



N° d'ordre 36/2017

THESE DE DOCTORAT

Présentée par

M. : Alae BENNOUR

Spécialité : Génie Electrique / Télécommunications

Sujet de la thèse : Modélisation électrique large signal de Phototransistor SiGe en technologie industrielle en vue de la conception de circuits photoniques-microondes intégrés bas coût.

**Thèse présentée et soutenue le Mardi 07 Novembre 2017 devant le jury
composé de :**

Nom Prénom	Titre	Etablissement	
Farid ABDI	PES	Faculté des Sciences et Techniques de Fès	Président
Mounir RIFI	PES	Ecole Supérieure de Technologie de Casablanca	Rapporteur
Abdelmajid BADRI	PES	Faculté des Sciences et Techniques de Mohemmadia	Rapporteur
Rabah OUREMCHI	PES	Ecole Supérieure de Technologie de Fès	Rapporteur
Mohammed EL GHAZI	PH	Ecole Supérieure de Technologie de Fès	Examineur
Said MAZER	PH	Ecole Nationale des Sciences Appliquées de Fès	Directeurs de thèse
Moulhime EL BEKKALI	PES	Ecole Nationale des Sciences Appliquées de Fès	
Catherine ALGANI	PU	CNAM Paris, France	
Jean-Luc POLLEUX	P. Associé	ESIEE-Université Paris Est, France	

Laboratoire d'accueil :

Laboratoire de Transmission et Traitement d'Information (LTTI)



Etablissement :

Faculté des Sciences et Techniques de Fès

Résumé

Un modèle électrique compact complet d'un phototransistor à hétérojonction SiGe de la fonderie de Telefunken a été élaboré avec succès. Ce modèle est valide en fonctionnement purement électrique (conditions de non-éclairage du composant) comme en fonctionnement optique (détection d'une puissance optique), et ceci en régime statique comme en dynamique. Cette validation a été assurée en comparant les résultats de la simulation du modèle avec les mesures réalisées sur le PTH. Le modèle proposé peut être utilisé pour concevoir, développer et simuler des circuits opto-microondes, utilisant ce type de phototransistor. Plusieurs phénomènes physiques ont été identifiés durant le processus de développement du modèle. La contribution de la région de la fenêtre optique au fonctionnement intrinsèque ou actif du phototransistor, le mouvement 2D des porteurs de charge au sein de la structure du composant, en plus de l'effet de la puissance optique absorbée sur les capacités de jonctions et le temps de transit du composant en sont des exemples. L'originalité de ce travail est que notre modèle prend en compte tous les phénomènes physiques observés dans le composant qui se reflètent sur les mesures. De plus, le modèle proposé est indépendant du type de polarisation de la base (tension ou courant), et l'amplification du photocourant est assurée de façon naturelle sans utiliser un paramètre de modèle supplémentaire représentant le gain optique. Ce modèle est simple : il contient un nombre minimal de nœuds, des équations adaptées au composant et un schéma électrique équivalent très simplifié. Enfin, il est flexible puisque construit d'une façon modulaire, permettant une adaptation rapide et aisée à d'autres technologies de PTH, en changeant seulement le jeu de paramètres du modèle et/ou en désactivant certains phénomènes physiques (forte injection, auto-échauffement, photodiode parasite du substrat...) qui peuvent être négligés dans certaines technologies.

Mots-clés: modélisation électrique, modèle compact, phototransistor à hétérojonction SiGe, PTH, photodétecteur, responsivité, gain optique-microonde, circuits opto-microondes intégrés, bruit du phototransistor.

Abstract

A complete compact model of SiGe heterojunction phototransistors designed by Telefunken GmbH SiGe HBT technology has been successfully developed. This model is validated by measurements to operate in both electrical (static/large signal) and optical (static/Opto-microwave) operation modes. The proposed model can be used to design and simulate Opto-microwaves integrated circuits easily. Several physical phenomena have been identified during the model development process. The contribution of the region under the optical window to the intrinsic active region (transistor effect extension), 2D charge carriers distribution effects within the phototransistor structure and the optical illumination effects to the junction capacitances and transit time of the device are examples. The novelty of this work is that our model takes into account all the physical phenomena observed in the component that are reflected in the measurements. Moreover, the proposed model is independent of the type of the base polarization (voltage or current), and the internal amplification of the photocurrent is assured naturally without using an additional model parameter representing the optical gain. This model is simple: it contains a minimum number of nodes, equations adapted to the component and a very simplified equivalent electrical circuit. Finally, it is flexible because it is built in a modular way, allowing quick adaptation to other phototransistor technologies, by changing only the model parameters and/or by deactivating certain physical phenomena (high injection, self-heating, the parasitic photodiode of the substrate, etc.) which may be neglected in certain process technologies.

Key words: Electrical compact model, SiGe heterojunction phototransistor, PTH, Photodetector, Responsivity, Opto-microwave gain, Phototransistor noise.

Remerciements

Je commence par remercier ALLAH le Tout Miséricordieux de m'avoir donné le courage, la force et la patience d'achever ce travail et de m'entourer de personnes formidables, motivantes et passionnantes qui ont contribué, d'une manière ou d'une autre, à la réalisation de cette thèse de doctorat.

J'exprime tous mes remerciements aux Messieurs Farid ABDI, Mounir RIFI, Abdelmajid BADRI, Rabah OUREMCHI et Mohamed EL GHAZI, pour l'honneur qu'ils m'ont fait d'avoir acceptés de faire partie du jury de soutenance de ma thèse.

Je tiens à remercier le professeur Said MAZER mon directeur de thèse pour m'avoir accueilli dans son équipe de recherche du laboratoire LTTI à l'université USMBA de Fès. Je le remercie de m'avoir accompagné durant ces quatre années de thèse, pour sa disponibilité, sa sympathie et sa rigueur qui furent très formatrices. Je le remercie également pour l'opportunité qui m'a offert de développer mes compétences en enseignement supérieur grâce à des charges de vacations et des projets qu'on a munies ensemble.

J'exprime également ma plus grande gratitude à mes codirecteurs de thèse et collaborateurs du laboratoire ESYCOM du CNAM-Paris et ESIEE-Noisy le grand, les professeurs Madame Catherine ALGANI et Monsieur Jean-Luc POLLEUX, qui malgré leurs nombreuses occupations ont acceptés de travailler avec nous. Je remercie très chaleureusement Madame ALGANI pour ses qualités humaines et techniques, transformant les difficultés rencontrées en une expérience enrichissante, surtout dans la phase de préparation des articles qu'on a publiés et dans la rédaction de ce manuscrit, Merci beaucoup. J'adresse mes plus profonds remerciements à Monsieur POLLEUX, pour avoir su m'orienter tout au long de notre projet, pour les publications que nous avons co-écrites. Merci d'avoir été une inspiration, un mentor pour moi au cours de toutes ces années. Bonne continuation dans votre vie et dans votre carrière professionnelle.

Ma reconnaissance va également à Monsieur EL BEKKALI Moulhime mon Co-directeur pour ses conseils, son assistance efficace et pour sa gentillesse qui m'ont apporté une aide considérable à mon projet de recherche scientifique.

Pour tous mes amis qui m'ont apporté leur soutien moral pendant ces années d'études, je les en remercie sincèrement.

C'est également un grand merci que je dois au personnel de l'ENSA de Fès, professeurs et administratifs pour leur soutien et plus particulièrement au secrétaire général de l'école M. Mostafa SOUIYATE qui est pour moi un frère et un ami.

À la fin, j'aimerais remercier expressément ma famille bien-aimée, ma grand-mère, ma mère et ma petite sœur. Les mots ne peuvent exprimer combien je suis très reconnaissant envers-vous pour tous les sacrifices que vous avez consentis pour ma réussite.

TABLE DES MATIÈRES

Résumé.....	1
Abstract.....	2
Remerciements.....	3
TABLE DES MATIÈRES	5
LISTE DES FIGURES	9
Liste des abréviations.....	18
Introduction générale	20
Chapitre I : Le Phototransistor bipolaire à hétérojonctions SiGe/Si.....	24
1.1 Introduction	24
1.2 Le transistor bipolaire	27
1.2.1 Fonctionnement physique d'un transistor bipolaire en régime statique	29
1.2.2 Effets du second degré ou de non-idéalité.....	37
1.2.3 Fonctionnement en régime dynamique	44
1.3 Transistor bipolaire à hétérojonction SiGe	52
1.3.1 Pourquoi le Silicium ?	53
1.3.2 Pourquoi le SiGe ?.....	55
1.4 Photodétection et photodétecteurs.....	60
1.4.1 Mécanismes de génération de paires électron-trou	61
1.4.2 Réponse temporelle et bande passante	64
1.4.3 Les Photodétecteurs.....	65
1.5 Le Phototransistor à hétérojonction PTH.....	73
1.5.1 La responsivité du PTH.....	75
1.5.2 Caractéristiques opto-microondes du phototransistor	76

1.6 Technologie SiGe et structures de PTH étudiées	78
1.6.1 La structure du PTH, les variantes de conception et nomenclatures associées	80
1.7 Conclusion.....	84
Bibliographie.....	86
Chapitre II : Les modèles électriques compacts des transistors bipolaires	93
2.1 Introduction	93
2.2 La modélisation compacte.....	95
2.2.1 Les défis d'extraction du modèle	97
2.3 Les modèles électriques les plus répandus du transistor bipolaire.....	103
2.3.1 Le Modèle d'Ebers & Moll	103
2.3.2 Le modèle SPICE Gummel-Poon.....	105
2.3.3 Le modèle VBIC (Vertical Bipolar Inter-Company).....	107
2.3.4 Le modèle MEXTRAM level 504.....	108
2.3.5 Le modèle HICUM/ level 2 version 2.1	111
2.4 Comparaisons entre les modèles	113
2.4.1 Circuit équivalent grand signal.....	114
2.4.2 Courant de transfert	115
2.4.3 La charge de la base	115
2.4.4 Les composants du courant de base BE	117
2.4.5 Résistance de la base	119
2.4.6 Temps de transit et quasi-saturation	121
2.4.7 Résumé	123
2.5 Modélisation personnalisée sous ADS Agilent.....	125
2.5.1 Les composants SDD (Symbolically-Defined Devices)	125
2.6 Conclusion.....	127
Bibliographie.....	129
Chapitre III : Modélisation en fonctionnement électrique du Phototransistor.....	131

3.1 Introduction	131
I. Modèle en fonctionnement électrique statique	133
3.2 Courbes de Gummel.....	134
3.2.1 Modélisation du courant de base	137
3.2.2 Modélisation du courant collecteur	141
3.2.3 Charges et capacités de déplétion (de jonction)	144
3.2.4 Estimation des résistances parasites	146
3.3 Caractéristique de sortie I_C-V_{CE}	148
3.3.1 Estimation de la résistance du collecteur.....	151
3.3.2 Modélisation de l'effet Early.....	153
3.3.3 Modélisation de l'avalanche.....	155
3.3.4 Modélisation de l'auto-échauffement et de la dépendance en température ...	157
3.3.5 Insertion du réseau du substrat	162
3.4 Vérification et discussion des résultats obtenus.....	163
II. Modèle en fonctionnement électrique dynamique petit et large signal.....	176
3.5 Modélisation de la résistance intrinsèque de la base.....	178
3.6 Modélisation du temps de transit	183
3.7 Modélisation des capacités de diffusion et de l'excès de phase.....	188
3.7.1 Capacité de diffusion.....	188
3.7.2 Excès de phase.....	189
3.8 Vérification du modèle développé par les paramètres S mesurés.....	190
III. Développement du modèle dynamique final	196
3.9 Conclusion.....	204
Bibliographie.....	205
Chapitre IV : Modélisation de la partie optique et du bruit interne du phototransistor	208
4.1 Introduction	208
4.2 Modèle statique optique	209

