrélation, ils ont obtenu une expression dont la formulation est la suivante [17] :

$$R_n = R_B \left(\frac{1 + (f/f_b)^2}{\alpha_0^2} - \frac{1}{\beta_0} \right) + \frac{r_E}{2} \left(\frac{1 + (f/f_b)^2}{\alpha_0^2} + \left(\frac{R_B}{r_E} \right)^2 \left(1 - \alpha_0 + \left(\frac{f}{f_B} \right)^2 + \left(\frac{f}{f_E} \right)^2 + \left(\frac{1}{\beta_0} - \left(\frac{f}{f_B} \right) \left(\frac{f}{f_E} \right) \right)^2 \right) \right) \quad (IV.5)$$

où β_0 est le gain en courant statique du dispositif, les autres termes étant été décrits avant.

Avec la formulation de R_n de Pucel et Rhode, nous constatons que la résistance équivalente du bruit est directement proportionnelle à la résistance apparente de base R_B .

IV.2.4. Quelques éléments sur les performances en bruit des TBH SiGe:C et InGaAs/InP

Les données brutes tirées des mesures sont traitées lors une première étape pour retrancher la contribution en bruit des accès avec la méthode proposée dans [20]. Un exemple de cette procédure est illustré en figure IV.1. Nous constatons que l'influence des accès sur le bruit du dispositif A3 (TBH SiGe:C, famille A, $S_E = 0.17 \times 5.7 \mu\text{m}^2$) est nul, avec aucune variation de F_{min} et très peu sur R_n . C'est la conséquence d'une résistance d'accès liée aux guides et plots d'accès faible, inférieure à 0.5Ω pour l'ensemble des composants SiGe:C. Le même comportement est observé pour les TBH InGaAs/InP dont les résistances d'accès sont aussi inférieures à 0.5Ω .

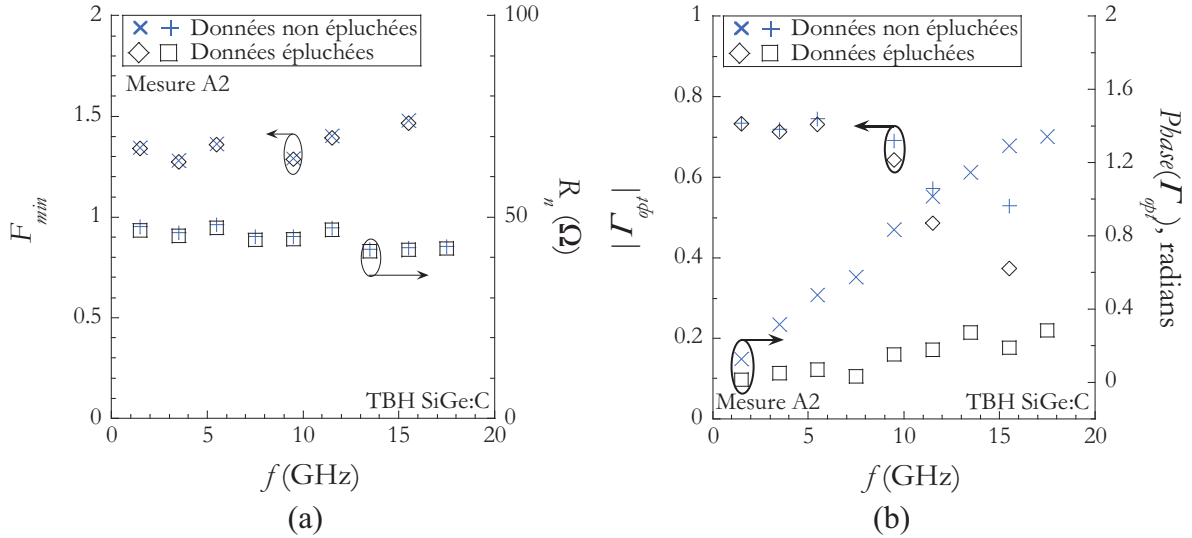


Figure IV.1. Paramètres de bruit du composant A3 (TBH SiGe:C) avec et sans la contribution en bruit des accès.

Nous n'avons pas représenté les valeurs ni du module et de phase de Γ_{opt} ni de F_{min} pour les fréquences où l'extraction n'a pas fonctionné.

Concernant le coefficient optimal de réflexion (Γ_{opt}), on remarque que l'influence des accès intervient essentiellement sur sa phase. Une fois que l'influence des accès est retranchée, la phase de Γ_{opt} devient inférieure à 0.4 radian dans le cas illustré ci-dessus. Le module de Γ_{opt} est affecté de façon modérée.

Ci-dessus et par la suite, les résultats de F_{min} seront toujours représentés en échelle linéaire sauf indication contraire.

IV.2.4.1. Dépendance de F_{min} et R_n en fonction de la fréquence

Nous présentons tout d'abord les performances en bruit des TBH SiGe:C. Les quatre paramètres de bruit du composant A2, dont la surface d'émetteur $S_E = 0.17 \times 3.7 \mu\text{m}^2$, sont montrés sur la figure IV.2.

En figure IV.2 (a), nous observons que F_{min} et R_n sont constants avec de la fréquence. F_{min} présente des valeurs voisines de 1.3 à $f=1.5\text{GHz}$ et 1.5 pour $f=17.5\text{GHz}$. Cette faible dégradation de F_{min} est conforme aux relations (IV.1) et (IV.4). Avec le tableau IV.2, on constate que les fréquences de coupure du composant sont très élevées, avec une estimation de $f_B = 455\text{GHz}$ ($\tau_B \sim 0.35\text{ps}$) pour le composant A2, ce qui conduit à une très faible dégradation de F_{min} avec f .

Afin de regarder plus en détail les performances de F_{min} et R_n en fonction de la fréquence nous présentons en figure IV.3 F_{min} , IV.3 (a), et R_n , IV.3 (b), les résultats de la comparaison de F_{min} et R_n mesurés et ceux calculés avec les relations (IV.1)-(IV.5).

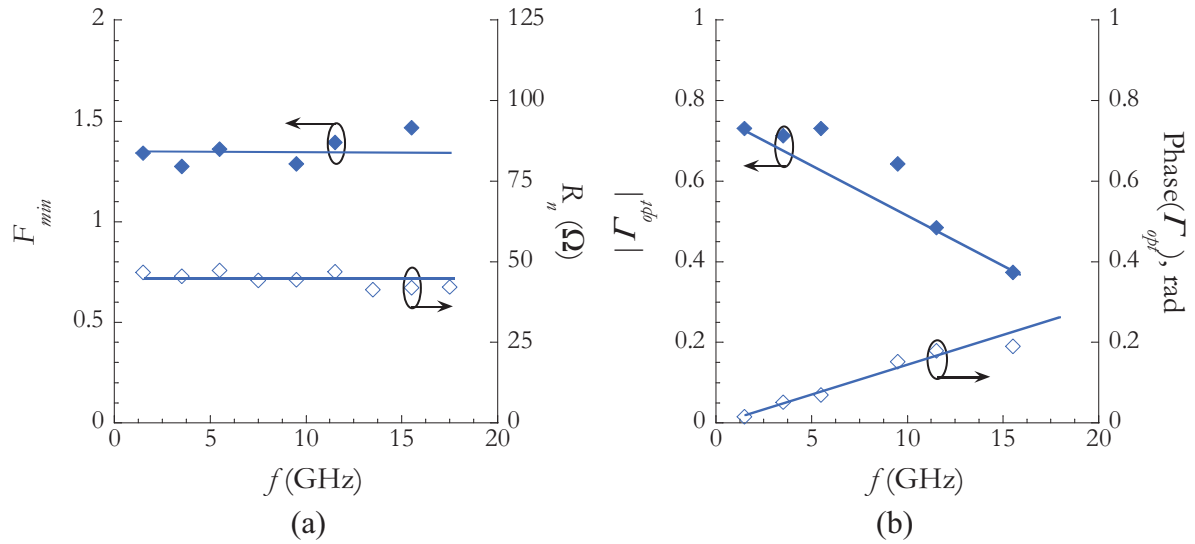


Figure IV.2. (a) F_{min} , R_n et (b) Γ_{opt} , module et phase, du composant A2 (TBH SiGe:C), $S_E = 0.17 \times 5.7 \mu m^2$ en fonction de la fréquence, $J_C = 11.7 \text{ mA}/\mu m^2$, les traits guident l'œil.

$J_C \text{ mA}/\mu m^2$	$f_E \text{ (GHz)}$	$f_T \text{ (GHz)}$
6.2	1698	211.8
8.3	2261	220.2
10.2	2789	223.4
11.7	3208	223.3

Tableau IV.2. Fréquences de coupure f_E et f_T en fonction de la polarisation composant A2 (TBH SiGe:C), $S_E = 0.17 \times 3.7 \mu m^2$.

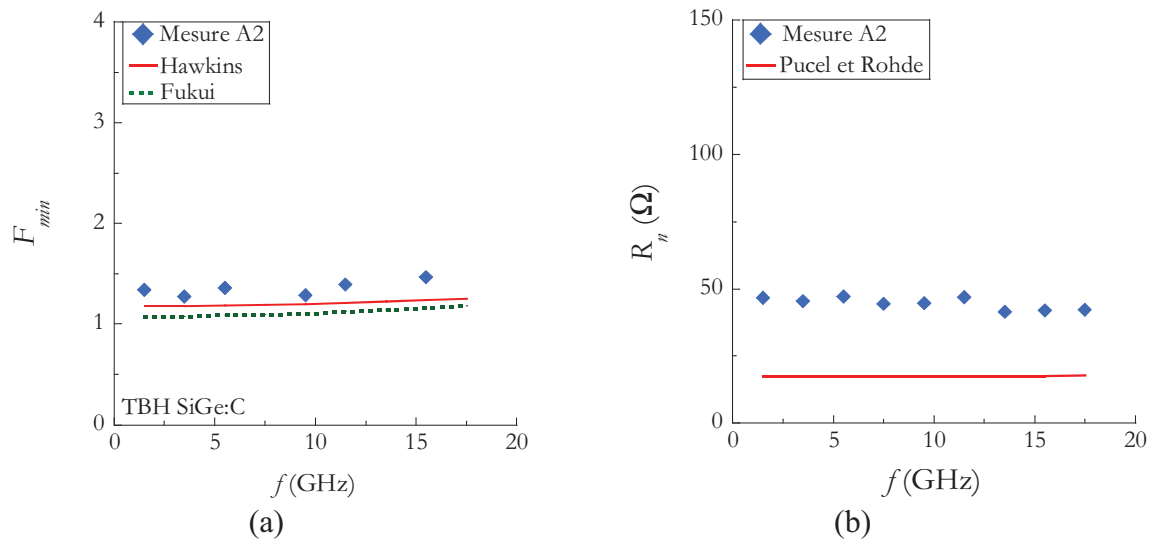


Figure IV.3. (a) F_{min} , et (b) R_n , mesurés et calculés à partir des relations (IV.1)-(IV.5), composant A2 (TBH SiGe:C), $S_E = 0.17 \times 5.7 \mu m^2$ en fonction de la fréquence, $J_C = 11.7 \text{ mA}/\mu m^2$.

Nous observons d'une part que les relations analytiques donnent qualitativement la même tendance fréquentielle que la mesure. La dégradation de F_{min} et R_n est faible puisque les

fréquences de coupure du composant (f_E, f_B et f_T) sont élevés, (c.f. §tableau IV.2). D'une autre part, on constate que les deux modèles de Hawkins et Fukui sous-estiment légèrement F_{min} . Concernant R_n la sous-estimation par les modèles analytiques est encore plus marquée comme illustré en figure IV.3 (b). Le décalage observé est lié à l'absence de prise en compte de la résistance d'émetteur, de l'auto-échauffement (AEC) et la distribution de la résistance de base des composants dans ces relations analytiques.

En outre, on peut observer en figure IV.2 (b) que le module de Γ_{opt} varie entre 0.75 et 0.42 entre 1.5 et 15.5 GHz, et que la phase augmente linéairement avec la fréquence. Dans la thèse de V. Danelon [13], il est montré que la diminution du module de Γ_{opt} est liée à la diminution avec la fréquence du module de S_{11} .

Les performances en bruit du TBH InP (D07) sont présentées en figure IV.4 où on observe que F_{min} augmente très peu en fonction de la fréquence à $J_C = 2.84 \text{ mA}/\mu\text{m}^2$. Cette faible dégradation de F_{min} peut être imputée aux fréquences de coupure f_E et f_T élevées (cf. tableau IV.3). Pour le point de polarisation illustré, f_E et f_T sont respectivement de l'ordre de 2 THz et de 230 GHz. Rappelons que la plage de fréquence de mesure varie entre 1.5 et 17.5 GHz, ceci explique aussi la faible variation de R_n et F_{min} , pour des valeurs plus faibles de f_T , on peut atteindre un facteur bruit qui se dégrade plus facilement avec f .

$J_C \text{ mA}/\mu\text{m}^2$	$f_E \text{ (GHz)}$	$f_T \text{ (GHz)}$
0.66	631	134
1.28	1003	181
1.93	1396	215
2.84	1805	249

Tableau IV.3. Fréquences de coupure f_E et f_T en fonction de la polarisation composant D07 (TBH InGaAs/InP), $S_E = 0.5 \times 7 \mu\text{m}^2$.

La fréquence de coupure de la base, f_B , a été estimée à 1.26 THz pour la technologie $0.7 \mu\text{m}$. Cette valeur est tirée des résultats d'analyse de temps de transit pour le TBH InGaAs/InP menés par V. Nodjiadjim [30].

Concernant R_n , hormis le premier point à 1.5 GHz, on peut considérer que ce paramètre varie très peu en fonction de la fréquence. Quant à Γ_{opt} en figure IV.4 (b) nous observons que son module est presque indépendant de la fréquence, alors que sa phase varie linéairement.

Enfin, pour le TBH InGaAs/InP décrit ci-dessus (et pour la plupart des dispositifs InGaAs/InP mesurés) nous avons remarqué que les valeurs extraites de F_{min} et de R_n à la fréquence $f = 1.5 \text{ GHz}$ étaient systématiquement plus grandes pour toutes les polarisations par rapport aux valeurs obtenues aux fréquences plus élevées. Nous avons donc décidé de ne pas travailler spécifiquement avec cette fréquence, notamment pour le développement du modèle analytique simplifié.

Les résultats présentés dans ce paragraphe montrent que les deux TBH ont des performances en bruit qui se dégradent peu avec la fréquence ce que rend ces technologies très intéressantes pour des applications large bande et faible bruit.

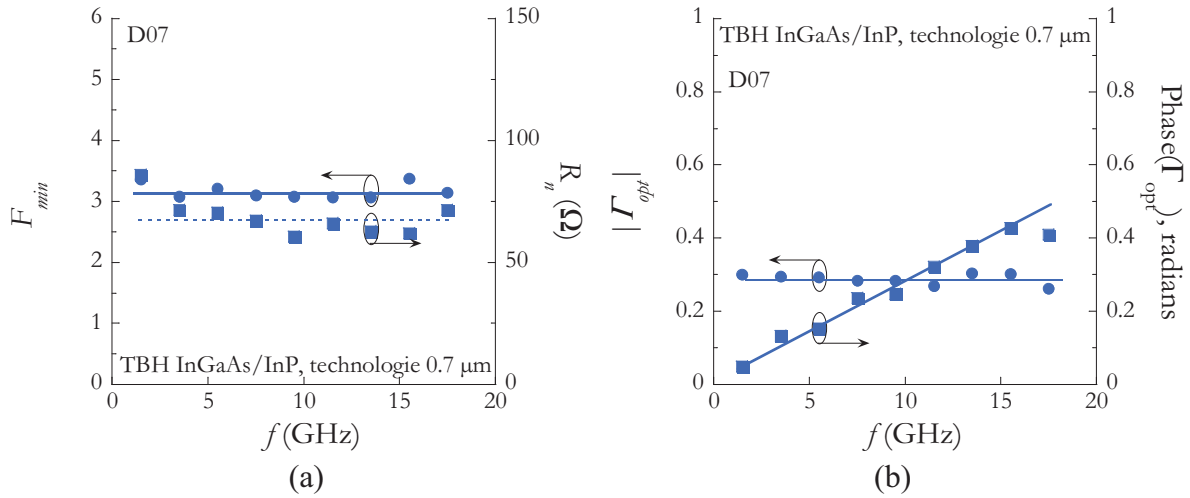


Figure IV.4. (a) F_{min} , R_n et (b) Γ_{opt} , module et phase en fonction de la fréquence, composant D07, TBH InGaAs/InP technologie 0.7 μm, $S_E = 0.5 \times 7 \mu\text{m}^2$, les traits sont dessinés pour guider l'œil.

IV.2.4.2. Dépendance de F_{min} et R_n en fonction du courant

Les figures IV.5 (a) et (b) représentent les variations de F_{min} et R_n en fonction de la fréquence pour trois polarisations appliquées au TBH SiGe:C composant A2 ($S_E = 0.17 \times 5.7 \mu\text{m}^2$).

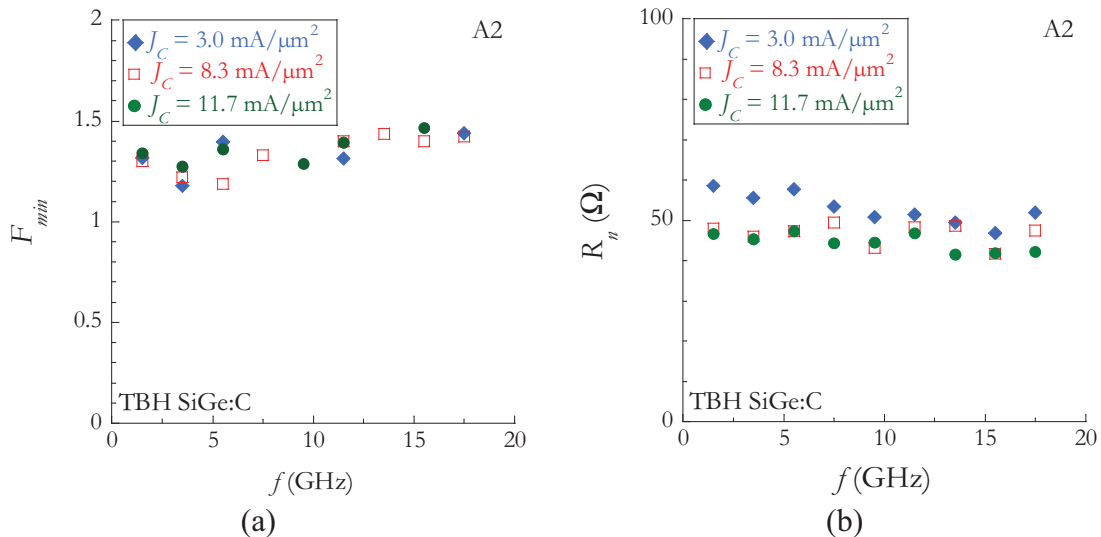


Figure IV.5. F_{min} et R_n du composant A2 (TBH SiGe:C) en fonction de la fréquence à trois points de polarisation différents, $S_E = 0.17 \times 5.7 \mu\text{m}^2$.

Les deux figures de mérite sont quasi constantes en fonction de la fréquence pour chaque polarisation. Les valeurs de F_{min} sont très voisines malgré la différence de densité de courant collecteur J_C . La valeur du gain en courant très grande avec pour le premier point de polarisation $\beta = 1445$ et pour le dernier $\beta = 568$, induisant peu de différence sur F_{min} . Les relations (IV.1)-(IV.4) et (IV.5) montrent que le gain en courant (termes α_0 et β_0) contrôle les performances en bruit (F_{min} et R_n) au premier ordre. Les résultats expérimentaux de la figure IV.2 montrent l'intérêt d'un gain en courant élevé dans les dispositifs.

Concernant R_n nous observons une légère amélioration (diminution) aux forts niveaux d'injection de courant. Cette amélioration est liée au fait que R_n est dominée par la résistance de base apparente R_B qui diminue à cause de la défocalisation de courant à forts niveaux d'injection. Par voie de conséquence, la contribution en bruit de R_B diminue concomitamment avec l'augmentation de la polarisation.

Les figures IV.6 (a) et (b) concernent le TBH InGaAs/InP, avec les valeurs de F_{min} et de R_n du dispositif D07. Nous constatons, contrairement au TBH SiGe:C, que F_{min} augmente avec la densité de courant. Cette dégradation est imputable à l'augmentation du niveau du bruit de grenaille. Les travaux antérieurs menés dans l'équipe sur des TBH III-V [13] ont mis en évidence une valeur minimale de F_{min} en fonction de la densité de courant, pour des J_C vers $0.23 \text{ mA}/\mu\text{m}^2$ ($S_E = 10 \mu\text{m}^2$) pour les technologies concernées (la plage de polarisation couverte était de 0.13 à $1.2 \text{ mA}/\mu\text{m}^2$). Dans notre cas, le minimum se trouve toujours à la polarisation la plus faible, i.e. $J_C \approx 0.14$ - $0.3 \text{ mA}/\mu\text{m}^2$ pour les composants concernés.

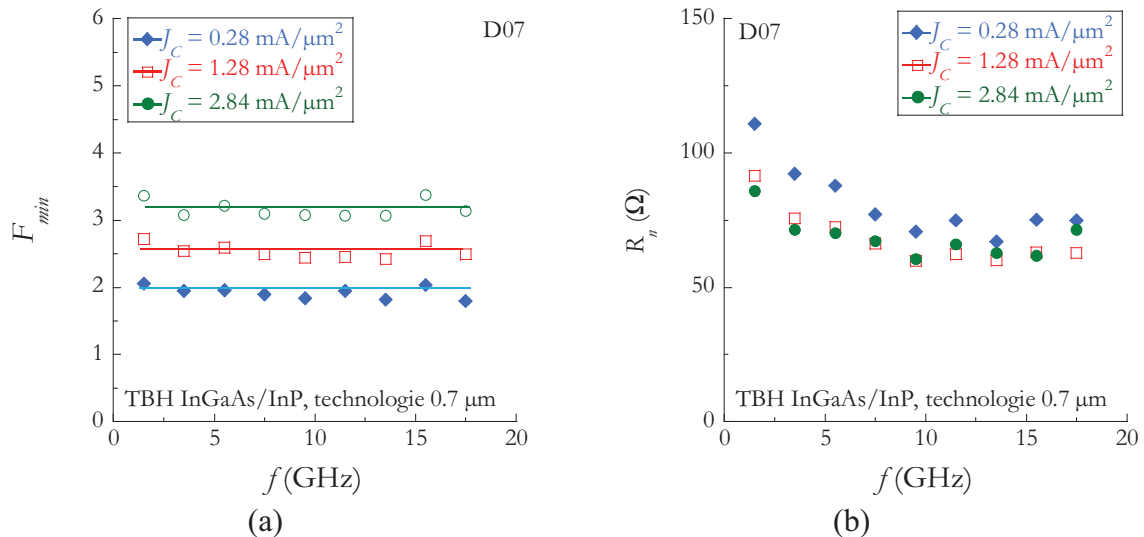


Figure IV.6. F_{min} et R_n du composant D07 (TBH InGaAs/InP) en fonction de la fréquence à trois points de polarisation différents, les traits de F_{min} sont dessinés pour guider l'œil

En figure IV.6 (b), nous observons que R_n s'améliore légèrement avec les fortes polarisations. La raison de cette amélioration est imputable à la défocalisation de courant.

Les résultats de $F_{min-InP}$ et R_n-InP en fonction de la densité de courant présentés ici montrent qu'il existe un compromis entre une faible valeur de F_{min} , laquelle est obtenue qu'à faible polarisation et une faible valeur de R_n qui requiert de plus fortes polarisations.

Les courbes de F_{min} et R_n pour les deux TBH nous permettent de dégager les conclusions suivantes :

Pour les deux technologies de dispositifs : 1/ Le meilleur F_{min} correspond aux plus faibles points de polarisation analysés. 2/ les valeurs de R_n à forts niveaux de polarisation sont très bonnes.

TBH InGaAs/InP : 1/ F_{min} ne se dégrade que très peu en fonction de la fréquence, car les fréquences d'analyse du bruit sont très inférieures aux fréquences de coupure internes du dispositif [12], [13], [22]. 2/ Pour les points de polarisation présentés, une dégradation du bruit (F_{min}) est observée, et est liée à l'augmentation du niveau du bruit de grenaille. Ici il faut signaler que la résistance de base joue un rôle important sur le bruit mais pour des points de polarisations plus faibles. 3/ La résistance R_n diminue en fonction de la fréquence à cause de la capacité C_{BC} extrinsèque de la jonction BC qui masque une partie de R_B . La gamme des polarisations intermédiaires semblent permettre un bon compromis entre un faible F_{min} et un faible R_n . 4/ Dans [12] des valeurs de F_{min} à l'état de l'art ont mesurées, avec $F_{min} = 1.15$ à $f = 2$ GHz pour un composant dont la surface d'émetteur est de $4.8 \mu\text{m}^2$ et pour $J_C = 0.1 \text{ mA}/\mu\text{m}^2$. Ceci démontre la potentialité des TBH III-V pour des applications large bande et faible bruit.

Pour le TBH SiGe : 1/ Pour les trois points de polarisation présentés $F_{minSiGe}$ et R_nSiGe ne se dégradent pas de façon importante en fonction de la fréquence, parce que les fréquences de coupure intrinsèques de ce composant sont très hautes. 2/ En fonction de la densité de courant $F_{minSiGe}$ se dégrade peu, ceci grâce au fort gain en courant. R_n présente une légère amélioration en fonction de la densité de courant, imputable à la défocalisation de courant qui diminue la résistance de base apparente, et qui influence positivement R_n .

IV.2.4.3. Evolution de F_{min} et R_n en fonction du courant, à fréquence fixe

Présentons, maintenant, des résultats des mesures de F_{min} et R_n pour les deux types de TBH en fonction de la densité de courant à une fréquence fixée. Ces deux figures de mérite sont illustrées pour le TBH SiGe:C en figure IV.7 (a), (b), (c) et (d) et pour le TBH InGaAs/InP en figure IV.8 (a) et (b), à $f = 3.5$ GHz. Les valeurs de F_{min} (courbes dans la partie supérieure du graphe) sont représentés en échelle linéaire, à gauche.

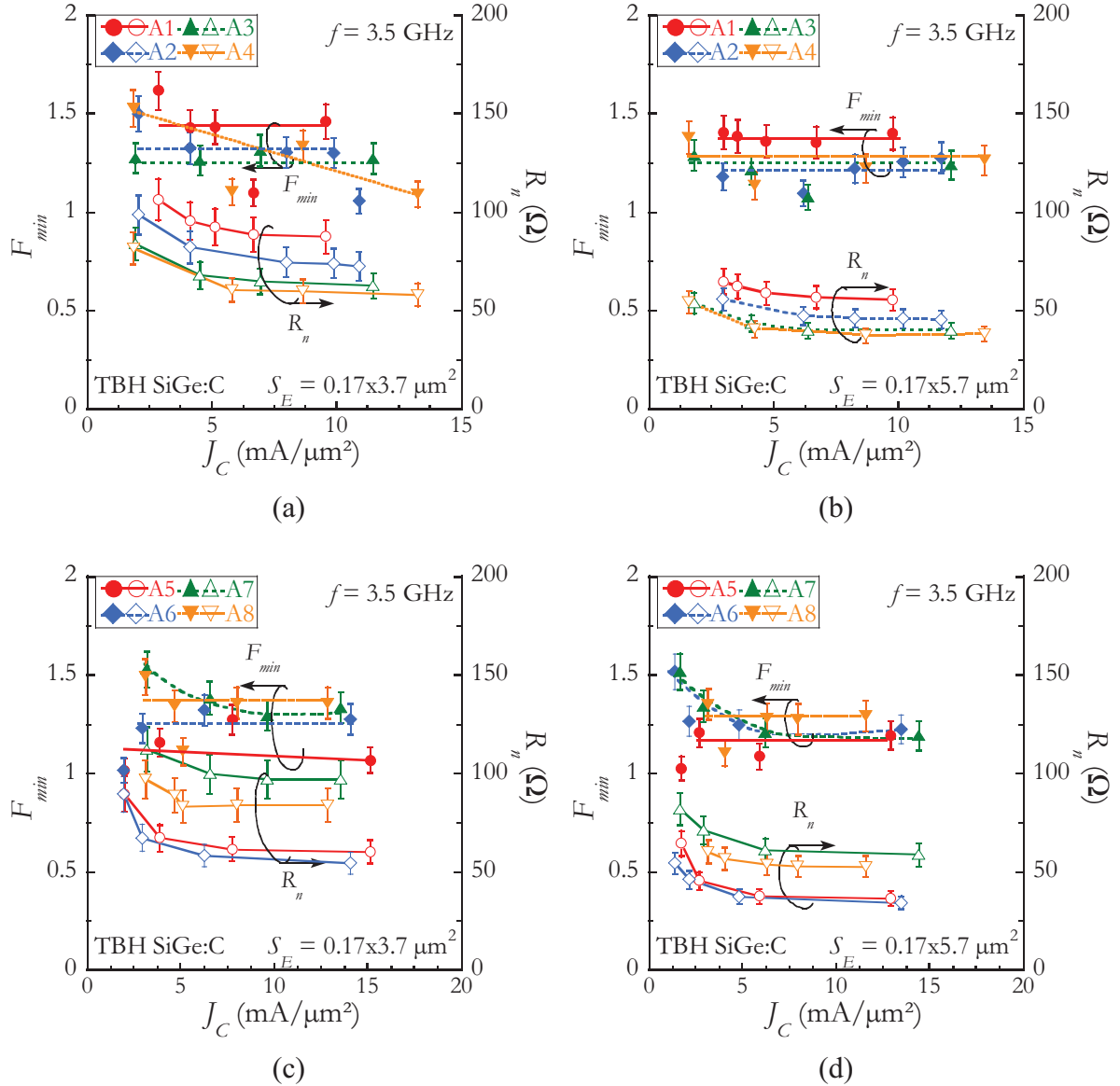


Figure IV.7. F_{min} et R_n du TBH SiGe:C (famille A) à $f = 3.5$ GHz pour deux surfaces d'émetteur. (a)-(c) $S_E = 0.17 \times 3.7 \mu\text{m}^2$ et (b)-(d) $S_E = 0.17 \times 5.7 \mu\text{m}^2$. Les traits guident l'œil. Les barres d'erreur sont de 6% pour F_{min} et de 10% pour R_n .

Nous constatons dans le cas TBH SiGe:C¹ que tous les dispositifs présentent un $F_{minSiGe}$ inférieur à 2 sur la plage de polarisation. En figure IV.7 on observe que les composants à taux de Ge graduel (A1 à A4) présentent des $F_{minSiGe}$ qui varient peu avec la polarisation, à l'exception de A4. Les composants à taux de Ge constant A5 et A6 (Ge = 25%) présentent eux aussi des $F_{minSiGe}$ qui évoluent peu avec la polarisation. Dans le cas des composants A7 et A8, il existe une amélioration du facteur de bruit vers les fortes polarisations. Les meilleures performances en bruit (pour les deux surfaces étudiées) sont dans l'ordre décroissant, A3, A2 avec respectivement des profils de Ge 20-30% et 15-30%, A5 (Ge = 25%), A6 et A7

¹ Quelques résultats des mesures de bruit HF ont été présentés dans [23].

(Ge = 20%). Les valeurs de F_{min} sont autour de 1.25 (~1 dB), pour toutes les polarisations présentés (toujours à $f = 3.5$ GHz).

La résistance équivalente de bruit R_n diminue, dans un premier temps, lorsque la polarisation augmente puis se stabilise. La dégradation de R_n à faible polarisation est due à la résistance dynamique d'émetteur qui est inversement proportionnelle au courant, ce qui pénalise R_n . Les dispositifs avec les meilleures performances en R_n sont les dispositifs A4 (Ge 20-30%) et A6 (Ge 25% constant). Les valeurs de R_n sont inférieures à 50 Ω pour une polarisation proche de J_{Copt} (f_T est maximale). Les valeurs de R_n sont plus faibles pour les transistors de grande surface d'émetteur, R_n étant contrôlé principalement par les résistances d'émetteur et par la résistance apparente de base (R_E et R_B), qui sont inversement proportionnelles à la longueur d'émetteur (L_E). On rappelle qu'une faible valeur de R_n à pour avantage de maintenir un facteur de bruit proche de sa valeur minimale sur une plus grande plage d'impédances de source présentées à l'entrée du composant.

Même si les performances en bruit sont maximales à forte polarisation, l'auto-échauffement (AEC) survient également. Par conséquent un compromis entre faible bruit et faible AEC apparaît pour le TBH SiGe:C

Analysons le TBH InGaAs/InP et commençons avec la technologie de 2 μm . Le dispositif à plus grande surface, $S_E = 1.4 \times 10 \mu\text{m}^2$, montre des F_{min} qui évoluent peu en fonction de la densité de courant, figure IV.8 (a). De plus, sur la même figure, on voit que R_n diminue en fonction de J_C puis se stabilise à une valeur inférieure à 30 Ω pour les fortes polarisations. Le dispositif C03 (toujours pour la technologie 2 μm) présente un F_{min} de 1.75 à faible polarisation puis il se dégrade vers les forts niveaux de polarisation. La valeur de R_n pour ce composant, est minimale vers 0.4-0.5 mA/ μm^2 . La plus faible valeur de R_n est pour le grand composant C10 ($L_E = 10 \mu\text{m}$) comparativement au petit composant C03 ($L_E = 2.6 \mu\text{m}$), toujours à cause de la résistance de base, inversement proportionnelle à L_E .

Concernant la technologie 0.7 μm , une dégradation de F_{min} est observée pour tous les dispositifs avec l'augmentation de J_C . Elle est liée à l'augmentation des sources de bruit de grenaille des deux jonctions. Le composant ayant la longueur d'émetteur la plus grande présente le F_{min} le plus faible. Les valeurs de F_{min} varient entre 1.94 à 3.27 (NF_{min} 2.9 et 5.1dB) dans la gamme de polarisation étudiée. En outre, pour les trois composants nous observons une diminution de R_n avec J_C , pour les raisons déjà évoquées concernant R_B et R_E .

Les dépendances de F_{min} et de R_n avec les dimensions du transistor montrent qu'il apparaît un compromis permettant de bénéficier d'un faible niveau de F_{min} et de R_n pour une gamme de polarisations intermédiaire, par exemple le composant D07 pour la technologie 0.7 μm .

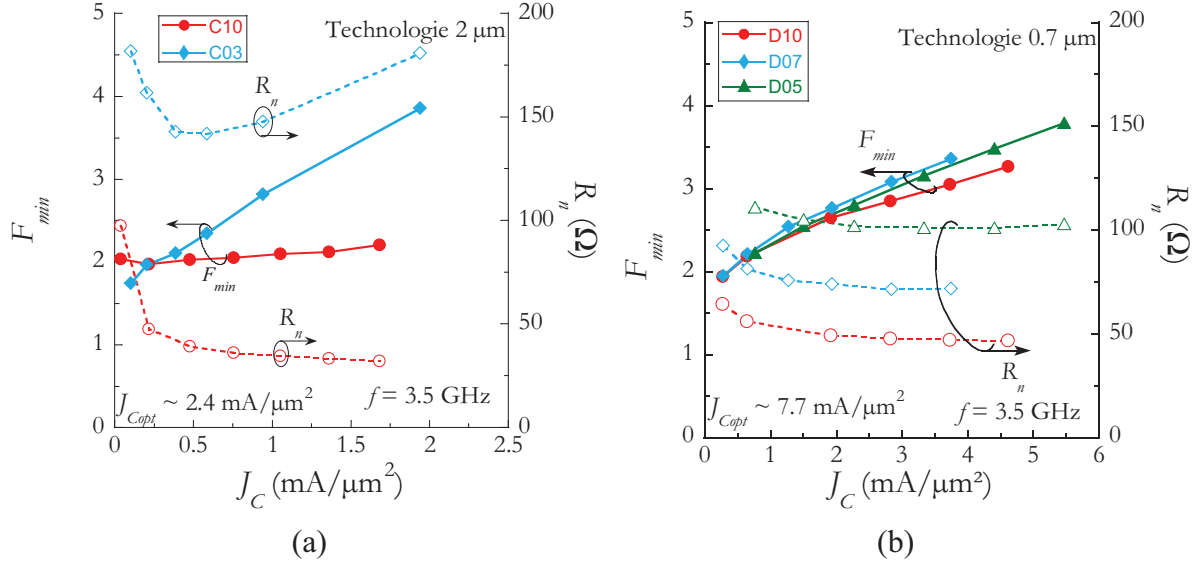


Figure IV.8. F_{min} et R_n du TBH InGaAs/InP à $f = 3.5$ GHz.
Les traits guident l'œil.

Nous pouvons conclure à partir des études en courant que les composants SiGe:C étudiés présentent de meilleures valeurs de F_{min} comparativement aux TBH InGaAs/InP, mais que ce sont les seconds qui disposent de meilleures valeurs de R_n , particulièrement C10 et D10 de grande longueur $L_E = 10 \mu\text{m}$ (respectivement dans les technologies 2 et $0.7 \mu\text{m}$).

Le composant C10 montre un F_{min} qui augmente très peu avec le courant, ce qui le rend très intéressant pour des applications faible bruit. A cet avantage, il faut ajouter (comme déjà évoqué au chapitre I) que les dispositifs III-V présentent de meilleures tensions de claquage grâce à des bandes interdites un peu plus grande, mais aussi et surtout grâce à un très faible gain en courant. Avec ces composants, on peut espérer réaliser des amplificateurs réalisant un bon compromis entre le faible bruit et un gain en puissance, sur une bande de fréquence relativement large.

IV.3. Modélisation de bruit HF des TBH

Les deux contributions au bruit HF dans le TBH sont le bruit thermique lié aux diverses zones résistives dans le transistor et le bruit de grenaille associé au passage de barrière de potentiel (jonctions BE et BC) par des quanta de charges. Dans le premier cas le spectre de puissance de bruit est donné par la relation de Nyquist :

$$\overline{v_{Ri}^2} = 4k_B T R_i \Delta f \quad (\text{IV.6})$$

où k_B est la constante de Boltzmann, T est la température de la résistance et Δf est la bande passante du bruit, $\Delta f = 1$ Hz et l'indice $i = E, B$ ou C indique respectivement les résistances d'émetteur, apparente de base et de collecteur.

Concernant les résistances, si on ne prend pas en compte l'auto-échauffement (AEC), la température T dans la relation (IV.6) est la température ambiante. Mais pour les composants

rapides, la densité de courant peut être très importante afin de diminuer le temps de charge associé à la résistance dynamique de l'émetteur (r_e). Dans ce régime de fonctionnement, le composant s'échauffe et on doit tenir compte de l'élévation de température, sur le du bruit thermique.

Dans les paragraphes suivants nous détaillons les modèles électriques choisis afin d'analyser les différentes contributions au bruit HF des TBH.

IV.3.1. Extraction du schéma électrique équivalent des transistors bipolaires

La stratégie d'étude des performances en bruit repose sur une extraction fiable des éléments du schéma électrique équivalent. Nous avons mené cette extraction à partir des paramètres S mesurés. Les éléments extraits sont : la résistance de base apparente (R_B), la résistance de contact d'émetteur (R_E) et la capacité totale de la jonction BC (C_{BC}). Cette extraction s'appuie sur des outils d'extraction analytique automatisés qui ont été développés au sein de l'équipe.

Nous avons négligé la résistance du collecteur du TBH InGaAs/InP (R_{CInP}), alors que pour le TBH SiGe:C, R_{CSiGe} a été estimée entre 5Ω et 7.6Ω (cf. Chapitre II, §II.2.4), ceci pour les dispositifs de surface d'émetteur, respectivement, $S_E = 0.17 \times 3.7 \mu\text{m}^2$ et $S_E = 0.17 \times 5.7 \mu\text{m}^2$.