4.2.1 Caractérisation optique statique du PTH.....	210
4.2.2 Localisation des sources de photocourant.	215
4.2.3 Effets du substrat sur la responsivité.	220
4.2.4 Modélisation optique statique.....	223
4.3 Modèle opto-microonde du PTH	226
4.3.1 Paramètres S et Gain opto-microondes	227
4.3.2 Caractérisation Opto-microonde, Calibration et De-embedding.....	229
4.3.3 Impact de la photodiode du substrat sur le comportement Opto-microonde..	234
4.3.4 Modélisation du comportement Opto-microonde du PTH.	237
4.4 Modélisation du bruit interne dans le phototransistor.....	243
4.4.1 Sources de bruit dans les composants semi-conducteurs.	244
4.4.2 Modélisation du bruit dans le Phototransistor.	251
4.5 Conclusion.....	257
Bibliographie.....	261
CONCLUSION GÉNÉRALE.....	263
Liste des publications :.....	265

LISTE DES FIGURES

Figure 1-1 : L'évolution des architectures des transistors à effet de champ FET [I.5].	26
Figure 1-2 : Exemple d'une structure d'un transistor bipolaire NPN à homojonction (image microscopique de la vue de dessus et schéma simplifié de la vue en coupe).	26
Figure 1-3 : Vue en coupe d'un transistor bipolaire NPN, planaire, intégré [I.11].	28
Figure 1-4: Densité spectrale du bruit en $1/f$ vs la fréquence de fonctionnement pour différents composants.	30
Figure 1-5 : (a) Principaux courants du transistor bipolaire dans le mode de fonctionnement direct, (b) Diagramme de bande d'énergie d'un BJT NPN polarisé en direct.	31
Figure 1-6 : Diagrammes d'énergie montrant les effets du dopage massif sur la largeur de bande interdite du silicium de type n; (a) Silicium peu dopé n; (b) Silicium fortement dopé n [I.11].	38
Figure 1-7: Mise en évidence de la tension d'Early directe sur les caractéristiques de sortie d'un transistor bipolaire.	39
Figure 1-8 : Distribution des électrons dans la base et variation de l'épaisseur de ZCE B/C pour deux valeurs de la tension V_{CB} [I.11].	39
Figure 1-9 : Schéma simplifié montrant l'effet de la résistance de collecteur interne due à la résistance série de la couche épitaxiale et la couche enterrée du collecteur.	40
Figure 1-10 : Courbe de Gummel montrant l'effet de la quasi-saturation sur le courant I_B [I.11].	41
Figure 1-11 : diagramme de bande illustrant le mécanisme de claquage par effet Zener ou tunnel.	43
Figure 1-12 : processus de multiplication des porteurs par avalanche dans la jonction base/collecteur polarisée en inverse [I.22].	43
Figure 1-13 : la distribution des porteurs de charges minoritaires dans l'émetteur et la base d'un transistor bipolaire [I.11].	46
Figure 1-14 : Diagramme des bandes d'énergie montrant la création d'un champ électrique accélérateur interne en diminuant le dopage dans la base de l'émetteur vers le collecteur.	47
Figure 1-15: diagramme de Bode et définition de la fréquence de transition f_T .	49
Figure 1-16 : Schéma équivalent petit signal du transistor bipolaire dans le régime direct.	50
Figure 1-17 : Courbe de la fréquence de transition f_T avec le courant collecteur.	51

Figure 1-18 : Schéma de diagrammes d'énergie montrant les différents types d'hétérojonctions.	53
Figure 1-19 : Comparaison (par ITRS) des Fréquence de coupure par année de production des composants semi-conducteurs silicium et composé III-V [I.28].	54
Figure 1-20 : Les ventes de l'industrie de semi-conducteurs aux USA et au monde selon l'association SIA (<i>Semiconductor Industry Association</i>).	55
Figure 1-21 : Diagramme des bandes d'énergie d'un TBH SiGe (trait plein), et un BJT (trait en pointillé) [I.30].	56
Figure 1-22 : Représentation schématique du réseau cristallin des couches SiGe relaxées (a) et contraintes (b) sur substrat Silicium.....	57
Figure 1-23 : Schéma de l'alignement de bandes entre le Si et le SiGe contraint sur Si.....	58
Figure 1-24: Evolution des figures de mérite d'un TBH SiGe en fonction de $\Delta E_g(\text{grade})$ pour une concentration moyenne de Ge fixe (10%).	60
Figure 1-25 : Diagramme de la génération radiative [I.35].	62
Figure 1-26: Schéma du mécanisme d'absorption directe ou indirecte assisté par phonon, dans un semi-conducteur [I.35].	63
Figure 1-27: Coefficient d'absorption optique à 300K de la couche SiGe contrainte en fonction de la longueur d'onde pour différents teneurs en Ge.	64
Figure 1-28 : Schéma d'une photodiode PIN classique à éclairage vertical.....	66
Figure 1-29: Coupe transversale montrant une PD Arséniure de Gallium Indium (InGaAs) verticalement éclairée à double région de déplétion (DDR).	66
Figure 1-30 : (a) structure d'un PD MSM, (b) bande d'énergie de la structure MSM sous polarisation [I.47].	67
Figure 1-31: Structure d'un ADP Silicium.....	69
Figure 1-32: Structure électronique du Graphène (dispersion d'énergie).	72
Figure 1-33 : Schéma d'un photodétecteur à base de Graphène (source : Ilya Goykhman/University of Cambridge).	73
Figure 1-34 : (a) Schéma du principe de fonctionnement d'un phototransistor, (b) Symbole électrique d'un phototransistor	74
Figure 1-35 : Définition des différentes caractéristiques opto-microondes du phototransistor.	78
Figure 1-36 : schéma de la coupe transversale de la technologie SiGe ₂ -RF de Telefunken...	79
Figure 1-37 : (a) Vue de dessus et (b) schéma simplifié de la section transversale d'un PTH base-collecteur étendu xBC.	81

Figure 1-38 : Schéma simplifié de la section transversale d'un PTH émetteur-base-collecteur étendu xEBC.....	82
Figure 2-1 : Principales exigences pour un modèle compact industriel adapté à la production.....	95
Figure 2-2 : En fonction de l'application du circuit, un modèle doit être précis dans les différentes zones du point de fonctionnement, tandis que d'autres peuvent être négligés. Ici on montre deux cas extrêmes: un fonctionnement en classe-A légèrement non linéaire et une opération en commutation [II.1].	99
Figure 2-3: Exemple d'omission de la modélisation du phénomène d'avalanche pour avoir une stabilité numérique [II.1].	102
Figure 2-4 : Schéma équivalent du modèle d'Ebers & Moll version 1 (EM1).....	103
Figure 2-5 : Modèle d'Ebers & Moll sous sa 3eme version EM3 [II.4].....	104
Figure 2-6 : Schéma équivalent du modèle SPICE Gummel-Poon [II.7].....	106
Figure 2-7 : Circuit équivalent du modèle VBIC pour le transistor bipolaire.....	108
Figure 2-8 : Circuit équivalent du modèle MEXTRAM.....	110
Figure 2-9 : Circuit équivalent du modèle HICUM d'un transistor NPN.....	113
Figure 2-10 : Le symbole schématique d'un SDD à un port.....	126
Figure 3-1 : Schéma électrique grand signal du modèle d'Ebers & Moll EM3 du transistor bipolaire.	133
Figure 3-2 : Courbe de Gummel typique d'un transistor NPN.	135
Figure 3-3 : Courbes de Gummel mesurées du phototransistor 10SQxEBC modélisé.....	136
Figure 3-4 : Modèle d'une diode par un bloc SDD.....	138
Figure 3-5 : Extraction graphique des paramètres modelisant le courant de base a partir de la courbe de Gummel direct.....	139
Figure 3-6 : Modélisation du courant de transfert ICT par le bloc SDD.....	142
Figure 3-7 : Extraction graphique des paramètres modélisant le courant du collecteur.....	143
Figure 3-8 : Modélisation de la capacité de jonction (dépendante en tension) par le bloc SDD.	145
Figure 3-9 : Capacité de jonction modélisée en fonction de la tension à ses bornes.....	146
Figure 3-10 : Mis en évidence de l'influence des résistances RB et RE sur les courbes de Gummel.	147
Figure 3-11 : Illustration des résistances d'accès d'un transistor bipolaire.....	147
Figure 3-12 : Caractéristique de sortie d'un transistor bipolaire, montrant tous les régimes de fonctionnement.	149

Figure 3-13 : Caractéristique IC-VCE du phototransistor 10SQxEBC (sans éclairage).....	151
Figure 3-14: différentes composantes de la résistance du collecteur.....	151
Figure 3-15: Méthode de l'estimation de la résistance du collecteur du transistor bipolaire à partir des courbes Ic-Vce..	152
Figure 3-16 : Détermination de la tension d'Early sur la caractéristique de sortie.....	154
Figure 3-17 : la méthode de la régression linéaire appliquée pour déterminer la tension d'Early.	155
Figure 3-18 : Variation du courant de la base et du collecteur dans le régime d'avalanche..	156
Figure 3-19 : Schéma équivalent du sous-circuit thermique.....	158
Figure 3-20 : Réseau modélisant le substrat parasite.....	162
Figure 3-21 : Schéma du modèle de la partie statique électrique.....	164
Figure 3-22 : Schéma du montage de la simulation du modèle.....	165
Figure 3-23 : Comparaison simulations et mesures de la courbe de Gummel directe à VBC=0V du PTH 10SQxEBC.....	166
Figure 3-24 : Comparaison simulations électriques et mesures de la caractéristique de la sortie du PTH 10SQxEBC.	166
Figure 3-25 : Schéma de la structure verticale du TBH et du PTH de la technologie SiGe de Telefunken.	167
Figure 3-26 : Résultats de comparaison des mesures IC-VCE du PTH 10 μm^2 avec un HBT de référence 10 \times 0,9 μm	168
Figure 3-27 : Schéma simplifié du PTH montrant l'extension de la région active vers la fenêtre optique.	169
Figure 3-28 : Schéma électrique du modèle amélioré en ajoutant l'extension électrique de la partie active du PTH.	169
Figure 3-29 : Implémentation de la nouvelle architecture du modèle sous ADS.....	170
Figure 3-30 : Résultat de comparaisons des simulations avec les mesures de la courbe de Gummel et de la caractéristique IC-VCE par la nouvelle architecture du modèle.....	170
Figure 3-31 : Correspondance de la courbe de Gummel à VBC = 0V à la caractéristique de sortie.	171
Figure 3-32: Construction de la courbe de Gummel pour une VCB fixe (2V) à partir de la caractéristique de sortie.	172
Figure 3-33: Comparaison courbes de Gummel simulation avec celles déduites des mesures pour VCB = 2V.	172