Le reste des éléments du schéma électrique équivalent en Π , i.e. g_m (la transconductance), R_{II} (la résistance dynamique de la jonction émetteur –en Π –), C_{II} (la capacité émetteur) et X (facteur de distribution de la résistance de base intrinsèque et de la capacité collecteur), ont été obtenus grâce à des algorithmes de minimisation de fonctions. Un exemple des valeurs des éléments extraits est résumé dans le tableau IV. 4.

I_C (mA)	I_B (μA)	C_{II} (fF)	C_{BC} (fF)	R_B (Ω)	R_E (Ω)	R_{Bx} (Ω)	R_{II} (Ω)	gm (mS)	τ_{II} (ps)	X
9.94	490	170	13.8	12	6.6	9	70	340	1	0.13
(a) TBH InGaAs/InP D07, $S_E = 0.5 \times 7 \mu\text{m}^2$.										
I_C (mA)	I_B (μA)	C_{II} (fF)	C_{BC} (fF)	R_B (Ω)	R_E (Ω)	R_{Bx} (Ω)	R_{II} (Ω)	gm (mS)	τ_{II} (ps)	X
1.14	20	238	12.05	16.4	7	6	1.27	449	0	0.45
(b) TBH SiGe:C A2 (Ge = 15-30%) $S_E = 0.17 \times 5.7 \mu\text{m}^2$.										

Tableau IV. 4. Paramètres extraits du schéma électrique équivalent des TBH.

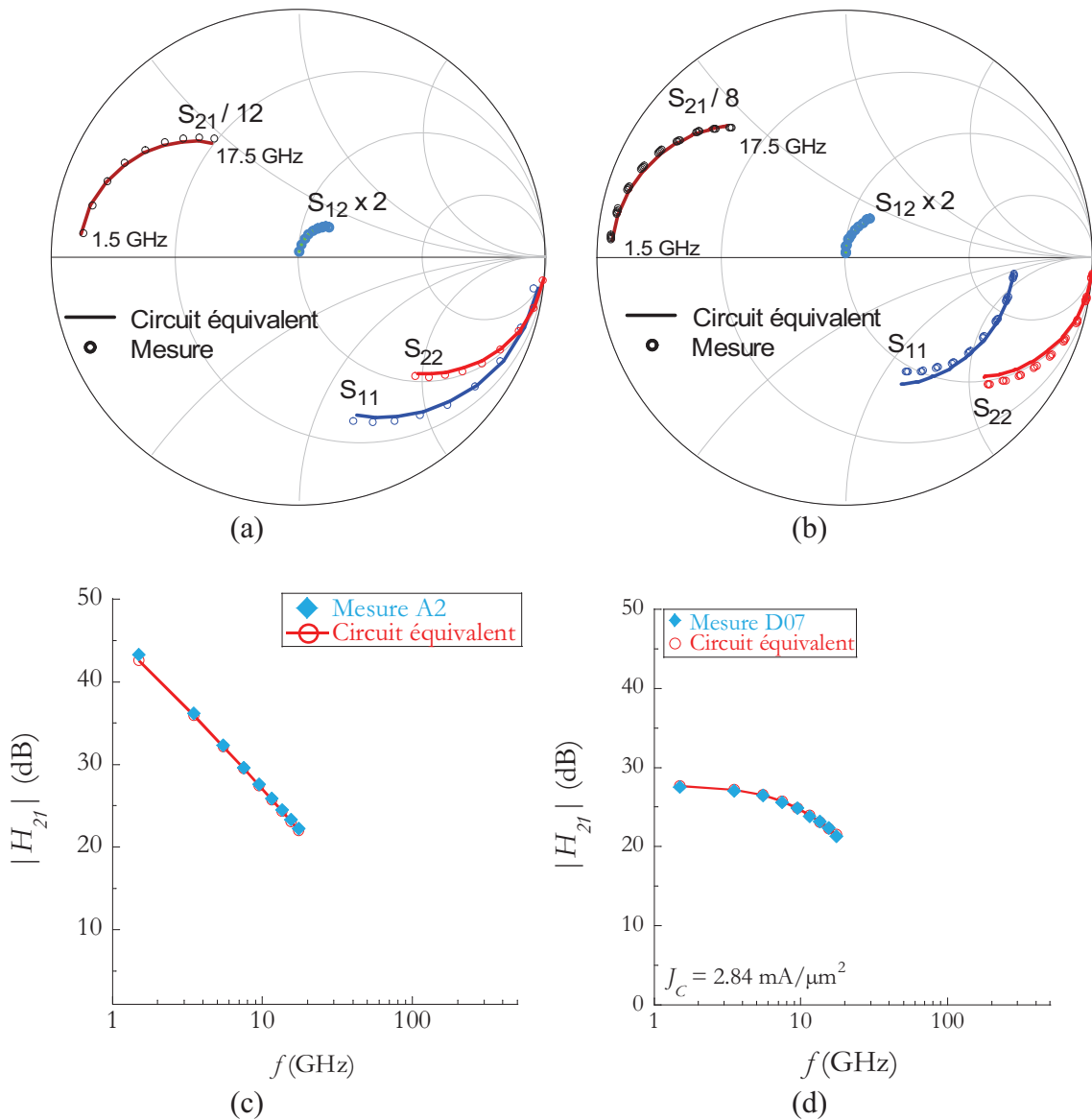


Figure IV.9. Comparaison après optimisation entre mesures (marques/symboles) et modèle (traits continus) (schéma en Π) (a) et (b) paramètres S, (c) et (d) h_{21} mesurés, pour les composants A2 $S_E = 0.17 \times 5.7 \mu\text{m}^2$, $J_C = 11.7 \text{ mA}/\mu\text{m}^2$ et D07 $J_C \sim 3 \text{ mA}/\mu\text{m}^2$. Pour le cas D07, le gain en courant basse fréquence est faible et conduit à ne pas pouvoir observer directement la décroissance à $-20\text{dB}/\text{déc}$.

Sur la figure IV.9 (a) et (b), pour deux dispositifs, nous comparons les paramètres S et le gain en courant h_{21} mesurés et simulés, un bon accord est trouvé sur la plage de fréquence de travail (plage de mesure en bruit).

IV.3.2. Prise en compte de l'auto-échauffement (AEC)

Les performances en bruit (entre autres) des TBH sont directement influencées par l'AEC. On peut modéliser ce phénomène par un changement de la température effective des résistances à travers la relation :

$$T_{Reff} = T_{amb} + R_{TH} P_{TBH} = T_{amb} + \Delta T \quad (IV.7)$$

où T_{amb} est la température ambiante, $P_{TBH} = I_C V_{CE}$ est la puissance dissipée par le composant et R_{TH} est la résistance thermique qui s'exprime en K/W ou en °C/W. Le terme ΔT représente l'élévation de température dans le composant consécutive à l'AEC.

Les tableaux IV.5 (a) et (b) résument les valeurs de R_{TH} utilisées pour l'analyse du bruit.

Technologie	Dispositif	$W_E \times L_E (\mu m^2)$	$R_{TH} (°C/W)$
Technologie 2 μm	C10	2×10	2415
	C06	2×5.6	--
	C03	2×2.6	7140
Technologie 0.7 μm	D10	0.7×10	5460
	D07	0.7×7	7460
	D05	0.7×4.5	10720

(a)

Surface d'émetteur $W_E \times L_E (\mu m^2)$	$R_{TH} (°C/W)$
0.17 x 5.6	2950
0.17 x 3.6	4000

(b)

Tableau IV.5. Résistances thermiques des TBH (a) InGaAs/InP [34] et, (b) SiGe:C famille A [35].

Dans le cas du TBH InGaAs/InP, nous avons comparé les différentes valeurs de R_{TH} publiées dans [30] et [34]. Pour une surface d'émetteur comparable, les valeurs publiées dans [34] sont 4% plus faibles par rapport à celles reportées dans [30]. Nous avons retenu les résultats de [34], reportés dans le tableau. Le calcul de l'AEC dans le TBH et présenté dans [34] est basé sur des modélisations physiques 2D de l'équation de Fourier dans le composant :

$$\rho c_p \frac{\partial T}{\partial t} = \nabla K \nabla T + H \quad \text{soit} \quad \nabla K \nabla T = -H \quad \text{en régime permanent} \quad (IV.8)$$

avec ρ est la densité du cristal, c_p est la capacité calorifique, K est la conductivité thermique et H est la source de chaleur. H est la densité de puissance à dissiper définie comme étant le produit $E \times J$ où E est le champ électrique et J la densité de courant. Un soin tout particulier a été apporté aux conditions aux limites [34].

Dans les calculs, les paramètres K , ρ et c_p sont dépendants de la température. Les résultats de la modélisation de l'AEC ont été confrontés avec l'expérience et un très bon accord avait été observé [34].

Dans le cas du TBH SiGe:C, nous avons pris les valeurs de R_{TH} publiées dans [35], où on a implémenté une approche similaire de celle utilisée pour les TBH InGaAs/InP pour déterminer l'AEC.

IV.3.3. Modèles de sources de bruit des jonctions BE et BC du dispositif intrinsèque et leur corrélation

Dans cette section nous introduisons les principaux résultats de la dérivation des sources de bruit pour la jonction P-N du transistor bipolaire à jonction (BJT) développées par van der Ziel [19]. Son travail s'appuie sur le cas où le courant est assuré principalement par les trous. Nous avons dérivé les expressions pour le cas où le courant est assuré par les deux types de porteurs en utilisant le même raisonnement que lui. La dérivation détaillée des sources est développée dans l'annexe IV.A.

IV.3.3.1. Bruit de grenaille dans une jonction P-N

Les flux des porteurs de charge dans une jonction P-N ceux-ci sont schématisés sur la figure IV.10, selon six groupes.

Le groupe (1^[n]) représente les électrons injectés de la région N vers la région P, les porteurs du groupe (3^[n]) représentent les électrons injectés dans la région P et qui reviennent dans la région N, le groupe (5^[n]) sont les électrons générés thermiquement dans la région P injectés dans la région N. Le porteurs désignés par (2^[p]) sont les trous injectés vers la région N, le groupe (4^[p]) est constitué des trous injectés vers la région N et qui reviennent à la région P et enfin les porteurs nommés (6^[p]) regroupe les trous générés thermiquement dans la région N et allant vers la région P.

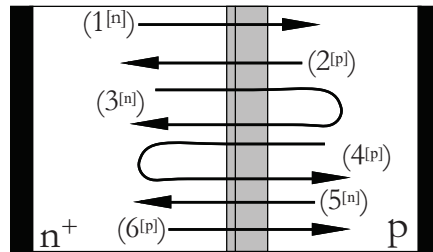


Figure IV.10. Flux des porteurs de charge dans une jonction P-N, le numéro avec [n] représente un groupe d'électrons tandis que le signe [p] représente les trous.

La dérivation de la source de bruit de grenaille de la jonction P-N en tenant en compte des deux types de porteurs est réalisée dans l'annexe IV.A, nous livrons ici le résultat final :

$$\overline{i^2} = 4k_B T (G - G_0) \Delta f - 2qI \Delta f \quad (IV.9)$$

où k_B est la constant de Boltzmann, T est la température ambiante et G est définie par [18] :

$$G = G_0 \sqrt{1/2 + 1/2 \sqrt{1 + (\omega\tau)^2}} = G_0 \gamma \quad (IV.10)$$

avec

$$G_0 = q(I+I_0)/k_B T \text{ et } \gamma = \sqrt{1/2 + 1/2 \sqrt{1 + (\omega\tau)^2}} \quad (\text{IV.11})$$

où τ selon [18] est le temps de vie des porteurs si la jonction P-N est épaisse et I est le courant de la diode :

$$I = I_0 (\exp(V/V_T) - 1) \quad (\text{IV.12})$$

avec I_0 le courant de saturation de la diode et V_T la tension thermodynamique $V_T = k_B T/q$ et finalement V est la tension appliquée à la diode.

Le courant est ici considéré de type diffusif, en tenant pour hypothèse que le champ électrique est nul dans les régions quasi-neutres de la diode. En dehors de cette limite, l'expression reste valide pour une géométrie de jonction P-N quelconque [19].

IV.3.3.2. Sources de bruit dans le transistor bipolaire à homojonction et dans les TBH

D'après l'approche de van der Ziel, pour le transistor bipolaire npn à homojonction (BJT), les porteurs majoritaires peuvent être séparés en cinq groupes illustrés sur la figure IV.11.

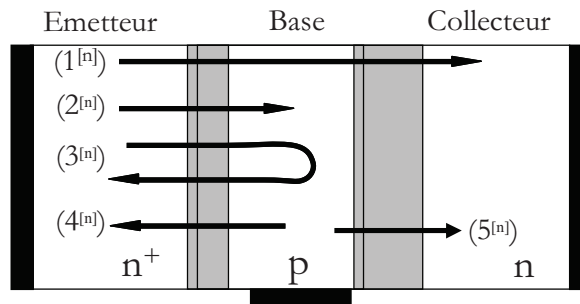


Figure IV.11. Flux d'électrons dans un BJT npn.

Le premier groupe comprend les électrons injectés dans la base et collectés (par le collecteur), le deuxième groupe concerne les électrons injectés dans la base et s'y recombinent. Le troisième groupe est constitué des électrons injectés dans la base et qui reviennent dans l'émetteur. Le groupe quatre sont les électrons générés thermiquement dans la base du transistor et injectés dans l'émetteur. Enfin le groupe cinq est celui des électrons générés thermiquement dans la base et collectés (par le collecteur).

Dans les BJT npn, le courant de trou n'est pas négligeable, la figure suivante schématise les différents flux de trous à considérer, tel que le groupe six est constitué des trous provenant de la base et injectés vers l'émetteur, le groupe sept concerne l'injection de la base vers l'émetteur et retour dans la base, le groupe huit représente les trous générés thermiquement dans l'émetteur et injecté dans la base, et enfin le groupe neuf est la génération thermique dans le collecteur et injecté dans la base.

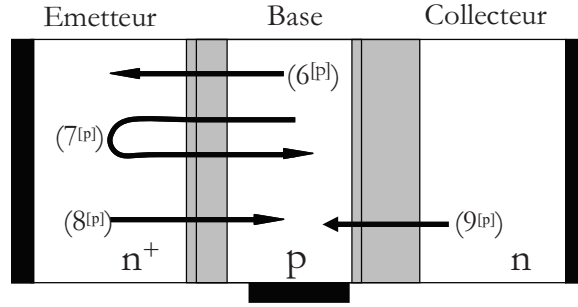


Figure IV.A.12. Flux de trous dans un BJT npn.

Le reste de la dérivation des sources de bruit à partir de la théorie proposée par van der Ziel en considérant les deux types de porteurs dans un BJT npn est détaillé en annexe IV.A. Le résultat final est :

$$\overline{i_e^2} = 4k_B T G_e \Delta f - 2q I_e \Delta f \quad (\text{IV.13})$$

$$\overline{i_c^2} = 2q I_c \Delta f \quad (\text{IV.14})$$

$$\overline{i_e^* i_c} = 2k_B T Y_{ce} \Delta f \quad (\text{IV.15})$$

où

$$G_e = G_{e0} \sqrt{1/2 + 1/2 \sqrt{1 + (\omega\tau)^2}} = G_{e0} \gamma \quad (\text{IV.16})$$

avec τ le temps de retard de signal électrique selon [19] (nous discuterons dans la section suivante ce terme) et

$$G_{e0} = q(I_e + I_{e0})/k_B T, \quad \gamma = \sqrt{1/2 + 1/2 \sqrt{1 + (\omega\tau)^2}} \quad (\text{IV.17})$$

avec

$$I_e = I_{e0} (\exp(V_{be}/V_T) - 1) \quad (\text{IV.18})$$

tel que I_{e0} est le courant de saturation de la jonction BE et V_{be} est sa tension de polarisation.

On constate avec ces expressions que la conductance de la jonction BE (G_e) augmente en fonction de la fréquence. Cette augmentation est due aux porteurs des groupes (3^[n]) et (7^[pl]) [19].

Le circuit équivalent intrinsèque pour la modélisation de bruit est représenté en figure IV.13. Ce schéma électrique ne modélise que la partie intrinsèque du BJT proposé dans [18]. Dans cette référence, la source de bruit de tension de la résistance de base est ajoutée. Dans notre cas, comme nous visons la dérivation d'un modèle analytique simplifié, nous avons décidé de rajouter cette résistance dans une étape ultérieure (voir Annexe IV.B). Notons que le bruit produit par les porteurs de charge est modélisé par les sources $\overline{i_e^2}$ et $\overline{i_c^2}$, les autres éléments sont considérés comme non bruyants.

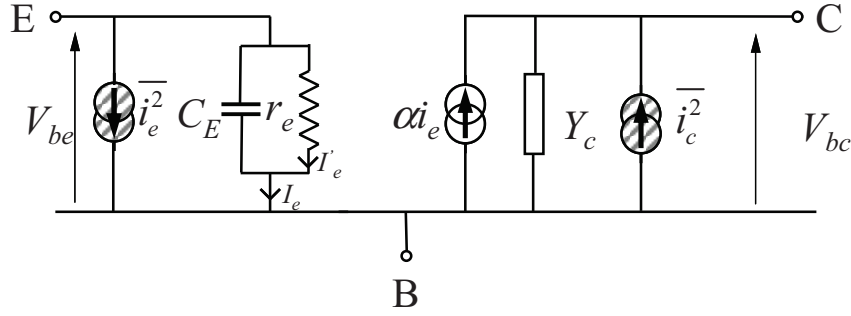


Figure IV.13. Circuit équivalent du transistor bipolaire en montage base commune pour l'analyse du bruit proposé dans [18], $r_e = I_e/V_T$.

Jusqu'ici, nous avons discuté la dérivation des sources de bruit de grenaille pour le BJT. Néanmoins pour les TBH, on peut opérer quelques simplifications. Considérons d'abord le cas du TBH SiGe:C. La discontinuité de bande interdite entre $Si_{1-x}Ge_x$ contraint en compression sur Si se reporte quasi intégralement en bande de valence. Nous négligeons la discontinuité de la bande de conduction qui ne dépasse guère 20 meV pour les compositions de Ge des composants étudiés. On peut donc considérer le transport des électrons à la jonction base émetteur comme diffusif et celui des trous de nature thermoïonique (cf. §1.2.2 du chapitre I). En outre, avec des gains en courant très élevés liés à la discontinuité de bande de valence et à peu de recombinaison dans la base, on peut considérer que les courants du TBH SiGe sont essentiellement constitués d'électrons. Ainsi, le jeu d'équations (IV.13)-(IV.15) reste valable pour le TBH SiGe, et les courants que nous pouvons négliger sont ceux associés aux trous avec les groupes (6^[pl]) et (7^[pl]).

En revanche, pour le TBH InGaAs/InP, la discontinuité en bande de conduction est non négligeable. Pour l'hétérojonction InP/In_{0.53}Ga_{0.47}As, ΔE_C est de l'ordre de 200 meV [22]. Par conséquent, on peut négliger les groupes (3^[nl]), (4^[nl]), (6^[pl]) et (7^[pl]). Avec ces considérations, en reportant ici les résultats des calculs menés par J. G. Tartarin pour le TBH InGaAs/InP [24], les expressions de sources de bruit de grenaille des jonctions BE et BC :

$$\overline{i_e^2} = 2qI_e\Delta f \quad (\text{IV.19})$$

$$\overline{i_c^2} = 2qI_c\Delta f \quad (\text{IV.20})$$

$$\overline{i_e^*i_c} = 2k_B T Y_{ce} \Delta f \quad (\text{IV.21})$$

La différence entre les jeux de relations des deux technologies InP/InGaAs et Si/SiGe, répercute sur la source $\overline{i_e^2}$. Grâce à la discontinuité de la bande de conduction pour le TBH InGaAs/InP, il n'existe plus de terme de bruit thermique, car celui-ci était la conséquence des groupes (3^[nl]) et (7^[pl]). Pour le cas du TBH SiGe à basse fréquence, tel que le terme G_e est confondu avec G_{e0} , il est facile de démontrer que $\overline{i_e^2} = 2qI_e\Delta f$. Ainsi, le bruit à la jonction BE des deux types de TBH se comporte comme du bruit de grenaille à « basse fréquence ».

Un inconvénient de ce modèle de bruit est que les deux sources de courant $\overline{i_e^2}$ et $\overline{i_c^2}$ sont très fortement corrélées à basse fréquence, rendant une dérivation analytique des paramètres de bruit très complexe. Dans les sections suivantes nous décrivons des options permettant de contourner cet inconvénient, après avoir introduit les circuits électriques équivalents pour la modélisation du bruit HF.

IV.3.4 Circuits électriques équivalents du TBH et analyse du bruit HF

Pour l'analyse en bruit, on peut passer de la configuration en base commune (Π) de la figure IV.13 à la configuration émetteur commun (T) schématisée en figure IV.14. Dans cette configuration, r_{be} est égal à $I_e/(n_e V_T)$ tel que n_e est le coefficient d'idéalité de l'émetteur, X est le facteur de distribution de la jonction BC, et C_{BC} est la capacité totale de la jonction BC.

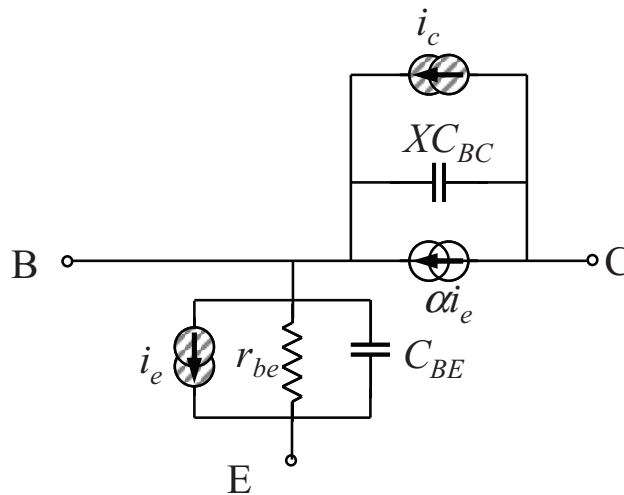


Figure IV.14. Circuit équivalent en T du transistor bipolaire avec des sources de bruit fortement corrélées.

Le cœur du TBH est modélisé avec des paramètres électriques petit signal considérés non bruyants, auxquels on ajoute les sources de bruit i_e et i_c . Dans ce cas, le schéma IV.14 peut être aussi représenté par ses paramètres électriques d'admittance comme illustré sur la figure IV.15 (a). Il en est de même pour l'autre configuration, avec les deux sources de bruit placées en parallèle à l'entrée et la sortie : figure IV.15 (b).

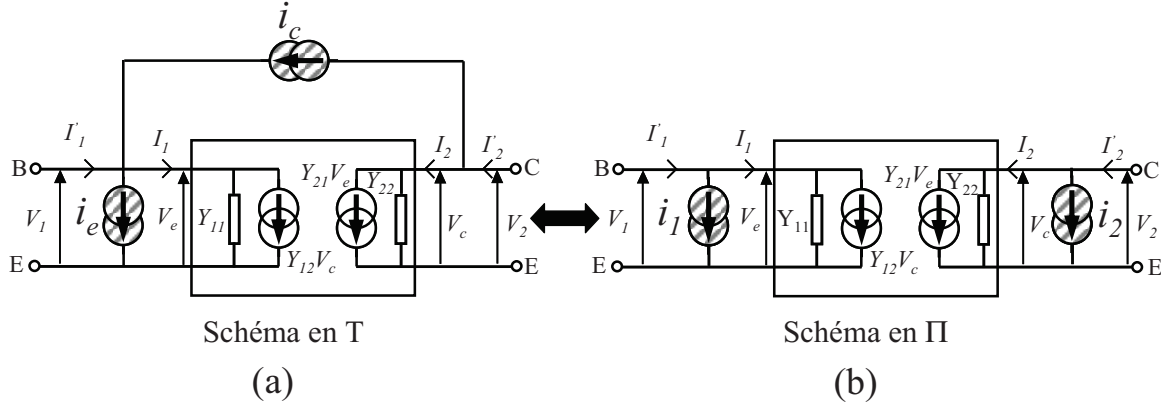


Figure IV.15. Schémas du passage de la configuration T vers la configuration II en paramètres d'admittance.

La dérivation décrite ci-dessous a été extraite du travail de V. Danelon [13], et de J. G. Tartarin [24]. Le passage des courants i_c et i_e à i_1 et i_2 s'obtient comme suit :

1/ Si l'entrée et la sortie des quadripôles sont en court-circuit, on démontre à partir du formalisme de quadripôles :

$$\text{Schéma en T (Sch. T) : } I'_{2CC} = i_c \quad (\text{IV.22})$$

$$\text{Schéma en (Sch. II) : } I'_{2CC} = i_2 \quad (\text{IV.23})$$

2/ Si la sortie est en court-circuit et l'entrée en circuit ouvert on a :

$$\text{Sch.T : } I'_{2CO} = \left(\frac{Y_{21}}{Y_{11}} + 1 \right) i_c - \frac{Y_{21}}{Y_{11}} i_e \quad (\text{IV.24})$$

$$\text{Sch. II : } I'_{2CO} = i_2 - \frac{Y_{21}}{Y_{11}} i_1 \quad (\text{IV.25})$$

En comparant les cas court-circuit (CC) et circuit ouvert (CO) on obtient pour les sources i_1 et i_2 :

$$i_1 = i_e - i_c \quad (\text{IV.26})$$

$$i_2 = i_c \quad (\text{IV.27})$$

Grâce à ces deux dernières expressions, il est possible de calculer les sources i_1 et i_2 pour les deux technologies de composants.

Avant de faire la dérivation des sources i_1 et i_2 , nous discutons du gain en courant en base commune α (cf. relation IV.2) ou la relation (IV.A.24) de l'annexe §IV.A. Dans [25]-[26] il est démontré que ce gain joue un rôle très important sur les performances en bruit des transistors bipolaires via le terme de corrélation C entre les sources i_1 et i_2 (introduit plus loin dans ce paragraphe). Plus précisément c'est la formulation analytique de la phase de ce terme, le temps « τ », qui pose encore questions. Son origine physique demeure confuse. Ce temps traduit le retard lié au transport du « bruit » entre l'émetteur et le collecteur. Des résultats

expérimentaux et des modélisations semblent indiquer que « τ » est égal au temps de transit de base augmenté du temps de transit du collecteur [27]-[28].

En outre, dans la référence [26] il est montré que si α est suivant la forme de (IV.2), alors sa phase s'exprime à partir du temps de transit total du transistor où $\tau_{tot} \approx \tau + 1/\omega_\alpha$. Ici ω_α est la fréquence de coupure du gain en courant. Cela peut mener à une sous estimation des paramètres de bruit [26]. Le problème peut être dépassé, en supposant que le gain en courant α est contrôlé non pas par le courant total d'émetteur (I_e), mais par le courant d'émetteur qui traverse la résistance dynamique d'émetteur (I'_e), voir figure IV.13. On peut alors définir un gain en courant α' dont l'expression est :

$$\alpha' = \alpha_F \exp(-j\omega\tau) \quad (IV.28)$$

Nous utiliserons cette explicitation du gain en courant pour la dérivation, dans les sections suivantes, des sources i_1 et i_2 des deux technologies de TBH.

Le paramètre « τ », comme on verra plus loin, n'est pas lié au retard de transport électrique (τ_{EC}) comme décrit dans [19], car nous trouvons que $\tau < \tau_{EC}$. En conséquence, nous designons dorénavant « retard du bruit » ce paramètre « τ ».

IV.3.5 Dérivation des sources de bruit i_1 et i_2 pour le TBH SiGe:C

Calculons maintenant les sources de bruit i_1 et i_2 pour les composants SiGe:C, en injectant les relations (IV.13) et (IV.14) dans (IV.26) et (IV.27). Au cours de cette dérivation, la puissance de la source i_c a été décomposée en une partie fortement corrélée avec i_e et en une autre non corrélée [24]. En calculant la puissance spectrale de i_1 et i_2 , on peut démontrer :

$$\overline{i_1^2} = 2qI_e \left(\alpha_F (1 - \alpha_F) \gamma + (2\gamma - 1) |1 - \alpha|^2 \right) \Delta f \quad (IV.29)$$

$$\overline{i_2^2} = 2q\alpha_F I_e \left(\alpha_F (2\gamma - 1) + (1 - \alpha_F) \gamma \right) \Delta f \quad (IV.30)$$

De plus pour dériver ces expressions nous avons considéré que la corrélation entre les sources i_e et i_c est selon [13] :

$$\overline{i_e^* i_c} = \overline{i_e^* \alpha i_e} = \alpha \overline{i_e^2}, \quad \overline{i_e^* i_c} = \frac{1}{\alpha} \overline{i_c^* i_c} = \frac{1}{\alpha} \overline{i_c^2} \quad (IV.31)$$

Enfin, nous avons considéré que le coefficient de transport dans la base est égal au gain en courant en régime statique ou $\alpha_t \approx \alpha_F$.

Le terme de corrélation (C) entre i_1 et i_2 est :

$$C \approx \frac{\alpha_F \left((2\gamma - 1) (\exp(j\omega\tau) - \alpha_F) - \gamma (1 - \alpha_F) \right)}{\sqrt{\alpha_F \left(\alpha_F (1 - \alpha_F) \gamma + (2\gamma - 1) |1 - \alpha|^2 \right) \left(\alpha_F (2\gamma - 1) + (1 - \alpha_F) \gamma \right)}} \quad (IV.32)$$

Si l'on se limite au comportement à basse fréquence de ces équations, il est aisé de trouver que les sources deviennent $\overline{i_1^2} \approx 2qI_b\Delta f$ et $\overline{i_2^2} = 2qI_c\Delta f$ et $C = 0$. On démontre ceci en sachant que $\gamma \approx 1$, $I_c = \alpha_F I_e$ et $\alpha_F \approx 1$. On voit que le jeu d'équations pour le bruit du TBH SiGe:C à basse fréquence est exactement le même que celui dérivé par Fukui dans [16]. Le fait que pour ce régime de fréquence, les sources i_1 et i_2 dérivées ci-dessus se simplifient sous la forme du modèle de Fukui, est très important pour la dérivation du modèle analytique, puisque la dérivation des relations de R_n et F_{min} sera moins lourde.

IV.3.6 Dérivation des sources de bruit i_1 et i_2 pour le TBH InGaAs/InP

Continuons avec la dérivation des sources i_1 et i_2 pour la technologie InGaAs/InP. En reprenant la structure de sources donnée par les relations (IV.19)-(IV.21) et les résultats du passage des sources de bruit en parallèle de la section IV.3.4, on peut écrire :

$$\overline{i_1^2} = 2qI_e \left(1 + \alpha_F (1 - 2 \cos(\omega\tau))\right) \Delta f \quad (\text{IV.33})$$

$$\overline{i_2^2} = 2qI_c \Delta f \quad (\text{IV.34})$$

$$C = \frac{\overline{i_1^* i_2}}{\sqrt{\overline{i_1^2} \overline{i_2^2}}} = \frac{\alpha_F (\exp(j\omega\tau) - 1)}{\sqrt{\alpha_F (1 + \alpha_F (1 - 2 \cos(\omega\tau)))}} \quad (\text{IV.35})$$

A basse fréquence, les sources de bruit i_1 et i_2 deviennent :

$$\overline{i_1^2} = 2qI_b\Delta f \quad \text{et} \quad \overline{i_2^2} = 2qI_c\Delta f \quad \text{avec} \quad C = 0 \quad (\text{IV.36})$$

Nous avons retenu ce modèle (IV.36), pour la dérivation analytique de F_{min} et R_n . Aux basses fréquences, la modélisation de i_1 et de i_2 est identique pour les deux types de TBH, ce qui simplifie l'explicitation analytique de R_n et F_{min} .

Dans le cas du TBH InGaAs/InP, les sources n'ont pas de terme γ (cf. relation IV.11). La différence entre les TBH InP et SiGe npn se trouve dans la nature du transport des électrons. Dans les composants III-V, la forte discontinuité en bande de conduction empêche que les porteurs injectés dans la base ne reviennent dans l'émetteur, ce qui élimine le bruit thermique produit par les porteurs réinjectés vers l'émetteur. Dans le cas du TBH SiGe:C, le transport est diffusif pour les électrons et par voie de conséquence on doit tenir compte leur contribution en bruit, laquelle augmente avec la fréquence [19]. On pourrait alors attendre une moindre dégradation du bruit vers les hautes fréquences pour les TBH InGaAs/InP que pour les TBH SiGe:C, néanmoins il faut aussi considérer l'influence du terme de corrélation sur les sources i_1 et i_2 . Nous reviendrons ultérieurement sur ce point.

IV.3.7 Circuit électrique équivalent complet pour la modélisation en bruit HF des TBH

La figure IV.16 représente le schéma électrique équivalent retenu pour la modélisation en bruit HF des TBH, avec les sources de bruit i_1 et i_2 explicitées précédemment, et le bruit thermique prend en compte l'auto-échauffement.

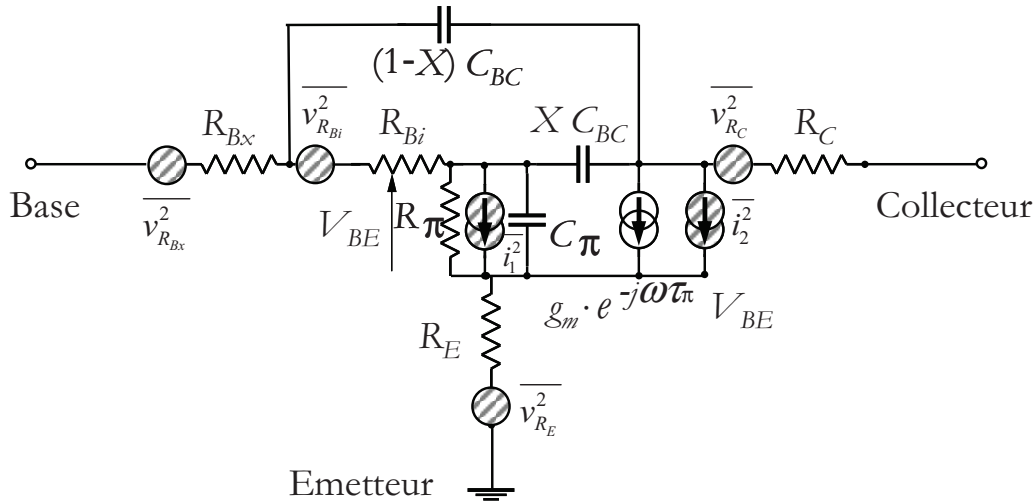


Figure IV.16. Schéma électrique en Π avec toutes les sources de bruit thermique et des jonctions du composant.

Valérie Danelon a réalisé une analyse afin de dégager le poids relatif de chaque élément du schéma en Π de la figure IV.16 sur R_n et F_{min} en fonction de la polarisation et de la fréquence [13]. Les résultats de cette étude ont montré que les éléments dont le poids est le plus important sur le comportement en bruit sont : la résistance de base apparente (R_B), la source de courant en bruit i_1 . En revanche, les résistances d'émetteur et de collecteur et la source de bruit i_2 avaient une influence modérée sur F_{min} et R_n . Cette étude a été opérée sur un TBH InPGaAs/InP.

Par exemple, à forte polarisation, $J_C = 0.8 \text{ mA}/\mu\text{m}^2$, et à $f = 2 \text{ GHz}$, i_1 contribue pour 71% et 11% respectivement à F_{min} et à R_n . Dans le cas de R_B sa contribution à F_{min} et R_n est respectivement de 22% et 74%. Ces deux facteurs contribuent à plus de 80% aux valeurs des deux figures de mérite en bruit.

La modeste contribution de R_E , R_C et i_2 s'explique par le fait que F_{min} et R_n sont calculés avec des sources de bruit de tension et courant de bruit à l'entrée du quadripôle. Par conséquent leur contribution est divisée par le gain en puissance du composant.

Ces conclusions sont valables pour les deux points de polarisation (0.05 et $0.8 \text{ mA}/\mu\text{m}^2$) et les deux fréquences analysées (2 et 16 GHz) envisagés par Valérie Danelon [13].

Pour le TBH SiGe:C on peut considérer, par extension que les sources de bruit de R_B et i_1 représentent les contributions les plus importantes à R_n et F_{min} .

Cette étude démontre l'intérêt d'avoir en même temps un gain en puissance le plus élevé possible et la nécessité d'optimiser la résistance de base des composants, ceci pour viser les meilleures performances en bruit HF.

IV.4 Comparaison du modèle en bruit HF complet avec l'expérience

Dans ce paragraphe nous introduisons la comparaison entre les résultats expérimentaux et le modèle complet de bruit HF. Plus précisément, nous montrons l'impact du terme de corrélation et de l'AEC sur les performances en bruit pour chaque technologie de TBH. Les simulations sont réalisées avec le logiciel ADS de Agilent.

IV.4.1. Influence du terme de corrélation des sources i_1 et i_2 sur le bruit HF TBH SiGe:C

Afin d'éclairer l'influence du terme de corrélation C des sources intrinsèques de bruit, nous avons réalisé des simulations avec et sans corrélation, ceci en prenant le jeu de sources i_1 et i_2 donné par les relations (IV.29) et (IV.30). De plus, la valeur du temps de transport de bruit « τ » a été imposée alternativement à 0, à $\tau = \tau_B/3 + \tau_C/2$ et à $2(\tau_B/3 + \tau_C/2)$, d'après [29], afin d'apprécier son influence sur les performances en bruit du TBH. Les résultats sont présentés en figures IV.17 (a)-(d). Il s'agit du TBH SiGe:C A2 (15-30% de Ge, $S_E = 0.17 \times 5.7 \mu\text{m}^2$).

Nous observons en figure IV.17 (a) que R_n issue du modèle reste pratiquement inchangée avec la variation de τ sur la plage de fréquence.

Si C est inactif, F_{min} modélisé ne présente un accord acceptable avec la mesure que pour $f \leq 9.5$ GHz, et ce, pour les trois valeurs de τ . Ensuite, on remarque que le bruit obtenu avec le modèle se dégrade plus rapidement en fonction de la fréquence, ceci est d'autant plus vrai si τ est non nul.

Ensuite en figure IV.17 (b) nous observons qu'il existe un bon accord pour le module de Γ_{opt} seulement pour $f < 10$ GHz. En revanche sa phase présente un accord assez acceptable pour toute la plage de fréquence et pour tous les τ .

Les observations de la dépendance fréquentielle des 4 paramètres de bruit avec $C = 0$ indiquent que le modèle ne donne pas de résultats acceptables pour F_{min} au delà de $f = 10$ GHz.

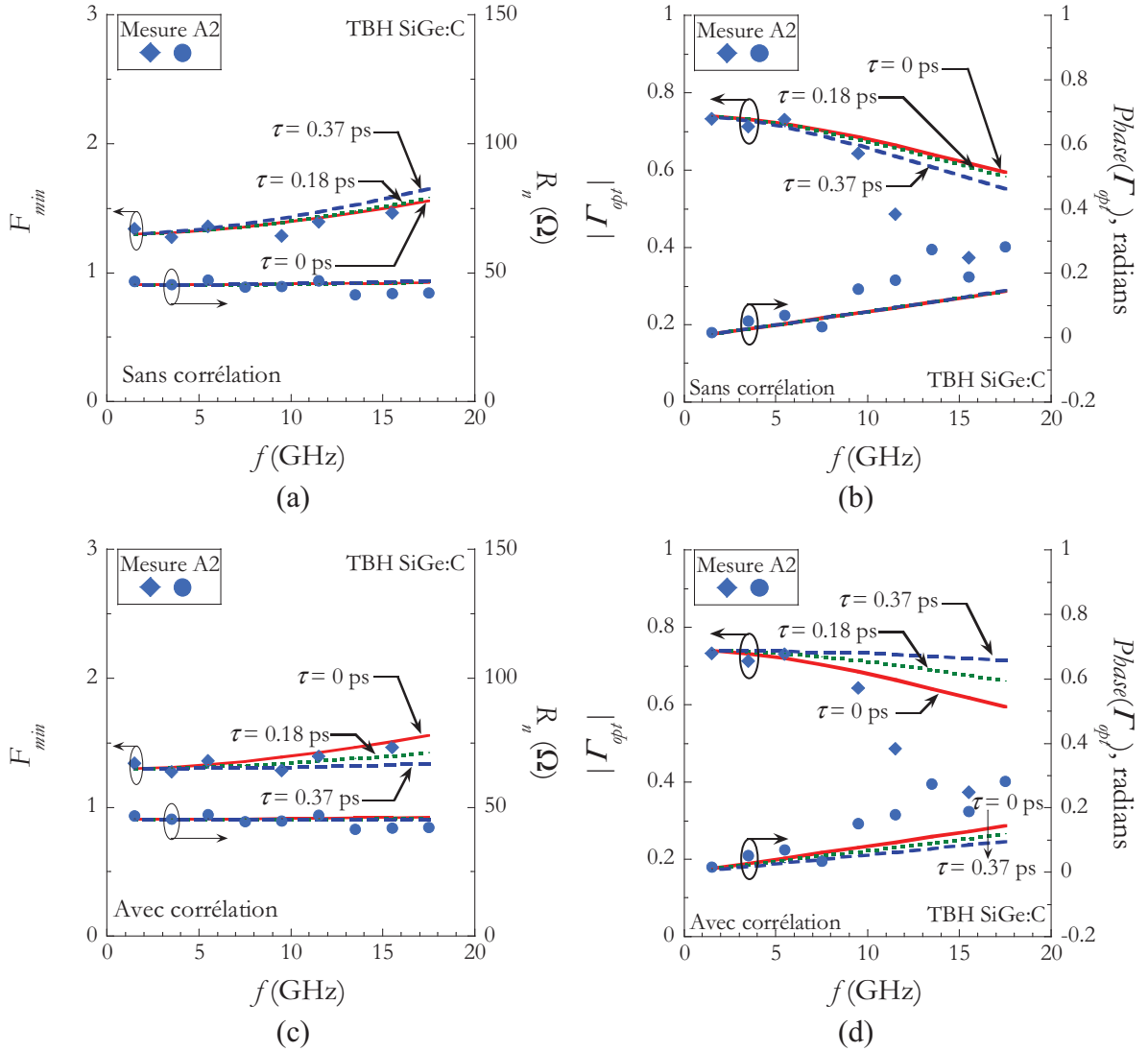


Figure IV.17. Les quatre paramètres de bruit mesurés et modélisés avec le schéma électrique équivalent complet, avec, (a)-(b,) et sans, (c)-(d), le coefficient de corrélation (C). Composant A2 $S_E = 0.17 \times 5.7 \mu\text{m}^2$, $J_C = 11.7 \text{ mA}/\mu\text{m}^2$, la température des résistances a été corrigée.

On peut aussi remarquer que si le temps du transport de bruit τ augmente, F_{min} se dégrade plus rapidement avec f . La dépendance fréquentielle du coefficient de réflexion optimal est aussi affectée par la variation de τ . Le module de Γ_{opt} tend à devenir constant si $\tau \rightarrow 0$, et la phase se réduit pour $\tau = 0.37$ ps. En l'absence de corrélation, le meilleur accord modèle/mesure est trouvé pour $\tau = 0$.

Si C est considéré on constate en figure IV.17 (a) que R_n est pratiquement insensible à la variation de τ , sur la plage de fréquence étudiée. Le meilleur accord mesure/modèle pour F_{min} est trouvé avec 0.18 ps ($= \tau_B/3 + \tau_C/2$). En outre, nous voyons que Γ_{opt} est affecté par τ . Le module de Γ_{opt} tend à être constant en fonction de la fréquence, particulièrement pour $\tau = 0.37$ ps. Les résultats des ces deux dernières courbes indiquent que le coefficient de corrélation entre les sources i_1 et i_2 doit être considéré afin de mieux ajuster les performances en bruit ; par exemple, en figure IV.17 (c) à $f = 17.5$ GHz $F_{min} = 1.56, 1.43$ et 1.34 ($NF_{min} = 1.9, 1.5$ et 1.3 dB) respectivement pour $\tau = 0, 0.18$ et 0.37 ps. L'importance de la corrélation augmente à

haute fréquence. Bien qu'illustré à un point de polarisation, les mêmes comportements sont observés à chaque point de polarisations (étude limitée à $I_{Copt}/8 < I_C < I_{Copt}$).

La valeur de τ qui ajuste le mieux les performances en bruit vaut 0.18 ps, ce qui correspond à $\tau = \tau_B/3 + \tau_C/2$. Ces temps sont obtenus à partir des résultats de modélisation physique présentés en chapitre II §II.3.3.

Le tableau IV.6 présente les temps de transit intrinsèques de l'ensemble des composants de la famille A et le temps de transport du bruit. Les temps intrinsèques ($\tau_{intr} = \tau_E + \tau_B + \tau_C$) ont été calculés en retranchant le terme de charge $R_C C_{BC}$ du temps τ_{Z0} (relation II.1 du chapitre II), soit environ 40 fs. Ainsi, les temps de transit le plus faibles possibles sont propices à des valeurs de F_{min} qui se dégrade le moins possible en fonction de la fréquence.

Composant	Ge%	W_{SiGe} (nm)	$\tau_{intr} = \tau_E + \tau_B + \tau_C$ (ps)	$\tau_B/3 + \tau_C/2$ (ps)	τ_{EC0} (ps)
A1 ⁽¹⁾⁽²⁾	10-30	30	0.46/0.47	0.18/0.18	0.61/0.61
A2 ⁽¹⁾⁽²⁾	15-30	30	0.44/0.48	0.17/0.18	0.58/0.61
A3 ⁽¹⁾⁽²⁾	20-30	30	0.50/0.53	0.19/0.20	0.64/0.66
A4 ⁽¹⁾⁽²⁾	20-30	20	0.43/0.45	0.17/0.17	0.56/0.58
A5 ⁽¹⁾⁽²⁾	25	20	0.58/0.56	0.21/0.21	0.71/0.69
A6 ⁽¹⁾⁽²⁾	25	20	0.54/0.55	0.20/0.20	0.67/0.78
A7 ⁽¹⁾⁽²⁾	20	20	0.39/0.39	0.15/0.15	0.52/0.52
A8 ⁽¹⁾⁽²⁾	20	20	0.40/0.40	0.16/0.15	0.52/0.52

Tableau IV.6. Temps de transit intrinsèque (τ_{intr}), temps du transport de bruit ($\tau = \tau_B/3 + \tau_C/2$) et temps de transit total minimum (τ_{EC0}) des TBH SiGe:C, $V_{CE} = 1.2$ V.
(1) $S_E = 0.17 \times 3.7 \mu m^2$ et (2) $S_E = 0.17 \times 5.7 \mu m^2$.

Finalement, nous avons montré que l'accord mesure/modèle est satisfaisant pour toute la plage de fréquences si C est activé avec $\tau = \tau_B/3 + \tau_C/2$. La différence entre NF_{min} modélisé avec $\tau = 0$ et $\tau = \tau_B/3 + \tau_C/2$ est de l'ordre de 0.4 dB à $f = 17.5$ GHz. Pour des fréquences inférieures à 10 GHz on peut négliger l'influence de C.

IV.4.2. Influence du terme de corrélation des sources i_1 et i_2 sur le bruit HF, TBH InGaAs/InP

Analysons l'influence du coefficient de corrélation et du temps τ sur les performances en bruit du TBH InGaAs/InP. Le composant choisi pour cette étude est celui nommé D05 (technologie 0.7 μm , $S_E = 0.5 \times 4.6 \mu m^2$). Les résultats sont représentés en figures IV.18 (a)-(d).

Sans corrélation, les quatre paramètres en bruit sont insensibles à la variation du temps de transport de bruit. Avec corrélation (figure IV.18 (c)), la dépendance fréquentielle de F_{min} se réduit à mesure que τ augmente. Le terme de corrélation diminue le bruit (F_{min}) en fonction de

la fréquence. Concernant le coefficient optimal de réflexion, figure IV.18 (c), son module est peu affecté par la variation du temps de transport de bruit. En revanche, si τ augmente, alors la phase de Γ_{opt} devient légèrement plus faible en fonction de f .

Ces résultats indiquent que le coefficient de corrélation peut être négligé pour le TBH InGaAs/InP pour les fréquences ici étudiées.

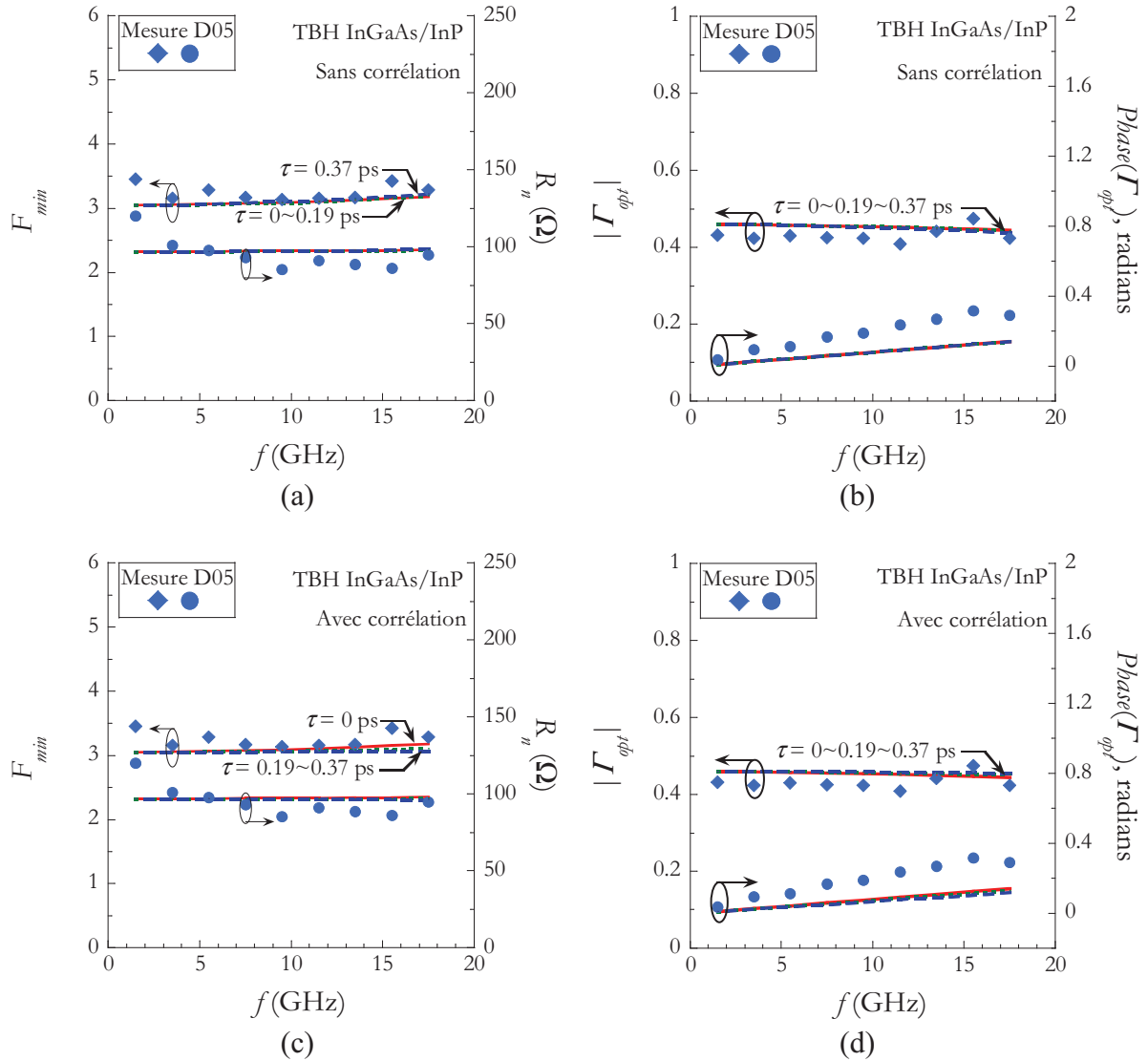


Figure IV.18. Quatre paramètres de bruit mesurés et modélisés avec le schéma électrique équivalent complet, avec, (a)-(b.), et sans, (c)-(d), la prise en compte du coefficient de corrélation (C). Composant D05 $S_E = 0.5 \times 4.6 \mu\text{m}^2$, $J_C = 3.34 \text{ mA}/\mu\text{m}^2$, la température des résistances a été corrigée.

Le tableau IV.7 dresse la synthèse des valeurs de temps de transit de base et de collecteur extraites des deux technologies de TBH InGaAs/InP. Les valeurs de R_C et de τ_B (~ 0.15 ps) ont été extrait du travail de V. Nodjiajijim [30], conduisant à $R_C C_{BC} = 0.09$ fs. Les valeurs de $\tau_B + \tau_C$ de la technologie $0.7 \mu\text{m}$ ont été prises directement du travail de V. Nodjiajijim [30].

Technologie	Composant	S_E (μm^2)	$\tau_{intr} = \tau_B + \tau_C$ (ps)	$\tau_B/3 + \tau_C/2$ (ps)	τ_{ECO} (ps)
2 μm	C03	1.4x2.6	0.43	0.19	0.62
	C10	1.4x10	0.44	0.19	0.58
0.7 μm	D05	0.5x4.6	0.42	0.19	0.53
	D07	0.5x7	0.42	0.19	0.43
	D10	0.5x10	0.42	0.19	0.42

Tableau IV.7. Temps de transit intrinsèque (τ_{intr}), temps du transport de bruit ($\tau = \tau_B/3 + \tau_C/2$) et temps de transit total minimum (τ_{ECO}) des TBH InGaAs/InP, $V_{CE} = 1.5$ V.

On constate que le terme intervenant dans τ ($=\tau_B/3 + \tau_C/2$) est similaire aux deux technologies. La différence de τ_B entre les deux technologies est de seulement 0.05 ps et le temps de transit collecteur est aussi comparable, $\tau_C = 0.25$ et 0.29 ps respectivement pour les technologies 2 μm et 0.7 μm .

Ces temps de transport du bruit des TBH InGaAs sont très faibles, notamment le temps de transit de base (0.18 et 0.13 ps pour les technologies 2 μm et 0.7 μm), ce qui atténue la variation fréquentielle des 4 paramètres de bruit, comportement déjà mis en évidence pour les TBH III-V [31] et [32].

Pour les deux technologies, sur les plages de polarisation et de fréquence étudiées, nous pouvons avancer les conclusions suivantes en fonction de C et de τ :

1/ Le comportement en fréquence de la résistance équivalente de bruit ne change pratiquement pas avec ou sans corrélation, et R_n n'est pas très sensible aux variations de τ .

2/ Le comportement fréquentiel de F_{min} est contrôlé de façon modérée par C et τ . Si le terme C est activé, alors F_{min} ne se dégrade pas rapidement avec la fréquence, comportement attendu, car le coefficient de corrélation diminue le bruit des sources i_1 et i_2 .

3/ Le coefficient de réflexion optimal est en partie affecté par C et τ . Si C est activé, alors le module de Γ_{opt} tend à devenir quasi constant en fonction de la fréquence, si la valeur de τ est importante. En revanche sans corrélation, le module de Γ_{opt} décroît rapidement en fonction de la fréquence, et légèrement si la valeur de τ est grande. La phase de Γ_{opt} est légèrement sensible aux variations de C et de τ .

En résumé, pour le TBH InGaAs/InP nous avons démontré que les quatre paramètres de bruit sont pratiquement insensibles à C et aux variations de τ , ceci pour la plage de fréquence étudiée. La raison de cette quasi invariance est liée à la faible valeur du temps de transport de bruit (~ 0.19 ps).

IV.4.3. Validation du modèle de bruit complet avec des autres composants bipolaires

Nous avons utilisé notre modèle de bruit pour des composants npn où le transport des électrons est diffusif. La figure IV.19 montre les résultats de mesure et de modélisation de NF_{50} (dB) rapportés par Pruvost *et al.* dans [10]. Il s'agit d'un TBH SiGe:C réalisé par STMicroelectronics, dont la surface d'émetteur est $2 \times 0.17 \times 7 \mu\text{m}^2$. Les performances dynamiques f_T/f_{MAX} à température ambiante de ce dispositif sont 165/210 GHz [10]. La plage de fréquence de la mesure de NF_{min50} est entre 25 et 40 GHz. Nous avons implémenté le schéma en T pour l'analyse en bruit proposée dans [10], aussi nous avons utilisé les valeurs des capacités et des résistances fournies dans l'article. Dans un deuxième temps nous avons utilisé le jeu d'équations (IV.29)-(IV.32), avec et sans corrélation. Les résultats sont montrés en figure IV.19.

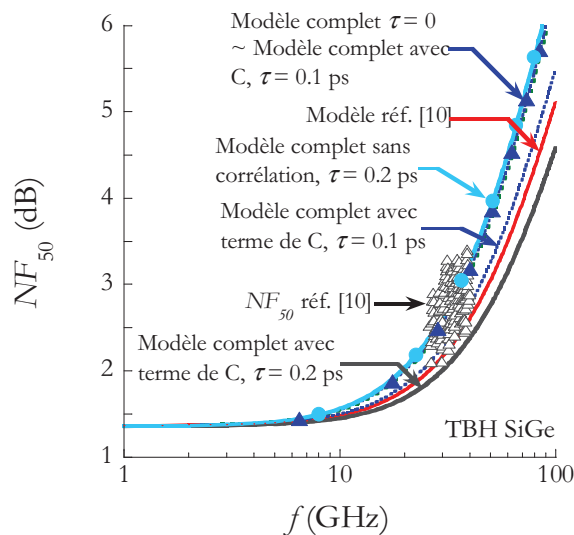


Figure IV.19. Comparaison mesure/modèle de NF_{50}
 $I_C = 10 \text{ mA}$, $T = 296 \text{ K}$, [10].

La figure IV.19 montre que le modèle utilisé dans la référence [10] donne des résultats de NF_{50} qui sont légèrement plus faibles que la mesure. Concernant le modèle complet proposé ici, sans corrélation ($\tau = 0 \text{ ps}$), il ajuste mieux le facteur de bruit mesuré. En revanche, si la corrélation est prise en compte, le meilleur ajustement est obtenu avec $\tau = 0.1 \text{ ps}$.

Les figures IV.20 (a)-(d) comparent les modèles et la mesure en bruit d'un TBH InGaP/GaAs npn dont la surface d'émetteur est $S_E = 3 \times 10 \mu\text{m}^2$. Le modèle de bruit décrit dans [26], nommé van der Ziel modifié (vdZM) avec corrélation accompagne la comparaison.

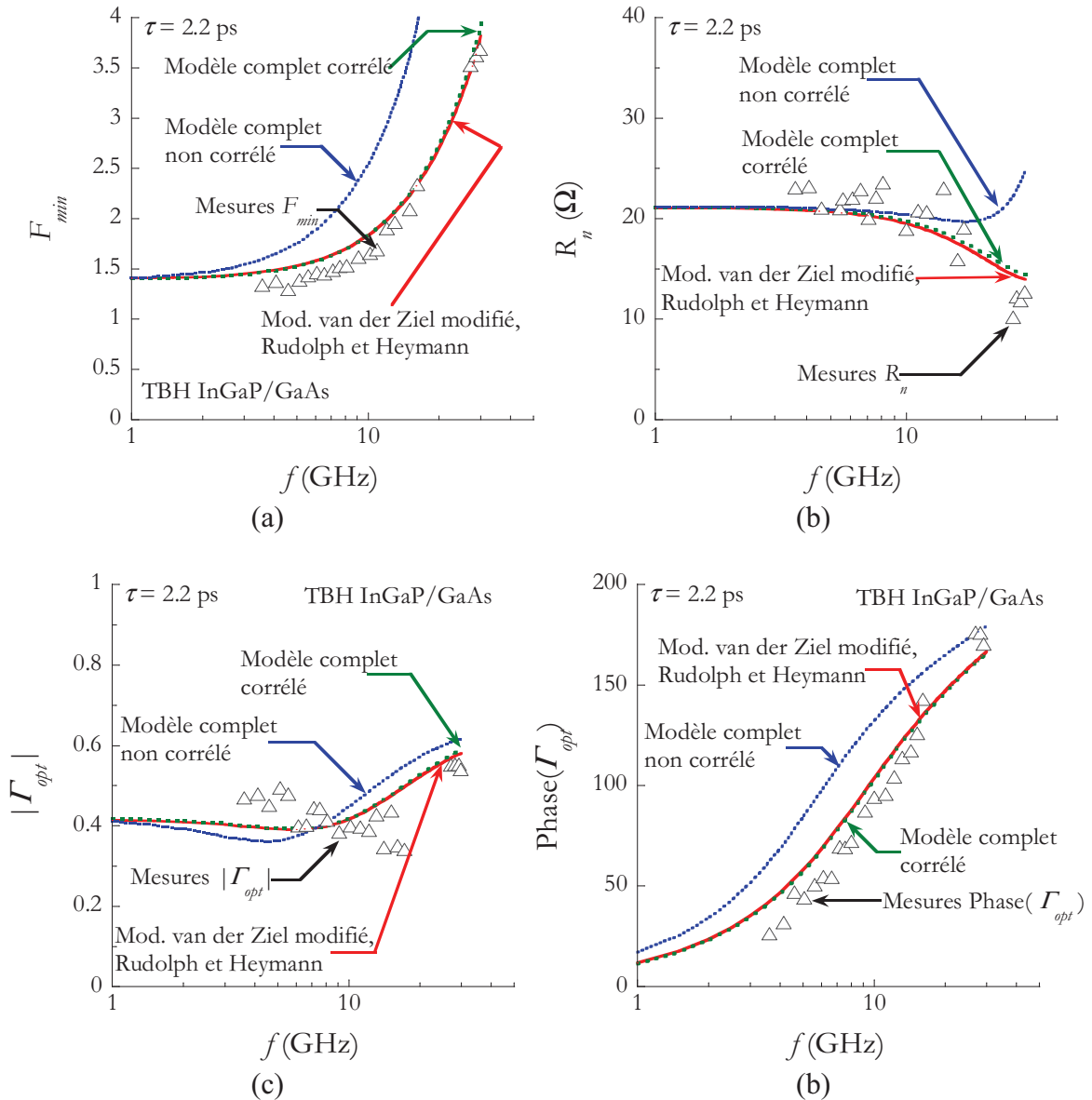


Figure IV.20. Comparaison mesure/modèle des quatre paramètres de bruit d'un TBH InGaP/GaAs rapportés dans [26], mesures à température ambiante, $I_C = 6$ mA.

Les paramètres du schéma équivalent sont ceux de [26]. Avec ou sans corrélation, le temps transit de bruit de notre modèle complet est ajusté aux mesures. Un bon accord existe entre les modèles vdZM et complet corrélé pour les quatre paramètres de bruit, alors que le modèle complet sans corrélation surestime le bruit à haute fréquence. On peut donc remarquer que le terme de corrélation est indispensable à l'ajustement du TBH InGaP/GaAs. Il est intéressant de remarquer que les modèles vdZM et complet donnent pratiquement les mêmes résultats, la différence entre les deux modèles se trouve dans le temps de transport de bruit. Dans [26], ce paramètre est égal à 3 ps, alors que dans notre cas il est ajusté à 2.2 ps.

Pour conclure, un meilleur accord modèle/mesure de bruit HF est possible pour les TBH SiGe sans corrélation des sources de bruit. En revanche, la corrélation est nécessaire pour le

TBH GaInP. Si la corrélation n'est pas nécessaire pour les TBH SiGe:C, c'est aussi grâce à leur performances très élevées (f_T et f_{MAX} supérieurs à 150 GHz) comparativement à la fréquence d'analyse en bruit avec 18 GHz pour nos moyens de mesure, et 40 GHz pour le composant rapporté en [10]. A basse fréquence, l'influence du terme de corrélation reste négligeable. En revanche, pour le TBH III-V de [26], ses performances dynamiques sont bien moindres avec f_{Tmax} autour de 35 GHz, et des mesures en bruit réalisées à des fréquences de fractions élevées de f_{Tmax} (3.6 à 34 GHz). Dans ces conditions, le coefficient de corrélation est indispensable au modèle en bruit HF du TBH GaInP.

Les résultats montrés dans cette section rendent compte du domaine de validité du modèle complet de bruit développé, qui est valable pour analyser des TBH III-V et IV-IV aux performances élevées. Le terme de corrélation serait considéré si les fréquences d'opération se rapprochent des fréquences de transition.

IV.4.4. Evaluation de l'influence de l'auto-échauffement et du modèle de sources simplifiés i_1 et i_2 sur les performances en bruit

Les sections précédentes ont montré le rôle joué par le coefficient de corrélation des sources i_1 et i_2 et du temps de transport du bruit. Lorsque τ vaut 0, on travaille implicitement avec des sources simplifiés (cf §IV.3.5 et §IV.3.6). Dans le cas du TBH SiGe:C, les performances en bruit sont légèrement sous-estimées à haute fréquence (plus précisément F_{min} et le module de Γ_{opt}), mais l'accord reste assez satisfaisant tant que $f < 10$ GHz.

Focalisons-nous maintenant sur l'influence de l'auto-échauffement (AEC) sur le bruit HF. Quelle est l'importance de l'augmentation en température (ΔT) des résistances sur les performances en bruit ? Pour le modèle en bruit, les sources i_1 et i_2 sont non corrélés et simplifiées. L'influence de l'AEC est indéniable à forte polarisation, nous nous plaçons dans ce régime de fonctionnement où les performances dynamiques deviennent maximale.

La comparaison porte sur : 1/ le cas désigné non isotherme (NIT), donc avec prise en compte de l'AEC, et 2/ le cas isotherme (IT), tel que la température des résistances reste égale à la température ambiante.

Les résultats obtenus en figure IV.21 (a) pour le composant A2 (TBH SiGe, famille A), dont $S_E = 0.17 \times 5.7 \mu\text{m}^2$, montrent que l'influence de la température des résistances sur F_{min} , est négligeable ; mais, en revanche R_n est affectée de façon significative. Brièvement à $f=1.5$ GHz et pour une densité de courant collecteur de $11.7 \text{ mA}/\mu\text{m}^2$, la prise en compte de l'AEC conduit à une augmentation de R_n de 19% (R_n passe de 38.2Ω à $R_n = 45.3 \Omega$) tel que $T_R = T_{amb} + \Delta T = 350 \text{ K}$, où $T_{amb} = 293 \text{ K}$. Avec la figure IV.21 (b), on constate que la phase de Γ_{opt} n'est presque pas affectée. Son module augmente légèrement si l'AEC est considéré.

Notons que l'accord modèle/mesure en présence de l'AEC est assez acceptable sur la gamme de fréquences considérées, à l'exception de Γ_{opt} , les mesures indiquant une plus forte diminution pour les fréquences au-delà de 10 GHz.

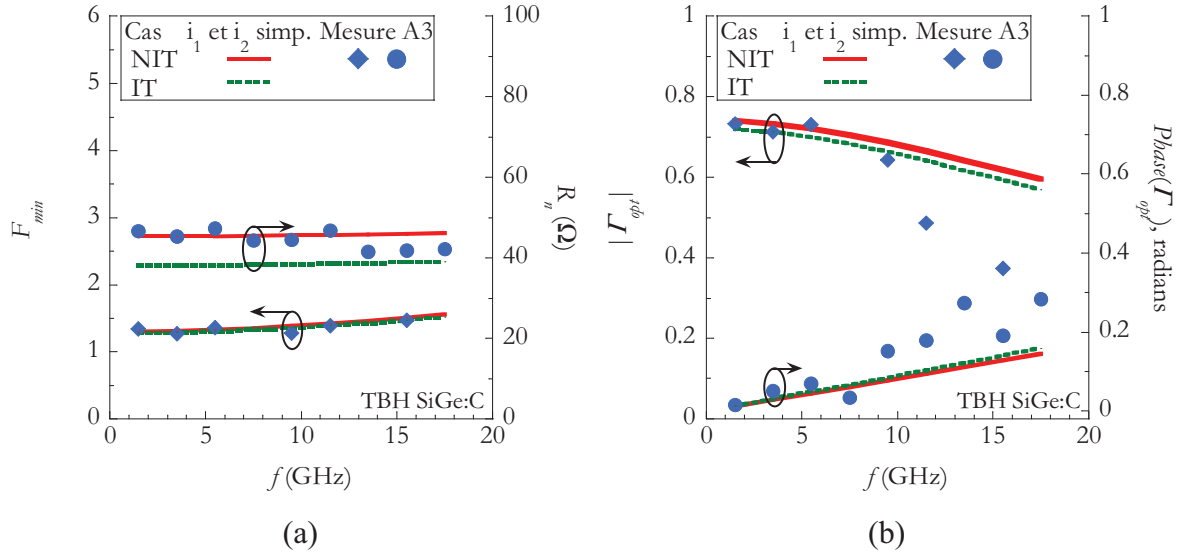


Figure IV.21. F_{min} , R_n (a) et Γ_{opt} (b) du composant A2, $S_E = 0.17 \times 5.7 \mu\text{m}^2$, $J_C = 11.7 \text{ mA}/\mu\text{m}^2$ cas isotherme (IT) en trait pointillé et non isotherme (NIT) en trait continu.

La comparaison modèle/mesure d'un TBH InGaAs/InP de la technologie $0.7 \mu\text{m}$ (D07) est illustrée en figures IV.22 (a) et (b). L'influence de l'AEC est plus forte sur F_{min} (6% de variation à $f = 3.5 \text{ GHz}$ par rapport aux TBH SiGe). Aussi les variations sur R_n sont plus grandes. Au point de polarisation choisi R_n vaut 53.5Ω pour le cas IT ($T_R = T_{amb} = 293 \text{ K}$), et augmente à 68.2Ω lorsque l'AEC est pris en compte ($T_R = T_{amb} + \Delta T = 404 \text{ K}$), i.e. une augmentation de 27.5%, avec $J_C = 2.8 \text{ mA}/\mu\text{m}^2$.

On voit que le coefficient de réflexion optimal est affecté par la prise en compte du AEC. Le module de Γ_{opt} est plus faible avec $|\Gamma_{opt}| = 0.26$ pour le cas IT, et $|\Gamma_{opt}| = 0.31$ pour le cas NIT, soit une augmentation de 22% à $f = 3.5 \text{ GHz}$. La phase de Γ_{opt} augmente plus rapidement en fonction de la fréquence pour le cas IT par rapport au cas NIT. La configuration qui ajuste le mieux les mesures est le cas NIT.

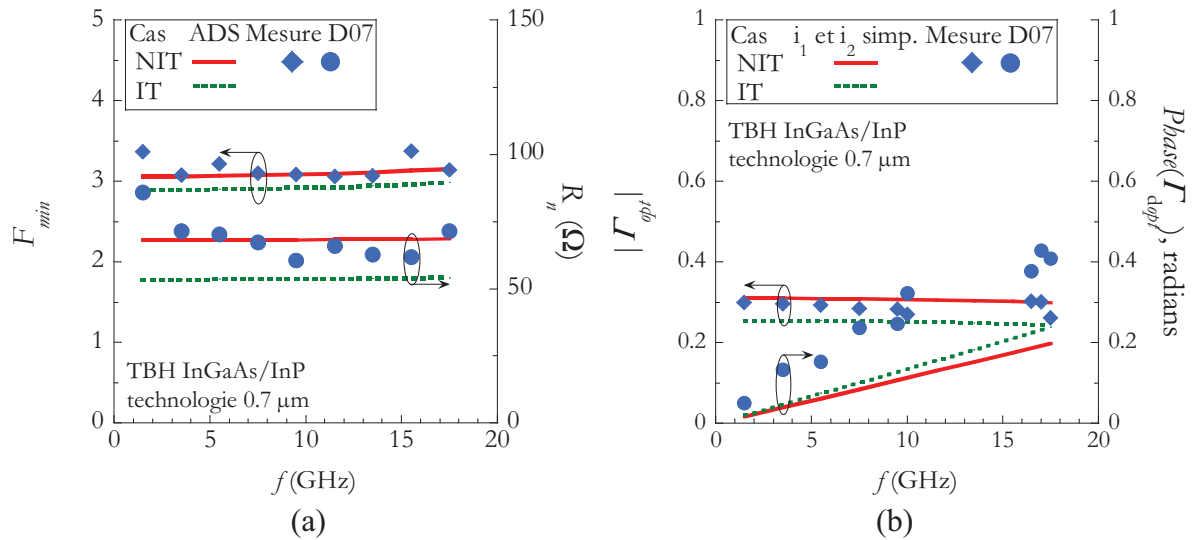


Figure IV.22. F_{min} , R_n (a) et Γ_{opt} (b) du composant D07 technologie 0.7 μm
 $S_E = 0.5 \times 7 \mu\text{m}^2$, $J_C = 2.8 \text{ mA}/\mu\text{m}^2$ cas isotherme (IT) trait pointillé
 et non isotherme (NIT) trait continu.

On peut dégager les conclusions suivantes pour les deux technologies de TBH : R_n est affecté au premier ordre par la prise en compte de ce phénomène, F_{min} est influencé de façon modérée. Enfin, le comportement de Γ_{opt} entre les deux technologies est différent, pour le composant A2 (TBH SiGe:C), Γ_{opt} n'est pratiquement pas affecté par l'AEC. Au contraire, le coefficient de réflexion optimale Γ_{opt} du composant D07 (technologie InGaAs/InP 0.7 μm) est affecté, et en phase et en module.

IV.5. Quelques éléments d'analyse des modèles analytiques de F_{min} et R_n et leur comparaison avec les données expérimentales pour les deux technologies de TBH

La dérivation et la validation de formulations analytiques sont simplifiées, sur la base du modèle électrique retenu développées en annexe IV.B. Nous introduisons ici seulement les résultats des expressions finales :

$$F_{min} = 1 + 2G_{n1}(R_{Bx} + R_E) + g_{\Pi} \left(\frac{g_m}{|Y_{21i}|^2} + R_{Bi} \right) + \sqrt{4G_{n1} \left(\Delta R_{Bx} + \frac{1}{g_m^2} \left(\Delta(R_{Bi} + R_E) |Y_{21i}|^2 + \frac{g_m}{2} (1 + R_{Bi} g_{\Pi})^2 \right) \right)} \quad (IV.37)$$

où $Y_{21i} = g_m - j\omega X C_{BC}$, $C_{iT} = C_{\Pi} + X C_{BCT}$.

$$R_n = \Delta R_{Bx} + \frac{\left(\Delta(R_{Bi} + R_E) + \frac{R_{Bi}^2 g_{\Pi}}{2} \right) |Y_{21i}|^2 + \frac{1}{2} (1 + \omega^2 R_{Bi}^2 C_{iT}^2)}{(\omega^2 C_{BC}^2 C_{\Pi}^2 (R_{Bi} + R_E) + g_m)^2} \quad (IV.38)$$

Les résistances R_{Bx} et R_{Bi} sont liées à la résistance apparente de base (R_B) et au facteur de distribution X selon :

$$R_B = R_{Bx} + X R_{Bi} \quad (IV.39)$$

et le terme Δ est donné par :

$$\Delta = \frac{T_{amb} + \Delta T}{T_0}, \quad (IV.40)$$

où $T_0 = 290$ K la température de référence de bruit. Les autres paramètres de ces relations sont décrits en annexe IV.B.

Nous faisons par la suite une comparaison des expressions (IV.37) et (IV.38) avec l'expérience, avec ou sans l'AEC (auto-échauffement) des composants. Puis, une comparaison entre les formulations analytiques de Hawkins et de Fukui pour F_{min} et de Pucel et de Rohde pour R_n est menée avec les données expérimentales.

IV.5.1. Comparaison entre l'expérience et les modèles simplifiés de F_{min} et R_n avec ou sans la prise en compte de l'auto-échauffement des TBH

L'influence de l'auto-échauffement avec les modèles analytiques simplifiés est établi avec les deux cas : isotherme (IT) et non isotherme (NIT). La mesure de A2 (TBH SiGe:C) et le modèle est comparé avec les figures IV.23 (a) – (b). Nous rappelons que le modèle complet considère des sources i_1 et i_2 simplifiées et non corrélées. Par la suite, nous appelons le modèle complet avec les sources i_1 et i_2 simplifiées et non corrélées : modélisation ADS.

Les résultats illustrés sur la figure IV.23 (a) pour le composant A2, montre l'insensibilité de F_{min} vis-à-vis de l'AEC. Les deux modèles montrent une forte augmentation de F_{min} avec la fréquence que la mesure. Cette observation ne constitue pas une limite à notre entreprise car nous visons à reproduire, principalement, les mesures aux basses fréquences.

En outre, grâce à la formulation simplifiée nous pouvons constater l'origine de l'insensibilité de F_{min} à l'auto-échauffement : le terme qui dépend de la température dans l'expression du facteur du bruit est multiplié par l'inverse du gain en courant du composant (à travers des paramètres g_{Π} et G_{nl}). Comme le gain est très important pour les TBH SiGe, l'AEC ne modifie pas fortement F_{min} .

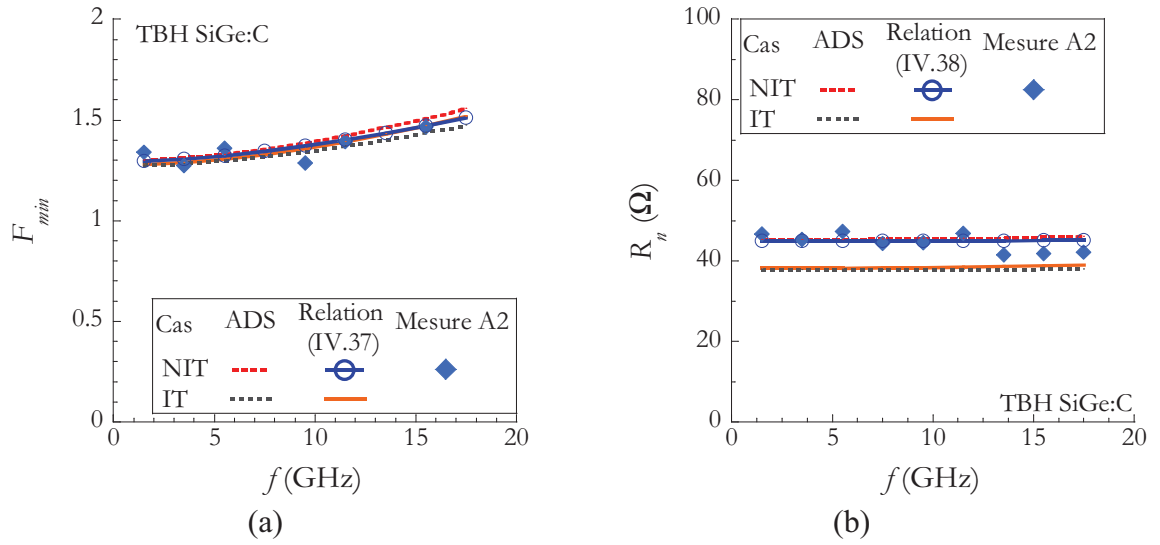


Figure IV.23. R_n et F_{min} mesurés et modélisés avec les relations (IV.37) et (IV.38) et ADS avec et sans la prise en compte de l'AEC, TBH SiGe:C
 A2 $S_E = 0.17 \times 5.7 \mu\text{m}^2$, $J_C = 11.7 \text{ mA}/\mu\text{m}^2$ cas IT et NIT.