Figure 3-34 : Comparaison simulation et mesure du gain statique en courant en fonction de V_{BE} .	173
Figure 3-35: Extraction du paramètre IKF en forte injection.	174
Figure 3-36 : Comparaison simulation du modele statique final et mesures du courbe de Gummel direct (à gauche), et la caracteristique de sortie (à droite).	175
Figure 3-37 : Résultat de la modélisation du gain statique en courant direct.	176
Figure 3-38 : Représentation des ondes incidentes et réfléchies aux accès d'un quadripôle constitué d'un transistor bipolaire en émetteur commun.	177
Figure 3-39 : Vue en coupe du PTH 10SQxEBC montrant la circulation du courant de la base depuis le contact de base vers l'émetteur.	179
Figure 3-40 : Exemple de résultats de la modélisation de la résistance de base non-linéaire intrinsèque.	180
Figure 3-41: Schéma petit signal simplifié pour l'extraction de l'impédance d'entrée pour les basses et hautes frequences.	181
Figure 3-42 : Représentation de l'impédance d'entrée du transistor dans le plan complexe en fonction de la fréquence.	182
Figure 3-43 : Détermination de la résistance de la base à forte injection (à droite) et à faible injection (à gauche) par extrapolation de l'impédance d'entrée vers les hautes fréquences.	182
Figure 3-44 : Modèle de la résistance de base intrinsèque non-linéaire du PTH 10SQxEBC.	183
Figure 3-45 : Paramètre h_{21} en fonction du Log de la fréquence pour différents points de polarisation, $0,7V < V_{BE} < 0,98V$ et $1V < V_{CE} < 4,5V$.	185
Figure 3-46 : Temps de transit direct en fonction du courant I_C , du phototransistor 10SQxEBC pour $V_{CE} = 1 V$.	186
Figure 3-47 : Extraction des paramètres du modèle du temps de transit pour une V_{CE} fixe.	187
Figure 3-48 : Représentation du dispositif sous test (DST) connecté à ses plots d'accès hyperfréquence et schéma équivalent pour la méthode d'épluchage.	192
Figure 3-49 : Comparaisons entre mesures de paramètres S brutes et après épluchage, pour le point de polarisation [$V_{BE} = 0,72 V$; $V_{CE} = 2 V$].	193
Figure 3-50: Simulation des paramètres S de notre modèle du PTH 10SQxEBC, sur la plage de fréquences [50 MHz – 40 GHz] et pour le point de polarisation [$V_{BE} = 0,89 V$; $V_{CE} = 2 V$].	194

Figure 3-51 : (a) résultats de simulation du modèle en comparaison avec les paramètres S mesurés pour le point de polarisation [$V_{BE} = 0,89 \text{ V}$, $V_{CE} = 2 \text{ V}$], et avec la fréquence de transition en fonction du courant I_C (b).195

Figure 3-52 : Comparaisons amplitude et phase des paramètres S11 et S22 entre les simulations et mesures.196

Figure 3-53 : Les caractéristiques f_T vs I_C à $V_{CE} = 3,5 \text{ V}$ pour différentes tailles de fenêtre optique.197

Figure 3-54 : Schéma simplifié du PTH montrant les chemins possibles des porteurs de charge (électrons) dans la structure du PTH.197

Figure 3-55 : Le temps de transit idéal (a) et la valeur de la capacité de jonction (b) en fonction de la largeur W à $V_{BE} = 0,823 \text{ V}$ et $V_{CE} = 3,5 \text{ V}$ ($I_C = 6\text{mA}$).198

Figure 3-56 : Schéma électrique équivalent du modèle du PTH 10SQxEBC tenant en compte l'effet de la distribution spatiale des caractéristiques électriques.....200

Figure 3-57 : (a) les paramètres S du PTH 10SQxEBC sur la plage des fréquences [50 MHz, 40 GHz] et pour le point de polarisation [$V_{BE} = 0,89 \text{ V}$, $V_{CE} = 2 \text{ V}$]. (b) la fréquence de transition vs I_C du même PTH, les deux en comparaison avec les résultats de simulation du modèle électrique final.201

Figure 3-58 : Comparaison des résultats de simulation et données mesurés des quatre paramètres S, pour plusieurs points de polarisations du PTH 10SQxEBC.....202

Figure 4-1 : Schéma du banc de test sous pointes pour la caractérisation optique statique du phototransistor.210

Figure 4-2 : Courbes de Gummel mesurées du PTH 10SQxEBC éclairé par une puissance optique de 2,28 mW et non-éclairé, le courant I_B est tracé en valeur absolue.....211

Figure 4-3 : Comparaison du gain statique en mode émetteur commun dans le cas d'éclairage du PTH et dans les conditions d'obscurité, extraits à partir des courbes de Gummel ($V_{BC} = 0\text{V}$, $P_{opt} = 2,28\text{mW}$).212

Figure 4-4 : Caractéristique I_C - V_{CE} mesurée du PTH 10SQxEBC sous éclairage par une puissance optique de 2,28 mW et en obscurité.213

Figure 4-5 : (a) Responsivité DC extraite à partir des courbes de Gummel, du PTH 10SQxEBC. (b) Responsivité DC extraite à partir de la caractéristique I_C - V_{CE} pour quatre points de polarisation I_B214

Figure 4-6 : Distribution du photocourant dans la structure du PTH en mode phototransistor ($V_{CE} = 3\text{V}$, $V_{BE} = 0,86 \text{ V}$), a) photocourant primaire sur le contact de base, b) photocourant total collecté au contact de collecteur.215

Figure 4-7 : Distribution des photocourants générés dans la structure du PTH en mode photodiode ($V_{BE} = 0 \text{ V}$ et $V_{CE} > 0 \text{ V}$).217

Figure 4-8 : Distribution des photocourants générés dans la structure du PTH polarisé pour fonctionner en mode phototransistor.219

Figure 4-9 : Comparaison des simulations physique sans substrat et mesures de la courbe de Gummel éclairée du PTH 10SQxEBC ($V_{BC} = 0\text{V}$, $P_{opt} = 2,28\text{mW}$).....221

Figure 4-10 : Schéma simplifié de la structure du PTH montrant la photodiode du substrat extrinsèque et celle sous la fenêtre optique.222

Figure 4-11 : Distribution du photocourant de la photodiode parasite du substrat en mode PTH ($V_{CE} = 3 \text{ V}$, $V_{BE} = 0,86 \text{ V}$ et $P_{opt} = 2,28 \text{ mW}$).222

Figure 4-12 : Schéma du modèle final du phototransistor 10SQxEBC en tenant compte des effets de l'absorption optique : 5 sources de photocourant sont ajoutées au modèle électrique développé.223

Figure 4-13 : Comparaison des résultats de simulation de notre modèle de la caractéristique de la sortie du PTH éclairé par une puissance optique de 2,38 mW, avec les mesures.....224

Figure 4-14: Résultats de simulation du modèle final comparés aux mesures pour les courbes de Gummel sous éclairage ($P_{opt} = 2,28\text{mW}$).225

Figure 4-15 : Simulation de la responsivité DC du modèle en comparaison avec celle mesurée en fonction du courant I_C , $V_{CB} = 0\text{V}$225

Figure 4-16 : Responsivité DC de notre modèle en comparaison de celle mesurée en fonction de la tension d'entrée V_{BE} , $V_{CB} = 0\text{V}$226

Figure 4-17 : Représentation tri-port d'un phototransistor où l'accès 2 est l'entrée optique.227

Figure 4-18 : Schéma du banc de mesure pour la caractérisation opto-microondes.....230

Figure 4-19 : Représentation matricielle du montage de test du phototransistor.....232

Figure 4-20 : Gain Opto-microonde GOM du phototransistor 10SQxEBC en mode phototransistor ($V_{CE} = 2 \text{ V}$, $V_{BE} = 0,857 \text{ V}$), et en mode photodiode ($V_{BE} = 0 \text{ V}$), $P_{opt} = 2,38\text{mW}$233

Figure 4-21 : Cartographie de la responsivité en mode PD ($V_{BE} = 0 \text{ V}$, $V_{CE} = 3 \text{ V}$) du PTH 10SQxEBC : la réponse du substrat est la plus élevée pour ($x = 5 \mu\text{m}$, $y = 15 \mu\text{m}$).....235

Figure 4-22 : a) Les différentes contributions du photocourant du substrat en fonction de la profondeur où la lumière est absorbé, b) Réponse fréquentielle de la photodiode du substrat en comparaison avec la droite de pente de -8 dB/déc.236

Figure 4-23 : Temps de transit global direct du PTH 10SQxEBC, dans le cas d'éclairage par une puissance optique de 2,38 mW et sous obscurité.237

Figure 4-24: Temps de transit global optique du PTH $10 \times 10 \mu\text{m}^2$ en fonction de $1/IC$ pour trois différents niveaux de puissances optiques.240

Figure 4-25 : Montage de la simulation opto-microonde des parametres S.....240

Figure 4-26 : Simulation du Gain opto-microonde en comparaison avec les mesures en mode photodiode, $P_{opt} = 2,38 \text{ mW}$241

Figure 4-27 : Comparaison de la simulation du Gain opto-microonde par notre modèle avec les mesures en mode phototransistor, $P_{opt} = 2,38 \text{ mW}$242

Figure 4-28 : Simulation du Gain opto-microonde en comparaison avec les mesures pour deux points de polarisation différents, $P_{opt} = 2,38 \text{ mW}$243

Figure 4-29 : Modélisation du bruit thermique d'une résistance R à l'aide de deux représentations : une par une source de tension, l'autre par une source de courant, pour une bande de 1Hz.245

Figure 4-30 : Spectre du bruit à basse fréquence d'un HBT SiGe de taille très proche de notre PTH pour un courant I_B de $1 \mu\text{A}$, montrant la pente décroissante de cette densité dans les faibles fréquences [IV.24].250

Figure 4-31 : Schéma électrique du modèle du bruit d'un transistor bipolaire.....252

Figure 4-32 : Simulation sur ADS de notre modèle de phototransistor pour déterminer le bruit sur la sortie de 50Ω ($I_B = 1 \mu\text{A}$, $V_{CE} = 2,4 \text{ V}$).....253

Figure 4-33 : Résultat de simulation de la densité spectrale du bruit à la sortie du PTH polarisé par ($I_B = 1 \mu\text{A}$, $V_{CE} = 2,4 \text{ V}$), dans les basses fréquences (jusqu'à 10 MHz).....254

Figure 4-34 : Résultat de simulation de la densité spectrale du bruit à la sortie du PTH sur une large plage de fréquence (jusqu'à 10 GHz).254

Figure 4-35 : Variation du facteur de bruit minimum en fonction de la fréquence d'un TBH SiGe de fréquence de transition 80 GHz [IV.26].....256

Figure 4-36 : Simulation du facteur de bruit minimum de notre PTH pour le point de polarisation ($I_B = 1 \mu\text{A}$, $V_{CE} = 2,4 \text{ V}$), jusqu'à la fréquence de 40 GHz.....257

Figure 4-37: Vérification du modèle complet par la caractéristique de la sortie pour $V_{CE} = [-4 \text{ V} - 10 \text{ V}]$ et $I_B = [1 \mu\text{A} - 20 \text{ mA}]$ (à gauche), à droite par la courbe de Gummel pour $V_{BE} = [0 \text{ V} - 2 \text{ V}]$ et $V_{CB} = [0 \text{ V} - 3 \text{ V}]$259

Figure 4-38 : Vérification du modèle complet par la simulation des paramètres S pour plusieurs points de polarisation ($V_{BE} = [0,7 \text{ V} - 2 \text{ V}]$ et $V_{CB} = [2 \text{ V} - 4 \text{ V}]$).....259

Figure 4-39 : Vérification du modèle complet par la simulation de la responsivité statique (à gauche) pour $V_{BE} = [0 \text{ V} - 1 \text{ V}]$ et $V_{CB} = [0 \text{ V} - 3,5 \text{ V}]$, à droite par le gain opto-microonde pour plusieurs puissance optique $P_{opt} = [0,1 \text{ mW} - 30 \text{ mW}]$ en mode phototransistor.....260