La figure IV.23 (b) montre que le cas IT sous-estime la valeur de R_n . L'accord avec la mesure de R_n est obtenu pour le cas NIT analytique et les résultats issus d'ADS, avec moins de 5% de différence.

Précédemment, nous avons déjà signalé l'importance de l'AEC sur la valeur de R_n . La relation (IV.38) nous permet de quantifier cette influence. Puisque R_n est quasi constant sur la plage de fréquence, limitons-nous aux basses fréquences ($\omega \rightarrow 0$), et donc il est facile de démontrer à partir de (IV.38) que :

$$R_{nsBF} = \Delta(R_{Bx} + R_{Bi} + R_E) + \frac{1}{2} \left(R_{Bi}^2 g_{\Pi} + \frac{(1 + R_{Bi} g_{\Pi})^2}{g_m} \right) \quad (\text{IV.41})$$

Avec cette expression le premier terme a un poids très important sur R_n , et il s'agit de la somme des résistances R_{Bx} , R_{Bi} et R_E , multiplié par Δ . Le second terme est relativement négligeable dans les TBH à forte polarisation. Si l'AEC est considéré, soit $\Delta \sim 1.21$ à

$J_C = 11.7 \text{ mA}/\mu\text{m}^2$, le premier terme sera augmenté de 21% par rapport à l'absence d'AEC. Dans la section IV.4.4, l'augmentation de R_n était de 19% entre les cas IT et NIT.

Même si la figure IV.23 concernent le composant A2, les même tendances sont observées pour les autres composants de la famille A et pour toutes les polarisations analysées.

Pour le TBH InGaAs/InP, composant D07 (technologie $0.7 \mu\text{m}$), les résultats de comparaison entre la mesure, le modèle ADS et la formulation analytique simplifiée dans les cas IT et NIT sont présentés en figures IV.24 (a)-(b).

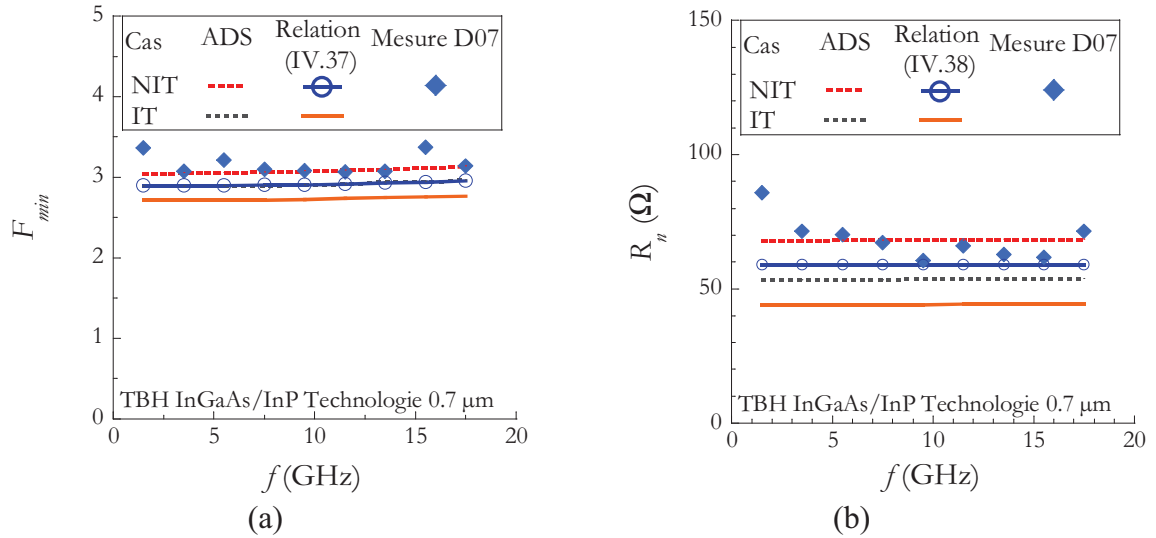


Figure IV.24. R_n et F_{min} mesures et modélisés avec les relations (IV.37) et (IV.38) et ADS avec et sans la prise en compte de l'AEC, TBH InGaAs/InP D07 technologie $0.7 \mu\text{m}$ $S_E = 0.5 \times 7 \mu\text{m}^2$, $J_C = 2.8 \text{ mA}/\mu\text{m}^2$, cas IT et NIT.

Le cas NIT reproduit mieux les données expérimentales de F_{min} (figure IV.24 (a)). Le décalage entre ADS et la relation (IV.37) est de l'ordre de 5% pour toute la plage de fréquence. Contrairement au TBH SiGe, la sensibilité de $F_{min-InP}$ à l'échauffement est plus élevée avec un gain statique moins grand, avec $\beta_{InP} = 22$ à $J_C = 2.8 \text{ mA}/\mu\text{m}^2$, car le facteur Δ vaut 1.39, avec $T_{amb} = 293 \text{ K}$ et $\Delta T \approx 111 \text{ K}$.

Concernant R_n (figure IV.24 (b)), les modèles peinent à suivre l'évolution fréquentielle de la mesure. En outre, si l'on prend comme référence la relation (IV.41) l'augmentation de R_n produit par la prise en compte de l'AEC est de l'ordre 39%, dans la section précédente nous avons trouvé que R_n augmentait autour de 30% en comparant les résultats des cas IT et NIT.

Dans cette section nous avons montré que les relations analytiques simplifiées sont en bon accord avec l'expérience, pour les deux technologies SiGe et InGaAs/InP. Ceci vaut pour toutes les polarisations pour les composants SiGe:C (non montrées). En revanche, pour les dispositifs InGaAs/InP, les formulations simplifiées sont valables tant que nous ne sommes pas à très forts niveaux de courant ($J_C < 3 \text{ mA}/\mu\text{m}^2$).

Dans les sections suivantes, l'AEC sera toujours considéré dans les modèles.

IV.5.2. Comparaison entre l'expérience, les modèles simplifiés de F_{min} et R_n et les formulations de F_{min} de Hawkins et Fukui et de R_n de Pucel et Rohde

Dans cette section nous avons réalisé une étude afin de comparer des formulations analytiques de F_{min} et R_n issues de notre travail avec des relations largement utilisées pour le calcul de ces deux figures de mérite. Celles-ci sont les formulations du facteur de bruit dérivé par Hawkins [14] et Fukui [16] et la formulation de R_n issue du travail de Pucel et Rohde [17], cf §IV.2.3. Cette comparaison a été toujours faite avec les données expérimentales.

Nous commençons avec les résultats de F_{min} à deux points de polarisation pour le composant A2, présentés en figure IV.25 (a) et (b). Les relations de Hawkins et Fukui sous-estiment les résultats de F_{min} pour les deux points de polarisation. Ceci n'est pas étonnant, car comme déjà décrit dans le paragraphe §IV.2.4.1 dans la dérivation de leurs relations, Hawkins et Fukui n'ont pas considéré l'AEC, ni certains éléments du schéma équivalent, notamment les résistances d'émetteur et du collecteur. Enfin ses approches ne considèrent pas non plus la nature distribuée de la résistance de base.

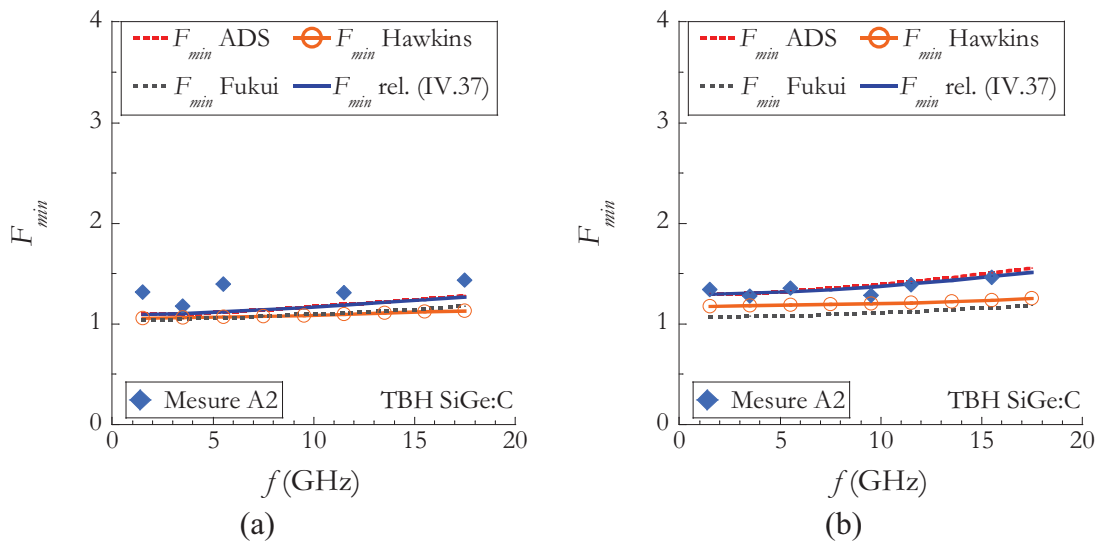


Figure IV.25. F_{min} mesuré et obtenus avec ADS, la relation (IV.37), cas NIT, et les formulations de Hawkins et Fukui, composant A2 TBH SiGe:C, $S_E = 0.17 \times 5.7 \mu\text{m}^2$, (a) $J_C = 3 \text{ mA}/\mu\text{m}^2$ et (b) $J_C = 11.7 \text{ mA}/\mu\text{m}^2$.

Pour la résistance équivalente du bruit R_n , sur les figures IV.26 (a)-(b), contrairement au modèle proposé ici, la relation de Pucel et Rohde sous-estime considérablement les résultats expérimentaux pour toute la plage de fréquences et pour les deux points de polarisations choisies. Les raisons avancées précédemment sont à l'origine de cette mésestimation de R_n .

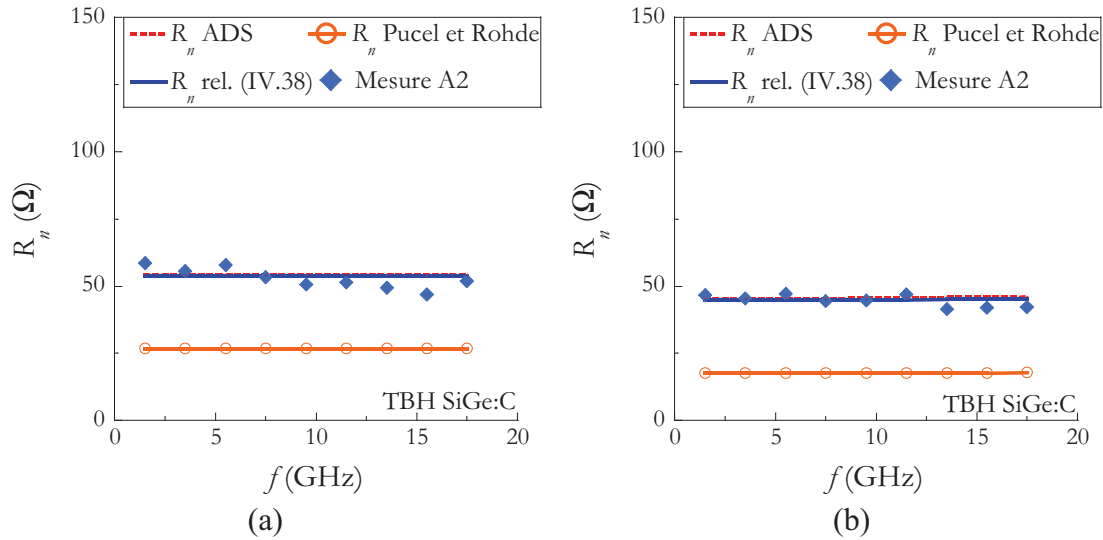


Figure IV.26. R_n mesuré et issu du modèle complet (ADS), la relation (IV.38), cas NIT, et la formulation de Pucel et Rohde, composant A2 TBH SiGe:C, $S_E = 0.17 \times 5.7 \mu\text{m}^2$, (a) $J_C = 3 \text{ mA}/\mu\text{m}^2$ et (b) $J_C = 11.7 \text{ mA}/\mu\text{m}^2$.

Pour le composant InGaAs/InP D07, (technologie 0.7 μm), la figure IV.27 montre l'écart entre les modèles de Hawkins et Fukui par rapport aux données expérimentales. L'explication de cet écart est la même que pour le TBH SiGe.

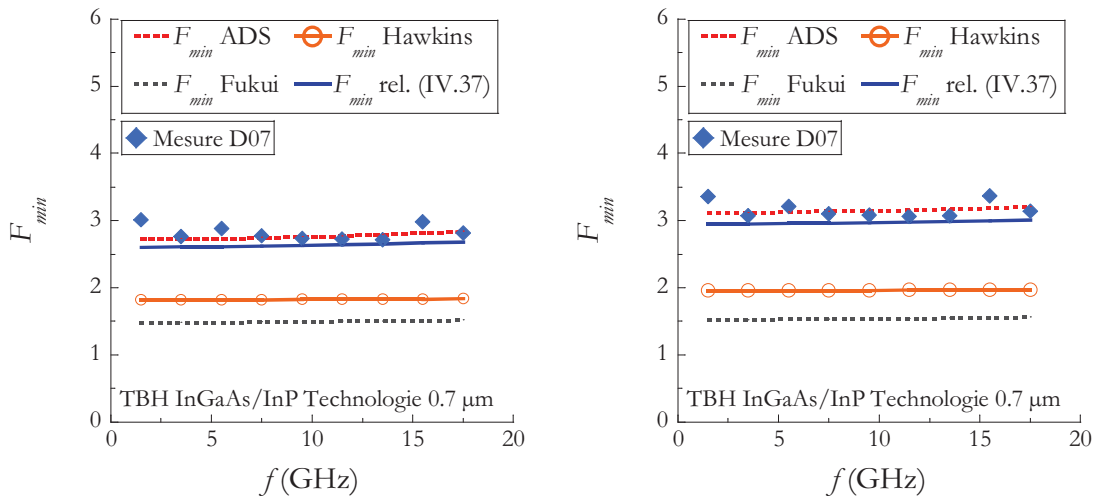


Figure IV.27. F_{min} mesuré et obtenus avec ADS, la relation (IV.37), cas NIT, et les formulations de Hawkins et Fukui, composant D07 TBH InGaAs/InP, $S_E = 0.5 \times 7 \mu\text{m}^2$, (a) $J_C = 1.9 \text{ mA}/\mu\text{m}^2$ et (b) $J_C = 2.8 \text{ mA}/\mu\text{m}^2$.

Concernant R_n représenté sur les figures IV.28 (a) et (b), nous observons que la relation (IV.5) de Pucel et Rohde sous-estime largement R_n . Si notre modèle permet un meilleur ajustement, il ne peut toujours pas suivre les variations en fréquence de R_n mesurée. Le décalage entre la relation (IV.38) et le modèle ADS s'accroît avec J_C ; mais, les deux rejoignent les valeurs de R_n mesurées.

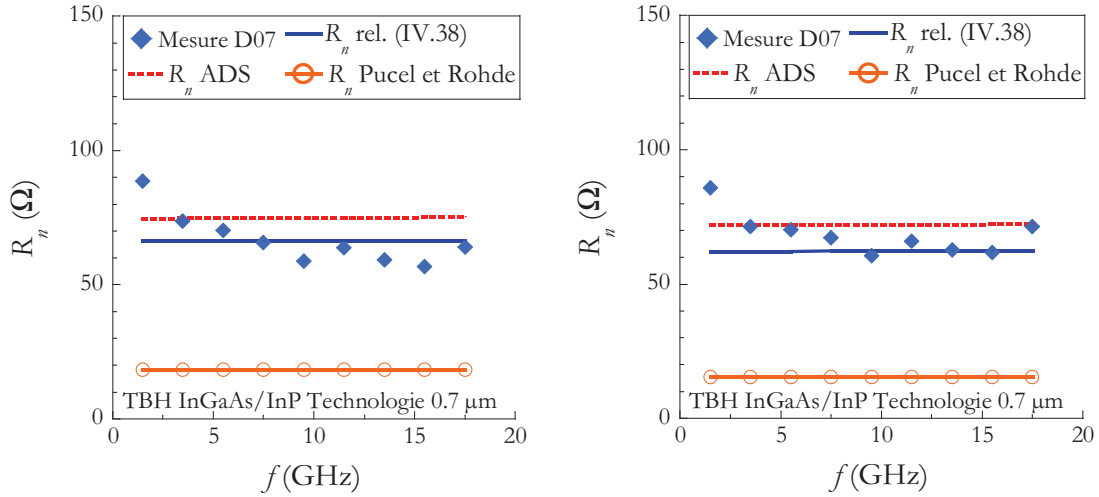


Figure IV.28. R_n mesuré et obtenus avec ADS, la relation (IV.38), cas NIT, et les formulations de Pucel et Rohde, composant D07 TBH InGaAs/InP, $S_E = 0.5 \times 7 \mu\text{m}^2$, (a) $J_C = 1.9 \text{ mA}/\mu\text{m}^2$ et (b) $J_C = 2.8 \text{ mA}/\mu\text{m}^2$.

Pour les deux composants analysés aux deux points de polarisation représentés, le tableau IV.8 résume les valeurs des paramètres utilisés dans les relations (IV.1), (IV.4) et (IV.5).

Composant	J_C (mA/ μm^2)	f_B (GHz)	f_E (GHz)	f_T (GHz)	α_F	R_B (Ω)	r_E (Ω)
A2	3	455	816	168	0.9993	22.0	10.4
(SiGe:C)	11.7	455	3028	223	0.9982	16.5	2.2
D07	1.9	1263	1415	195	0.9509	14.0	4.3
(InGaAs/InP)	2.8	1263	2071	229	0.9530	12.0	2.7

Tableau IV.8. Paramètres utilisés dans les relations (IV.1), (IV.4)-(IV.5) pour les deux TBH aux deux points de polarisation représentés.

Dans les figures IV.29 (a)-(b) qui suivent, nous présentons plusieurs configurations de nature à comprendre précisément les écarts entre les relations « classiques » d'analyse de bruit et les relations dérivées dans ce travail. Les variations des formulations analytiques n'intègrent pas : l'absence d'auto-échauffement, (Δ vaut un), la prise en compte de R_E (mise égale à 0), ni le facteur de distribution entre la résistance de base et la capacité base-collecteur ($X = 1$).

Même si l'on semble évoquer seulement les TBH SiGe:C, la discussion est valable pour les deux technologies de TBH. On comprend bien avec les figures IV.29 (a) et (b) qu'il faut bien prendre en compte les différents phénomènes intervenant dans les composants ultra-rapides, sans quoi l'ajustement mesure/formulation analytique devient mauvais. Sans l'AEC, ni de résistance R_E , et $X = 1$ la relation (IV.37) donne des résultats comparables avec la

relation de Hawkins, voir la figure IV.29 (a), et la relation (IV.38) donne des valeurs proches que celles de Pucel et Rohde, figure IV.29 (b).

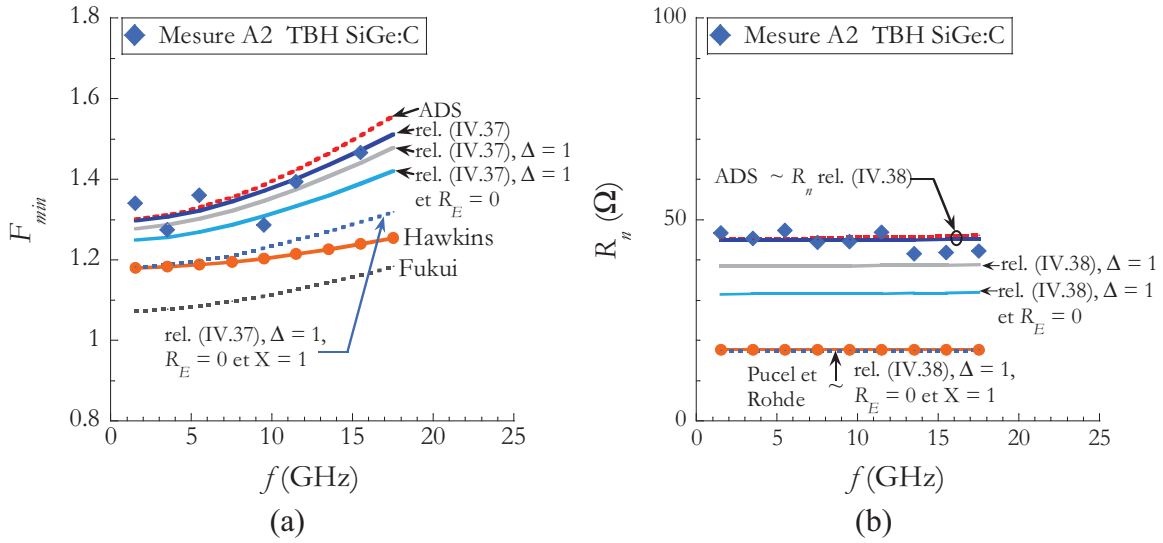


Figure IV.29. F_{min} et R_n mesurés et obtenus avec ADS, les relations de Hawkins, Fukui, Pucel et Rohde, et les formulations (IV.37) et (IV.38) avec ou sans la prise en compte de l'AEC, R_E et $X = 1$, composant A2 TBH SiGe:C, $S_E = 0.17 \times 5.7 \mu\text{m}^2$, $J_C = 11.7 \text{ mA}/\mu\text{m}^2$.

Ces points constituent des résultats saillants de notre travail, car ils nous permettent d'apprécier l'importance de la prise en compte de distribution de la jonction BC, de la résistance R_E et de l'auto-échauffement sans lesquels on ne peut pas opérer une modélisation propre des performances en bruit HF (F_{min} et R_n) des TBH ultra-rapides.

IV.6. Extraction du facteur de distribution (X), de la résistance de base intrinsèque (R_{Bi}) et extrinsèque (R_{Bx})

Dans cette section nous décrivons une méthode utilisée pour séparer le facteur de distribution X , la résistance de base intrinsèque (R_{Bi}) et la résistance de base intrinsèque (R_{Bx}). Les paramètres S seuls ne permettent pas cette séparation sans une analyse précise avec des transistors de largeur d'émetteur variable, et certaines hypothèses de dépendance. Puisque le bruit est en partie la conséquence des résistances, les paramètres de bruit montre différemment le couple $\{X, R_{Bi}, R_{Bx}\}$.

Nous commençons par la dérivation des expressions pour R_{Bi} et R_{Bx} à partir des relations (IV.37) et (IV.38). Ensuite, nous décrivons les différentes stratégies que nous avons envisagées pour réaliser cette extraction et nous expliquons l'approche retenue, enfin nous introduisons les résultats obtenus pour X , R_{Bi} et R_{Bx} .

IV.6.1. Quelques rappels sur le facteur de distribution X du TBH InGaAs/InP

Pour le TBH InGaAs/InP, le facteur de distribution peut être calculé, en première approximation, comme le quotient de la surface effective du MESA d'émetteur et par celle du MESA de base : S_E/S_B . Ce facteur modélise la répartition de la capacité de la jonction BC entre la partie intrinsèque (en dessous de la fenêtre d'émetteur) et extrinsèque en dessous de la partie extrinsèque de la base [22].

Le calcul de X est mené avec les dimensions des masques des MESA d'émetteur et de base dont l'incertitude de la sous-gravure a été retranchée. Le tableau IV. 9 résume les calculs de X pour les deux technologies de dispositifs InGaAs/InP.

Technologie	X_{nom}	X_{inf}	X_{sup}	$\Delta X/X_{nom}$
Technologie 2 μm	0.5833	0.4615	0.6364	30%
Technologie 0.7 μm	0.4545	0.4032	0.4655	13.7%

Tableau IV. 9. X du TBH InGaAs/InP extrait à partir des dimensions des masques.

La technologie 0.7 μm révèle une dispersion moindre de X par rapport à la technologie 2 μm . La plus faible incertitude de la technologie 0.7 μm est obtenue par une lithographie plus précise avec une incertitude de l'ordre de 0.02 μm comparativement à 0.05 μm pour la technologie 2 μm [30]. Dans la section IV.6.4, nous montrons qu'à partir des extractions en bruit HF, le facteur de distribution évolue en fonction de la polarisation et que les valeurs sont plus faibles que celle rapportés en tableau IV. 9 pour la plage de polarisation envisagée.

Ces valeurs ont été utilisées comme point de départ lors de la phase d'optimisation menée pour l'extraction des X , R_{Bi} et R_{Bx} des dispositifs InGaAs/InP.

IV.6.2. Dérivation analytique de X , R_{Bx} et R_{Bi} à partir des expressions simplifiées de F_{min} et R_n

La première méthode d'extraction essayée pour séparer X , R_{Bx} et R_{Bi} repose sur les relations simplifiées de F_{min} et R_n . Notons ici que X n'apparaît pas de façon explicite dans les expressions (IV.37) et (IV.38), mais il intervient dans le calcul de R_{Bi} avec la relation (IV.39).

On peut réécrire l'expression de R_n , (IV.38), comme suit :

$$R_n = \Delta R_{Bx} + A \quad (IV.42)$$

ici $\Delta = (T_{amb} + \Delta T)/T_0$, c.f. §relation IV.40, et A est donné par :

$$A = \frac{\left(\Delta (R_{Bi} + R_E) + \frac{R_{Bi}^2 g_{\Pi}}{2} \right) |Y_{21i}|^2 + \frac{1}{2} (1 + \omega^2 R_{Bi}^2 C_{iT}^2)}{\left(\omega^2 C_{BCT}^2 C_{\Pi}^2 (R_{Bi} + R_E) + g_m \right)^2} \quad (IV.43)$$

Avec ceci il est aisé de trouver la valeur de R_{Bx} en fonction de R_n et de A :

$$R_{Bx} = \frac{R_n - A}{\Delta} \quad (\text{IV.44})$$

Si l'on insère (IV.44) dans (IV.37) nous avons :

$$F_{min} = 1 + 2G_{n1} \left(\frac{R_n - A}{\Delta} + R_E \right) + B + \sqrt{4G_{n1} (R_n - A + C)} \quad (\text{IV.45})$$

avec

$$B = g_{\Pi} \left(\frac{g_m}{|Y_{21i}|^2} + R_{Bi} \right) \text{ et } C = \frac{1}{g_m^2} \left(\Delta (R_{Bi} + R_E) |Y_{21i}|^2 + \frac{g_m}{2} (1 + R_{Bi} g_{\Pi})^2 \right).$$

Il faut noter que les termes A , B et C définis ci-dessus ne dépendent que de R_{Bi} , pourtant la relation entre R_{Bi} et F_{min} reste encore complexe. En conséquence, pour la séparation de X , R_{Bx} et R_{Bi} nous avons décidé dans un deuxième temps de faire une étude de sensibilité avec le logiciel ADS pour tous les composants du F_{min} et R_n en fonction de la variation de X , R_{Bx} et R_{Bi} .

IV.6.3. Sensibilité de F_{min} et R_n en fonction de R_{Bx} , R_{Bi} et X

Nous présentons la sensibilité des paramètres de bruit vis-à-vis de R_{Bx} , R_{Bi} et X sur la base du modèle de bruit complet (incluant les sources simplifiés i_1 et i_2 non corrélées). Nous visons à apprécier les tendances de R_n et F_{min} avec chacun des trois paramètres R_{Bx} , X et R_{Bi} . Les dérivés affichées dans la légende des figures représentent des dérivés partielles normalisées, c'est-à-dire :

$$\left. \frac{\partial (F_{min} \text{ ou } R_n)}{\partial (R_{Bx}, X \text{ ou } R_{Bi})} \right|_n = \frac{\partial (F_{min} \text{ ou } R_n)}{\partial (R_{Bx}, X \text{ ou } R_{Bi})} \frac{(R_{Bx}, X \text{ ou } R_{Bi})}{(F_{min} \text{ ou } R_n)} \quad (\text{IV.46})$$

Les résultats sont présentés en figures IV.30 et IV.31.

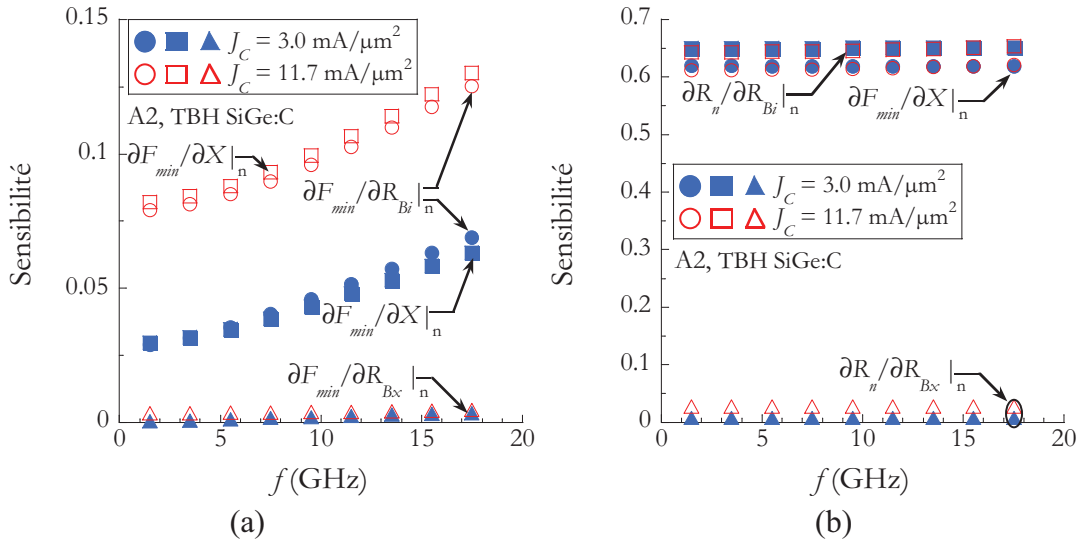


Figure IV.30. Sensibilité de F_{min} et de R_n du composant A2 avec ADS, TBH SiGe:C, $S_E = 0.17 \times 5.7 \mu m^2$ en fonction de la fréquence.

Sur la figure IV.30 (a), on constate que les variations des paramètres X et R_{Bi} modifient au premier ordre F_{min} , pour les deux points de polarisations représentés. Le facteur de bruit est moins sensible aux variations de la résistance R_{Bx} , cette sensibilité est légèrement plus importante à fort niveau d'injection. La figure IV.30 (b) montre que R_n est très sensible aux variations de X et de R_{Bi} , et très peu sensible aux variations de R_{Bx} . On peut donc considérer négligeable la sensibilité de F_{min} et R_n vis-à-vis de R_{Bx} afin de porter l'attention sur X et R_{Bi} pour séparer ces deux paramètres en fonction de la densité de courant, tout en ajustant les performances en bruit, tout au moins pour le TBH SiGe.

En ce qui concerne les TBH InP (composant D07 de la technologie $0.7 \mu m$), la figure IV.31 (a) montre au contraire une grande sensibilité de F_{min} (à forte polarisation) à la résistance de base extrinsèque. C'est à faible polarisation le facteur de bruit minimum est sensible à X et à R_{Bi} . Ces résultats indiquent que le jeu $\{X, R_{Bi}, R_{Bx}\}$ est séparable à partir des mesures de bruit.

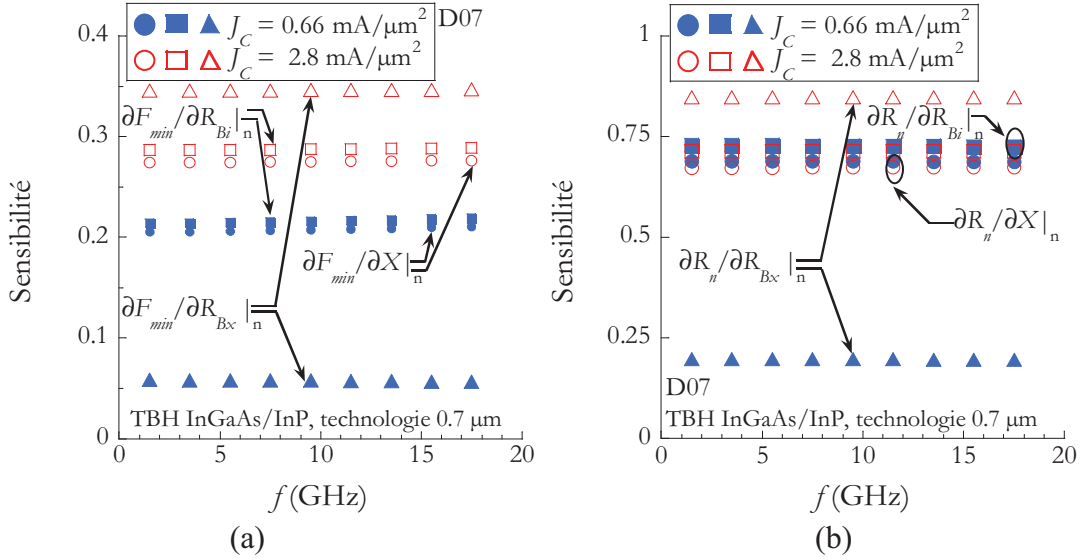


Figure IV.31. Sensibilité de F_{min} et R_n du composant D07 avec ADS, $S_E = 0.5 \times 7 \mu\text{m}^2$ en fonction de la fréquence.

Ainsi, nous avons montré que F_{min} et R_n sont sensibles à X et R_{Bi} , et peu à la résistance de base extrinsèque R_{Bx} . Néanmoins dans le cas du TBH InP, à fort niveau de courant, l'influence de R_{Bx} n'est plus négligeable.

La séparation de X et R_{Bi} est possible une fois que R_{Bx} est fixé, ce qui nécessite une extraction par optimisation avec plusieurs valeurs de R_{Bx} . Pour le TBH SiGe:C la différence entre la résistance totale R_B mesurée et celle issue de la modélisation physique peut servir de valeur initiale dans la recherche de la meilleure valeur de R_{Bx} satisfaisant le schéma équivalent petit signal en bruit. Pour le cas du TBH InP (technologie 0.7 μm), la valeur de R_{Bx} doit reposer sur l'ajustement des paramètres uniquement à forte polarisation, et seulement ensuite les polarisations plus modérées peuvent être traitées, la valeur de R_{Bx} supposée indépendante de J_C , restait constante.

IV.6.4. Séparation de R_{Bx} , R_{Bi} et X à travers du modèle complet avec les sources i_1 et i_2 simplifiées non corrélées (ADS)

Pour le TBH InP technologie $0.7 \mu\text{m}$, à fort niveau d'injection, nous réalisons une optimisation afin d'extraire X , R_{Bi} et R_{Bx} . A ce niveau de polarisation, un seul jeu de valeurs de X , R_{Bi} et R_{Bx} peut ajuster F_{min} et R_n . La figure IV.32 schématise des résultats de tel procédé, il s'agit du composant D10 ($S_E = 0.5 \times 10 \mu\text{m}^2$).

La première remarque ce que tous les cas de R_{Bx} ajustent F_{min} et R_n au même temps, mais les valeurs de X pour les faibles valeurs de R_{Bx} sont plus grandes que celles rapportés dans le tableau IV. 9 où $X_{sup} \approx 0.47$, il est claire que ces configuration de $\{X, R_{Bi}, R_{Bx}\}$ ne sont pas correctes. Pour les analyses en bruit en fonction de la polarisation la valeur de $R_{BxD10} = 7.0 \Omega$ a été retenue.

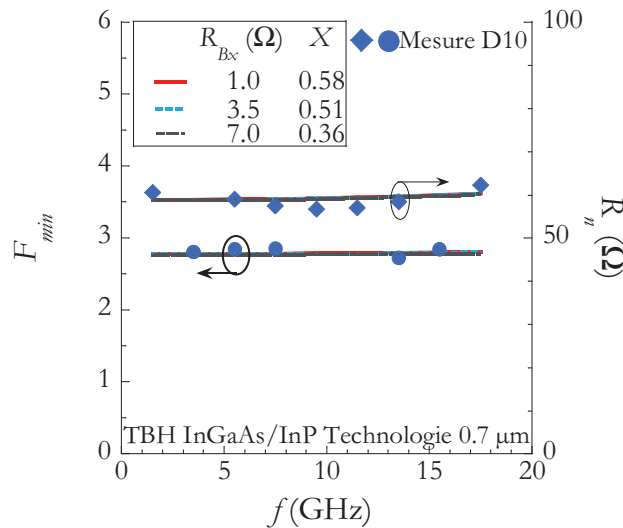


Figure IV.32. F_{min} et R_n mesurés et extraits avec ADS pour plusieurs valeurs de R_{Bx} composant D10, TBH InGaAs, $S_E = 0.5 \times 10 \mu\text{m}^2$, $J_C = 4.6 \text{ mA}/\mu\text{m}^2$.

Une fois la valeur de R_{Bx} déterminée, nous la supposons indépendante du courant, et seuls X et R_{Bi} évolueront avec J_C , selon l'ajustement de F_{min} et de R_n à plus faible polarisation.

Avec $R_{Bx} = 9 \Omega (\pm 5\%)$, un exemple de l'ajustement entre modèle et mesure à $f = 3.5 \text{ GHz}$ est représenté en figures IV.33 et IV.34, les résultats de F_{min} et R_n sont aussi représentés si X est maintenu constant avec J_C . Si le facteur de distribution est égal à 0.1, les deux modèles surestiment le bruit, est si $X = 0.4$, les modèles sous-estiment la mesure. Le meilleur ajustement de F_{min}/R_n en fonction de la polarisation est sur la figure IV.33/IV.34 (c), avec X qui varie de 0.33 à 0.14 à mesure que le courant augmente.

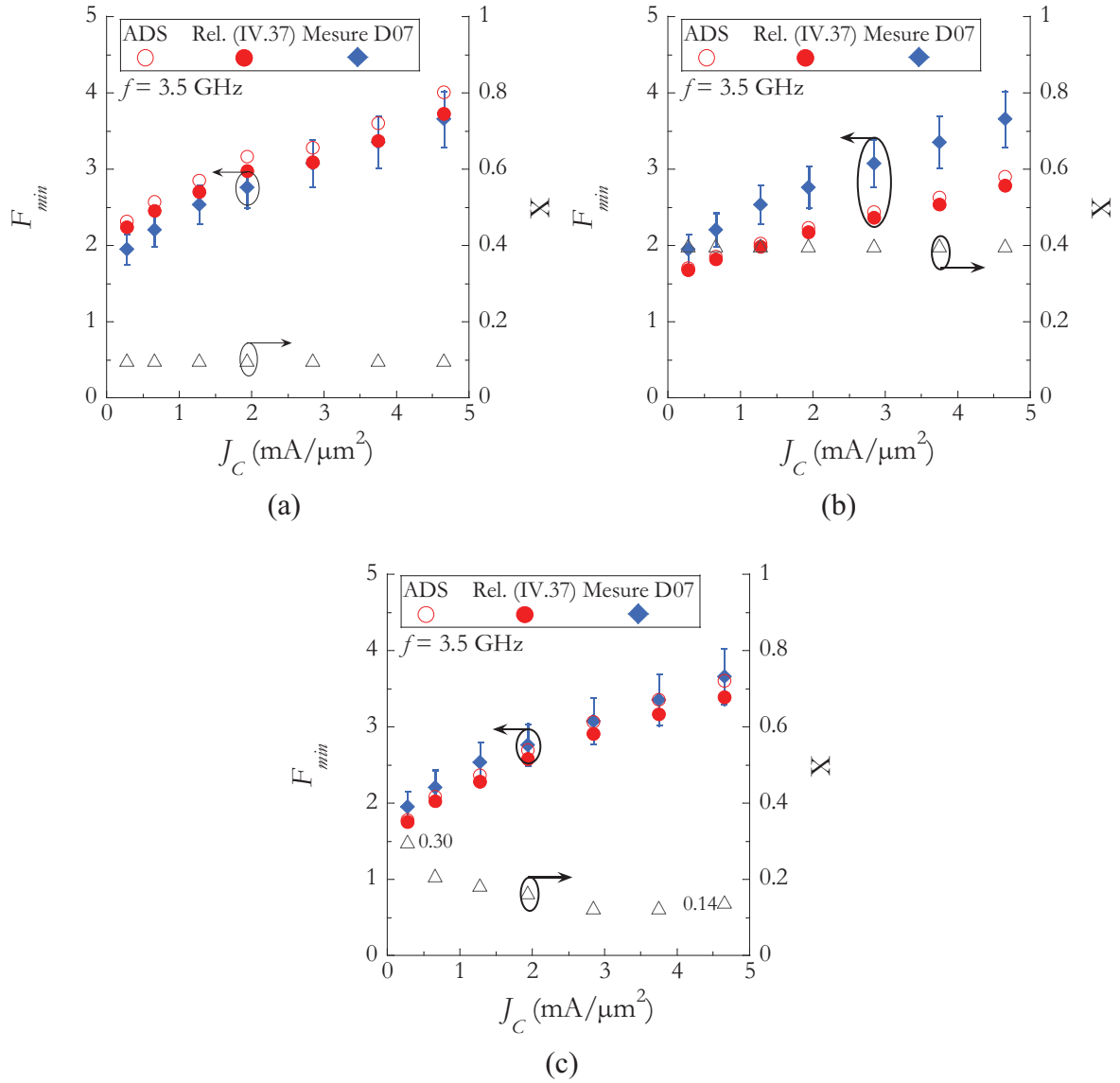


Figure IV.33. F_{min} mesuré et modélisé avec ADS et la relation (IV.38) en fonction de la densité de courant pour le composant D07, TBH InGaAs/InP technologie 2 μm . La barre d'erreur est de $\pm 5\%$.

L'écart entre les modèles simplifiés de F_{min} et R_n et le modèle ADS est de 5% à 14% selon J_C . Cette imprécision provient des termes négligés dans les modèles simplifiés du type $g_m R_i / \beta$ (où $i = Bi, Bx, E$) devant 1, or pour le TBH InGaAs/InP le gain en courant n'est pas très élevé (D07, $\beta_{MAX} \sim 25$, cf. §II.2.5), et donc les conditions de simplification des modèles ne sont pas toujours assurées, conduisant à des écarts de plus en plus important avec J_C . Néanmoins, l'écart des formulations analytiques par rapport à la mesure reste acceptable.

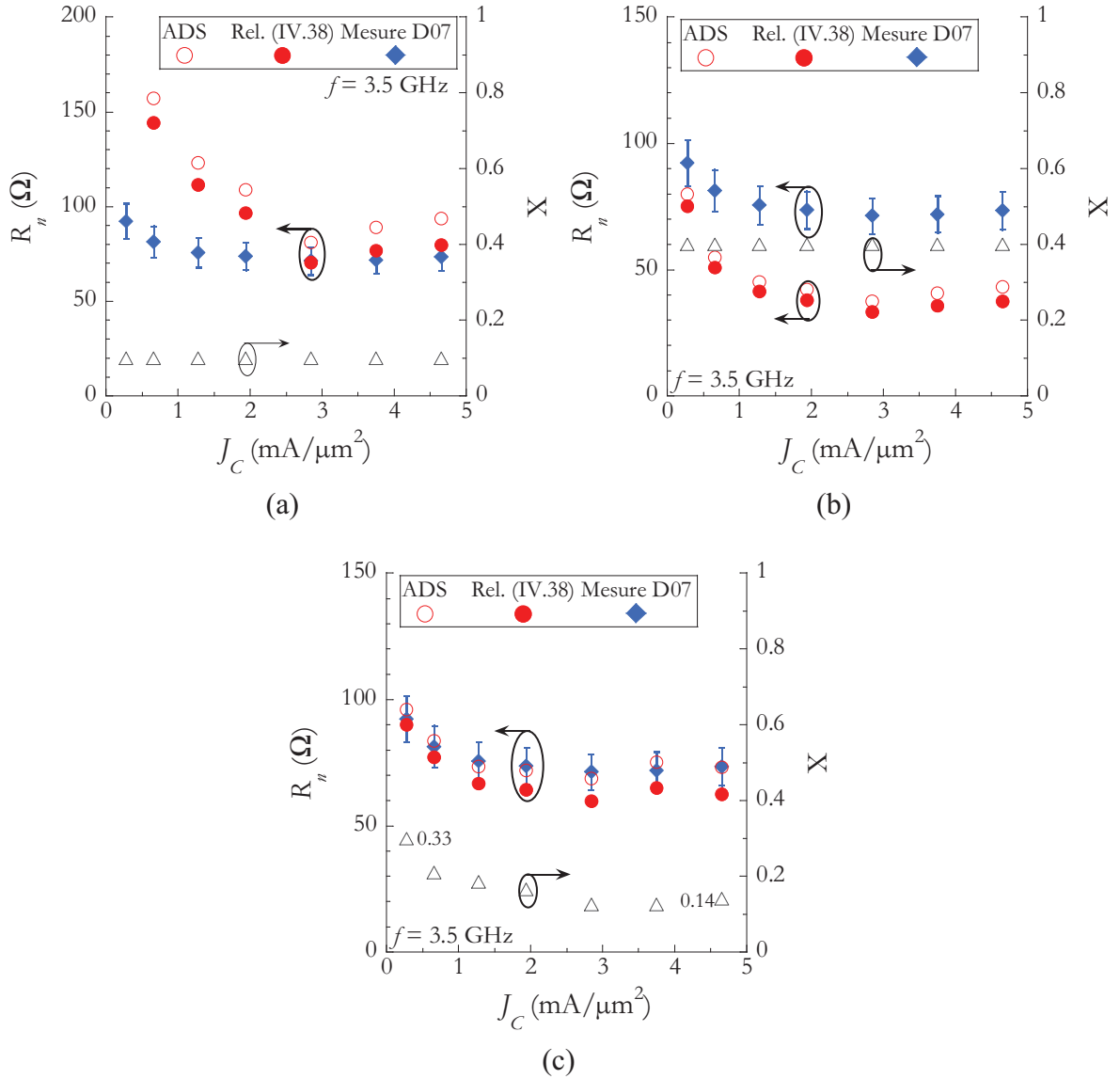


Figure IV.34. F_{min} mesuré et modélisé avec ADS et la relation (IV.37) en fonction de la densité de courant pour le composant D07, TBH InGaAs/InP technologie 2 μm . L'erreur est de $\pm 5\%$.

Concernant le TBH InGaAs/InP de la technologie 2 μm , l'estimation de R_{Bx} s'est avérée plus compliqué car sa valeur est très faible devant le reste de résistance de base apparente XR_{Bi} . Nous avons comparé les valeurs de R_{Bx} issues de nos analyses en bruit HF et les résultats de R_{Bx} extraits avec ACPAR [30]. Le logiciel ACPAR prend en compte la résistivité des matériaux employés et les dimensions de la structure pour estimer les résistances d'accès aux composants. Pour un composant dont la surface d'émetteur vaut $S_E = 1.4 \times 10 \mu\text{m}^2$ (C10) nous avons trouvé des valeurs de R_{Bx} proches de 1 Ω avec ces deux approches.

Pour le TBH SiGe:C, la valeur initiale de R_{Bx} était obtenue grâce aux mesures et simulations physiques issues de Silvaco (cf. Chapitre II). A partir des simulations en régime petit signal, nous extrayons la résistance de base apparente (R_{Bmodel}) que nous considérons égale à XR_{Bi} , puisque la simulation concerne essentiellement la partie intrinsèque du transistor, les accès étant de très faibles résistances. Puis, à surface d'émetteur comparable

nous soustrayons la valeur de R_{Bmodel} à celle R_B mesurée tel que $R_{Bmes} = R_{Bx} + X R_{Bi}$, ce qui conduit à R_{Bx} . Pour la famille A, quelques résultats sont représentés en figures IV.35 et IV.36.

L'influence de X sur F_{min} (figures IV.35) et sur R_n (figures IV.36), conduit aux mêmes remarques que pour le cas des TBH InP. Si X est constant avec le courant, on mésestime F_{min} et R_n . En revanche, si X diminue légèrement de 0.47 à 0.43, les modèles concordent avec les mesures. Si les modèles simplifiés donnent les mêmes résultats que ADS, c'est grâce au gain en courant important du TBH SiGe:C ce qui rend négligeable les termes ignorés pour établir le modèle simplifié. Par exemple, β varie entre 1440 et 568 pour la plage de polarisation montrée.

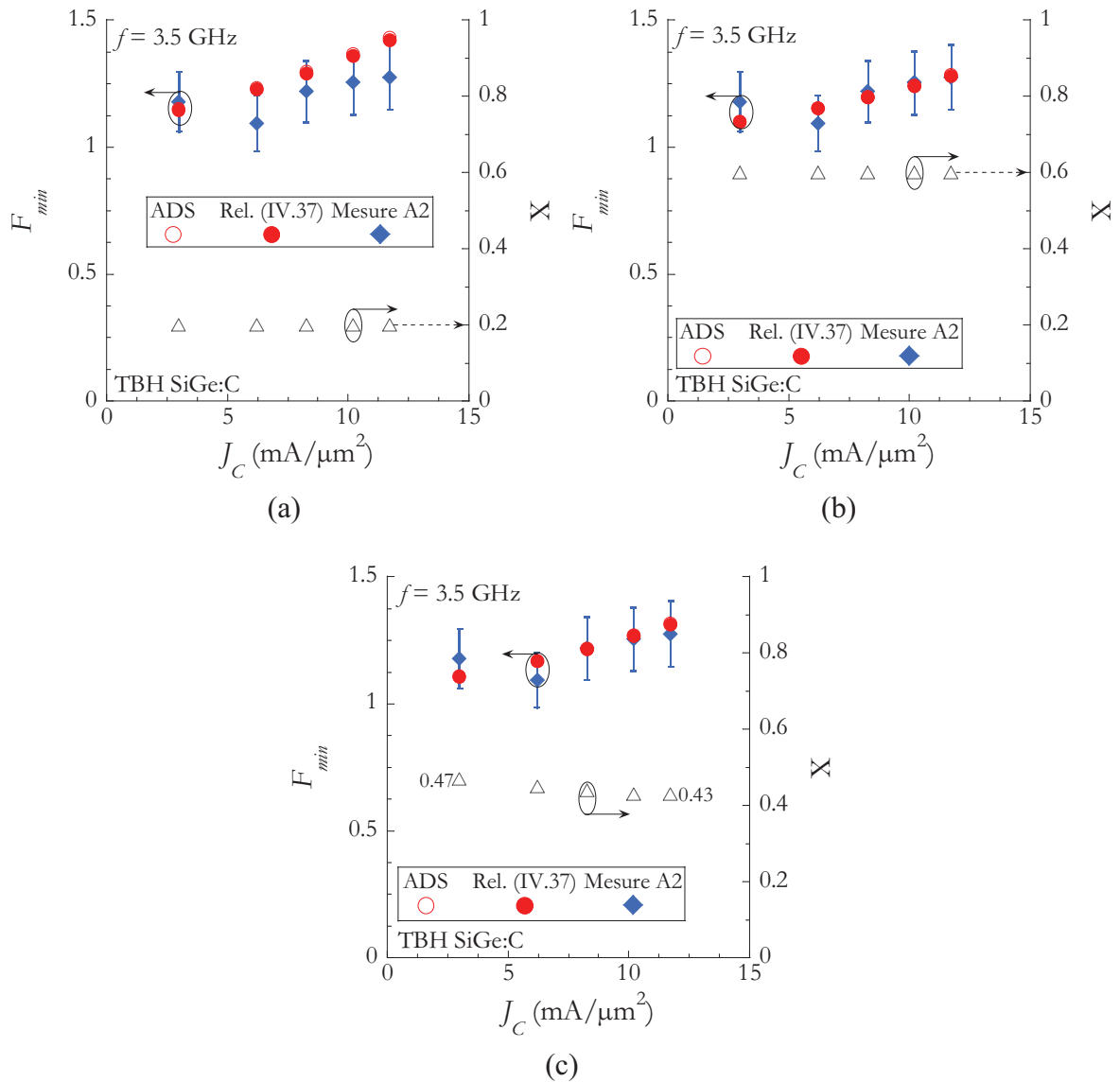


Figure IV.35. F_{min} mesuré et modélisé sous ADS et issu de la relations (IV.37) en fonction de la densité de courant, composant A2, $S_E = 0.17 \times 5.7 \mu\text{m}^2$, TBH SiGe:C, l'erreur est de $\pm 5\%$.

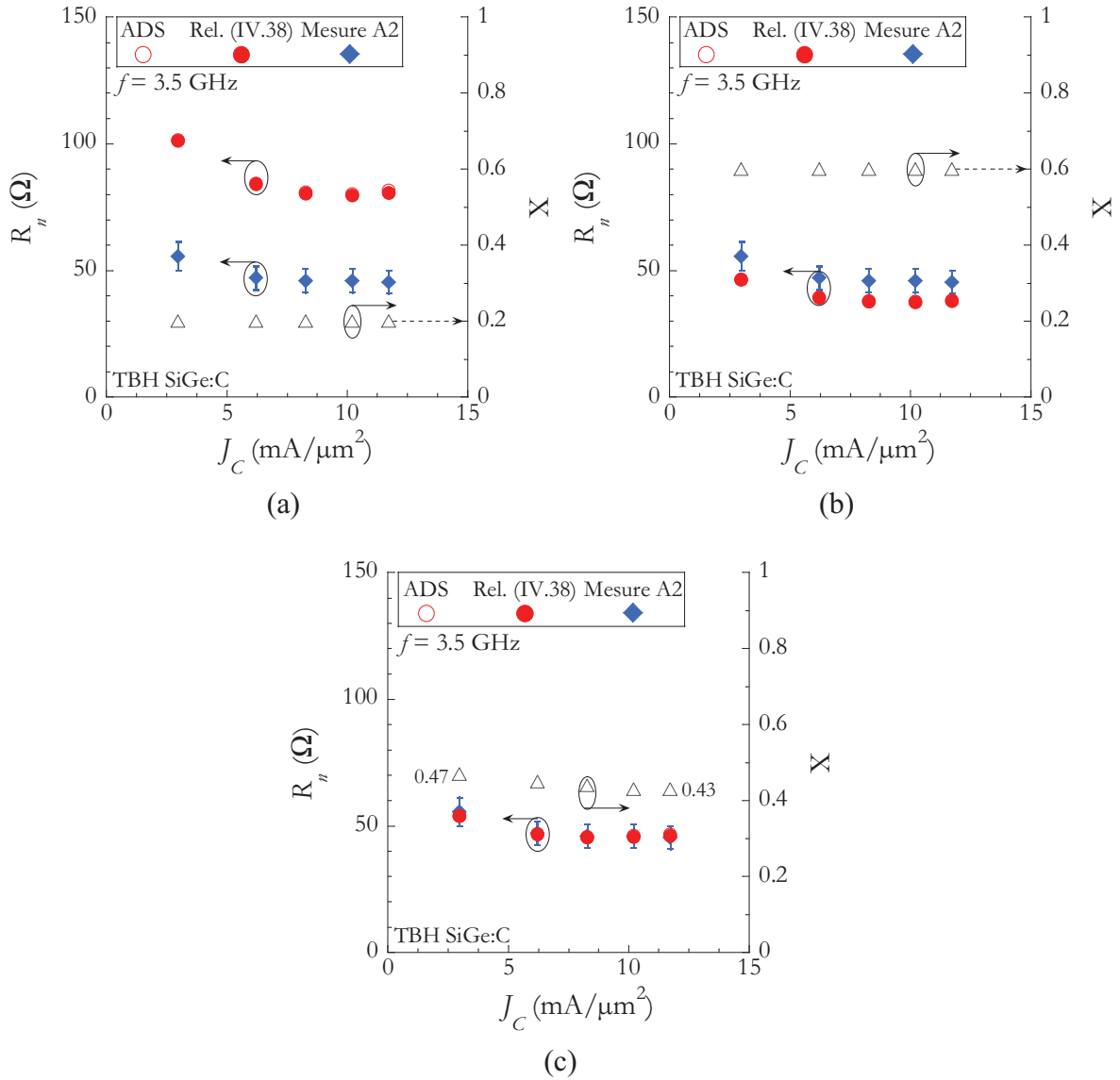
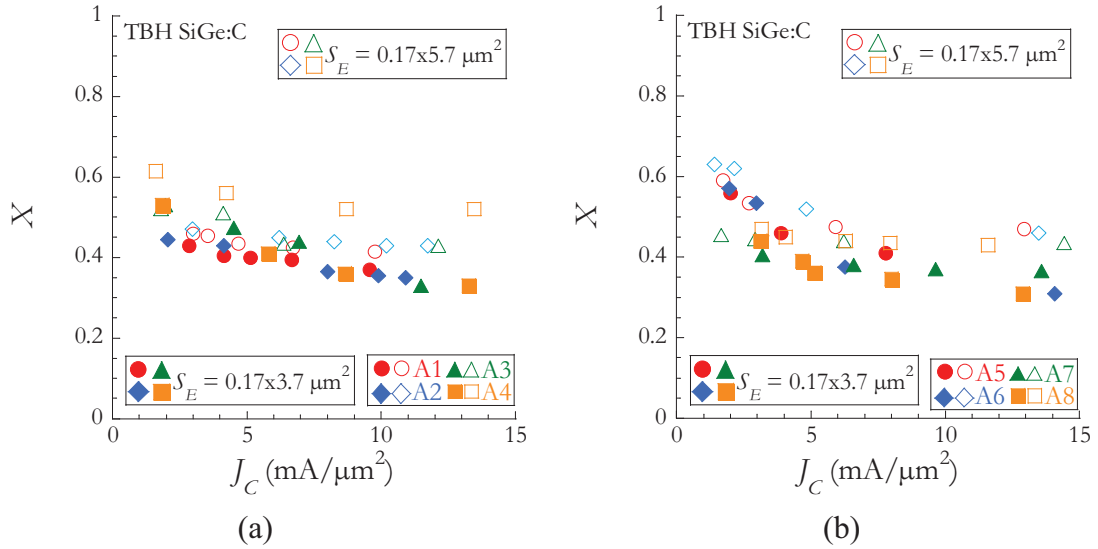


Figure IV.36. R_n mesuré et modélisé sous ADS et issu de la relation (IV.38) en fonction de la densité de courant, composant A2, $S_E = 0.17 \times 5.7 \mu\text{m}^2$, TBH SiGe:C. L'erreur est de $\pm 5\%$.

Discutons maintenant les variations de X et R_{Bi} en fonction de J_C . Les résultats montrent que X diminue avec l'augmentation de J_C . On peut supposer que si les lignes de courant se défocalisent vers la périphérie de la jonction BE, une partie de la base intrinsèque ne contribue plus à la valeur de R_B apparent, la région en dessous de la jonction émetteur. Dans ces conditions, la valeur de X suit la défocalisation du courant.

Les figures IV.37 et IV.38 montrent les valeurs de X déterminées à partir des mesures de bruit des deux technologies de TBH. Pour le TBH SiGe:C à faible polarisation, les valeurs de X sont comprises entre 0.4 et 0.65 (figure IV.37 (a)-(b)). Les transistors de longueur d'émetteur L_E plus grand, montrent des valeurs de X légèrement plus importantes.



IV.37. Facteur de distribution des TBH SiGe:C famille A en fonction de J_C .

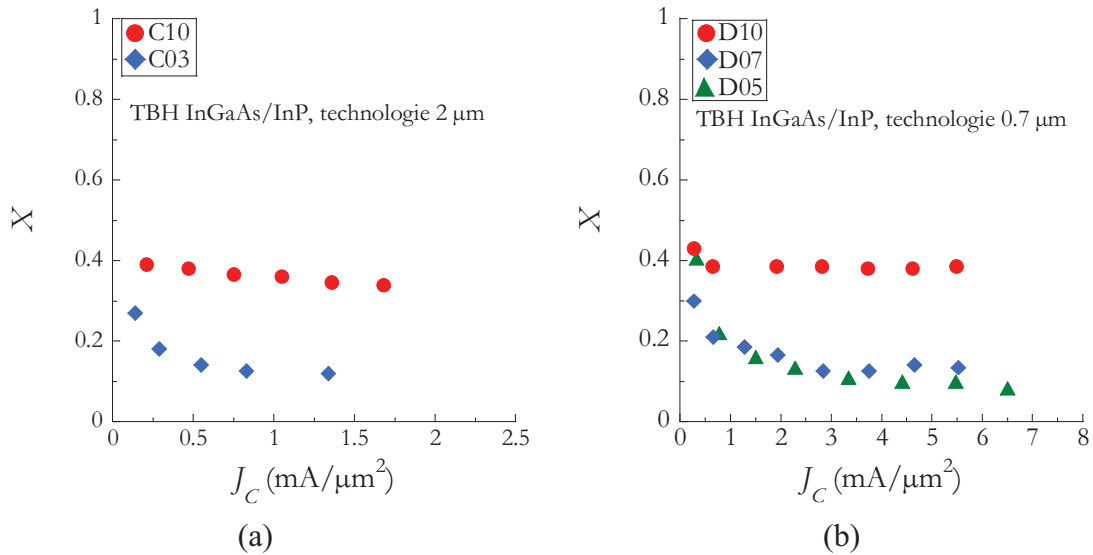


Figure IV.38. Facteur de distribution des TBH InGaAs/InP en fonction de J_C , technologies 0.7 et $2 \mu\text{m}$.

Concernant les composants InGaAs/InP, technologies 0.7 et $2 \mu\text{m}$, avec les figures IV.38 (a)-(b), on constate une diminution du facteur de distribution de la jonction BC en fonction de la polarisation. Cependant, cette diminution est moins importante pour les dispositifs à L_E élevée, c'est le cas de composants C10 (technologie $2 \mu\text{m}$) et D10 (technologie $0.7 \mu\text{m}$) dont la longueur d'émetteur est $L_E = 10 \mu\text{m}$.

Sur les figures IV.39 (a)-(b) nous montrons l'effet de la défocalisation du courant sur les variations de la valeur de la résistance de base apparente (R_B) en fonction de J_C . On peut remarquer la diminution de R_B avec l'augmentation de J_C . A forte polarisation, R_B tend vers $70-110 \Omega\mu\text{m}$. La diminution relative de R_B par rapport à sa valeur à faible polarisation est résumée dans le tableau IV.10.

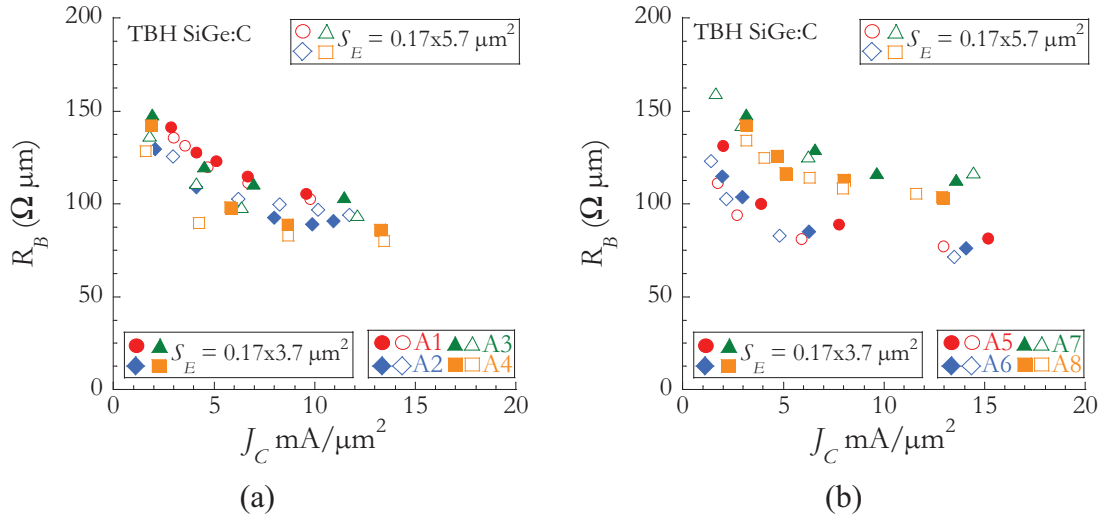


Figure IV.39. Résistance apparente de base par unité de longueur de la famille A des TBH SiGe:C en fonction de J_C .

Composant	Ge%	W_{SiGe} (nm)	ΔR_B (%)
A1 ^{(1)/(2)}	10-30	30	25/24
A2 ^{(1)/(2)}	15-30	30	30/25
A3 ^{(1)/(2)}	20-30	30	30/31
A4 ^{(1)/(2)}	20-30	20	40/38
A5 ^{(1)/(2)}	25	20	38/31
A6 ^{(1)/(2)}	25	20	34/42
A7 ^{(1)/(2)}	20	20	24/27
A8 ^{(1)/(2)}	20	20	18/16

Tableau IV.10. Diminution relative de la résistance de base apparente en fonction de la polarisation, $8 < J_C < 16 \text{ mA}/\mu\text{m}^2$, des TBH SiGe:C, (1) $S_E = 0.17 \times 3.7 \mu\text{m}^2$ et (2) $S_E = 0.17 \times 5.7 \mu\text{m}^2$.

Le composant A8 (pour les deux surfaces d'émetteur) présente le moins de variation de R_B . A contrario, le composant A4 a la diminution de R_B la plus forte. Les résultats obtenus mettent en évidence une défocalisation du courant non négligeable pour tous les composants étudiés.

Les figures IV.40 représentent les variations de R_B pour les deux technologies (0.7 μm et 2 μm) de TBH InGaAs/InP. On peut y observer la diminution de R_B des deux technologies de composants. Sur une même plage de polarisation, 0.6 - 7 $\text{mA}/\mu\text{m}^2$, la diminution relative de R_B est reporté dans le tableau IV.11.

Pour la technologie 2 μm , la variation la plus faible de R_B en fonction du courant est observée pour le composant C10 (R_B varie de 144 $\Omega\mu\text{m}$ à 81 $\Omega\mu\text{m}$) et la variation la plus importante est observée pour le composant C03 (R_B varie de 104 à 52 $\Omega\mu\text{m}$). Concernant la technologie 0.7 μm , la plus forte variation est présentée par le composant D05 et la plus faible

pour le composant D10. Ces résultats indiquent que la défocalisation est plus importante pour les composants de petite taille.

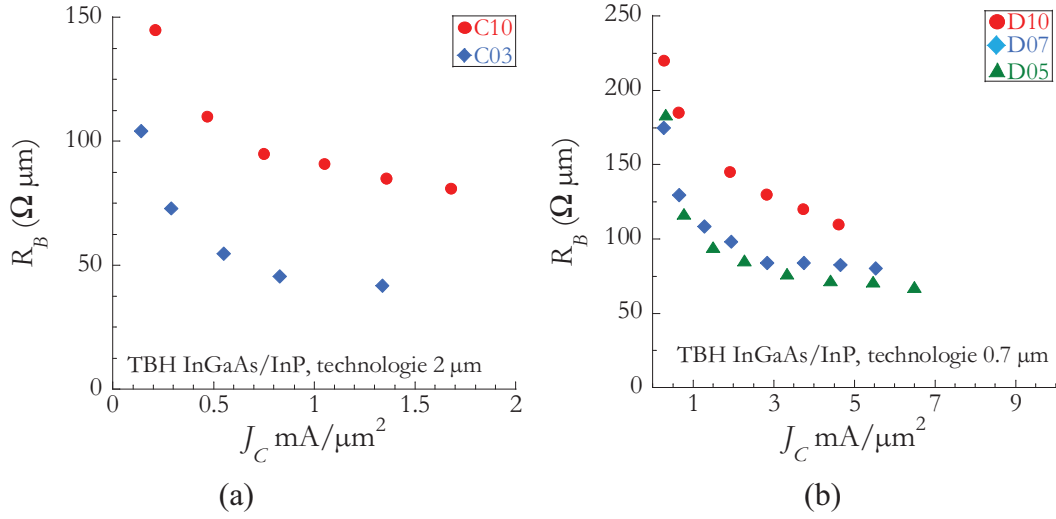


Figure IV.40. Résistance de base apparente par unité de longueur des TBH InGaAs/InP en fonction de J_C , technologies $2 \mu\text{m}$ (C03 et C10) et $0.7 \mu\text{m}$ (D05, D07 et D10).

Technologie	Composant	S_E (μm^2)	Diminution de R_B (%)
$2 \mu\text{m}$	C03	1.4×2.6	50.0
	C10	1.4×10	44.0
$0.7 \mu\text{m}$	D05	0.5×4.6	63.3
	D07	0.5×7.0	53.8
	D10	0.5×10	50.0

Tableau IV.11. Diminution de la résistance de base apparente en fonction de la polarisation où $0.6 < J_C < 1.3 \text{ mA}/\mu\text{m}^2$ des TBH SiGe:C.

Pour les TBH SiGe, une autre analyse du facteur de distribution consiste à son estimation à partir de la capacité de la jonction BC. Dans [37], il est proposé une méthode que permet la séparation de la partie intrinsèque et extrinsèque de C_{BC} . La valeur de C_{BC} totale a été extraite pour un point de polarisation fixe et ensuite le facteur de distribution a été calculé comme :

$$X' = (C_{BCi}L_E)/C_{BC} = (C_{BC} - C_{BC0c} - C_{BC0d}L_E)/C_{BC} \quad (\text{IV.47})$$

où C_{BCi} est la partie intrinsèque de la capacité de la jonction BC juste en dessous la jonction émetteur, L_E est la longueur d'émetteur, C_{BC} est la capacité totale de la jonction BC, C_{BC0c} est la capacité extrinsèque de la jonction BC indépendante de la longueur d'émetteur [37], enfin C_{BC0d} est la capacité extrinsèque de la jonction BC dépendante de la longueur d'émetteur [37].

Les résultats sont résumés sur les tableaux IV.12.

Dispositif	J_C (mA/ μm^2)	X'
A1 ^{(1)/(2)}	2.6/2.9	0.49/0.54
A2 ^{(1)/(2)}	2.6/2.9	0.51/0.55
A3 ^{(1)/(2)}	2.8/1.8	0.51/0.56
A4 ^{(1)/(2)}	1.2/1.6	0.51/0.52
A5 ^{(1)/(2)}	2.4/1.7	0.52/0.56
A6 ^{(1)/(2)}	1.9/2.1	0.53/0.56
A7 ^{(1)/(2)}	2.0/1.6	0.53/0.57
A8 ^{(1)/(2)}	3.0/3.1	0.51/0.55

Tableau IV.12. Facteur de distribution X' des TBH
 (a) InGaAs/InP et (b) SiGe:C (1) $S_E = 0.17 \times 3.6 \mu\text{m}^2$
 (2) $S_E = 0.17 \times 5.6 \mu\text{m}^2$.

Les résultats du facteur de distribution présente peu de différence d'un transistor à un autre. De plus les valeurs de X' sont semblables à faible polarisation aux valeurs de X_{SiGe} obtenues à partir des analyses en bruit. Ceci indique le rapport C_{BCi}/C_{BC} est un bon point de départ pour le calcul de X à faible polarisation.

La figure IV.41 représente la densité de courant obtenue sous Silvaco et illustre le phénomène de défocalisation des lignes de courant pour le TBH InGaAs/InP. On voit que pour la polarisation plus faible ($V_{BE} = 0.9$ V) les lignes de courant au voisinage de la jonction BE sont distribuées de façon plus homogène le long de la région intrinsèque du dispositif (zone délimitée par le trait en pointillés). Pour le point de polarisation suivant, figure IV.41 (b), les lignes de courant électronique se défocalisent vers la périphérie de la jonction BE.

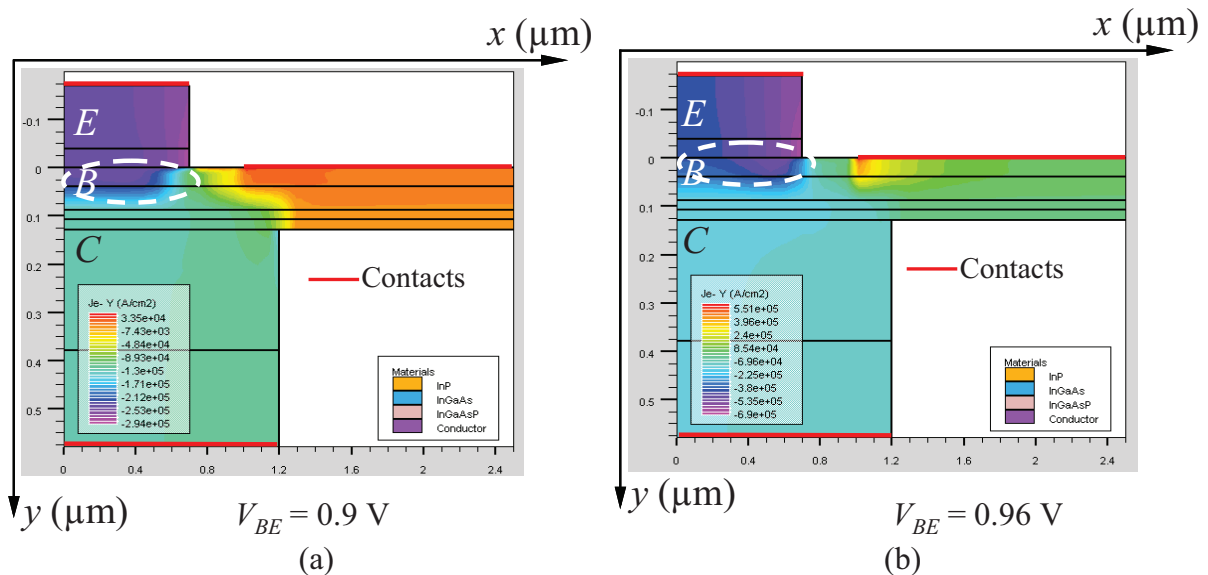


Figure IV.41. Densité de courant électronique verticale pour deux points de polarisation du TBH InP (technologie $2 \mu\text{m}$).

Ainsi la valeur de X peut diminuer avec l'augmentation de la polarisation. En quelque sorte le poids de la partie intrinsèque diminue.

Les figures IV.42 présentent les résultats de l'extraction de R_{Bx} et la comparaison avec les valeurs obtenus avec ACPAR [30]. Nous voyons que les résultats d'ACPAR pour la technologie $0.7 \mu\text{m}$ sont plus grandes par rapport aux valeurs obtenues avec notre approche. Cet écart n'est pas étonnant, car les paramètres avec lesquels ACPAR calcul R_{Bx} tiennent compte de la géométrie des dispositifs. Il ne faut pas perdre de vue que les dimensions des dispositifs submicroniques ne sont pas toujours connues avec une grande précision relative. Nous notons que les rapports R_{BxD10}/R_{BxD05} et R_{BxC10}/R_{BxC03} valent respectivement 1.9 et 3.7, ceux-ci sont proches des ratios de surfaces d'émetteur de chaque technologie dont les valeurs sont 2.2 et 3.8.

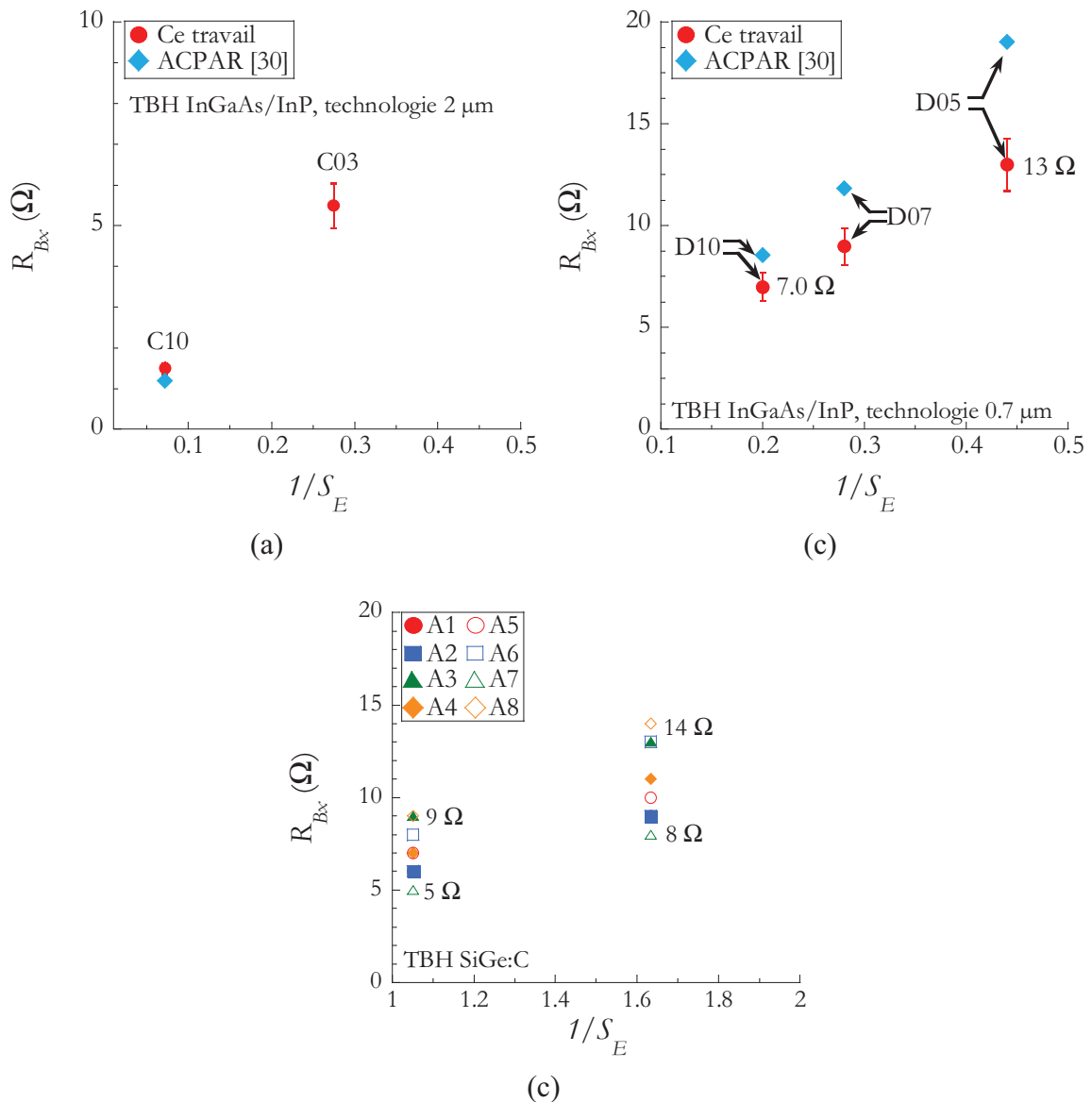


Figure IV.42. R_{Bx} des TBH InGaAs/InP (a) technologie $2 \mu\text{m}$ et (b) technologie $0.7 \mu\text{m}$ et (c) du TBH SiGe:C, famille A en fonction de l'inverse de S_E .