- Liste des abréviations -

ADS	Advanced Design System
APD	Avalanche PhotoDiode (Photodiode à avalanche)
BiCMOS	Bipolar Complementary Metal Oxide Semiconductor
BJT	Bipolar Junction Transistor (Transistor bipolaire à jonction)
DC	Direct Current (Courant Continu)
DST	Dispositif Sous Test
EM	Ebers & Moll
FET	Field Effect Transistor (transistor à effet de champ)
Ge	Germanium
HICUM	HIgh-CUrrrent Model
ICCR	Integral Charge Control Relation (Relation du contrôle de charge total)
MEXTRAM	Most EXquisite TRAnsistor Model
MSM	Métal-Semiconducteur-Métal
OM	Opto-Microonde
PD	PhotoDiode
PTH	PhotoTransistor à Hétérojonction
RF	Radio Fréquence
RoF	Radio-over-Fiber
SDD	Symbolically Defined Device
SGP	SPICE Gummel Poon
SIC	Selectively Implanted Collector
SiGe	Silicium-Germanium
SOLT	Short, Open, Load et Thru

TBH	Transistor Bipolaire à Hétérojonction
VBIC	Vertical Bipolar Inter-Company
VNA	Vector Network Analyser (Analyseur de réseau vectoriel)
xEBC	eXtended Emitter-Base-Collector
ZCE	Zone de Charge d'Espace

Introduction générale

A l'horizon 2020, le nombre d'objets connectés dans le monde dépassera les 28 milliards, un chiffre atteint grâce à une croissance annuelle de 17,5% selon le cabinet d'études IDC (International Data Corporation) [1]. Cette augmentation fulgurante nécessite des débits de données très élevés, un temps de latence minimal et une couverture assez large. Pour cela les technologies de communication radio et optique voient plus de possibilités de s'associer et de se combiner en des technologies photonique-microonde (MWP, MicroWave-Photonic) à faible coût [2]. Le principal avantage des systèmes MWP est qu'ils peuvent bénéficier des avantages des technologies optiques et sans fil, tels que la largeur de bande passante intrinsèquement grande et l'immunité aux interférences de la fibre optique, et la bande passante inutilisée dans le spectre des ondes millimétriques permettant la mobilité des équipements connectés sans fil. Les réseaux domestiques (HAN, Home Area Networking) dans la bande millimétrique, combinée avec la technologie Radio sur Fibre optique (RoF, Radio-over-Fiber), pour étendre la couverture radio [3] et les systèmes pico-cellulaires pour les communications mobiles [4], sont des exemples pertinents. Les photodétecteurs intégrés monolithiques [5], utilisant le phototransistor à hétérojonction (PTH) sont des éléments-clé de tels systèmes. En effet, le PTH peut être utilisé comme un photodétecteur direct de signaux optiques contenant l'information, ou comme composant optoélectronique non linéaire, par exemple dans la génération optique des signaux hyperfréquences (par mélange de deux signaux optiques cohérents séparés en longueur d'ondes), dans la modulation numérique [6], le verrouillage optique des oscillateurs hyperfréquences [7], ou dans les mélangeurs optoélectroniques [8]. Ces applications profitent dans leurs implémentations des propriétés physiques inhérentes non linéaires des PTH.

Le phototransistor bipolaire à hétérojonction (PTH) SiGe est un candidat potentiel pour la détection de la puissance optique. Il a été proposé en 2003 [9], pour être intégré dans la technologie standard des transistors bipolaires à hétérojonction (TBH) SiGe. Depuis lors, plusieurs laboratoires de recherche travaillent sur les PTHs SiGe, en utilisant différents processus technologiques industriels de fabrication SiGe BiCMOS, comme TSMC, AMS et IBM. Toutes ces approches ont conduit à des structures éclairées verticalement par le dessus. De plus, les PTH microondes ont l'avantage de combiner une photodiode PIN avec un TBH

dans le même composant, évitant ainsi la nécessité d'utiliser les amplificateurs à transimpédance (ATI), en raison de leur gain en courant interne élevé.

Des exemples de circuits comme les photorécepteurs hybrides basés sur le PTH SiGe, opérant sur la fréquence intermédiaire de 60 GHz dans les applications RoF, ont été déjà mis en œuvre [10]. Des applications concrètes ont été proposées aussi, comme l'extension du standard IEEE802.11ad par la technologie Radio sur Fibre optique [11]. Ce standard implémente l'interface physique fonctionnant dans la bande millimétrique centrée sur la fréquence de 60 GHz et permettant d'atteindre un débit binaire brut de presque 7 Gb/s. Malheureusement, cette solution est limitée par sa faible couverture radio, qui ne dépasse pas les 10 m. C'est pour cela qu'un réseau optique est inséré dans l'infrastructure afin d'étendre cette couverture, en distribuant les antennes rayonnant sur toute la zone à arroser.

Avant la réalisation de ces circuits, une phase de conception et de simulations de circuits intégrés par des outils informatiques, en utilisant des bibliothèques de composants est nécessaire. La première étape de ce processus est la modélisation électrique des composants. Ces modèles électriques compacts doivent être capables de reproduire avec précision le comportement des composants (ici les phototransistors) dans les régimes de fonctionnement statique et dynamique pour une gamme de fréquences et de tensions de fonctionnement assez large. De plus, aujourd'hui les processus technologiques sont de plus en plus avancés, impliquant de nouveaux effets physiques qui se manifestent et qui doivent être pris en compte dans les équations du modèle.

En général, les modèles compacts contiennent d'une part des expressions basées sur la physique du composant et d'autre part une simplification empirique favorable à la réduction du temps de simulation des circuits. Enfin, ces modèles doivent s'adapter aux différentes technologies à partir d'un jeu de paramètres spécifiques à chacune d'elles.

Ce travail de thèse de doctorat, réalisé au sein du laboratoire TTI « Traitement et Transmission de l'Information » à l'université sidi Mohamed ben Abdallah de Fès en collaboration avec le laboratoire ESYCOM (CNAM-Paris et ESIEE-Paris à Noisy-le-Grand) a pour objectif la mise au point d'un modèle électrique complet de phototransistors bipolaires à hétérojonction SiGe/Si. Ce modèle doit être précis, rapide et fonctionnant en large signal, pour des fins de conceptions et de simulations des circuits opto-microondes.

Ce document s'articule en quatre chapitres :

Le premier chapitre a pour but d'introduire : le phototransistor à hétérojonction SiGe/Si, les principes de base du fonctionnement, ainsi que les phénomènes physiques qui gouvernent son fonctionnement et ses performances. Pour cela un état de l'art général est présenté, nous avons commencé par exposer l'évolution des transistors bipolaires, puis nous avons présenté les améliorations qu'apporte l'alliage SiGe sur le transistor bipolaire. Le fonctionnement théorique du TBH est alors décrit, en régimes statique et dynamique. Jusque-là une dizaine de paramètres nécessaires à la modélisation des transistors SiGe sont définis. La dernière partie est consacrée à la présentation des différents types de photodétecteurs dans la littérature, en se focalisant sur le phototransistor SiGe de la fonderie de Telefunken, qui est le sujet de ce travail de recherche.

Le second chapitre présente une comparaison des modèles compacts standards existant dans la littérature. Pour cela nous avons commencé par donner des définitions nécessaires pour comprendre le concept de la modélisation compacte. Une comparaison des différents modèles standards qui existent est ensuite donnée, en évaluant les performances et limites de chacun d'eux. Enfin, une présentation des outils utilisés pour développer notre modèle est expliquée dans la dernière partie.

Le troisième chapitre traite la modélisation de la partie purement électrique du phototransistor en régimes statique et dynamique. Pour cela une méthode de construction pas à pas du modèle du PTH est expliquée en partant du modèle de base d'Ebers-Moll. Une vérification par des mesures sur le composant est réalisée afin de valider chaque régime de fonctionnement. Enfin, une interprétation des résultats obtenus est donnée, débouchant à des conclusions sur le comportement physique propre au composant étudié.

Enfin, le quatrième chapitre conclut notre travail, en incorporant la partie optique en modes statique et dynamique (opto-microonde) dans le modèle déjà élaboré dans le chapitre précédent. Ainsi qu'en insérant le modèle du bruit interne du composant. Le modèle final est validé par les mesures et une vérification du fonctionnement de notre modèle en dehors des domaines de validité des mesures est réalisée à l'aide d'un ensemble de tests sur les conditions de fonctionnement.

Nous concluons cette thèse par une synthèse des résultats les plus pertinents obtenus, et une perspective quant à l'évolution future de nos travaux concernant la validité du modèle du bruit et l'exploitation de notre modèle pour la conception et la simulation des circuits opto-microonde est donnée.

Bibliographie

- [1] Connecting the IoT: The Road of success, <http://www.idc.com/infographics/IoT/> (consulté le 01 septembre 2017).
- [2] J. Capmany, D. Novak, "Microwave photonics combines two worlds", *Nature Photon.*, vol. 1, no. 6, pp. 319-330, Jun. 2007.
- [3] J. Guillory, E. Tanguy, A. Pizzinat, B. Charbonnier, S. Meyer, C. Algani, H. W. Li, "A 60 GHz wireless home area network with radio over fiber repeaters", *J. Lightw. Technol.*, vol. 29, no. 16, pp. 2482-2488, Aug. 2011.
- [4] N. Pleros, K. Vysokinos, K. Tsagkaris, N. D. Tselikas, "A 60 GHz Radio-Over-Fiber Network Architecture for Seamless Communication with High Mobility", *J. Lightwave Technol.*, vol. 27, pp. 1957-1967, June 2009.
- [5] H. Kamitsuna, Y. Matsuoka, S. Yamahata, N. Shigekawa, "A 82 GHz optical gain cutoff frequency InP/InGaAs double heterostructure phototransistor (DHPT) and its application to a 40-GHz-band OEMMIC photoreceiver", *Proc. 30th European Microwave Conf.*, vol. 3, pp. 388-391, 2000.
- [6] J. Lasri, A. Bilencia, G. Eisenstein, D. Ritter, "Optoelectronic mixing, modulation and injection locking in millimetre-wave self oscillating InP/InGaAs heterojunction bipolar phototransistor- Single and dual transistor configuration", *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, vol. 49, no. 10, pp. 1934-1939, Oct. 2001.
- [7] A. Bilencia, J. Lasri, B. Sheinman, G. Eisenstein, D. Ritter, "Millimeter-wave generation and digital modulation in an InGaAs-InP Heterojunction phototransistor: model and experimental characterization of dynamics and noise", *J. Lightwave Technol.*, vol. 19, no.9, pp. 1340-1351, 2000.
- [8] M. Muller, M. Riet, J.L. Benchimol, C. Fortin and C. Gonzalez, "28 and 42 GHz narrow-band InP based phototransistor mixers for hybrid fibre radio distribution systems," in *Proc. 9th IEEE International Workshop on High Performance Electron Devices for Microwave and Optoelectronic Applications*, Vienna, pp 249-254, 2001.
- [9] J.L. Polleux, F. Moutier, A.L. Billabert, C. Rumelhard, E. Snmez, H. Schumacher, "An SiGe/Si Heterojunction Phototransistor for Opto- Microwave Applications: Modeling and first Experimental Results, ", awarded in the GAAS Conference of the European Microwave Week, Munich, Germany, october 2003.
- [10] C. Viana, Z.G. Tegegne, M. Rosales, J.L. Polleux, C. Algani, V. Lecocq, C. Lyszyk and S. Denet "Hybrid photo-receiver based on SiGe heterojunction photo-transistor for low-cost 60 GHz intermediate frequency radio-over-fibre applications" *IEEE electronic letters*, 2015.
- [11] J. Guillory et al., "60GHz Intermediate Frequency over Fiber using a passive Multipoint-to-Multipoint architecture", 16th European conference on Networks and Optical Communications, July 2011.