Concernant le TBH SiGe:C, la figure IV.42 (c) montre les variations de R_{Bx} en fonction de l'inverse de la surface d'émetteur (S_E) des composants de la famille A. Les valeurs de R_{Bx} pour les composants avec $S_E = 0.17 \times 3.7 \mu\text{m}^2$ varient entre 8 et 14 Ω et pour les composants avec $S_E = 0.17 \times 5.7 \mu\text{m}^2$ les valeurs de R_{Bx} varient entre 5 et 9 Ω . Si nous prenons la moyenne de R_{Bx} pour chaque surface le ratio de résistances est $11/7 \approx 1.57$, ceci est près du ratio de surfaces d'émetteur lequel vaut 1.54.

On a montré pour les TBH InP technologie 0.7 μm qu'il est possible de séparer les termes R_{Bx} , X et R_{Bi} à travers des mesures de bruit HF, de plus on a réussi quantifier les variations du facteur de distribution de la jonction BC en fonction de J_C grâce aux mesures de bruit hautes fréquences, ce qui constitue un résultat majeur de notre étude. Concernant le TBH InP technologie 2 μm , nous avons trouvé que F_{min} et R_n sont peu sensibles aux termes $\{X, R_{Bi}, R_{Bx}\}$. C'est pourquoi nous nous sommes appuyés sur les résultats de R_{Bx} extraits avec ACPAR.

En revanche, notre approche n'a pas donné de résultats suffisamment précises pour les TBH SiGe. Pour le TBH SiGe, il aurait été très utile de disposer des composants présentant des surfaces d'émetteur plus petites et plus grandes de par exemple $0.17 \times 1 \mu\text{m}^2$ et $0.17 \times 20 \mu\text{m}^2$ ce qui nous aurait permis d'analyser plus en détail le comportement de R_{Bx} en fonction de S_E .

IV.6.5. Autres méthodes d'extraction de R_{Bx} et R_{Bi}

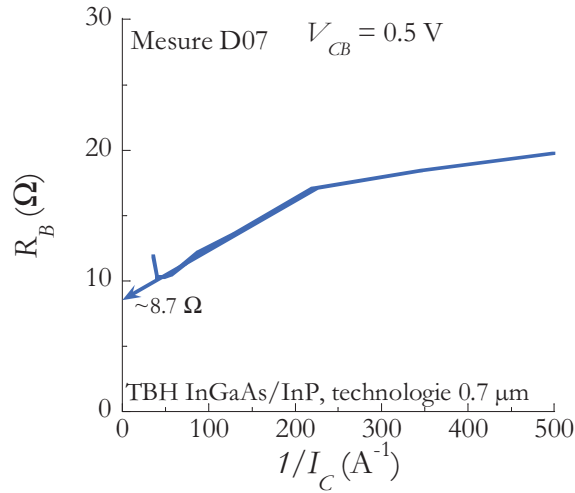
Parmi les différentes stratégies envisagées pour l'extraction de R_{Bx} et R_{Bi} l'une d'entre elle consiste à observer directement la dépendance de la résistance apparente de base en fonction de la densité de courant, résistance qui est telle que [30], [38]:

$$R_B = \text{Re}(Z_{11} - Z_{12}) = R_{Bx} + \frac{XR_{Bi}}{1 + ((1-x)R_{Bi}XC_{BC}\omega)^2} \quad (\text{IV.48})$$

A basse fréquence on vérifie que :

$$\text{Re}(Z_{11} - Z_{12}) \approx R_{Bx} + XR_{Bi} \quad (\text{IV.49})$$

En outre, comme la résistance de base intrinsèque diminue avec I_C à cause de la défocalisation du courant on peut légitimement extraire R_{Bx} par extrapolation à courant collecteur infini [30]. La figure suivante montre cette extraction pour le composant D07.



(a)

Figure IV.43. Résistance de base apparente (R_B) en fonction de $1/I_C$, composant D07, TBH InGaAs, technologie $0.7 \mu\text{m}$, $S_E = 0.5 \times 7 \mu\text{m}^2$.

Avec la technique d'extrapolation à courant infini, $R_{Bx,extrapolée}$ vaut 8.7Ω , laquelle est 3% plus faible par rapport à la valeur de R_{Bx} trouvée à partir des analyses en bruit HF (9Ω). Malheureusement pour les composant D05 et D10 (technologie $0.7 \mu\text{m}$, $S_E = 0.5 \times 4.6$ et $0.5 \times 10 \mu\text{m}^2$) la résistance de base apparente issue de cette extraction était très bruité à forte polarisation.

La même technique d'extraction de R_{Bx} à courant infini est appliqué au TBH SiGe:C, et le résultat est présenté en figure IV.44, avec $R_{Bx,extrapolée} = 15 \Omega$. Cette valeur est 150% plus grande que la valeur trouvée à travers la différence $R_{Bmes} - R_{Bmodèle}$ ($= 6 \Omega$).

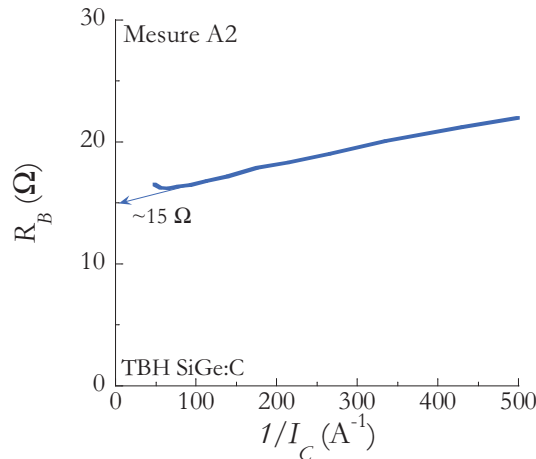


Figure IV.44. Résistance de base apparente (R_B) en fonction de $1/I_C$, composant A2, TBH SiGe:C, $S_E = 0.17 \times 5.7 \mu\text{m}^2$.

La conclusion de cette étude : la méthode d'extraction de la résistance de base extrinsèque proposée à partir des mesures de bruit HF est applicable lorsque le poids de R_{Bx} représente un fraction significative de R_B (typiquement 50%).

IV.7. Comparaison des performances en bruit des deux types de TBH

La figure IV.45 montrent les performances en bruit des TBH InGaAs/InP des deux technologies (2 μm et 0.7 μm) en fonction du courant collecteur.

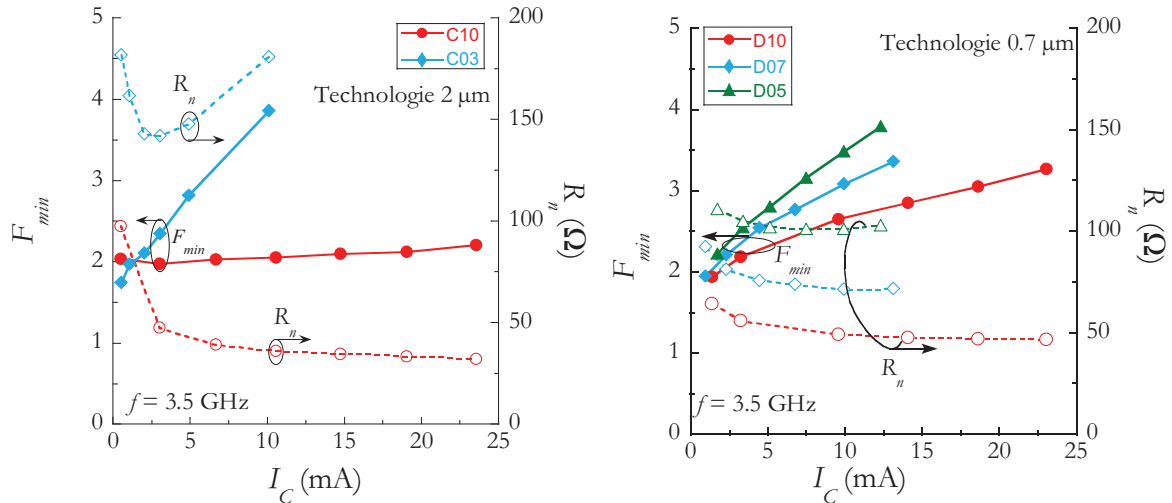


Figure IV.45. F_{min} et R_n des deux technologies du TBH InGaAs/InP, les traits sont pour guider l'œil.

On peut remarquer qu'à faible I_C , F_{min} est voisin de 2, et F_{min} augmente avec I_C . Pour le dispositif C10 ($S_E = 1.4 \times 10 \mu\text{m}^2$), l'augmentation est faible, contrairement au dispositif de même longueur de la technologie 0.7 μm . On peut remarquer que les dispositifs de petite surface sont les plus bruyants (C03 et D05).

A propos de R_n , avec la figure IV.45 les dispositifs de grande longueur d'émetteur présentent les valeurs de R_n les plus faibles. Nous avons déjà signalé les raisons de ceci, c.f. §IV.2.4.3. Entre les deux technologies de TBH InGaAs/InP, c'est C10 qui présente la valeur de R_n la plus faible.

Les figures IV.46 représentent les valeurs de F_{min} et R_n des TBH SiGe:C pour les deux surfaces d'émetteur (S_E). La dégradation de F_{min} est faible à fort niveau d'injection. Les meilleures performances en bruit sont obtenues avec les composants A2, A3, A5 et A6 (ceci pour les deux S_E).

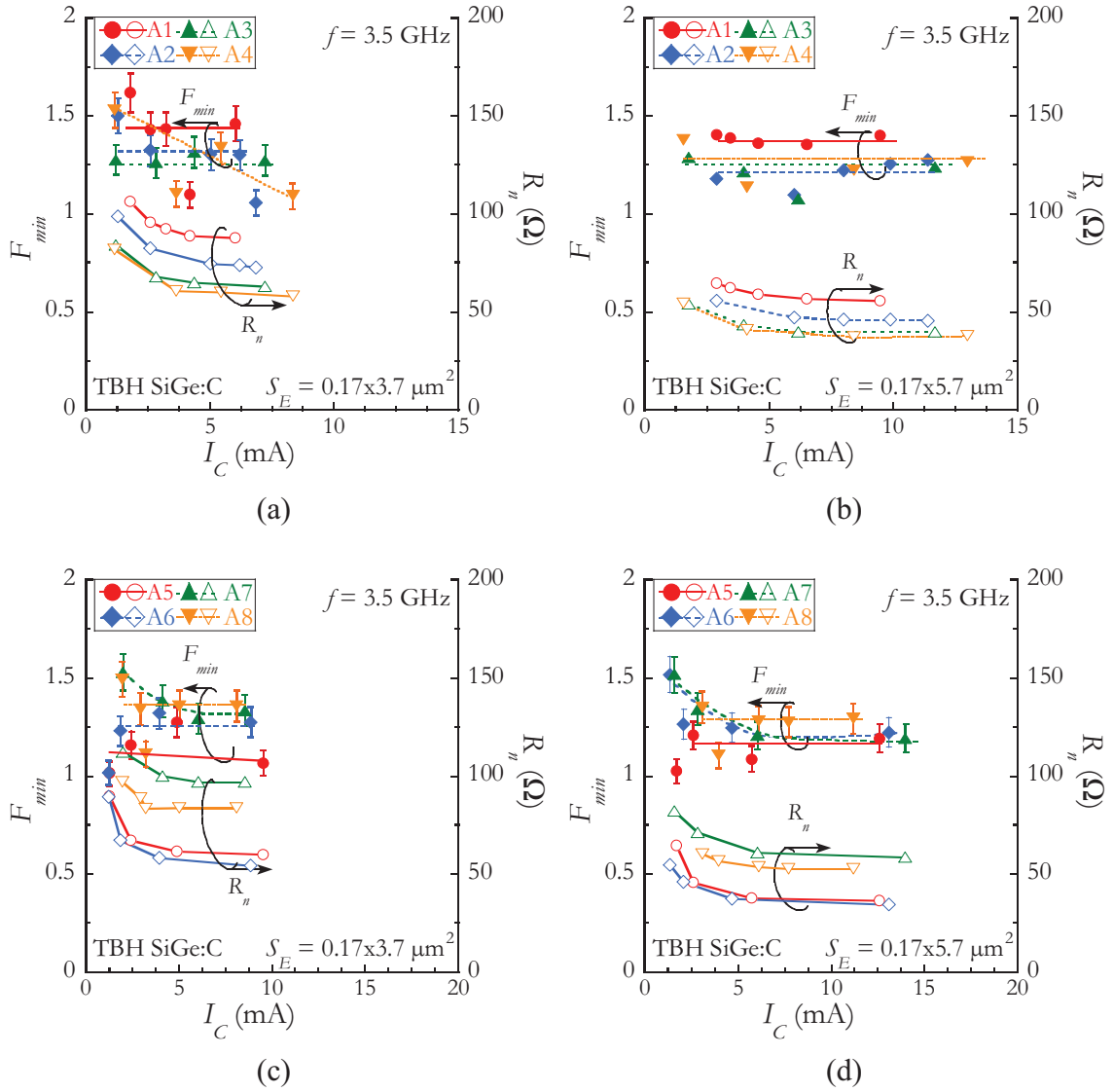


Figure IV.46. F_{min} et R_n des TBH SiGe:C famille A en fonction de I_C pour deux surfaces d'émetteur (a)-(c) $S_E = 0.17 \times 3.7 \mu\text{m}^2$ et (b)-(d) $S_E = 0.17 \times 5.7 \mu\text{m}^2$, les traits guident l'œil.

Si nous prenons le cas des composants ayant une surface $S_E = 0.17 \times 5.7 \mu\text{m}^2$, on constate que les plus faibles valeurs de F_{min} et R_n sont obtenues pour les composants A3, dont le taux de Ge vaut 20-30% et $W_{BSiGe} = 30$ nm, A5 et A6 (Ge = 25% et $W_{BSiGe} = 20$ nm). Rappelons que le TBH SiGe:C nécessite d'un temps de transport de bruit faible afin de ne pas avoir une valeur de F_{min} qui n'augmente pas trop rapidement avec la fréquence. Les performances en f_T de A3, A5 et A6 sont respectivement 223, 201 et 203 GHz. Avec ces éléments on peut établir que le composant A3 ($S_E = 0.17 \times 5.7 \mu\text{m}^2$) est le plus performant en bruit parmi ceux de la famille A.

En plus des facteurs F_{min} et R_n , nous pouvons aussi comparer le gain associé (G_{ass}). G_{ass} est le gain disponible lorsque l'on adapte le composant afin d'avoir F_{min} . La figure IV.47 montre le G_{ass} des composants C10 (TBH InGaAs 2 μm) et A3 (TBH SiGe famille A) pour deux points de polarisation.

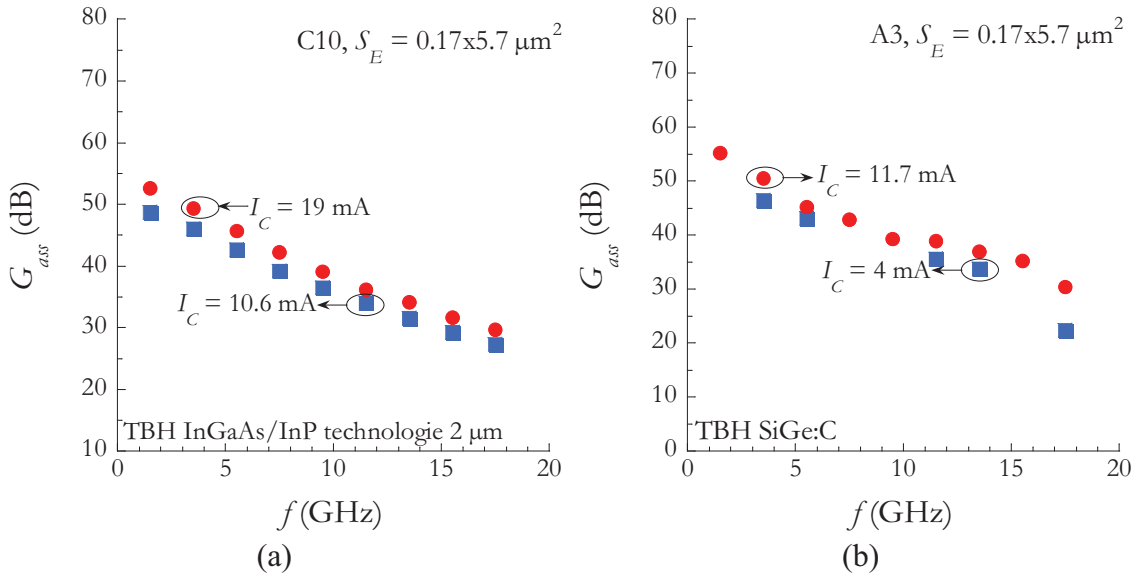


Figure IV.47. Gain associé des composants C10, technologie 2 μm , et A3 ($S_E = 0.17 \times 5.7 \mu\text{m}^2$) à deux niveaux de polarisation.

Pour la polarisation la plus grande, le composant A3 montre une valeur de G_{ass} légèrement plus importante que celle du dispositif C10 (technologie 2 μm), avec 55dB et 53dB à $f = 1.5$ GHz pour A3 et C10 respectivement, et G_{ass} diminue vers 30 dB à $f = 17.5$ GHz dans les deux cas. Ces deux composants montrent de bonnes performances d'amplification au minimum de bruit.

Ainsi le TBH SiGe:C présente de meilleures performances en bruit avec un gain associé important. On voit que A3 est le meilleur composant, avec une valeur de G_{ass} d'environ 30dB pour une fréquence d'opération de 17.5 GHz, à $I_C = 11.4$ mA. D'autre part son R_n est assez intéressante pour le composant dont la surface d'émetteur vaut $S_E = 0.17 \times 5.7 \mu\text{m}^2$.

L'inconvénient du composant A3 de longueur d'émetteur de 5.7 μm , est qu'il devrait montrer plus d'auto-échauffement (AEC), car celui-ci augmente avec la longueur de l'émetteur [34]. Néanmoins, l'AEC du TBH SiGe:C reste faible par rapport à celui des technologies InGaAs/InP. On rappelle que pour le composant D05 (technologie 0.7 μm , $S_E = 0.5 \times 4.6 \mu\text{m}^2$) à $J_C = 3 \text{ mA}/\mu\text{m}^2$, la température de sa jonction BE est de l'ordre de 410 K, alors que pour le composant A3 ($S_E = 0.17 \times 5.7 \mu\text{m}^2$) à $J_C = 4 \text{ mA}/\mu\text{m}^2$ la température de jonction n'est que de 312 K.

Nous pouvons énumérer les points forts et faibles de chaque technologie étudiée :

Avantages du TBH SiGe : -1- grand gain en courant, les variations de l'AEC et de X auront peu d'influence sur F_{min} , -2- la mobilité de trous dans le système Si/Si_{1-x}Ge_x contraint en compression conduit à de faibles résistances de base, et donc à de faible R_n par rapport à un composant III-V à niveau de dopage de base comparable, -3- Constance de R_n sur une grande gamme de fréquences, -4- Gain associé élevée.

Inconvénient du TBH SiGe : Faible tension de claquage V_{CEO} .

Avantages du TBH InGaAs/InP : -1- Tension de claquage V_{CEO} importante, -2- relative constance de F_{min} avec la polarisation, particulièrement pour le composant C10 (technologie $2\ \mu\text{m}$) avec $L_E = 10\ \mu\text{m}$. De plus, ce composant montre une faible valeur de R_n ($\approx 30\ \Omega$) pour les fortes polarisations, -3- gain associé assez élevé.

Inconvénient du TBH InGaAs/InP : -1- mauvaise conductivité thermique de l'InP et par voie de conséquence un AEC important, -2- Faible mobilité des trous qui pénalise la résistance de base (et R_n) -3- gain en courant relativement faible (inférieur à 100), qui induit un niveau de bruit plus grand par rapport aux TBH SiGe:C.

IV.8. Comparaison des performances en bruit entre les deux types de TBH à basses températures

Dans cette section nous introduisons une étude du bruit HF à basse température ($T = 35$ K) pour les composants C03 et C10 (TBH InGaAs/InP, technologie $2 \mu\text{m}$) et A1 à A8 (TBH SiGe:C, famille A). Aucune mesure en bruit HF à basse température n'est faite, mais à partir du schéma équivalent petit signal extrait des mesures de paramètres S à $T = 35$ K, nous pouvons modéliser le comportement en bruit HF.

Pour un point de polarisation, les figures IV.48 montre l'accord entre schéma petit signal et mesure pour le composant A2 (TBH SiGe:C, Ge = 15-30%), $S_E = 0.17 \times 5.7 \mu\text{m}^2$. Les valeurs des éléments du schéma équivalent sont résumées dans le tableau qui suit. Les figures IV.49 et le tableau suivant montre l'ajustement pour le composant C10 (TBH InGaAs/InP technologie $2 \mu\text{m}$, $S_E = 1.4 \times 10 \mu\text{m}^2$).

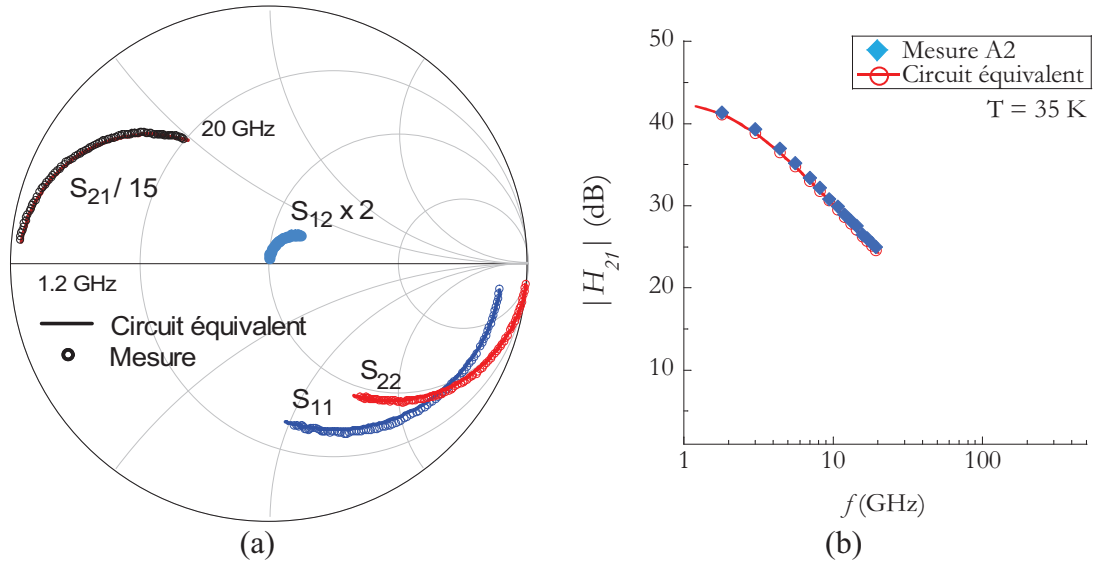


Figure IV.48. (a) Paramètres S mesurés et modélisés avec les schéma en Π ,
 (b) H_{21} issu des mesures et du circuit électrique, $T = 35$ K.
 Composant A2, famille A, $S_E = 0.17 \times 5.7 \mu\text{m}^2$, $I_C = 19.4$ mA.

I_C (mA)	I_B (μA)	C_{Π} (fF)	C_{BC} (fF)	R_B (Ω)	R_E (Ω)	R_{Bx} (Ω)	R_{Π} (Ω)	g_m (S)	τ_{Π} (ps)	X
19.4	38.7	530	11.1	14	5.7	4.7	100	1.45	0	0.43

Tableau IV.13. Valeurs des éléments du schéma en Π , $V_{CE} = 1.6$ V
 TBH SiGe:C A2 (Ge = 15-30%), $S_E = 0.17 \times 5.7 \mu\text{m}^2$, $T = 35$ K.

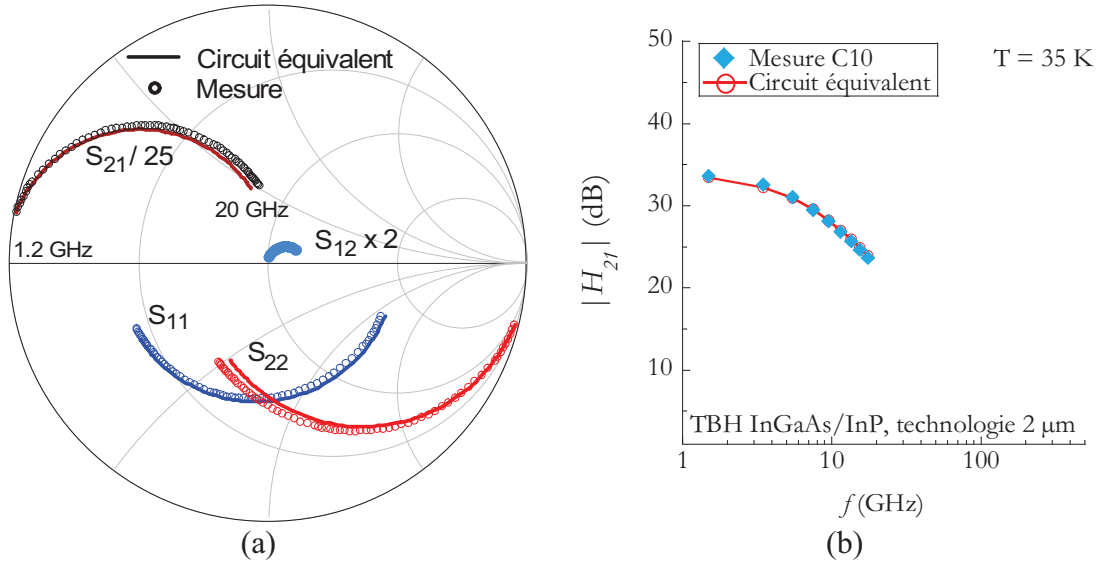


Figure IV.49. (a) Paramètres S mesurés et modélisés avec les schéma en II, (b) H_{21} issu des mesures et du circuit électrique, $T = 35$ K. Composant C10, TBH InGaAs/InP technologie $2 \mu\text{m}$, $S_E = 1.4 \times 10 \mu\text{m}^2$, $I_C = 25.9$ mA.

I_C (mA)	I_B (μA)	C_{II} (fF)	C_{BC} (fF)	R_B (Ω)	R_E (Ω)	R_{Bx} (Ω)	R_{II} (Ω)	g_m (S)	τ_{II} (ps)	X
25.9	600	770	21	7.9	1.9	0.92	33.3	1.5	0	0.37

Tableau IV.14. Valeurs des éléments du schéma en II, $V_{CE} = 1.56$ V, TBH InGaAs/InP, technologie $2 \mu\text{m}$, $S_E = 1.4 \times 10 \mu\text{m}^2$, $T = 35$ K.

En l'absence de mesures de F_{min} et R_n à basse température, nous ne pouvons pas ajuster le facteur de distribution de la jonction BC. Par conséquent, nous conservons sa valeur par rapport aux extractions en fonction de J_C obtenus à température ambiante.

La modélisation en bruit sous ADS est le modèle de sources i_1 et i_2 complètes et corrélées. Nous avons décidé de considérer le cas des sources corrélées, car à basse température, les performances dynamiques de tous les composants dévinent plus grandes qu'à température ambiante (cf. Chapitre III, §III.4). Cette amélioration n'est pas sans conséquences sur le bruit, car dans ce régime de température on peut envisager que les effets de transport non stationnaire sont plus importants [39]. Dans cette perspective, il est légitime de considérer que les sources de bruit des jonctions BE et BC sont corrélées. Les porteurs présentent une « mémoire » au cours de leur traversée de la base. Les impulsions de courant liées à la trajectoire des porteurs à la jonction BE partageront leur origine avec celles des impulsions de courant, génératrices de bruit, à la jonction BC.

Le temps $\tau_B/3 + \tau_C/2$ utilisé lors des simulations à basse température est explicité dans le tableau IV.16. Ces temps ont été obtenus à partir du temps τ_{Z0} qui est plus faible à basse

température, et nous déduisons le même taux d'amélioration pour $\tau_B/3 + \tau_C/2$ sachant que les valeurs à température ambiante sont dans les es tableaux IV.6 et IV.7.

Technologie	Dispositif	$\tau_B/3 + \tau_C/2$ (ps)
2 μm	C03	0.14
	C10	0.16

Tableau IV.15. Temps du transport de bruit ($\tau = \tau_B/3 + \tau_C/2$) du TBH InGaAs/InP, C03 $S_E = 1.4 \times 2.6$ et C10 $1.4 \times 10 \mu\text{m}^2$, $T = 35 \text{ K}$.

Composant	Ge%	W_{SiGe} (nm)	$\tau_B/3 + \tau_C/2$ (ps)
A1 ^{(1)/(2)}	10-30	30	0.13/0.13
A2 ^{(1)/(2)}	15-30	30	0.12/0.13
A3 ^{(1)/(2)}	20-30	30	0.13/0.14
A4 ^{(1)/(2)}	20-30	20	0.11/0.12
A5 ^{(1)/(2)}	25	20	0.15/0.15
A6 ^{(1)/(2)}	25	20	0.14/0.15
A7 ^{(1)/(2)}	20	20	0.10/0.11
A8 ^{(1)/(2)}	20	20	0.13/0.12

Tableau IV.16. Temps du transport de bruit ($\tau = \tau_B/3 + \tau_C/2$), TBH SiGe:C. (1) $S_E = 0.17 \times 3.7 \mu\text{m}^2$ et (2) $S_E = 0.17 \times 5.7 \mu\text{m}^2$, $T = 35 \text{ K}$.

Les résistances thermiques des composants ont été estimées à partir de la variation de la conductivité thermique du Si [40] et de l'InP [41] en fonction de la température. Nous avons divisé par 10 les résistances thermiques des tableaux IV.5 (a)-(b), afin de disposer de valeur approximative des résistances thermiques à 35 K.

Un exemple de résultat des quatre paramètres de bruit sont montrés en figure IV.50 (a)-(b) pour le composant A2 (TBH SiGe:C, $S_E = 0.17 \times 5.7 \mu\text{m}^2$) et en figures IV.51 (a)-(b) pour le composant C10 (TBH InGaAs/InP, technologie 2 μm , $S_E = 1.4 \times 10 \mu\text{m}^2$).

Avec la figure IV.50, le niveau de bruit est très faible, environ 1.04 ou ($NF_{\min} = 0.2\text{dB}$) du cas NIT, qui montre que l'AEC n'agit pratiquement pas sur F_{\min} . En outre, on voit que R_n est affecté de façon un peu plus par l'AEC, car la résistance équivalente du bruit passe de 3.3 Ω (cas IT) à environ 4 Ω (cas NIT), soit une augmentation de 21%. Pour Γ_{opt} , notons que l'AEC n'influence pratiquement pas sa phase, mais son module en l'augmentant. Nous retrouvons qualitativement le même comportement des quatre paramètres de bruit en fonction de l'AEC du TBH SiGe:C par rapport aux résultats à température ambiante (cf. § IV.4.4).

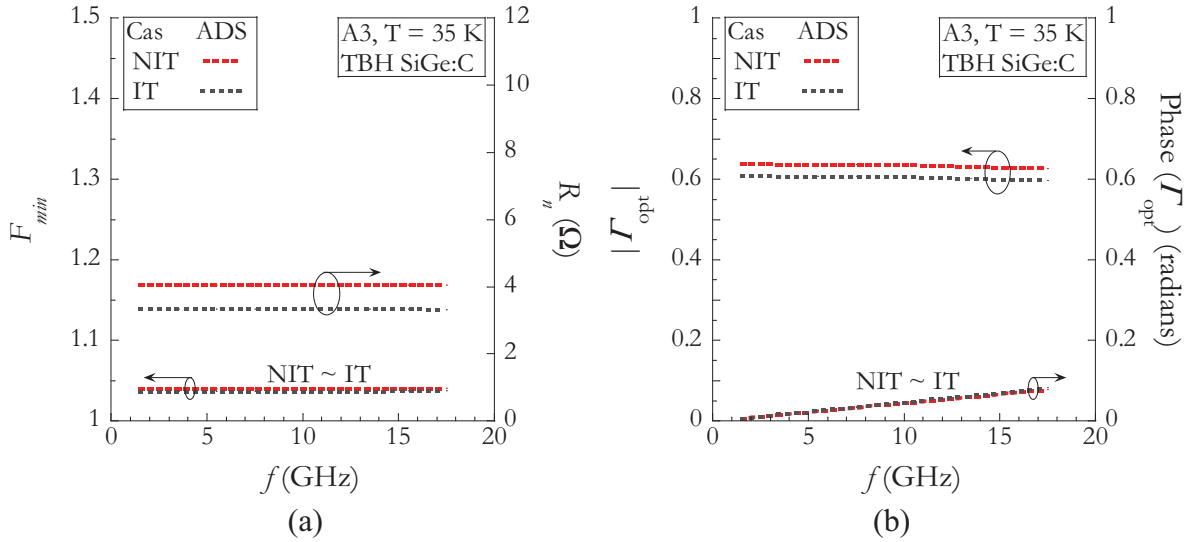


Figure IV.50. Quatre paramètres de bruit extraits à partir d'ADS avec des sources i_1 et i_2 non simplifiées et corrélées. Composant A3 ($Ge = 20\text{-}30\%$, $S_E = 0.17 \times 5.7 \mu\text{m}^2$), $J_C = 16 \text{ mA}/\mu\text{m}^2$.

Les figures IV.51 (a)-(b) concernent le composant C10 du TBH InGaAs/InP technologie $2 \mu\text{m}$, avec une plus forte incidence de l'AEC, puisque le gain en courant reste faible ($\beta \sim 43$ à $J_C = 1.9 \text{ mA}/\mu\text{m}^2$, $T = 35 \text{ K}$), et la conductivité thermique de l'InP, quoique meilleure à basse température reste moins avantageuse que celle du silicium. La différence entre F_{minIT} et F_{minNIT} est de 1%, la variation entre R_{nIT} et R_{nNIT} est de l'ordre de 15% en moyenne pour toute la plage de fréquences. Le module du Γ_{opt} de la figure IV.51 (b) est proche de zéro, ce qui donne l'avantage à C10 d'être stable avec de forte désadaptation de source.

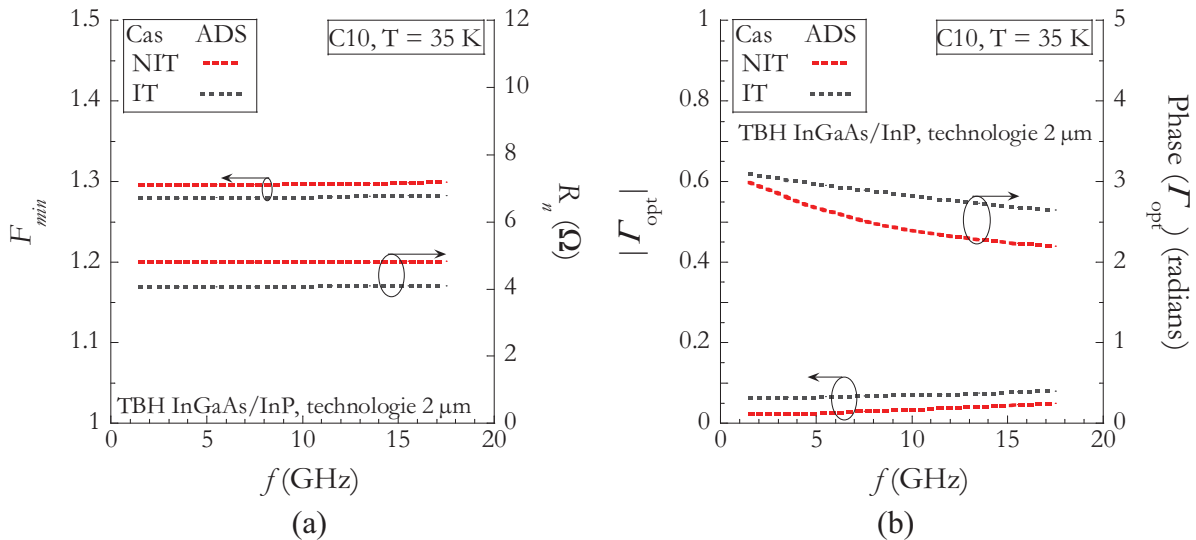


Figure IV.51. Quatre paramètres de bruit extraits à partir d'ADS avec des sources i_1 et i_2 non simplifiées et corrélées. Composant C10 ($S_E = 1.4 \times 10 \mu\text{m}^2$), $J_C = 1.9 \text{ mA}/\mu\text{m}^2$.

Les performances de F_{min} et R_n en fonction de la densité de courant à fréquence fixe font l'objet de la représentation des figures IV.52 (a)-(b), pour les TBH SiGe:C de la famille A.

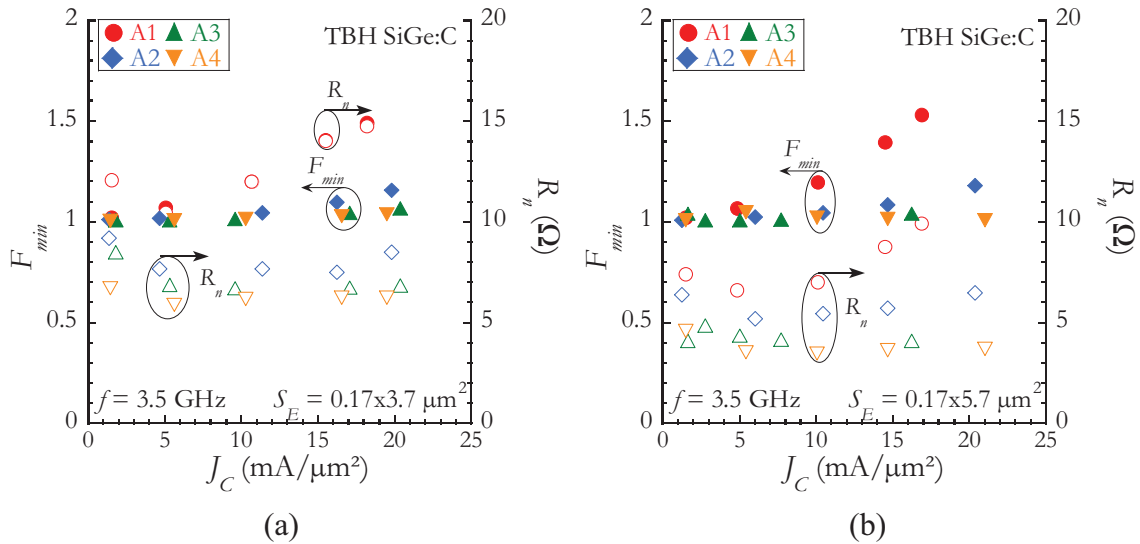


Figure IV.52. F_{min} et R_n des composants A1 à A4 à deux surfaces d'émetteur en fonction de la densité de courant de collecteur, $T = 35$ K.

Nous pouvons noter que les composants SiGe:C à taux de Ge graduel A1 (Ge = 10-30%) et A2 (Ge = 15-30%) montrent une dégradation du bruit en fonction de J_C . Le pire cas est le composant A1 dont la valeur de F_{min} passe de 1.02 à 1.5 pour la plage de polarisation choisie. Une raison possible de l'augmentation de F_{min} est le faible taux de Ge à la jonction BE pour A1, qui induit une chute du gain en courant à basse température. Dans le paragraphe III.3, la valeur de β de A1 est la plus faible de la famille A, et pour l'ensemble des températures. Les composants A3 et A4 (Ge = 20-30%) montrent des performances en bruit qui se dégradent peu en fonction de la polarisation. La dégradation des performances des composants à taux de Ge graduel est renforcée par l'effet Early inverse, c'est à dire la modulation de l'épaisseur de la ZCE de la jonction BE avec la polarisation. L'effet Early inverse conduit également à la modulation du taux Ge au voisinage de la ZCE BE et de la base neutre, ce qui induit un accroissement de la diminution de β pour les composants à taux de Ge graduel (cf. §III.3).