Chapitre 1

Le Phototransistor bipolaire à hétérojonctions SiGe/Si

1.1 Introduction

Les systèmes et circuits électroniques à base de matériaux semi-conducteurs peuvent être classés selon leur composition chimique en composants à base de Silicium et des composants à base des semi-conducteurs composites, binaires, ternaires, quaternaires, voire quinaires, respectivement constitués de deux, trois, quatre ou cinq espèces chimiques différentes. Les plus courants étant les semi-conducteurs III-V, constitués d'éléments du groupe III (Aluminium, Gallium, Indium, etc.) et d'éléments du groupe V (Azote, Phosphore, Arsenic, Antimoine, etc.) [I.1] [I.2].

Les dispositifs semi-conducteurs à base de silicium, connus par leur faible coût et leurs productions à volume élevé, ont significativement amélioré leurs performances fréquentielles en diminuant considérablement leurs dimensions intrinsèques (de l'ordre du nm). En revanche, les dispositifs à base de semi-conducteurs composés profitent des propriétés des matériaux et offrent des performances supérieures notamment dans les applications à hautes fréquences telles que les circuits hyperfréquences intégrés monolithiques (MMIC *Monolithic Microwave Integrated Circuits*). En termes de principes de fonctionnement de transistors, les technologies de transistors à semi-conducteurs peuvent être classées en deux grandes catégories en fonction de leurs mécanismes physiques de transport des porteurs de charges :

les transistors à effet de champ (FET, *field effect transistors*) schématisé sur la Figure 1-1, et les transistors bipolaires (BJT, *Bipolar Junction Transistor*) où un exemple de sa structure est donné en Figure 1-2.

Le Tableau 1-1 suivant montre une comparaison de certains paramètres pertinents des composants FET et des transistors bipolaires [I.3] [I.4].

Tableau 1-1 : Comparaison de quelques caractéristiques du transistor FET avec le bipolaire.

Paramètres	Transistor FET	Transistor Bipolaire
Structure physique	Structure latérale	Structure verticale
Limitation des dimensions physique	Longueur de la grille (Gate)	l'épaisseur du collecteur/base
Facteur d'intégration	Largeur de la grille	Surface de l'émetteur
Caractéristique d'activation	Tension seuil de la grille	Tension base-émetteur
contrôleur d'impédance d'entrée	Tension de la grille	Courant de la base
Bruit basses fréquences	Elevé	Faible
Sources du bruit RF	Bruit induit au niveau de la grille Bruit du au courant dans le canal Bruit du courant de fuite de la grille	bruit de grenaille
Densité du courant à la sortie	Moyenne	Elevée
Complexité de fabrication	Moyenne	Elevée

Les FET sont des dispositifs à porteurs majoritaires (électrons ou trous) avec une conduction latérale du courant, tandis que les transistors bipolaires sont des dispositifs verticaux qui permettent la conduction des deux types de porteurs : électrons et trous. Alors que la vitesse du transistor bipolaire est déterminée par le temps de transit à travers les couches verticales minces base-collecteur (B-C), celle du FET est déterminée par un temps de transit, qui est contrôlé par la longueur de la grille dépendante des techniques de lithographie.

Les FET sont également appelés dispositifs unipolaires, parce que les porteurs majoritaires sont en principe responsables des caractéristiques de transport. Le courant du drain dans un FET est modulé par la tension de la grille par un schéma de modulation de la largeur du canal. Le processus d'amplification dans les FET est caractérisé par une transconductance pour évaluer le contrôle de la modulation de la tension de grille sur le courant de drain de la sortie. Le courant de collecteur dans le transistor bipolaire est quant à lui modulé par l'injection du courant minoritaire de la base. il est équivalent à un amplificateur de courant puisque le courant de la base d'entrée est "amplifié" par un facteur de gain en courant à travers le transistor et le courant de sortie est "collecté" à l'extrémité du contact collecteur.

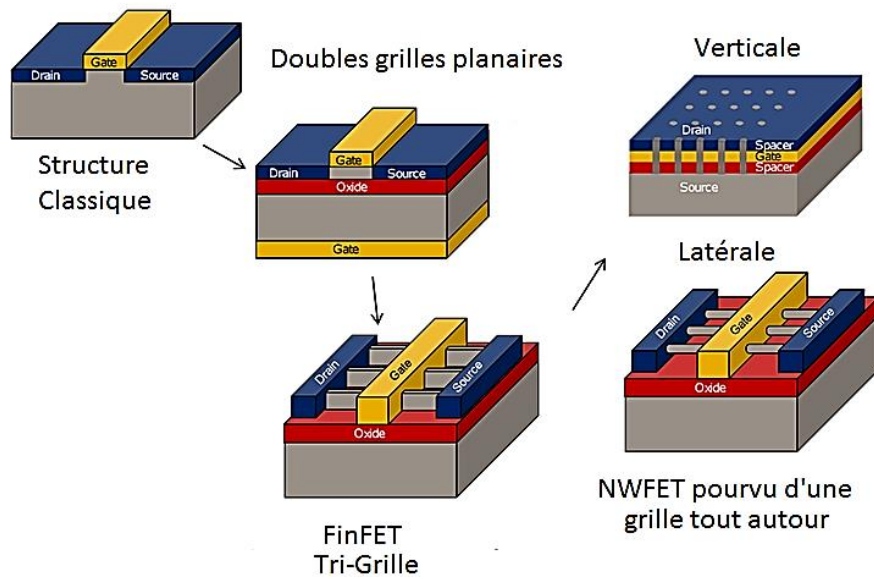


Figure 1-1 : L'évolution des architectures des transistors à effet de champ FET [I.5].

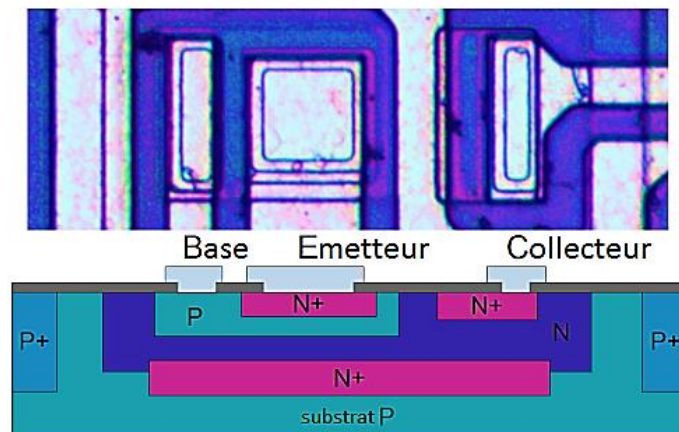


Figure 1-2 : Exemple d'une structure d'un transistor bipolaire NPN à homojonction (image microscopique de la vue de dessus et schéma simplifié de la vue en coupe).

Deux technologies de composants bipolaires existent : les transistors bipolaires à homojonction et à hétérojonctions TBH (ou HBT, pour *Heterojunction Bipolar Transistor*) voir à double hétérojonctions DHBT (*Double HBT*), qui sont disponibles pour la mise en œuvre des circuits intégrés radio fréquence (RFIC, *Radio Frequency Integrated Circuits*) et micro-ondes. Les dispositifs HBT couramment utilisés sont les suivants:

1. Transistors bipolaires à hétérojonction à base d'arséniure de gallium (GaAs HBT).
2. Transistors bipolaires à hétérojonction à base de phosphure d'indium (InP HBT).
3. Transistors bipolaires à hétérojonction à base de phosphure de gallium-indium (InGaP).
4. Transistors bipolaires à hétérojonction à base de silicium-germanium (SiGe HBT).

Les TBH composés III-V (GaAs et InP) conservent en grande partie les avantages de leurs prédécesseurs silicium, mais les étendent à des fréquences plus élevées. En outre, divers inconvénients des transistors bipolaires à base de silicium peuvent être surmontés (comme la rapidité et la puissance RF de fonctionnement). Les TBH du type GaAs/AlGaAs ont été les premiers bénéficiaires des matériaux améliorés. Ces dispositifs sont maintenant disponibles sur le marché et sont prêts pour une utilisation dans une grande variété de circuits à haute performance.

De nombreuses applications, notamment : les télécommunications à base de fibres optiques ou en espace libre, l'isolation galvanique (optocoupleur), détecteurs de proximité, technologies Photoniques-Microondes comme la Radio sur Fibre optique (RoF, Radio-over-Fiber), l'imagerie, les répéteurs optiques, etc. sont basées sur le même processus : la transformation de la puissance optique en un signal électrique, ce signal devant être aussi grand que possible pour un flux optique aussi faible que possible. Lorsque l'information est transmise à un débit très élevé, le photodétecteur doit réagir très rapidement. Ces considérations fondamentales impliquent que des critères de performances doivent être respectés afin de satisfaire les exigences de l'application envisagée. C'est dans ce cadre qu'un certain nombre de structures photodéetectrices ont été envisagées: photoconducteurs, photodiodes P-N et P-i-N, photodétecteurs MSM, photodiodes Schottky. Les phototransistors, qui profitent de grande linéarité et de responsivité élevée grâce au gain du transistor, et d'un bruit interne très acceptable sont donc très pertinents.

La gamme de longueurs d'onde pertinentes à l'application joue également un rôle important. Elle est liée à la bande interdite du semi-conducteur, qui détermine la nature du matériau(x) utilisé(s).

1.2 Le transistor bipolaire

Le transistor bipolaire a été inventé par une équipe de chercheurs aux Laboratoires Bell, aux États-Unis, en 1948 [I.6]. Le tout premier transistor était un dispositif point-contact en germanium, mais, en 1949, Shockley a publié un papier sur les jonctions PN et les jonctions des transistors [I.7]. Ces deux documents ont posé les fondements de base du transistor bipolaire moderne, et ont rendu possible aujourd'hui l'industrie de la microélectronique qui est en constante évolution et porteuse de marchés mondiaux.

Un grand nombre d'innovations, découvertes et améliorations de la technologie étaient nécessaires afin de convertir cette idée de base en des produits pratiques et de qualité. Parmi celles-ci, la diffusion qui a permis la maîtrise du dopage de couches minces en diffusant des impuretés en phase vapeur [I.8], L'épitaxie [I.9] pour produire une mince couche monocristalline au-dessus d'une couche enterrée fortement dopée a conduit à une réduction considérable de la résistance de collecteur série, entraînant des performances accrues en commutation et en hautes fréquences.

Enfin le développement du procédé planaire [I.10] a permis l'intégration des transistors bipolaires et composants passifs et actifs sur le même wafer, permettant la production de circuits et fonctions sur une seule puce silicium.

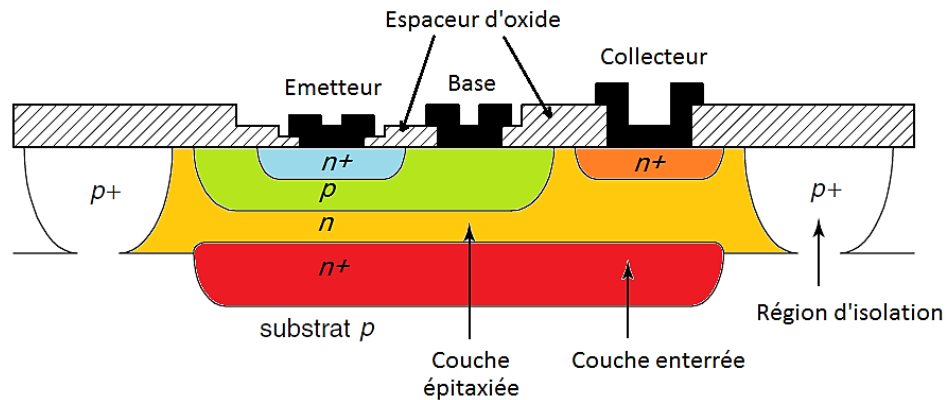


Figure 1-3 : Vue en coupe d'un transistor bipolaire NPN, planaire, intégré [I.11].