La résistance équivalente de bruit modélisée (toujours pour les composants à taux de Ge graduel, A1-A4) présente des performances très intéressantes à basse température. Les composants A1 et A2 ont des R_n qui s'améliorent avec la polarisation et puis se dégradent vers les fortes injections. La dégradation peut être attribué à la chute de β avec J_C . Les dispositifs A3 et A4 (pour les deux surfaces) ont des valeurs de R_n qui s'améliorent avec J_C puis restent quasi-constants en fonction de la polarisation.

Pour les composants à taux de Ge constant (A5-A8), nous observons avec la figure IV.53 que les performances en bruit n'évoluent presque pas avec J_C . L'explication est leur moindre sensibilité à l'effet Early inverse grâce à leur taux de Ge constant. Comme pour les autres transistors, la valeur de R_n s'améliore avec J_C croissant, puis se stabilise vers les fortes polarisations. Le meilleur R_n est obtenu avec A6. Cette faible résistance équivalente de bruit est attribuée à deux facteurs. Le premier est le niveau de dopage de base élevé

($N_{\text{ApicA6}} = 4.4 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$) et le second facteur est le taux de Ge assez important (Ge = 25%), qui augmente la mobilité de trous dans la base SiGe:C, c.f. chapitre I, I.6.2.

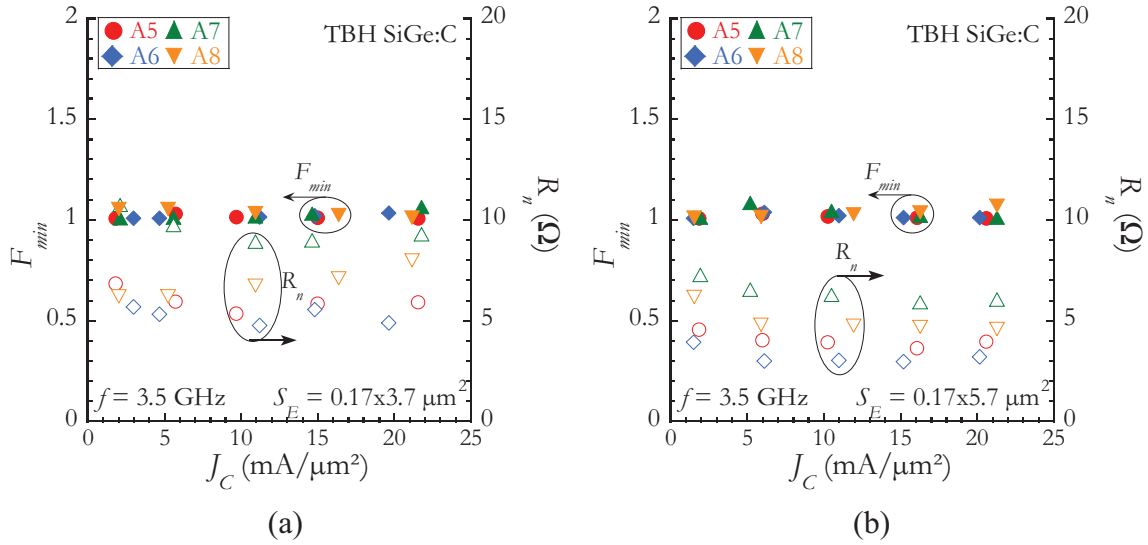


Figure IV.53. F_{\min} et R_n des composants A5 à A8 à deux surfaces d'émetteur en fonction de la densité de courant de collecteur, $T = 35 \text{ K}$.

Rappelons-nous qu'à température ambiante, le composant A3 ($S_E = 0.17 \times 5.7 \mu\text{m}^2$) présente les meilleures performances en bruit pour la famille A de TBH SiGe:C. Les résultats de modélisation en bruit HF à basse température mettent en évidence que l'effet Early inverse est aussi un point défavorable, puisqu'il n'est plus le meilleur. En revanche, ce sont les composants à taux de Ge constant dont les performances en bruit fonction de de f et de J_C sont remarquables. Le composant A6 est le plus propice à présenter de très bonnes performances en bruit.

Maintenant nous analysons les performances en bruit des composants C03 et C10 (TBH InGaAs/InP technologie $2 \mu\text{m}$). Les performances des deux composants sont sur la figure IV.53, avec une valeur de F_{\min} qui se dégrade de façon non négligeable en fonction de J_C . F_{\min} du composant C03 passe de 1.11 ($J_C = 0.6 \text{ mA}/\mu\text{m}^2$) à 1.6 ($J_C = 2.9 \text{ mA}/\mu\text{m}^2$). Concernant le composant C10, F_{\min} atteint une valeur minimale à J_C intermédiaire. Ce comportement de performances en bruit est produit par le faible gain en courant du TBH InGaAs/InP, lequel ne dépasse pas la valeur de 50 pour les deux dispositifs (à $T = 35 \text{ K}$). D'autre part, sur la figure IV.53, on constate que la résistance équivalente de bruit de deux composants s'améliore puis se dégrade en fonction de J_C . On observe que l'augmentation de R_n (et de F_{\min}) avec J_C est plus prononcée pour le composant C03. Les deux raisons de cette tendance sont d'une part la faible valeur de β et un niveau d'AEC relativement élevé pour les deux composants. Pour la même densité de courant J_C de $3 \text{ mA}/\mu\text{m}^2$, l'élévation de température est respectivement de 12 et de 18 K pour les composants C03 et C10.

Le composant qui donne les meilleures performances en bruit pour les TBH InGaAs/InP technologie 2 μm est le dispositif C10, pour des polarisations intermédiaires ($\sim 1 \text{ mA}/\mu\text{m}^2$). Néanmoins, ses performances en bruit restent inférieures à celles du composant A6 ($S_E = 0.17 \times 5.7 \mu\text{m}^2$) de la famille A des TBH SiGe:C.

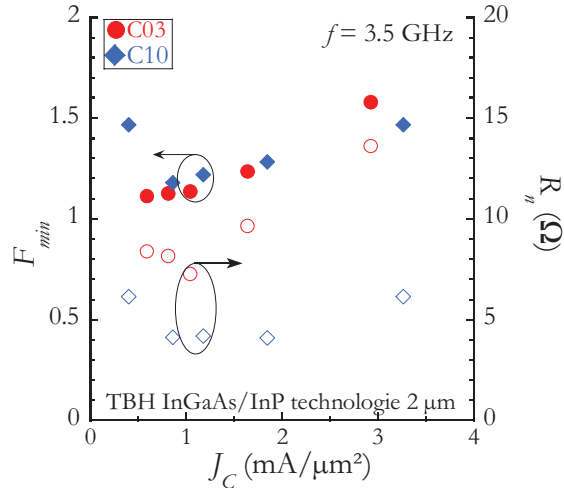


Figure IV.54. F_{min} et R_n des composants C03 et C10 en fonction de la densité de courant de collecteur, $T = 35 \text{ K}$.

Les résultats de modélisation indiquent que les TBH SiGe:C de la famille A (à taux de Ge constant) ont des F_{min} qui se dégradent très peu en fonction de J_C . En outre la résistance de base (qui contrôle R_n) peut être améliorée en utilisant un taux de Ge assez important et un grand niveau de dopage de base. C'est le cas du composant A6 qui présente à basse température les meilleures performances sur F_{min} et R_n . Les inconvénients de ce composant (et de tous les TBH SiGe:C) sont la valeur importante du module de Γ_{opt} d'une part, et la faible tension de claquage BV_{CEO} , d'autre part.

A partir des résultats de modélisation des composants C03 et C10 à $T = 35 \text{ K}$ (TBH InGaAs/InP, technologie 2 μm) on constate que leur bruit se dégrade vers les fortes polarisations. Le pire cas est le transistor à faible surface d'émetteur, C03. Les points forts de ces composants leur faible Γ_{opt} et des tensions de claquage BV_{CEO} supérieures au TBH SiGe:C.

Les résultats issus des analyses en bruit HF à basse température permettent d'établir que les meilleures performances en bruit sont obtenus avec le TBH SiGe:C à taux de Ge constant pour des applications faible bruit et faible puissance. Les résultats de modélisation indiquent que F_{min} et R_n (à f fixe) se dégradent très faiblement en fonction de la polarisation. Le gain en courant important, le faible AEC et les performances dynamiques de f_T qui s'améliorent à basse température en sont la cause. En revanche, si la recherche des composants peu propices à l'instabilité électrique, avec peu de bruit et pour des applications de puissance, le TBH InGaAs/InP est le mieux adapté.

9. Conclusions

Nous avons montré les résultats de mesure en bruit des deux technologies de TBH étudiées. Dans le cas du composant C10, TBH InGaAs/InP technologie 2 μm , il a été observé que ses valeurs de F_{min} et R_n restent constantes pour la plage de fréquence analysée (1.5 GHz-17.5 GHz), à polarisation fixe et à $T = 293$ K. Il existent deux raisons: 1/ les composants InGaAs/InP ont des performances de f_T/f_{MAX} très important, supérieures à 200 GHz, 2/ la faible dépendance de F_{min} et R_n avec la fréquence grâce à la discontinuité assez importante en bande de conduction, qui empêche la rétro diffusion à la jonction BE des porteurs injectés dans la base. La contribution de ces porteurs dans le bruit HF augmente avec f , comme cela a été démontré dans [18]-[19]. Ainsi la discontinuité en bande de conduction est bénéfique pour le bruit HF du TBH InGaAs/InP. En outre, à basse température les résultats de modélisation en bruit indiquent que les composants de la technologie 2 μm auront des performances en bruit HF peu dépendantes de la fréquence (à J_C fixe). A fréquence fixe, le bruit de ces composants se dégrade de façon non négligeable avec la polarisation. Le meilleur composant pour des applications faible bruit est le composant C10 de la technologie 2 μm .

Le TBH SiGe:C montre des valeurs de F_{min} et de R_n peu dépendantes de la fréquence. Les bonnes performances en bruit sont possibles grâce à des fréquences de coupure élevées, supérieures à 200 GHz pour tous les composants. En outre, le niveau du bruit des composant SiGe:C, famille A, est plus faible par rapport aux TBH InGaAs/InP, avec F_{min} inférieur à 2 à toutes densité de courant J_C , et à $f = 3.5$ GHz. Ce faible bruit est obtenu grâce à un gain en courant très important et grâce à un niveau d'auto-échauffement (AEC) plus faible par rapport au TBH InGaAs/InP à J_C comparable.

Puis, nous avons décrit la dérivation du modèle de bruit implémenté sous ADS en partant du développement des sources de bruit des jonctions BE et BC issues de la théorie proposée par van der Ziel. Des sources en parallèle du cœur de composant (i_1 et i_2) on été ensuite explicitées à partir de ces résultats, de plus la prise en compte du phénomène d'AEC a été décrite. Nous avons procédé une comparaison avec la mesure pour différentes configurations avec ou sans coefficient de corrélation et la variation du temps de transport de bruit « τ » des sources i_1 et i_2 . Ce dernier paramètre est égal à $\tau_B/3 + \tau_C/2$. Nous avons trouvé pour le composant A2 ($S_E = 0.17 \times 5.7 \mu\text{m}^2$) pour une densité de courant collecteur de $11.7 \text{ mA}/\mu\text{m}^2$, que si le coefficient de corrélation est utilisé, NF_{min} sera diminué d'environ 0.4dB à $f = 17.5$ GHz, $NF_{minavecC} \sim 1.5\text{dB}$ et $NF_{minsansC} \sim 1.9$ dB. Le coefficient de corrélation peut être négligé pour des fréquences inférieures à 10 GHz.

Ensuite, nous avons décrit les simplifications des sources de bruit en parallèle que nous avons retenu afin de développer des relations simplifiées pour F_{min} et R_n avec comme objectif de permettre la séparation de X , R_{Bx} et R_{Bi} . Ainsi, nous avons abouti au développement de relations simplifiées qui sont en bon accord avec l'expérience, au contraire des expressions classiques développées par Hawkins, Fukui et Pucel et Rohde, qui sous-estiment les

performances en bruit, nous avons donné les raisons de ceci. En outre, nous avons trouvé grâce à ces relations que les termes R_{Bx} et R_{Bi} peuvent être séparées, mais leur relation est encore trop complexe pour les traiter analytiquement. Nous avons décidé d'extraire ces éléments à partir d'optimisations avec le logiciel ADS en utilisant un modèle des sources i_1 et i_2 simplifié et sans la prise en compte de leur coefficient de corrélation.

Une autre partie importante de notre travail a consisté de dégager la sensibilité de R_n et F_{min} vis-à-vis de la résistance de base intrinsèque (R_{Bi}), extrinsèque (R_{Bx}) et le facteur de distribution (X). On a trouvé pour les TBH InP de la technologie $0.7 \mu\text{m}$ que les deux paramètres sont sensibles au premier ordre à R_{Bi} et à X à faible polarisation, et à fortes polarisations F_{min} et R_n sont sensibles à R_{Bx} .

Sur la base du modèle simplifié des sources i_1 et i_2 et des résultats de sensibilité, nous avons présenté notre méthodologie pour séparer les éléments constituant la résistance de base apparente (R_B) : X , R_{Bx} et R_{Bi} . A notre connaissance, sur des mesures en bruit HF, aucune technique de quantification des ces éléments a été proposée. En outre, si R_{Bx} à fort polarisation représente au moins 50% de la résistance de base apparente, un seul jeu d'élément X , R_{Bx} et R_{Bi} sera extrait avec précision pour satisfaire les performances en bruit mesurés, F_{min} et R_n . Pour les TBH SiGe:C et InP (technologie $2 \mu\text{m}$), des résultats de modélisation ont été utilisés pour fixer la valeur de la résistance de bas extrinsèque R_{Bx} , et une fois ce paramètre fixé, nous pouvons extraire X et R_{Bi} en fonction de la polarisation. Pour les autres TBH nous avons utilisé des résultats de modélisation afin de fixer R_{Bx} .

Grâce à la technique de séparation de X , R_{Bi} et R_{Bx} , les variations de X et R_{Bi} en fonction de la polarisation montre qu'il diminue avec l'augmentation du courant pour les deux technologies de dispositifs. Cette diminution de X serait la conséquence de la défocalisation du courant vers la périphérie de la jonction émetteur. Ceci a été confirmé par des simulations en régime statique du TBH InGaAs/InP.

Notre étude montre que les meilleures performances en bruit à température ambiante sont obtenues avec le composant A3 ($S_E = 0.17 \times 5.7 \mu\text{m}^2$). A basse température, ce composant est affecté par l'effet Early inverse qui devrait pénaliser ses performances en bruit. A 35 K, c'est le composant A6 qui présente les meilleures performances en bruit HF, grâce à un taux de Ge constant dans la base (de 25%) et à un niveau de dopage de base le plus élevé pour la famille A des TBH SiGe:C, $N_{A\text{pic}A6} = 4.4 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$.

Enfin, la comparaison des performances en bruit HF entre les technologies SiGe:C et InGaAs/InP ne permet pas d'indiquer que l'une est supérieure à l'autre. Par exemple, pour des applications à très faible bruit et pour des faibles puissances, le TBH SiGe:C (et à taux de Ge constant) donne les meilleures performances, mais pour des applications faible bruit et de puissance, le TBH InGaAs/InP est plus propice, avec notamment le cas du composant C10 (technologie $2 \mu\text{m}$, $S_E = 1.4 \times 10 \mu\text{m}^2$). Le problème d'auto-échauffement, sévère pour les TBH III-V, peut être réduit si on utilise le composant à niveau de polarisation modéré.

Annexe IV.A. Développement du modèle des sources de courant des jonctions pn et des transistors bipolaires à homojonction à partir de l'approche de van der Ziel [19]

IV.A.1. Bruit de grenaille dans une jonction P-N

Nous allons commencer par rappeler le flux des porteurs de charge un jonction P-N, lequel est schématisé en figure (IV.A1).

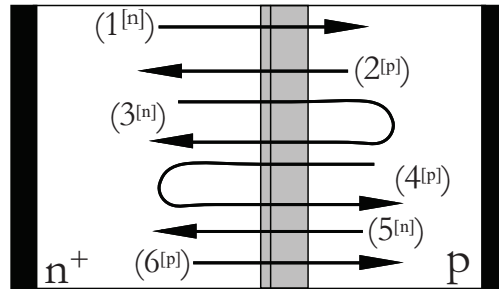


Figure IV.A1. Flux des porteurs de charge dans une jonction P-N, le numéro avec [n] représente un groupe d'électrons tandis que le signe [p] représente les trous.

A partir de la figure (IV.A1) on voit que les groupes de porteurs de charge qui contribuent au courant dans une jonction P-N sont :

Le groupe (1^[n]) sont les électrons injectés de la région N vers la région P le groupe (3^[n]) sont les électrons injectés dans la région P et que reviennent dans la région N, les porteurs du groupe (5^[n]) représentent les électrons générés thermiquement dans la région P injectés dans la région N. Le porteurs désignés par (2^[p]) sont les trous injectés vers la région N, le groupe (4^[p]) est constitué par les trous injectés vers la région N et que reviennent à la région P et enfin les porteurs nommés (6^[p]) regroupe les trous générés thermiquement dans la région N et allant vers la région P.

Considérons d'abord le cas pour les électrons. Soit I_n le courant en régime statique produit par les électrons et I_{n0} le courant électronique saturé de la diode. On voit que les électrons du groupe (5^[n]) génèrent un courant I_0 et ceux du groupe (1^[n]) contribuent au courant comme $-(I_n + I_{n0})^2$ avec :

$$I_n = I_{n0} (\exp(V/V_T) - 1) \quad (IV.A.1)$$

où $V_T = k_B T / q$ et V est la polarisation appliqué à la diode.

Enfin, la contribution au courant du groupe (3^[n]) est zéro, car ils sont à l'origine de deux impulsions de signes opposés avec un délai aléatoire.

Avant de continuer avec le bruit, nous discutons la contribution des groupes (1^[n]) et (3^[n]) à l'admittance de la jonction P-N (Y_n , avec $Y_n = G_n + jB_n$) en fonction de la fréquence.

² Le signe moins indique tout simplement que les électrons vont en sens inverse du courant électrique.

Imaginons que l'on connecte une source de courant alternatif à la diode dont l'amplitude est beaucoup plus faible que la composante en régime direct, alors les électrons des groupes (1^[n]) et (3^[n]) seront modulés. On considère que les électrons du groupe (1^[n]) suivront les changements de la tension alternative de façon instantanée, alors leur contribution à Y_n sera constante pour toutes les fréquences et égale à une valeur G_{0n} , où

$$G_{n0} = (I_n + I_{n0})/V_T \quad (\text{IV.A.2})$$

G_{0n} est la conductance électronique de la jonction à basses fréquences.

Concernant (3^[n]) leur contribution à Y_n sera négligeable à basses fréquences. Une autre contribution à Y_n est celle de la capacité de la jonction (C_{Tot}), $C_{Tot} = C_{Depl} + C_{Diff}$ pour une jonction polarisée en direct. Avec ceci on peut établir qu'à hautes fréquences la contribution du groupe (3^[n]) à Y_n est $Y_n - G_{0n} - j\omega C_T$. On sait à partir de la théorie de la jonction P-N que la partie réelle de Y_n (G_n) augmente à hautes fréquences, voir par exemple [18]. Ainsi, à hautes fréquences la contribution du groupe à l'admittance de la jonction (3^[n]) est $Y_n - G_{n0} - j\omega C_{Tot}$.

Passons maintenant au bruit, puisque les porteurs des groupes (1^[n]) et (5^[n]) sont indépendants et ils produisent des impulsions aléatoires de durée très courte, par conséquent ils présenteront du bruit de grenaille pour toutes les fréquences dont leur spectre de puissance est :

$$\overline{I_{1[n]}^2} = 2q(I_n + I_{n0})\Delta f \quad \text{et} \quad \overline{I_{5[n]}^2} = 2qI_{n0}\Delta f \quad (\text{IV.A.3})$$

Comme déjà évoqué les porteurs du groupe (3^[n]) sont des porteurs dans la région P et puis revenant vers la région N. Ce phénomène est produit par l'interaction avec le réseau cristallin (diffusion), par conséquent ce groupe contribuera au bruit avec du bruit thermique dont la contribution s'écrit :

$$\overline{I_{3[n]}^2} = 4k_B T (G_n - G_{n0})\Delta f \quad \text{et} \quad (\text{IV.A.4})$$

Comme les trois groupes sont indépendants on peut ajouter leur contribution en bruit quadratiquement :

$$\overline{i_n^2} = 2q(I_n + 2I_{n0})\Delta f + 4k_B T (G_n - G_{n0})\Delta f \quad (\text{IV.A.5})$$

où le premier terme regroupe les contributions des groupes (1^[n]) et (5^[n]), et G_n est définie par, [18] :

$$G_n = G_{n0} \sqrt{1/2 + 1/2 \sqrt{1 + (\omega\tau_n)^2}} = G_{n0}\gamma \quad (\text{IV.A.6})$$

avec

$$\gamma_n = \sqrt{1/2 + 1/2 \sqrt{1 + (\omega\tau_n)^2}} \quad (\text{IV.A.7})$$

où τ_n selon [18] est le temps de vie des électrons si la jonction P-N est épaisse.

A partir de ceci et en utilisant la définition de G_{n0} , relation (IV.A.2), on aboutit à l'expression du bruit pour la jonction P-N produit par les électrons :

$$\overline{i_n^2} = 4kBT (G_n - G_{n0}) \Delta f - 2qI_n \Delta f \quad (\text{IV.A.8})$$

Ce développement a été fait pour les électrons, pour les trous nous aurons des relations tout à fait équivalentes :

$$\overline{I_{2|p1}^2} = 2q (I_p + I_{p0}) \Delta f \quad \text{et} \quad \overline{I_{4|p1}^2} = 2qI_{p0} \Delta f \quad (\text{IV.A.9})$$

$$\overline{I_{4|p1}^2} = 4k_B T (G_p - G_{p0}) \Delta f \quad (\text{IV.A.10})$$

Avec ces relations et en utilisant la définition de la conductance basses fréquences de la jonction, $G_{p0} = q(I_p + I_{p0})/k_B T$, pour les trous on démontre que :

$$\overline{i_p^2} = 4kBT (G_p - G_{p0}) \Delta f - 2qI_p \Delta f \quad (\text{IV.A.11})$$

Afin de considérer la contribution en bruit des deux types de porteurs on fait [19] :

$$I = I_n + I_p, \quad I_0 = I_{n0} + I_{p0} \quad (\text{IV.A.12})$$

$$G = G_n + G_p, \quad G_0 = G_{n0} + G_{p0} \quad (\text{IV.A.13})$$

A partir de ces expressions il est aisé de démontrer l'expression de bruit (IV.9) introduite dans la section IV.3.3.

IV.A.2. Sources de bruit aux jonctions BE et BC dans un transistor bipolaire à homo jonction

Maintenant nous allons décrire les étapes de la dérivation des expressions de bruit pour les jonctions BE et BC pour un transistor à homo jonction proposées par van der Ziel.

Nous re-introduisons le flux de porteurs dans un transistor bipolaire à jonction, déjà évoqué dans la section IV.3.3.

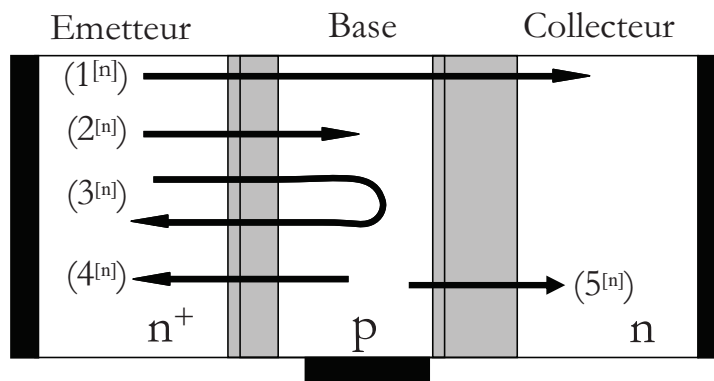


Figure IV.A.2. Flux d'électrons dans un BJT npn.

Le premier groupe comprend les électrons injectés dans la base et collectés par le collecteur, le deuxième groupe concerne les électrons injectés dans la base et qu'y se recombinent. Le troisième groupe est constitué des électrons injectés dans la base et qui reviennent dans l'émetteur, le groupe 4 s'agit des électrons générés thermiquement dans la base du transistors que sont injectés dans l'émetteur. Enfin le groupe cinq est celui des électrons générés thermiquement dans la base et collectés par le collecteur.

Considérons le cas d'un transistor polarisé en régime d'amplification, c'est-à-dire la jonction BE polarisée en directe et la jonction BC en inverse, de plus on considère qu'il n'existe pas d'injection d'électrons du collecteur vers la base, ceci à cause de la polarisation inverse de la jonction BC.

D'après la figure IV.11 le groupe (4^[n]) a une contribution I_{nE0}^3 au courant d'émetteur, tandis que le groupe (2^[n]) contribue à I_E avec $(1-\alpha_t)(I_{ne} + I_{ne0})$, ici α_t est le coefficient de transport de la base (c.f §I.2.1), les porteurs du groupe (5^[n]) produisent le courant I_{nc} .

³ I_{nE0} est le courant de saturation de l'émetteur produit par les électrons

Concernant le courant collecteur on constate que ce sont les groupes (1^[n]) et (5^[n]) qui sont à l'origine de celui-ci, donc I_c est donné par :

$$I_c = \alpha_t(I_{ne} + I_{ne0}) + I_{ncc} = \alpha_t I_{ne} + I_{nc0} \quad (\text{IV.A.14})$$

où $I_{nc0} = \alpha_t I_{ne0} + I_{ncc}$ est le courant électronique de saturation du collecteur.

Avant de passer au bruit considérons d'abord l'admittance électronique de la jonction émetteur (Y_{ne}) et l'admittance de transfert entre l'émetteur et le collecteur. En régime alternatif ce seront les groupes (1^[n])-(3^[n]) que seront modulés. La contribution des groupes (1^[n]) et (2^[n]) à Y_{ne} est constante en fonction de la fréquence, parce qu'on considère que ces porteurs suivront instantanément les variations de la signal de la jonction émetteur. Enfin leur contribution à Y_{ne} est :

$$G_{ne0} = (I_{ne} + I_{ne0})/V_T \quad (\text{IV.A.15})$$

où $(I_{ne} + I_{ne0}) = I_{ne0} \exp(V_{BE}/V_T)$, ici V_{BE} est la tension de polarisation de la jonction BE, les autres termes ont été déjà décrits.

Une autre contribution à Y_{ne} provient de la capacité totale de la jonction BE (C_{be}). En outre, la contribution des électrons du groupe (3^[n]) est donnée par $Y_{ne} - G_{ne0} - j\omega C_{be}$.

Maintenant discutons de l'admittance de transfert (Y_{nce}), les électrons du groupe (1^[n]) donnent une contribution à celle-ci de $\alpha_t G_{ne0}$, laquelle est constante en fonction de la fréquence, ceci est représenté par :

$$Y_{nce0} = \alpha_t G_{ne0} = \alpha_t (I_{ne} + I_{ne0})/V_T \quad (\text{IV.A.16})$$

Si un courant en régime alternatif est appliqué à la jonction BE les porteurs du groupe (1^[n]) donneront une contribution en courant i_{ne1} à la jonction BE et un courant i_{nc1} à la jonction BC Ceci est traduit par :

$$i_{ne1} = Y_{ne0} v_{be} \text{ et } i_{nc1} = Y_{nce} v_{be} = i_{ne} Y_{nce} / Y_{ne0} \quad (\text{IV.A.17})$$

i_{ne1} est indépendant de la fréquence, parce que les porteurs du groupe (1^[n]) suivront immédiatement la tension alternatif v_{be} . A hautes fréquences l'admittance de transfert devient complexe et diminue en fonction de la fréquence, alors $|Y_{nce}| < Y_{nce0}$. Ceci est dû au faite que la diffusion est un processus aléatoire et les porteurs se déplaceront avec un retard aléatoire.

Revenons au à l'analyse du bruit, les groupes (1^[n]) à (4^[n]) sont ceux qui contribuent au générateur $\overline{i_{ne}^2}$. Afin de compacter un peut l'expression de la source de bruit finale, on peut additionner la contribution des groupes (1^[n]) et (2^[n]) :

$$\begin{aligned}\overline{i_{ne1}^2} + \overline{i_{ne2}^2} &= 2q\alpha_t(I_{ne} + I_{ne0})\Delta f + 2q(1-\alpha_t)(I_{ne} + I_{ne0})\Delta f \\ &= 2q(I_{ne} + I_{ne0})\Delta f\end{aligned}\quad (IV.A.18)$$

Enfin comme tous ces groupes sont indépendantes on peut additionner leurs spectres de puissance de bruit comme suit :

$$\overline{i_{ne}^2} = 2q(I_{nE} + I_{nE0})\Delta f + 4k_B T(G_{nE} - G_{nE0})\Delta f + 2qI_{nE0}\Delta f \quad (IV.A.19)$$

Ensuite, les groupes (1^[n]) et (5^[n]) sont ceux qui produisent le bruit à la jonction BC, par conséquence $\overline{i_{ne}^2}$ s'écrit :

$$\overline{i_{ne}^2} = 2q\alpha_t(I_{nE} + I_{ne0})\Delta f + 2qI_{ncc}\Delta f = 2qI_{nc}\Delta f \quad (IV.A.20)$$

En utilisant la relation IV.A.15 dans IV.A.19 on trouve :

$$\overline{i_{ne}^2} = 4k_B T G_{ne}\Delta f - 2qI_{ne}\Delta f \quad (IV.A.21)$$

A partir de ces deux relations nous observons que les deux sources de bruit aux jonctions BE et BC sont très fortement corrélées. Le groupe (1^[n]) est la raison de ceci. Nous devons signaler que cette corrélation est valable du point de vue électrique, car on considère que les électrons injectés dans la base à la jonction BE et qui arrivent à la jonction BC sont les mêmes [19]. Néanmoins, l'utilisation ou pas du terme de corrélation demeure encore un sujet à discussion [36]. Finalement, la discussion suivante sur la corrélation des sources de bruit des jonctions BE et BC n'est alors valable que dans l'approche de la théorie classique de circuits électriques.

La corrélation des sources de bruit d'émetteur et collecteur est :

$$\overline{i_{ne}i_{nc}^*} = \overline{i_{ne1}i_{nc1}^*} \quad (IV.A.22)$$

où l'étoile indique la conjugaison complexe.

Les électrons du groupe (1^[n]) engendrent des impulsions aléatoires et indépendantes aux jonctions BE et BC, alors on additionne leurs spectres de bruit quadratiquement :

$$\overline{i_{ne1}^2} = \overline{i_{nc1}^2} = 2q\alpha_t(I_{ne} + I_{ne0})\Delta f = 2k_B T Y_{nce}\Delta f \quad (IV.A.23)$$

Cette expression est obtenue en utilisant la relation (IV.A.16), cette expression indique qu'à basses fréquences les sources des jonctions BE et BC sont totalement corrélées à cause des porteurs du groupe (1^[n]).

A hautes fréquences l'admittance de transfert devient complexe et son module diminue, cette diminution est liée à la diminution du gain en courant du composant, cette gain peut s'écrire comme :

$$\alpha = \frac{\alpha_F \exp(-j\omega\tau)}{1 + j \frac{f}{f_\alpha}} \quad (\text{IV.A.24})$$

où f_α est la fréquence de coupure du gain en courant, α_F est le gain en courant à basses fréquences en configuration base commune et le temps « τ » est lié au retard du passage de la signal électrique entre l'émetteur et le collecteur, nous abordons plus loin une discussion plus approfondie sur ce paramètre.

Van der Ziel considère que le bruit se déplace de la même manière que la signal électrique, alors cette hypothèse lui permet de considérer que la relation (IV.A.17) est valide aussi pour le bruit. On associe alors le passage du bruit du groupe (1^[n]) à travers d'un courant de bruit i'_{nc1} tout à fait corrélé avec le courant i_{ne1} comme :

$$i'_{nc1} = \frac{Y_{nce}}{Y_{nce0}} i_{ne1} \quad (\text{IV.A.25})$$

A partir de cette expression et en utilisant (IV.A.17) et (IV.A.23) on trouve :

$$\overline{i_{ne1}^* i_{nc1}} = \overline{i_{ne1}^* i'_{nc1}} = \frac{Y_{nce}}{Y_{nce0}} \overline{i_{ne1}^2} = 2k_B T Y_{nce} \Delta f \quad (\text{IV.A.26})$$

Puisque $Y_{nce} = \alpha Y_{ne}$, la corrélation entre les sources des jonctions BE et BC devient zéro à très hautes fréquences.

Les équations IV.A.20, IV.A.21 et IV.A.26 constituent le modèle de sources de bruit de grenaille pour les électrons. Mais, dans un transistor bipolaire le courant est produit par les deux types de porteurs de charge. En figure IV.A.3 est schématisée la contribution des trous aux courants du dispositif.

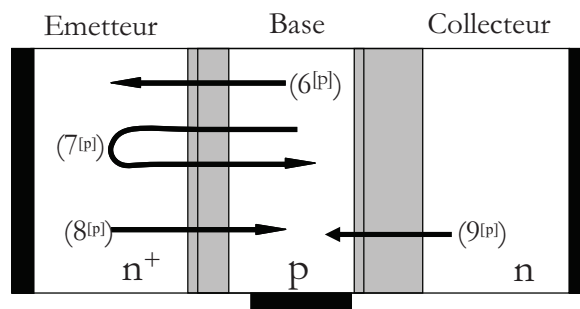


Figure IV.A.3. Flux de trous dans un BJT npn.

On peut diviser les différents groupes de la façon suivante : Le groupe six est constitué par les trous provenant de la base et que son injectés dans l'émetteur. Le group sept concerne les trous en provenance de la base, puis que son injectés dans l'émetteur et qui reviennent dans la base. Le group huit comprend les trous générés thermiquement dans l'émetteur et que sont collectés par la base. Enfin le groupe neuf est celui des trous générés thermiquement dans le collecteur et qui sont collectés par la base. Notons qu'aucun groupe contribue au même temps au courant de collecteur et d'émetteur, ceci implique $Y_{pce} = 0$ et par voie de conséquence $\overline{i_{pe}^* i_{pc}} = 0$.

Afin de trouver la structure des sources de grenaille pour les trous, on procède de la même manière que dans le cas de la jonction P-N. Puis, les courants totaux du transistor sont donnés par la somme des courants de trous et d'électrons, c'est-à-dire :

$$I_e = I_{ne} + I_{pe}, I_c = I_{nc} + I_{pc} \quad (\text{IV.A.27})$$

$$I_{e0} = I_{ne0} + I_{pe0}, I_{c0} = I_{nc0} + I_{pc0} \quad (\text{IV.A.28})$$

$$G_e = G_{ne} + G_{pe}, Y_e = Y_{ne} + Y_{pe} \quad (\text{IV.A.29})$$

$$i_e = i_{ne} + i_{pe}, i_c = i_{nc} + i_{pc} \quad (\text{IV.A.30})$$

La corrélation entre les sources de bruit des trous et des électrons aux jonctions BE et BC est égale à zéro, car les électrons et les trous sont des groupes indépendantes, ceci indique $\overline{i_{nc}^* i_{pc}} = \overline{i_{nc} i_{pc}^*} = 0$ et $\overline{i_{ne}^* i_{pe}} = \overline{i_{ne} i_{pe}^*} = 0$. Avec ces considérations on démontre le jeu d'équations (IV.13)-(IV.15) de la section IV.3.3.

Annexe IV.B. Développement du modèle analytique simplifié du facteur du bruit minimum (F_{min}) et la résistance équivalente en bruit (R_n)

Nous avons vu dans le paragraphe IV.4.4 que le modèle complet en bruit avec des sources i_1 et i_2 reproduit de façon satisfaisante les quatre paramètres de bruit des deux types de TBH, alors nous allons désormais montrer la stratégie de dérivation des relations analytiques (simples si possible) et qui donneraient un bon accord avec la mesure. De telles relations permettraient de dégager les paramètres autorisant une amélioration des performances en bruit, même si l'accord n'est trouvé que dans une plage de fréquence et de polarisation restreints.

IV.B.1. Dérivation de F_{min} et R_n pour le cœur du composant

La structure de source de bruit retenue des jonctions BE et BC est le jeu des relations (IV.36). Afin de calculer les paramètres de bruit du dispositif, il est nécessaire de transformer les sources en parallèle du schéma en Π , voir figure IV.15 (b), vers une configuration chaîne, comme schématisé en figure IV.B1, ici e_n et i_n sont les sources en tension et en courant de bruit respectivement.

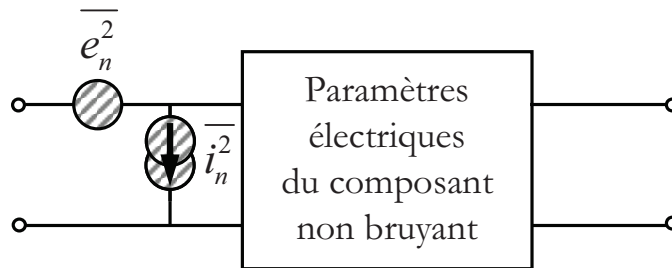


Figure IV.B1. Représentation chaîne d'un quadripôle bruyant.

De façon générale les sources de bruit pour le cœur du dispositif en connexion chaîne sont données par [13], [24] :

$$\overline{e_n^2} = \frac{\overline{i_2^2}}{|Y_{21i}|^2} \text{ et } \overline{i_n^2} = \overline{i_1^2} + \left| \frac{Y_{11i}}{Y_{21i}} \right|^2 \overline{i_2^2} \quad (\text{IV.B.1})$$

où Y_{21i} et Y_{22i} sont les paramètres d'admittance du cœur du dispositif.

Le cœur du composant est pris à partir de la figure (IV.16) et il est illustré en figure IV.B2.

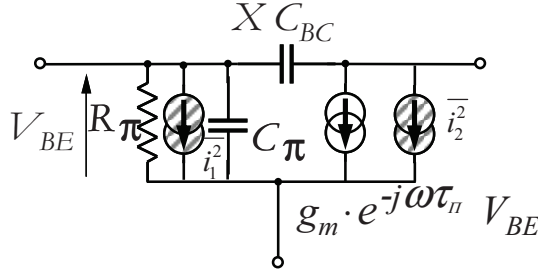


Figure IV.B2. Cœur du composant considéré pour la dérivation des sources e_n et i_n .

Les paramètres d'admittance intrinsèques Y sont :

$$Y_{11i} = g_\Pi + j\omega C_{iT}, \quad Y_{12i} = -j\omega X C_{BC} \quad (\text{IV.B.2})$$

$$Y_{21i} = g_m - j\omega X C_{BC}, \quad Y_{22i} = j\omega X C_{BC} \quad (\text{IV.B.3})$$

$$C_{iT} = C_\Pi + X C_{BC} \quad (\text{IV.B.4})$$

avec $g_m = qI_C/n_i c k_B T$, $R_\Pi = n_{iB} k_B T/qI_B = 1/g_\Pi$, n_{iB} est le coefficient d'idéalité de la base, n_{iC} est le coefficient d'idéalité du collecteur [24], enfin on a considéré $\tau_\Pi = 0$, C_{BC} est la capacité totale de la jonction BC et X est le facteur de distribution de la capacité intrinsèque et extrinsèque de C_{BC} .