Sur la Figure 1-3, on présente les caractéristiques les plus importantes du procédé planaire bipolaire. Une isolation électrique entre des composants adjacents est assurée par un caisson d'isolement de type p, qui est diffusé depuis la surface pour rejoindre le substrat qui est de type p également. Pour que l'isolation soit efficace, la diffusion doit entourer complètement le composant, et la jonction d'isolation doit être polarisée en inverse en reliant le substrat p à la tension la plus négative dans le circuit (généralement la masse). La diffusion n+ sous le contact du collecteur est nécessaire pour obtenir une faible résistance ohmique de contact. Ce type de transistor avait généralement une fréquence de coupure f_T d'environ 500 MHz, et a été utilisé pour produire les circuits TTL (*Transistor-Transistor Logic*) et les amplificateurs opérationnels vers le début des années 60.

Dans les années 80, des innovations majeures dans la technologie silicium ont été introduites conduisant à des améliorations considérables dans les performances du transistor bipolaire. L'implantation ionique a été utilisée pour améliorer l'uniformité et la reproductibilité de la base [I.12] et de l'émetteur [I.13], et aussi pour produire des composants

avec des bases plus fines [I.14]. En outre, l'utilisation des émetteurs polysilicium [I.15] et des techniques d'auto-alignement [I.16] a révolutionné la conception et a conduit au développement du transistor bipolaire de type double-polysilicium auto-aligné à base de silicium.

Pour de nombreuses applications, il existe de nombreux avantages en combinant les transistors bipolaires et MOS (*Metal-Oxide-Semiconductor*) sur une seule puce [I.17]. La principale motivation dans les circuits numériques pour passer de CMOS (*Complementary MOS*) à la technologie BiCMOS (*Bipolar CMOS*) est que les transistors bipolaires peuvent véhiculer un courant plus grand par unité de surface que les transistors MOS. Le processus BiCMOS permet donc, la création des circuits numériques à haute vitesse combinés sur la même puce avec les circuits analogiques hautes performances [I.18], produisant ainsi une technologie capable d'intégrer une grande variété de systèmes de signaux mixtes (analogique/numérique) sur puce.

1.2.1 Fonctionnement physique d'un transistor bipolaire en régime statique

Dans la suite de ce document on ne s'intéresse qu'au transistor du type NPN, du fait de l'intérêt plus faible des transistors PNP qui sont intrinsèquement moins performant pour les applications RF. On parle d'un transistor bipolaire car les flux des électrons et les trous participent au fonctionnement du dispositif. Les transistors bipolaires présentent de nombreux avantages par rapport aux autres transistors tels que FETs, selon [I.19]:

1. Un gain en courant et une fréquence de coupure ou de transition f_t élevés, même avec des dimensions latérales relativement grandes du dispositif, parce que le flux de courant est vertical à travers des couches dont l'épaisseur peut être facilement contrôlée à des dimensions submicroniques par épitaxie, diffusion, ou par un processus d'implantation.
2. Une capacité d'entraînement de courant élevée par unité de surface de la puce, car le courant est conduit par la surface de l'émetteur.
3. Une transconductance g_m élevée, en raison de la relation exponentielle entre tension d'entrée et du courant de sortie.

4. Une tension de seuil très bien contrôlée pour l'activation du courant de sortie, car cette tension correspond à la barrière de potentiel interne de la jonction pn, qui est facile à reproduire.
5. Une haute capacité de traitement de hautes tensions électrique, en raison de la facilité d'établissement d'une région semi-conductrice de petite épaisseur (collecteur) pour absorber la tension de la sortie sans claquage.

Un autre avantage des transistors bipolaires est le bruit en $1/f$ qui est faible, la Figure 1-4 présente une comparaison rapide en échelle logarithmique de cette grandeur en fonction de la fréquence de fonctionnement pour les deux types de composants les plus évolués :

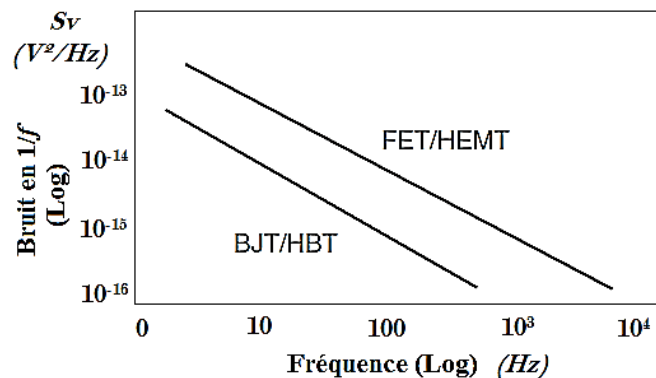


Figure 1-4: Densité spectrale du bruit en $1/f$ vs la fréquence de fonctionnement pour différents composants.

On observe que le bruit de scintillement ($1/f$) est en général plus important dans les FET, que dans les BJT, et la fréquence du coude (où la dépendance du bruit en $1/f$ prend fin) du FET est plus élevée que celle du BJT. Cela signifie que les BJT sont mieux que les FET pour la conception de composants de faible bruit de phase (Oscillateurs, amplificateurs LNA).

1.2.1.1 Régime de fonctionnement statique

Le transistor bipolaire est un composant électronique composé de trois couches semi-conductrices séparées par deux jonctions dans les deux configurations possibles NPN ou PNP, appelées successivement émetteur, base et collecteur. Le transistor NPN est le plus utilisé pour les applications nécessitant des circuits rapides, car la conduction repose principalement sur les électrons, qui sont plus rapides que les trous dans un matériau semi-conducteur. Le transistor bipolaire peut être polarisé de quatre manières différentes, qui déterminent chacune un mode de fonctionnement. Ces différents modes sont :

- Mode direct : La jonction base/émetteur BE est polarisée en direct (tension positive) et la jonction base/collecteur BC en inverse.
- Mode saturé : La jonction BE en direct et BC en direct.
- Mode inverse : La jonction BE en inverse et BC en direct.
- Mode bloqué : La jonction BE en inverse et BC en inverse.

Il faut noter que le mode le plus couramment utilisé dans les applications analogiques et radiofréquences est le mode direct. En régime de fonctionnement normal, c'est-à-dire direct, les différents courants prenant place dans le composant sont répartis de la manière suivante, comme illustré sur la Figure 1-5:

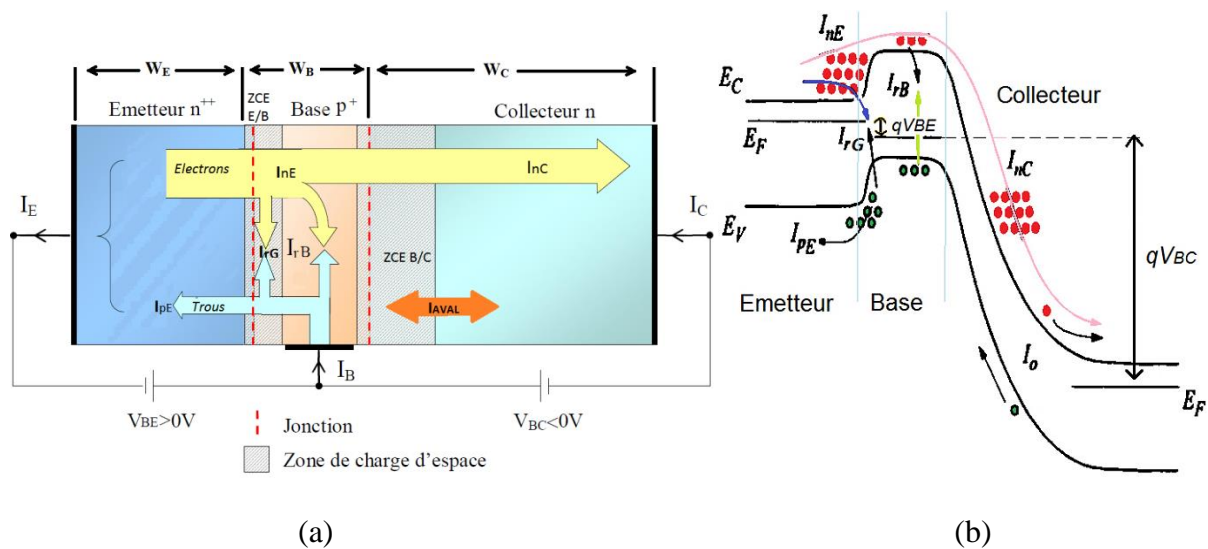


Figure 1-5 : (a) Principaux courants du transistor bipolaire dans le mode de fonctionnement direct, (b) Diagramme de bande d'énergie d'un BJT NPN polarisé en direct.

En polarisation directe de la jonction base/émetteur, l'émetteur injecte des électrons dans la base (courant I_{nE}) et en même temps des trous sont injectés de la base vers l'émetteur (I_{pE}), dû à la réduction de la barrière de potentiel de cette jonction (Figure 1-5 (b)). Il est possible d'avoir une recombinaison entre les trous et les électrons dans la Zone de Charge d'Espèce (ZCE) BE, créant ainsi la composante I_{rG} . Les électrons restants atteignent le bord de la ZCE BE, où ils deviennent des porteurs minoritaires dans la base. Un gradient de concentration d'électrons est alors établi dans la base, ce qui les pousse à diffuser vers le collecteur par le phénomène de diffusion des porteurs de charge. Des recombinaisons en volume dans la base, créent la composante de recombinaison de la base neutre I_{rB} . Les électrons qui ont traversé la base (courant I_{nC}) constituent l'intégralité du courant collecteur qui dérive sous le champ électrique de la jonction BC vers le contact du collecteur. Les trous sont à leur tour injectés

dans un milieu fortement dopé N, et se recombinent rapidement dans le volume de l'émetteur. Selon la Figure 1-5 on déduit la décomposition suivante des courants terminaux:

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

$$I_C = I_{nC} + (I_{AVAL}) \quad (I.2)$$

$$I_B = I_{pE} + I_{rB} + I_{rG} - (I_{AVAL}) = I_E - I_C - (I_{AVAL}) \quad (I.3)$$

Ils vérifient ainsi l'égalité fondamentale des transistors bipolaire : $I_E = I_B + I_C$.

Compte-tenu des petites dimensions des couches du transistor, les composantes de recombinaison I_{rG} et I_{rB} sont généralement négligeables. Cependant, des problèmes lors de la fabrication peuvent créer un grand nombre de centres recombinants. S'ils sont situés dans la zone de charge d'espace B/E, ils seront néfastes pour le composant, créant des courants non idéaux ou de fuite. Sur la Figure 1-5 (a) des courants appelés courants d'avalanche (I_{AVAL}) peuvent apparaitre également lorsque la jonction base/collecteur est fortement polarisée en inverse. Ce courant d'avalanche a pour conséquence (s'il existe), d'augmenter considérablement le courant collecteur et de diminuer le courant de base, comme le montre l'expression de ces derniers.