Enfin, le facteur de corrélation entre les sources e_n et i_n est explicité par :

$$\overline{e_n i_n^*} = \frac{Y_{11i}^*}{|Y_{21i}|^2} |i_n^2|^2 = 2qI_C \frac{g_\Pi + j\omega C_{iT}}{g_m^2 + (\omega X C_{BC})^2} \quad (\text{IV.B.5})$$

La dérivation des relations analytiques est basée sur la définition des quatre paramètres de bruit F_{min} , R_n et G_{opt} , dont les relations générales s'écrivent [36] :

$$F_{min} = 1 + 2 \left(C_r + \sqrt{R_n G_n - C_i^2} \right) \quad (\text{IV.B.6})$$

$$G_{opt} = \sqrt{\frac{G_n}{R_n} - \left(\frac{C_i}{R_n} \right)^2} \quad (\text{IV.B.7})$$

$$B_{opt} = \frac{C_i}{R_n} \quad (\text{IV.B.8})$$

avec

$$R_n = \frac{\langle e_n^2 \rangle}{4k_B T_0} \quad (\text{résistance équivalent du bruit}) \quad (\text{IV.B.9})$$

$$G_n = \frac{\langle i_n^2 \rangle}{4k_B T_0} \quad (\text{conductance équivalent du bruit}) \quad (\text{IV.B.10})$$

$$C_r = \frac{\text{Re}(\langle e_n i_n^* \rangle)}{4k_B T_0} \quad (\text{IV.B.11})$$

$$C_i = \frac{\text{Im}(\langle e_n i_n^* \rangle)}{4k_B T_0} \quad (\text{IV.B.12})$$

où e_n est la source du bruit de tension, i_n est la source du bruit de courant, k_B est la constante de Boltzmann, T_0 est la température d'analyse du bruit ($T_0 = 290$ K).

La première étape a consisté en la dérivation des expressions analytiques de F_{min} et R_n à partir du cœur du composant, c.f. figure IV.15 (b).

Avec les relations (IV.B.1) et (IV.B.5) introduites dans (IV.B.6)-(IV.B.12), nous obtenons :

$$R_{n1} = \frac{g_m}{2|Y_{21i}|^2} \quad (\text{IV.B.13})$$

$$F_{min1} = 1 + 2R_{n1} \left(g_{\Pi} + \sqrt{\frac{n_{iC}}{n_{iB}\beta} (|Y_{21i}|^2 + g_{\Pi} g_m)} \right) \quad (\text{IV.B.14})$$

La comparaison de ces relations avec ADS est illustrée sur la figure IV.B3. Nous constatons que les relations antérieures (IV.B.13) et (IV.B.14) donnent le même résultat que le modèle d'ADS.

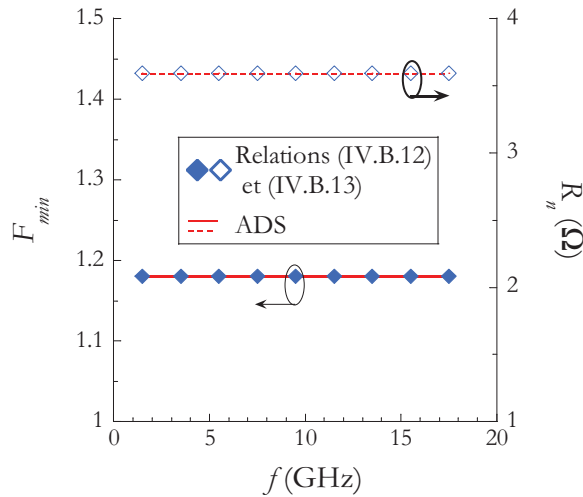


Figure IV.B3. F_{min} et R_n calculés à partir des relations (IV.B.13) et (IV.B.14) et obtenus avec le modèle simulé sous ADS.

Nous voyons que les expressions à cette étape sont exactes.

IV.B.2 Prise en compte de R_E , $(1 - X)C_{BC}$ et R_{Bx} pour la dérivation de F_{min} et R_n

Le calcul des sources de bruit de tension et courant et leur corrélation résultantes de la connexion de deux quadripôles (en série, en parallèle ou cascades) a été mené avec le formalisme de Hudec. Les expressions pour le calcul des paramètres de bruit sont [33] :

$$R_{nr} = R_{n1} |C_{11} + C_{13}|^2 + R_{n2} |C_{12} + C_{14} Y_{cor2}|^2 + |C_{13}|^2 G_{n1} + |C_{14}|^2 G_{n2} \quad (IV.B.15)$$

$$Y_{corr} = \frac{1}{R_{nr}} \left(R_{n1} (C_{21} + C_{23} Y_{cor1}) (C_{11}^* + C_{23}^* Y_{cor2}^*) + R_{n2} (C_{22} + C_{24} Y_{cor2}) (C_{12}^* + C_{14}^* Y_{cor2}^*) + G_{n1} C_{23} C_{13}^* + G_{n2} C_{14}^* C_{23} \right)$$

$$(IV.B.16)$$

$$G_{nr} = \left[R_{n1} |C_{21} + C_{23} Y_{cor1}|^2 + R_{n2} |C_{22} + C_{24} Y_{cor2}|^2 + |C_{23}|^2 G_{n1} + |C_{24}|^2 G_{n2} \right] - R_{nr} |Y_{corr}|^2 \quad (IV.B.17)$$

où « r » signifie paramètre résultant, le sub-indice « 1 » correspond au premier quadripôle et le « 2 » au deuxième, $Y_{corr} = C_{rr} + jC_i$ ici C_{rr} est la partie réelle de l'admittance de corrélation et C_i est sa partie imaginaire. Les différents coefficients C_{ij} sont les coefficients de la matrice de connexion entre les différents quadripôles et qui ont été dérivés par Hudec, chaque C_{ij} dépend des paramètres électriques (chaîne, Y ou Z) de la connexion de l'élément à ajouter, pour plus de détails le lecteur peut se rapporter à [33].

Par exemple, en figure IV.B4 on observe que la connexion de la résistance de base est faite en configuration chaîne.

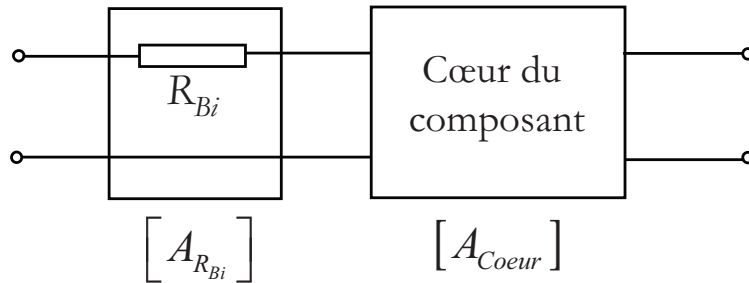


Figure IV.B4. Paramètres électriques du cœur du dispositif plus la résistance de base intrinsèque.

La résistance de base intrinsèque a été calculée comme $R_{Bi} = (R_B - R_{Bx}) / X$.

A partir des expressions IV.B.15-IV.B.17 et des matrices illustrées en figure IV.B4 les expressions pour R_n et F_{min} sont :

$$R_{n2} = R_{Bi} (\Delta + G_{in} R_{Bi}) + R_{n1} \left((1 + 2R_{Bi} G_{in})^2 + \omega^2 R_{Bi}^2 C_{iT}^2 \right) \quad (IV.B.18)$$

où ΔT est définie dans la relation (IV.7) et Δ est donné par l'expression IV.40, enfin G_{in} est donné par :

$$G_{in} = \frac{g_{\Pi}}{2} \quad (IV.B.19)$$

Le facteur de bruit de cette étape est :

$$F_{min2} = 1 + 2 \left(R_{n1} \left(g_{\Pi} + R_{Bi} |Y_{11i}|^2 + 2R_{Bi} G_{in} \right) \right) + \sqrt{R_{n2} G_{n2} - R_{n1}^2 \omega^2 C_{iT}^2} \quad (IV.B.20)$$

où $G_{n2} = G_{n1}$:

$$G_{n1} = \frac{1}{2} \left(g_{\Pi} + \frac{|Y_{11i}|^2}{|Y_{21i}|^2} g_m \right) \quad (IV.B.21)$$

Y_{11i} et Y_{21i} sont donnés dans le jeu des relations (IV.B.2)-(IV.B.3).

Ces relations ont été comparées avec ADS et les résultats sont illustrés sur la figure suivante :

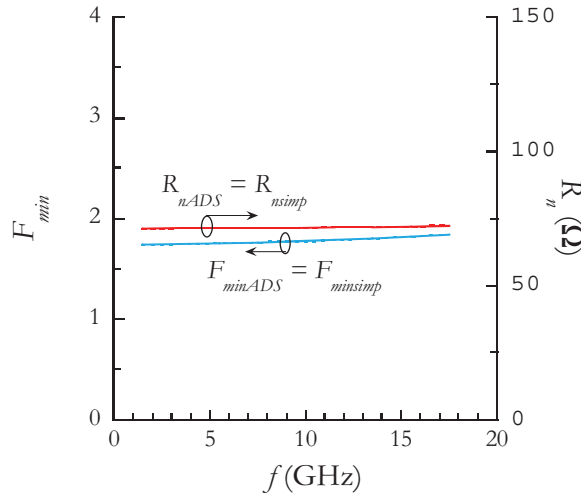


Figure IV.B5. F_{min} et R_n obtenus avec ADS (traits continus) et avec simplifications (traits pointillés), $I_C = 3$ mA, avec une température de résistances égal 321 K.

Nous notons que les relations à cette étape sont exactes car les traits pointillés et continus sont confondus.

Ainsi, R_E , la capacité $(1 - X)C_{BC}$ et la R_{Bx} ont été rajoutés progressivement en suivant la méthode de [33]. En outre, pour le calcul de F_{min} et R_n de chaque étape, on a négligé devant 1 des termes de type $g_m R_i / \beta$ et $(\omega R_\alpha C_\alpha)^2$, avec la seule exception de $\omega^2 R_{Bi}^2 C_{iT}^2$. Les relations issues de telle procédure sont les suivantes :

$$R_n = \Delta R_{Bx} + \frac{\left(\Delta (R_{Bi} + R_E) + \frac{R_{Bi}^2 g_{\Pi}}{2} \right) |Y_{21i}|^2 + \frac{1}{2} (1 + \omega^2 R_{Bi}^2 C_{iT}^2)}{(\omega^2 C_{BC}^2 C_{\Pi}^2 (R_{Bi} + R_E) + g_m)^2}$$

où Y_{21} et C_{iT} sont donnés par les relations IV.B.3-IV.B.4 respectivement.

$$F_{min} = 1 + 2G_{n1}(R_{Bx} + R_E) + g_{\Pi} \left(\frac{g_m}{|Y_{21i}|^2} + R_{Bi} \right) + \sqrt{4G_{n1} \left(\Delta R_{Bx} + \frac{1}{g_m^2} \left(\Delta T (R_{Bi} + R_E) |Y_{21i}|^2 + \frac{g_m}{2} (1 + R_{Bi} g_{\Pi})^2 \right) \right)}$$

Les résistances R_{Bx} et R_{Bi} sont liées à la résistance apparente de base (R_B) et au facteur de distribution X selon la relation (IV.39).

Références

- [1] Danneville F. Microwave noise and FET devices. IEEE Microwave Magazine. Vol. 11, pp. 53-60, 2010.
- [2] Popieszalski M. Extremely low-noise amplification with cryogenic FETs and HFETs: 1970-2004. IEEE Microwave Magazine. Vol. 6, pp. 62-75, 2005.
- [3] Dederer J, Chartier S, Feger T, Spitzberg U, Trasser A, Schumacher H. Highly compact 3.1-10.6 GHz UWB LNA in SiGe HBT technology. Proc. de la 2^{ème} Conférence Européen en Circuit Intégrés (EuMic), pp. 247-250, 2007.
- [4] Chevalier P, Barbalat B, Laurens M, Vandelle B, Rubaldo L, Geynet B, Voinigescu SP, Dickson TO, Zerounian N, Chouteau S, Dutartre D, Monroy A, Aniel F, Dambrine G, Chantre A. High-speed SiGe BiCMOS technologies: 120-nm status and end-of-roadmap challenges. Proc. de la Réunion de Circuit Monolithiques en base de Silicium pour des Systèmes RF (SiRF), pp. 18 – 23, 2007.
- [5] Liu ZH, Ng GI, Arulkumaran S, Maung YKT, Teo KL, Foo SC, Sahnuganathan V, Xu T, Lee CH. High microwave noise performance of AlGaIn/GaN MISHEMT on silicon with Al₂O₃ gate insulator. IEEE Elec. Dev. Lett. Vol. 31, pp. 96-98, 2010.
- [6] Chuang YJ, Cimino K, Stuenkel M, Snodgrass W, Feng M. Radio-frequency characterization and modelling of type-II InP-GaAsSb DHBT. IEEE Elec. Dev. Lett. Vol. 29, pp. 21-23, 2008.
- [7] Fresina MT, Ahmari DA, Mares PJ, Hartman QJ, Feng M, Stillman E. High-speed, low noise InGaP/GaAs heterojunction bipolar transistors. IEEE Elec. Dev. Lett. Vol. 16, pp. 540-541, 1995.
- [8] Yang H, Radhakrishnan K. Temperature dependent study on the microwave noise performance of metamorphic InP/InGaAs heterojunction bipolar transistors. Thin Solid Films. Vol. 15, pp. 4514-4516, 2007.
- [9] Greenberg DR, Jagannathan B, Sweeney S, Freeman, Ahlgren D. Noise performance of a low base resistance 200 GHz SiGe technology. Proc. de la Réunion Internationale de Dispositifs Electroniques (IEDM), pp. 787-790, 2002.
- [10] Pruvost S, Delcourt S, Telliez I, Laurens M, Bourzgui NE, Danneville F, Monroy A, Dambrinne G. Microwave and noise performance of SiGe BiCMOS HBT under cryogenic temperatures. IEEE Elec. Dev. Lett. Vol. 26, pp. 105-108, 2005.
- [11] Waldhoff N, Danneville, Geynet B, Chevalier P. Investigation of SiGe HBT potentialities under cryogenic temperature. Proc. de la 39^{ème} Conférence Européenne en Recherche de Composants (ESSDERC), pp. 121 – 124, 2009.
- [12] Danelon V. Noise parameters of InP-based double heterojunction transistor base-collector self-aligned bipolar transistors. IEEE, Micr. and Guided Wave Lett. Vol. 9, pp. 195-197, 1999.
- [13] Danelon V. Mise en oeuvre d'une nouvelle méthode de caractérisation en bruit de composants actifs : Etude du bruit HF de dispositifs à hétérojonction pour les applications millimétriques. Université Paris-Sud XI. Thèse de Doctorat, 1999.
- [14] Hawkins RJ. Limitations of Nielsen's and related noise equations applied to microwave bipolar transistors, and new expressions for the frequency and current dependent noise figure. Solid State Elec. Vol. 20, pp. 191-196, 1977.

- [15] Nielsen EG. Behavior of noise in junction bipolar transistors. Proc. of the IRE. Vol. 45, pp. 957-963, 1957.
- [16] Fukui H. The noise performance of microwave transistors. IEEE Trans. on Elec. Dev. Vol. ED-13, pp. 329-341, 1966.
- [17] Pucel RA, Rohde UL. An exact expression for the noise resistance R_n for the Hawkins bipolar noise model. IEEE Microwave and Guided Dev. Lett. Vol. 3, pp. 35-37, 1993.
- [18] van der Ziel A. Theory of shot noise in junction diodes and junction transistors. Proc. of the IRE, Vol. 43, pp. 1639-1646, 1955.
- [19] van der Ziel A, Becking AGT. Theory of junction diode and junction transistor noise. Proc. of the IRE., Vol. 46, pp. 589-594, 1958.
- [20] Aufinger K, Böck J. A straight forward noise de-embedding method and its application to high-speed silicon bipolar transistors. Proc. de la 25ème Conférence Européenne en Recherche de Composants (ESSDERC), pp. 957-960, 1995.
- [21] Kahn M. Transistor bipolaire à hétérojonction GaInAs/InP pour circuits ultra-rapides : structure, fabrication et caractérisation. Thèse de doctorat, Université Paris-Sud XI, 2004.
- [22] Abboun M. Caractérisation et modélisation de transistor bipolaire à double Hétérojonction (TBdH) sur InP pour la conception decircuits à haut débit. Thèse de doctorat. Université Paris-Sud XI, 2003.
- [23] Ramirez-Garcia E, Zerounian N, Chevalier P, Chantre A, Aniel F. SiGe bipolar transistors issues towards high cryogenic performances. Elsevier Cryogenics, vol. 49, pp. 620-625, 2009.
- [24] Tartarin JG. Caractérisation et modélisation petit signal et bruit des transistors bipolaires à hétérojonction aux fréquences micro-ondes. Laboratoire d'Analyse et d'Architectures des Systèmes du CNRS. Thèse de Doctorat, 1997.
- [25] Rudolph M, Doerner R, Klapproth, Heymann P. An HBT noise model valid up to transit frequency. IEEE Elec. Dev. Lett., vol. 20, pp. 24-26, 1999.
- [26] Rudolph M, Heymann P. Comparative study of shot-noise models for HBTs. Proc. de la 2ème Conférence Européenne de Circuits Intégrés (EuMiC), pp. 191-194, 2007.
- [27] Niu G, Cressler JD, Zhang S, Ansley WE, Webster CS, Harame DL. A unified approach to RF and microwave noise parameter modelling in bipolar transistors. IEEE Trans. on Elec. Dev. Vol. 48, pp. 2568-2574, 2001.
- [28] Yau KHK, Voinigescu SP. Modeling and extraction of SiGe HBT noise parameters from measured Y-parameters and accounting for noise corrélation. Proc. de la conférence IEEE Silicon Monolithic Integrated Circuits in RF Systems (SMiC), pp. 226-229, 2006.
- [29] Escotte L, Tartarin JG, Plana R, Graffeuil. High frequency noise in heterojunction bipolar transistors. Solid State Elec. Vol. 42, pp. 661 – 663, 1998.
- [30] Nodjiajim V. Transistor bipolaire à double hétérojonction submicronique InP/InGaAs pour circuits numériques ou mixtes ultra-rapides. Université de Lille I. Thèse de doctorat, 2009.

- [31] Danelon V, Aniel F, Riet M, Crozat P, Vernet G, Adde R. Noise characterization of InP based heterojunction transistors at microwave frequencies. Proc. de la 28^{ème} Conférence Européenne en Recherche de Composants (ESSDERC), pp. 408 – 411, 1998.
- [32] Roux JP, Escotte L, Plana R, Graffeuil J, Delage SL, Blanck H. Small signal and noise model extraction technique for heterojunction bipolar transistors at microwave frequencies. IEEE Trans on Microwave Theory and Tech. Vol. 43, pp. 293-298, 1998.
- [33] Hudec P. Procedures for exact noise-analysis. Microwave Journal. Vol. 35, pp. 162, 165-166, 168, 170; 1992.
- [34] Abboun M, Zerounian N, Dubois A, Giguere L, Aniel F, Adde R. Self heating in InP DHBT technology for 40 Gbit/s ICs. Présenté au ESSDERC 2002.
- [35] Barbalat B, Schwartzmann T, Chevalier P, Jagueneau T, Vandelle B, Rubaldo L, Saguin F, Zerounian N, Aniel F, Chantre A. Deep trench isolation effect on self heating and RF performances of SiGe:C HBTs. Présenté au ESSDERC 2005.
- [36] Escotte L, Roux JP, Plana R, Graffeuil J, Gruhle A. Noise modelling of microwave heterojunction bipolar transistor. IEEE Trans. on Elec. Dev. Vol. 42, pp. 883-889, 1995.
- [37] Zerounian N, Aniel F, Barbalat B, Chevalier P, Chantre A. Parasitic electrostatic capacitance of high-speed SiGe Heterojunction Bipolar Transistors. Solid State Elec. Vol. 53, pp. 483-489, 2009.
- [38] Zerounian N. Etudes expérimentales et modélisation de composantes micro-ondes bipolaires et à effet de champ SiGe. Université Paris-Sud XI. Thèse de doctorat, 2000.
- [39] Richey DM, Joseph AJ, Cressler JD, Jaeger RC. Evidence for non equilibrium base transport in Si and SiGe bipolar transistors at cryogenic temperatures. Solid State Elec. Vol. 39, pp. 785-789, 1996.
- [40] Glassbrenner CJ, Slack GA. Thermal conductivity of Si and Ge from 3 K to the melting point. Phys. Rev. Vol. 134, pp. A1059-A1069, 1964.
- [41] Aliev SA, Nashels'kii, Shalyt SS. Thermal conductivity and thermoelectric power of n-type Indium Phosphide at low temperatures. Sov. Phys. Solid State. Vol. 7. pp. 1287-1288, 1965.

Conclusion générale

Ce travail de thèse a porté sur l'étude expérimentale et la modélisation de transistors bipolaires à hétérojonctions (TBH) SiGe:C/Si (filiale BiCMOS avancée) fabriqués par STMicroelectronics (Crolles), et de TBH InGaAs sur InP (filiale MMIC et optoélectronique sur InP) fabriqués par III-V Lab Alcatel-Thales (Marcoussis).

Pour les deux technologies, l'étude à température variable a montré que les performances en régimes statique (DC) et dynamique (AC) de tous les transistors s'améliorent, pour partie grâce au renforcement des effets de discontinuités de bandes à température cryogénique, ce qui permet de garder une bonne efficacité d'injection de la jonction émetteur-base, et grâce à l'amélioration de la dynamique des porteurs de charge avec la diminution de la température, ce qui induit des temps de transit plus faibles. Ces résultats sont en accord avec ce qui a été publié dans la littérature.

Concernant le TBH InGaAs sur InP (technologie 2 μm , soit une largeur de jonction émetteur de 1.4 μm), le composant le plus rapide (meilleurs f_T et f_{MAX}) est celui présentant la plus grande surface d'émetteur (C10, $S_E = 1.4 \times 10 \mu\text{m}^2$). Mais les composants de la technologie 0.7 μm présentent de meilleures performances de f_T et f_{MAX} , notamment le composant D10 dont la longueur d'émetteur est aussi élevée avec une surface $S_E = 0.5 \times 10 \mu\text{m}^2$. Ceci n'est pas étonnant car la technologie 0.7 μm a été conçue afin de diminuer l'influence délétère des contributions parasites aux performances dynamiques. La comparaison entre les deux technologies InP s'arrête à l'étude température ambiante, n'ayant pas pu réaliser l'étude à basse température de la technologie plus récente. Si les grandes longueurs d'émetteur sont favorables aux performances, compte tenu de l'importance des éléments extrinsèques indépendant de la longueur dans la limitation des performances, un point négatif est l'auto-échauffement qui y est plus important par rapport aux petits composants, à densité de courant égale. On peut donc établir que le compromis entre un auto-échauffement modéré et de bonnes performances dynamiques est satisfait par les composants

de taille moyenne, i.e. C06 ($S_E = 1.4 \times 5.6 \mu\text{m}^2$) et D07 ($S_E = 0.5 \times 7 \mu\text{m}^2$) dans leur technologie respective.

Dans le cas des composants SiGe:C, pour l'étude à température variable, nous avons pu disposer de nombreuses configurations de la base des transistors : gradualité de composition en germanium différentes (grad Ge), niveaux de dopage de base (N_{AB}) et épaisseurs de base (W_B) variables. Les grandes tendances peuvent être résumées comme suit :

a) A N_{AB} et W_B fixés, le courant collecteur (I_C) et le gain en courant (β) augmentent si la gradualité de Ge devient importante. Par ailleurs, f_T s'améliore et par voie de conséquence f_{MAX} aussi. Ceci grâce à l'augmentation de la dynamique des électrons, porteurs minoritaires dans la base, grâce à la présence d'un pseudo-champ électrique induit par la gradualité de Ge et à l'amélioration de la mobilité des électrons dans SiGe:C contraint en compression.

b) Pour une gradualité de Ge et une épaisseur W_B fixées, les valeurs de I_C et de β diminuent avec l'augmentation de N_{AB} . Ce comportement est imputable à une diminution de l'efficacité d'injection de la jonction BE à cause du rétrécissement de bande interdite. De plus nous avons constaté que f_T se dégrade pour des valeurs de N_{AB} importantes. Pour les alliages IV-IV on peut évoquer l'augmentation de l'interaction porteurs minoritaires-impureté à l'origine de cette tendance. En outre, f_{MAX} ne s'améliore pas de façon importante avec N_{AB} , car la diminution de la résistance de base n'est pas suffisante pour contrebalancer efficacement la diminution de f_T .

Pour la plupart des températures, le transistor B03 ($W_{BSiGe} = 24 \text{ nm}$) s'avère le composant le plus rapide parmi tous les TBH SiGe:C étudiés, avec respectivement à 294 K et 35 K $f_T = 265 \text{ GHz}$ et 380 GHz , avec un taux de Ge nominal progressant de 5 à 30% de la jonction émetteur à celle du collecteur.

Un autre résultat important de mon travail concerne la modélisation hydrodynamique (HD) basée sur des modèles de mobilité à faible champ (pour les électrons et les trous) et du temps de relaxation de l'énergie ajustés à partir des résultats de la résolution de l'équation de transport de Boltzmann pour SiGe:C contraint en compression par la technique Monte Carlo. Le travail sur la résolution Monte Carlo du transport et l'extraction des modèles a été mené

par Marc Michailat, ex doctorant CIFRE ST de notre équipe. A partir des modèles, nous avons réussi à reproduire avec la modélisation HD, les performances en régime DC et AC du composant A7 (famille A, taux de germanium constant $Ge = 20\%$, $W_{BSiGe} = 20$ nm).

Une autre partie du travail de modélisation HD a été dédiée à la mise en place d'une méthodologie originale de séparation des temps de transit dans le TBH, laquelle a l'avantage de ne pas reposer sur des calculs des résultats obtenus en régime quasi-statique, mais sur les résultats de simulation en régime petit signal sinusoïdal permanent, à l'instar des mesures de paramètres S. Dans ce cas, nous pouvons appliquer les mêmes traitements que pour la mesure pour extraire une partie du schéma électrique équivalent. La technique de séparation des temps de transit, expérimentée pour la première fois dans le cadre de la thèse de Nicolas Zérounian, nécessite la simulation de plusieurs structures dont les épaisseurs de base W_{BSiGe} sont variables et à partir desquelles on extrait le temps τ_{Z0} qui est égal à la somme des temps de transit dans l'émetteur, la base et le collecteur et un temps de charge du collecteur : $\tau_E + \tau_B + \tau_C + R_C C_{BC}$. Si le taux de Ge est important, il est raisonnable de penser que le temps τ_E est nul. Ce temps représente les trous qui diffusent et doivent se recombiner dans l'émetteur en provenance de la base. Avec un gain en courant très élevé grâce à la discontinuité de bande de valence, le nombre de trou injecté dans l'émetteur est très faible, et le temps résultant est forcément marginal. En extrapolant le temps τ_{Z0} à épaisseur W_{BSiGe} nulle, alors $\tau_{Z0extrapol} \approx \tau_C + R_C C_{BC}$. Une fois $R_C C_{BC}$ retranché, on peut déduire le temps de transit collecteur τ_C , et déterminer le temps de transit dans la base à W_{BSiGe} non nul.

L'étape suivante des simulations a consistée en l'analyse quantitative de l'influence de la gradualité de germanium (grad Ge) du niveau de dopage de base (N_{AB}) et de l'épaisseur de base (W_{BSiGe}) sur les temps de transit τ_B , et les fréquences de transition f_T et f_{MAX} . Les résultats indiquent que les configurations les plus propices à conduire aux performances dynamiques ultimes sont pour des grad Ge entre 10-25%, 10-30% ou 15-30% (fraction de l'émetteur au collecteur) et des niveaux de N_{AB} (surfaiques) entre 4.5 et 6 10^{13} cm^{-2} , pour une épaisseur typique de 20 nm. Si une tendance similaire est observée sur les cas expérimentaux, avec par exemple une diminution/saturation des performances lorsque que le taux moyen de germanium est trop élevé (supérieur à 20%), il existe des différences qui confèrent l'avantage

aux transistors considérés avec de très fortes gradualités comme B03 (Ge = 5-30%). Néanmoins, en considérant les fractions effectives à l'émetteur déterminées dans le chapitre II (cf §II.2.7.2), le composant B03 aurait une fraction de l'ordre de 15%, et par conséquent B03 présenterait une gradualité de 15-30%, ce qui est en meilleur accord avec les résultats de modélisation HD. La réalisation de TBH par épitaxie sélective en phase gazeuse à pression modérée de la base SiGe:C dopé B dans une technologie BiCMOS avancée (avec des bilans thermiques élevés) permet des performances dynamiques très poussées, mais ne permet pas un contrôle et une connaissance des couches aussi élevées que l'épitaxie non sélective par jet moléculaire. La détermination des profils de composition et de dopage du TBH restent une tâche à approfondir avec les moyens modernes d'analyse en imagerie à l'échelle nanométrique et résolu en énergie.

Mon travail de thèse intègre également une étude significative des performances en bruit des TBH SiGe:C et InGaAs. Les résultats de l'étude de bruit hautes fréquences (HF), les résultats expérimentaux mettent en évidence que les niveaux de bruit des TBH SiGe:C de la famille A sont plus faibles (à densité de courant J_C comparable) par rapport aux TBH InP de la technologie 2 μm , en fonction de la fréquence. Cet avantage pour les TBH SiGe tient à leur valeur élevée de gain en courant (β). Cependant, la même valeur élevée de β pour les TBH SiGe conduit à des tenues en tension BV_{CEO} faibles (cf chapitre I) par rapport aux TBH III-V. Ainsi, les applications faible bruit à base de TBH SiGe devra être restreinte à des gains modéré en bande étroite sans obtenir de fort niveau de puissance en sortie. A contrario, les TBH InP peuvent occuper le marché des applications faible bruit nécessitant de fortes puissances sur de large bande de fréquence.

L'analyse des mesures de la résistance équivalente du bruit (R_n) pour les deux types de TBH montrent que R_n évolue peu à fort niveau d'injection ($J_C > 1 \text{ mA}/\mu\text{m}^2$). Pour les TBH SiGe, à niveau de dopage N_{AB} comparable, les faibles valeurs de R_n sont obtenues pour les composants de grande surface d'émetteur, les résistances d'accès des composants sont bien inversement proportionnelles à la longueur de l'émetteur L_E .

Une partie du travail est consacrée à la modélisation de bruit HF, sur la base du schéma électrique équivalent en Π , dans lequel nous avons pris en compte le phénomène d'auto-échauffement (AEC). Nous avons pris le soin de discuter soigneusement la nature des sources de bruit des jonctions base-émetteur (BE) et base-collecteur (BC) en montage émetteur commun, et leur corrélation. Pour le TBH SiGe:C, nous avons utilisé la théorie développée par van der Ziel, afin de considérer la contribution en bruit thermique des porteurs qui sont injectés dans la base depuis l'émetteur et qui sont susceptible de rétrodiffuser vers l'émetteur. Pour le TBH InGaAs, grâce à la forte discontinuité de la bande de conduction, il n'y a pas de rétrodiffusion des porteurs à la jonction BE, ce qui a pour conséquence que la source de bruit de cette jonction soit bien de type de grenaille.

Dans ces modèles de sources, les temps de transport de bruit (τ) et le terme de corrélation (C) contrôlent la dépendance en fréquence du facteur de bruit minimum F_{min} . En revanche, R_n n'est pas sensible aux variations de τ et de C . Le retard τ obtenu à partir de l'ajustement des mesures en bruit demeure systématiquement inférieur au délai total émetteur-collecteur (τ_{EC}). Ce résultat est en accord avec ce qui avait été déjà suggéré par d'autres équipes de recherche antérieurement. Pour le TBH InP, l'influence des deux termes τ et C est à peine perceptible sur les plages de fréquences et de points de polarisations explorées. Pour le TBH SiGe, il existe une influence modéré de τ et C sur F_{min} , mais seulement quand la fréquence est supérieure à 10 GHz. La raison de cette faible sensibilité provient des performances dynamiques élevées des TBH (cas A3, Ge = 15-30%, $W_{BSiGe} = 30$ nm : $f_T > 200$ GHz). Des bonnes performances dynamiques rendent négligeables la contribution en bruit des porteurs injectés dans la base et que rétrodiffusent vers l'émetteur.

A basse fréquence ($f < 10$ GHz), les modèles de source de bruit des jonctions des deux technologies peuvent se simplifier avec $C = 0$, et sont identiques dans les deux cas de nature de jonction Si/SiGe et InP/InGaAs. Ainsi, et en utilisant le formalisme de Hudec, une explicitation compacte des relations de F_{min} et de R_n a été possible. Pour ces développements analytiques, nous avons considéré la résistance d'émetteur, l'auto-échauffement et du facteur de distribution entre la résistance de base et la capacité de la jonction base-collecteur. Un accord acceptable entre la mesure et ses relations a été montré pour la plus grande part des

fréquences et des polarisations explorées. Par ailleurs nous avons trouvé que les relations de F_{min} et R_n développées par Hawkins, Fukui et Rohde mésestiment les mesures.

Une autre contribution d'aide à l'analyse des TBH porte sur la mise en place d'une stratégie visant la séparation de la résistance de résistance apparente entre les résistances de base extrinsèque et intrinsèque et leur facteur de distribution avec la capacité de jonction BC, soit $\{R_{Bx}, R_{Bi}, X\}$, à partir de l'ajustement des mesures de F_{min} et R_n en fonction de J_C . Cette séparation est difficile avec les paramètres S seuls sans disposer de mesure sur plusieurs transistors dont la largeur de jonction base collecteur est variable. En revanche, la résistance de base contribue intrinsèquement au bruit et donc est en mesure de présenter autrement la dispersion fréquentielle dans le réseau des résistances de base et de la capacité base-collecteur. Les relations analytiques de F_{min} et R_n nous ont permis dans un premier temps de séparer R_{Bi} et R_{Bx} , bien que la relation liant ces paramètres en fonction de F_{min} et R_n est très complexe. Dans un deuxième temps, nous avons réalisé une étude de sensibilité de F_{min} et de R_n vis-à-vis du couple $\{R_{Bx}, R_{Bi}, X\}$. Les résultats obtenus des TBH InP, technologie 0.7 μm , nous ont montré que F_{min} et R_n sont sensibles à R_{Bx} pour des polarisations telles que J_C soit supérieure à 2 mA/ μm^2 . A plus faible niveau d'injection, F_{min} et R_n sont sensibles essentiellement à R_{Bi} et à X . Pour les autres TBH (SiGe:C famille A et InP technologie 2 μm), F_{min} et R_n sont seulement sensibles au couple R_{Bi} et X , à toutes polarisations. Grâce aux résultats de modélisation, nous avons pu calculer la valeur de R_{Bx} . Une fois R_{Bx} déterminé, les extractions montrent que le produit $X R_{Bi}$ diminue avec J_C . Cette diminution est imputée au phénomène de défocalisation de courant. A notre connaissance, c'est la première fois que l'on arrive à séparer les trois paramètres $\{R_{Bx}, R_{Bi}, X\}$ et à estimer la défocalisation de courant grâce aux paramètres du modèle en bruit : F_{min} et R_n .

La dernière partie du travail d'analyse du bruit HF concerne une étude à basse température ($T = 35$ K), réalisée à partir de mesures en paramètres S des TBH InGaAs de la technologie 2 μm et de la famille A des TBH SiGe:C. Nous avons utilisé les modèles de sources des jonctions BE et BC corrélées déterminées pour chaque technologie de TBH. A basse température, les meilleures performances en bruit sont obtenues avec le composant A5 (Ge = 25%, $N_{ABpic} = 4.4 \cdot 10^{19} \text{cm}^{-3}$, $S_E = 0.17 \times 5.7 \mu\text{m}^2$), par exemple à une densité de courant

collecteur de $1.6 \text{ mA}/\mu\text{m}^2$ $F_{min} \approx 1.04$ et $R_n \approx 4.1 \Omega$ pour des fréquences comprises entre 1.5 et 17.5 GHz. Des telles bonnes performances en bruit sont atteintes grâce à la faible valeur de R_{Bi} (en conséquence du très forts taux de Ge et du niveau élevé de dopage de la base) et grâce au faible effet Early inverse (limitant moins l'augmentation du gain en courant à basse température). Concernant le TBH InP de la technologie $2 \mu\text{m}$, les meilleures performances en F_{min} et en R_n sont obtenues par le composant C10 ($S_E = 1.4 \times 10 \mu\text{m}^2$), à $J_C = 1.9 \text{ mA}/\mu\text{m}^2$ F_{min} vaut $1.28 - 1.3$ et $R_n = 4.1 \Omega$ entre 1.5GHz et 17.5 GHz.

Résumé

Le développement des technologies de communication et de l'information nécessite des composants semi-conducteurs ultrarapides et à faible niveau de bruit. Les transistors bipolaires à hétérojonction (TBH) sont des dispositifs qui visent des applications à hautes fréquences et qui peuvent remplir ces conditions. L'objet de cette thèse est l'étude expérimentale et la modélisation du bruit haute fréquence des TBH Si/SiGe:C (technologie STMicroelectronics) et InP/InGaAs (III-V Lab Alcatel-Thales).

Accompagné d'un état de l'art des performances dynamiques des différentes technologies de TBH, le chapitre I rappelle brièvement le fonctionnement et la caractérisation des TBH en régime statique et dynamique. La première partie du chapitre II donne la description des deux types de TBH, avec l'analyse des performances dynamiques et statiques en fonction des variations technologiques de ceux-ci (composition de la base du TBH SiGe:C, réduction des dimensions latérales du TBH InGaAs). Avec l'aide d'une modélisation hydrodynamique, la seconde partie montre l'avantage d'une composition en germanium de 10-25% dans la base du TBH SiGe pour atteindre les meilleures performances dynamiques. Le chapitre III synthétise des analyses statiques et dynamiques réalisées à basse température permettant de déterminer le poids relatif des temps de transit et des temps de charge dans la limitation des performances des TBH. L'analyse expérimentale et la modélisation analytique du bruit haute fréquence des deux types de TBH sont présentées en chapitre IV. La modélisation permet de mettre en évidence l'influence de la défocalisation du courant, de l'auto-échauffement, de la nature de l'hétérojonction base-émetteur sur le bruit haute fréquence. Une estimation des performances en bruit à basse température des deux types de TBH est obtenue avec les modèles électriques.

Mots clés : Transistor bipolaire à hétérojonction, hyperfréquences, modélisation TCAD, analyse cryogénique, temps de transit, mesures du bruit haute fréquence, modélisation électrique du bruit haute fréquence.

Abstract

In order to fulfil the roadmap for the development of telecommunication and information technologies (TIC), low noise level and very fast semiconductor devices are required. Heterojunction bipolar transistor has demonstrated excellent high frequency performances and becomes a candidate to address TIC roadmap. This work deals with experimental analysis and high frequency noise modelling of Si/SiGe:C HBT (STMicroelectronics tech.) and InP/InGaAs HBT (III-V Lab Alcatel-Thales).

Chapter I introduces the basic concepts of HBTs operation and the characterization at high-frequency. This chapter summarizes the high frequency performances of many state-of-the-art HBT technologies. The first part of chapter II describes the two HBT sets, with paying attention on the impact of the base composition (SiGe:C) or the lateral reduction of the device (InGaAs) on static and dynamic performances. Based on TCAD modelling, the second part shows that a 15-25% germanium composition profile in the base is able to reach highest dynamic performances. Chapter III summarizes the static and dynamic results at low temperature, giving a separation of the intrinsic transit times and charging times involved into the performance limitation. Chapter IV presents noise measurements and the derivation of high frequency noise analytical models. These models highlight the impact of the current crowding and the self-heating effects, and the influence of the base-emitter heterojunction on the high frequency noise. According to these models the high frequency noise performances are estimated at low temperature for both HBT technologies.

Keywords: Heterojunction bipolar transistor, high frequency, TCAD modelling, cryogenic analysis, transit times, high frequency noise measurements, electric noise modelling.