Trois principales figures de mérite caractérisent le fonctionnement statique du transistor bipolaire. Comme l'efficacité d'injection de l'émetteur ; qui est le rapport entre le courant des électrons injectés dans la base (I_{nE}) sur le courant d'émetteur total :

$$\gamma = \frac{I_{nE}}{I_{nE} + I_{rG} + I_{pE}} \quad (I.4)$$

De cette équation, nous constatons que l'émetteur efficace est celui pour lequel I_{rG} et I_{pE} sont très faibles voir négligeables devant I_{nE} . Le courant I_{pE} doit être très inférieur à I_{nE} pour obtenir une efficacité d'injection la plus élevée possible (proche de 1). Ceci est possible si le dopage de l'émetteur est bien plus supérieur que le dopage de la base.

L'efficacité de la base est définie par le facteur de transport α_T , qui est le rapport du courant d'électrons atteignant le collecteur à celui injecté par l'émetteur:

$$\alpha_T = \frac{I_{nC}}{I_{nE}} \quad (I.5)$$

Un bon facteur de transport est assuré lorsque le courant I_{nC} est très proche de I_{nE} , ceci est possible si la largeur de la base est très mince.

Dans la conception des circuits l'un des paramètres statiques les plus importants est le gain en courant β pour le montage en émetteur commun. Il est défini comme étant le rapport entre le courant collecteur I_C et le courant de base I_B :

$$\beta = \frac{I_C}{I_B} = \frac{\gamma\alpha_T}{1 - \gamma\alpha_T} \quad (I.6)$$

Ce paramètre illustre l'effet transistor rendu possible par le dispositif ; en effet, une faible modulation du courant I_B va pouvoir donner naissance à une variation amplifiée du courant $I_C = \beta I_B$. D'où l'intérêt d'avoir un β le plus élevé possible.

1.2.1.2 Expressions des courants

Nous allons ici rappeler brièvement les expressions des courants circulant dans le transistor en régime statique, en fonction des géométries et des caractéristiques des matériaux, ainsi que les conditions de fonctionnement. Ils sont calculés par la résolution des équations de continuité et du transport dans les semiconducteurs selon l'approche dérive-diffusion (en exprimant le courant comme la somme d'un terme dû à la diffusion des porteurs de charge et un autre par leur dérive sous un champ électrique). Ces solutions sont données sous plusieurs conditions et hypothèses simplificatrices qu'on rappelle ici :

1. Le transistor se trouve à l'équilibre thermodynamique et en régime stationnaire ou permanent: $\frac{\partial n}{\partial t} = \frac{\partial p}{\partial t} = 0$. Où n est la concentration ou la densité des électrons (m^{-2}) dans le matériau, p est celle des trous.
2. Il n'y a pas de génération de porteurs par excitation externe: $G_n = G_p = 0$. Avec G_x et le taux de génération des porteurs de charges ($m^{-3}s^{-1}$) sous excitations externes.
3. Les zones neutres sont suffisamment et uniformément dopées pour limiter toute chute de tension, c'est-à-dire que la tension appliquée sur les contacts du composant se retrouve aux bornes de la ZCE. Ainsi les porteurs de charge se déplacent sous l'influence de la diffusion uniquement.
4. Il n'y a pas de courant de génération-recombinaison dans les zones de charge d'espace, hypothèse nécessaire pour simplifier les conditions aux limites de l'équation de continuité.
5. On est en régime de faible injection ou la concentration des porteurs minoritaires (électrons dans les zones p et trous dans les zones n) reste négligeable devant la concentration des dopants.

6. La largeur de la couche de base W_B est petite devant la longueur de diffusion des trous, et la longueur de l'émetteur W_E est petite devant la longueur de diffusion des électrons. Ainsi, les porteurs minoritaires traversent l'émetteur et la base sans recombinaison et leur distribution est linéaire.

➤ *Courant collecteur sans recombinaison :*

Avec l'hypothèse d'une base fine et en l'absence de recombinaison, la concentration des électrons injectés de l'émetteur vers la base suit une loi linéaire au travers de la base. Le principe est de calculer la concentration de porteurs dans la base neutre de manière générale, puis de trouver la densité de courant traversant la jonction. La résolution des équations de continuité à la jonction base/émetteur étant donné la polarisation inverse $V_{BC} < 0$ V, nous donne l'expression du courant collecteur :

$$I_C = \frac{qA_e}{G_B} \left(\exp \frac{qV_{be}}{kT} - 1 \right) \quad (I.7)$$

$$G_B = \int_0^{W_B} \frac{p(x)}{D_{nB}(x)n_i^2(x)} dx \quad (I.8)$$

G_B est le nombre de Gummel de la base, qui est un nombre dépendant uniquement des paramètres intrinsèques de la base du transistor. Dans le cas d'une base uniforme, avec un dopage $p = N_{aB}$ et dans l'hypothèse d'ionisation complète des espèces dopantes, ce nombre devient :

$$G_B = \frac{N_{aB}W_B}{D_{nB}n_i^2} \quad (I.9)$$

Où D_{nB} est le coefficient de diffusion des électrons dans la base. N_{aB} est la concentration des dopants accepteurs dans la base, n_i est la concentration intrinsèque des porteurs de charge, W_B est la largeur de la base, et A_e correspond à la surface de la jonction base/émetteur du transistor où circule le courant.

➤ *Courant collecteur avec recombinaison*

Il se peut qu'il y ait de la recombinaison dans la base neutre, notamment si la base est relativement épaisse, dans ce cas tous les électrons injectés à la jonction E/B ne parviennent pas à la jonction B/C. La résolution des équations nous donnent cette fois l'expression suivante :

$$I_C = \frac{qA_e D_{nB} n_i^2}{L_{nB} N_{aB} \sinh \frac{W_B}{L_{nB}}} \left(\exp \frac{qV_{be}}{kT} - 1 + \cosh \frac{W_B}{L_{nB}} \right) \quad (\text{I.10})$$

Avec L_{nB} étant la longueur de diffusion des électrons dans la base, dans ce cas on peut envisager deux situations : la première où $W_B/L_{nB} \ll 1$, cela signifie que la longueur de diffusion des électrons est très supérieure à l'épaisseur de la base et le courant de recombinaison est donc nul. L'expression du courant I_C devient identique à celle trouvée dans le cas où il n'y a pas de recombinaison. Maintenant si la base est assez épaisse $W_B/L_{nB} \gg 1$, les phénomènes de recombinaison seront prépondérants, et on a l'expression suivante :

$$I_C = \frac{qA_e D_{nB} n_i^2}{L_{nB} N_{aB} \sinh \frac{W_B}{L_{nB}}} \left(\exp \frac{qV_{be}}{kT} - 1 \right) \quad (\text{I.11})$$

On remarque selon cette équation que le courant est d'autant plus faible que la base est épaisse, et si elle est très grande tous les électrons se recombinent en volume, et le courant collecté tend vers 0, ce qui n'a aucun intérêt pratique.

➤ *Le courant de base*

Par analogie avec le courant de collecteur, le courant de base est contrôlé par le gradient de la concentration des trous injectés dans l'émetteur depuis la base, fixé par la polarisation de la jonction BE. Si la profondeur de l'émetteur W_E est très mince, la distribution des trous dans l'émetteur se rapproche d'une distribution linéaire puisque tous les trous injectés à partir de la base dans l'émetteur se recombinent au niveau du contact d'émetteur. Dans ce cas le courant I_B est :

$$I_B = \frac{qA_e D_{pE} n_i^2}{N_{dE} W_E} \left(\exp \frac{qV_{be}}{kT} - 1 \right) \quad (\text{I.12})$$

L'équation donne un aperçu utile sur quelques règles de conception de transistors, car elle montre que le courant de base pour un émetteur de faible profondeur est inversement proportionnel au produit de la profondeur W_E d'émetteur et du dopage de l'émetteur N_{dE} .

Par contre, dans le cas où l'émetteur est épais ($W_E \gg L_{pE}$), tous les trous injectés à partir de la base dans l'émetteur vont se recombiner avant d'atteindre le contact d'émetteur et l'expression du courant de base devient :

$$I_B \approx \frac{qA_e D_{pE} n_i^2}{N_{dE} L_{pE}} \exp \frac{qV_{be}}{kT} \quad (\text{I.13})$$

L_{pE} est la longueur de diffusion des trous dans l'émetteur, il est donné par $L_{pE} = \sqrt{D_{pE} \tau_{pE}}$. Ici D_{pE} est le coefficient de diffusion des trous dans l'émetteur et τ_{pE} est leur durée de vie.

En conclusion, cette équation montre que pour un émetteur épais, le courant de base ne dépend pas de l'épaisseur de l'émetteur W_E , puisque le mécanisme de recombinaison en volume est prépondérant.

➤ *Courant de recombinaison dans la base neutre et en zone de charge d'espace*

Le courant de recombinaison de base est donné par la différence entre le courant d'électrons injecté dans la base par l'émetteur (I_{nE}) et le courant d'électrons atteignant le collecteur (I_{nC}) [I.11]:

$$I_{rB} = -\frac{qA_e D_{nB} n_i^2}{L_{nB} N_{aB} \sinh \frac{W_B}{L_{nB}}} \left(\cosh \frac{W_B}{L_{nB}} - 1 \right) \left(\exp \frac{qV_{be}}{kT} - 2 \right) \quad (\text{I.14})$$

Dans le cas où la jonction B/E comporte des défauts, le courant de recombinaison I_{rG} peut ne plus être négligeable. Ce courant est en général exprimé de la manière suivante, où η prend une valeur comprise entre 1 et 2 [I.20] :

$$I_{rG} \propto \exp \frac{qV_{be}}{\eta kT} \quad (\text{I.15})$$

Le courant de recombinaison peut avoir une origine surfacique (les défauts sont répartis sur toute la surface du composant) ou bien périmétrique (défauts placés sur la périphérie de la jonction B/E). Une analyse de ce courant en fonction de la taille du dispositif permet de remonter à la localisation du phénomène.

1.2.1.3 Gain en courant

Le gain statique en courant dans la configuration émetteur commun, est défini comme le rapport du courant de collecteur et du courant de base. Il est théoriquement constant lorsque le transistor fonctionne en régime direct. Sa valeur s'exprime comme suit :

$$\beta = \frac{I_C}{I_B} = \frac{D_{nB}W_E N_{dE}}{D_{pE}W_B N_{aB}} \quad (\text{I.16})$$

Le rapport des dopages N_{dE}/N_{aB} et les épaisseurs respectives d'émetteur et de base ont donc une forte importance. C'est pour cela que ces paramètres sont à prendre en compte dans la manière dont le transistor est réalisé. On va voir par la suite que l'introduction des hétérojonctions peut améliorer ce paramètre de manière considérable ainsi que l'efficacité d'injection γ . Il faut noter aussi que la température du composant a un fort impact sur ses caractéristiques statiques.

1.2.2 Effets du second degré ou de non-idéalité

Jusqu'à présent nous avons considéré le cas de transistors idéaux. En pratique, il faut prendre en compte un certain nombre de phénomènes du second ordre non linéaires qui influent sur les caractéristiques électriques du composant observées expérimentalement. On va voir que la variation de I_C et I_B n'est pas seulement en $\exp[qV_{BE}/kT]$, et la tension sur la jonction B/C a une forte influence sur le fonctionnement du composant.

1.2.2.1 Effets de dopage massif

Dans les semi-conducteurs fortement dopés, les atomes dopants sont suffisamment proches les uns des autres pour que les fonctions d'onde de leurs électrons associés se chevauchent. Cela crée des niveaux d'énergie supplémentaires discrets appelés niveaux d'impuretés (E_D) comme montré sur la Figure 1-6 (a). Lorsque ce dopage est très élevé (au-delà de $10^{17}/\text{cm}^3$), ces états d'énergie supplémentaires se recouvrent avec la bande de valence ou de conduction, ce qui va avoir pour effet de diminuer l'énergie de la bande interdite de E_{g0} à E_{ge} , comme le montre la Figure 1-6 (b). De plus, la forte concentration d'atomes dopants rompt la périodicité parfaite du réseau de silicium, ce qui donne lieu à une queue de bande au lieu d'une bande de bord nettement définie.

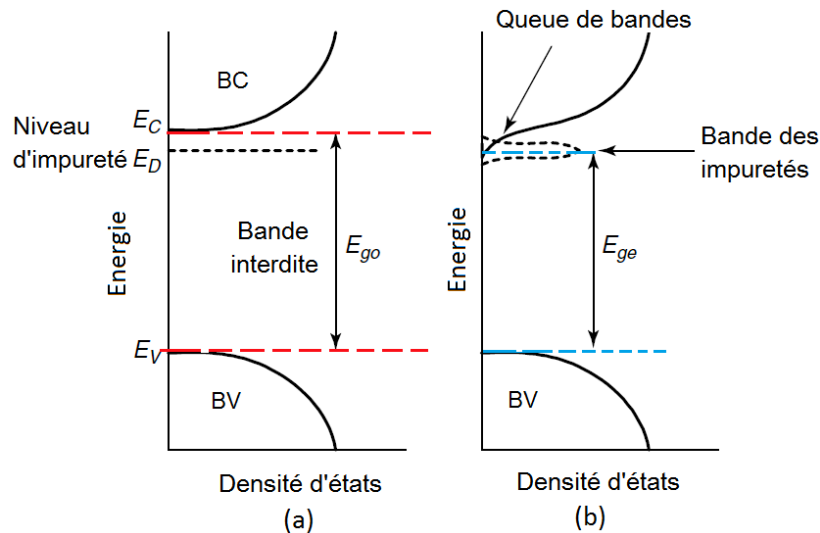


Figure 1-6 : Diagrammes d'énergie montrant les effets du dopage massif sur la largeur de bande interdite du silicium de type n; (a) Silicium peu dopé n; (b) Silicium fortement dopé n [I.11].

Il est très simple de modifier les équations du courant et le gain en courant β pour incorporer les effets de dopage massif. Ceci est réalisé en remplaçant les concentrations de dopage réelles par des concentrations de dopage effectives. Par exemple pour la base la concentration du dopage effective $N_{a\text{eff}}$ est la suivante :

$$N_{a\text{eff}} = N_{aB} \frac{n_i^2}{n_{iB}^2} = N_{aB} \exp\left(-\frac{E_{g0} - E_{gn}}{kT}\right) \quad (\text{I.17})$$

Avec n_{iB} est la concentration intrinsèque des porteurs de charge dans la base fortement dopée et N_{aB} est le dopage de la base. Cette équation indique clairement que le rétrécissement de la bande interdite a pour effet de réduire significativement la concentration de dopage effective dans la base, et donc aussi le gain du transistor bipolaire.

1.2.2.2 Effet Early

L'expression du courant collecteur en fonction de la tension V_{BE} déterminée auparavant, fait intervenir la largeur de la base neutre W_B , qui n'est pas indépendante des tensions appliquées sur les jonctions BE et BC. La modulation de la largeur de base en fonction des tensions V_{BE} et/ou V_{CB} a pour conséquence une déviation du courant collecteur de sa valeur idéale. C'est ce qu'on appelle l'effet Early.

Cet effet est visible sur les caractéristiques de sortie des transistors dont l'épaisseur de la base est inférieure à la longueur de diffusion des électrons dans la base. Le courant collecteur, normalement constant en régime de saturation, augmente lorsque V_{CE} augmente, cette

augmentation est perçue comme une pente finie sur la caractéristique de la sortie (voir la Figure 1-7). Ceci est équivalent à une conductance à la sortie du transistor, qui est indésirable dans de nombreuses applications de circuits.

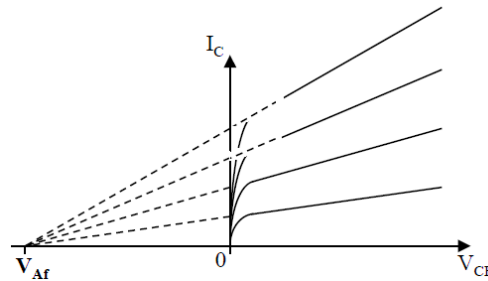


Figure 1-7: Mise en évidence de la tension d'Early directe sur les caractéristiques de sortie d'un transistor bipolaire.

En effet, lorsque la tension V_{CB} augmente, la zone de charge d'espace s'étend plus dans la base, et l'épaisseur de la base neutre diminue. La même chose est observée dans la ZCE BE, comme schématisé sur la Figure 1-8. Le gradient d'électrons étant plus fort, le courant collecteur augmente. C'est l'effet Early direct qui est caractérisé par la tension du même nom, noté V_{Af} ("f" pour "forward"), qui est un paramètre important dans la modélisation compacte des transistors.

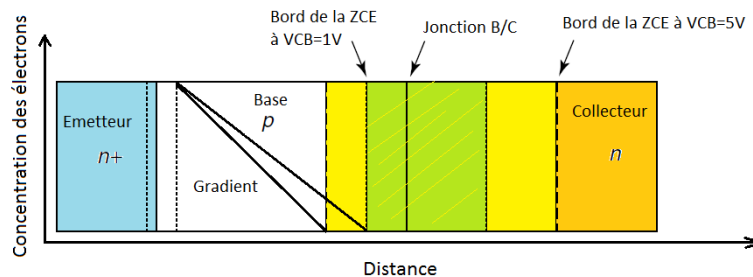


Figure 1-8 : Distribution des électrons dans la base et variation de l'épaisseur de ZCE B/C pour deux valeurs de la tension V_{CB} [I.11].

L'effet Early inverse notée V_{Ar} , quant à lui est dû à une variation de W_B avec la tension V_{BE} , il est surtout visible sur la caractéristique du gain en courant. En pratique, le rapport de dopage très important existant entre la base et l'émetteur permet de pousser plus loin la tension de l'effet Early inverse. C'est pour cela qu'on parle plutôt de la modulation de la base coté collecteur plus que coté émetteur.

1.2.2.3 Effet de quasi-saturation

La quasi-saturation est un effet qui se produit à des courants élevés en raison de la résistance interne du collecteur du transistor bipolaire. Elle se produit lorsque la chute de tension aux bornes de cette résistance est suffisamment importante pour polariser la jonction collecteur/base en direct.

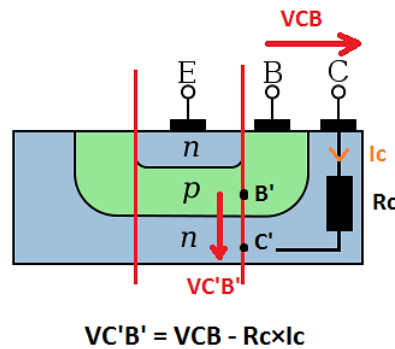


Figure 1-9 : Schéma simplifié montrant l'effet de la résistance de collecteur interne due à la résistance série de la couche épitaxiale et la couche enterrée du collecteur.

Si la tension V_{CB} collecteur/base externe est fixée et le courant de collecteur augmente, la relation entre ces grandeurs illustrée sur la Figure 1-9, montre que la tension collecteur/base interne $V_{C'B'}$ devient négative à des valeurs élevées du courant de collecteur. En d'autres termes, la jonction collecteur/base devient polarisée en direct, permettant l'injection de charges à la fois dans la base et le collecteur. Lorsque cette polarisation directe est supérieure à environ 0,5 V, la charge injectée aura pour effet de diminuer le gain en courant.

La quasi-saturation apparaît plutôt dans les configurations où la tension externe collecteur/base est faible. Un test simple pour vérifier l'existence de cet effet est d'augmenter la polarisation inverse collecteur/base. La quasi-saturation est responsable du coude qui apparaît dans la caractéristique courant de base sur la courbe de Gummel (Figure 1-10). Une augmentation de cette polarisation inverse devrait provoquer le déplacement de ce coude vers des tensions élevées de la jonction B/E ou à droite comme montré sur la Figure 1-10.

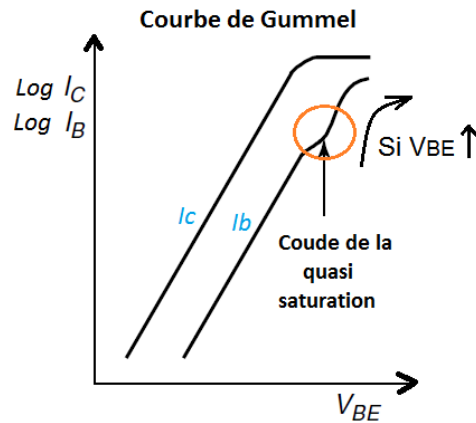


Figure 1-10 : Courbe de Gummel montrant l'effet de la quasi-saturation sur le courant I_B [I.11].

1.2.2.4 Effet Kirk (ou l'élargissement de la base)

L'effet Kirk [I.21] est le principal effet limitant les performances hyperfréquences du composant. Il est dû au fait que les électrons injectés dans le collecteur se déplacent selon un mécanisme de dérive. Compte-tenu du fort champ électrique qui règne à la jonction B/C, on peut considérer que les électrons ont atteint leur vitesse limite v_{sat} . Dès lors, leur temps de transit n'est plus négligeable dans la jonction B/C, et lorsque la densité de courant devient importante, la concentration d'électrons injectés atteint puis dépasse le dopage du collecteur ou bien les charges positives des ions fixes (lorsqu'on parle de NPN). Il en découle une extension importante de la zone de charge d'espace dans le collecteur, c'est-à-dire une augmentation de la largeur effective de la base, afin de garder la neutralité électrique. La base s'élargit donc de manière brutale, provoquant une forte chute du gain. Une chute abrupte de la fréquence de transition du dispositif est aussi observée, lié à cette augmentation soudaine et importante de W_B . On peut calculer le courant auquel apparaît l'effet Kirk grâce à l'équation de Poisson appliquée à la ZCE Base/collecteur selon la formule ci-dessous [I.11]:

$$J_{kirk} = qN_{ac}v_{sat} \quad (I.18)$$

Nous voyons donc que le seuil de l'effet Kirk dépend du dopage collecteur. Afin d'augmenter les performances fréquentielles du composant, il faut donc augmenter le dopage collecteur, ce qui dégrade de manière non négligeable la tenue en tension du composant.

1.2.2.5 Phénomène d'avalanche et tensions de claquages

Il y a une limite à la tension qui peut être appliquée à la jonction BC du transistor. Aux hautes tensions, il y a claquage de la jonction et un courant fort circule entre l'émetteur et le

collecteur. La tension à laquelle cela se produit est la tension de claquage. Au-delà de cette tension il n'y a plus d'effet transistor et donc de fonctionnement linéaire. Il faut noter que cette tension est plus faible dans le montage émetteur commun que dans la configuration base commune.

Plusieurs mécanismes physiques peuvent donner lieu à un courant excessif à des tensions élevées sur la jonction BC, les plus importants sont l'avalanche faible ou phénomène de perçage (*punch-through*), claquage par effet Zener, et l'avalanche. Les deux premiers mécanismes peuvent généralement être évités par une conception soignée du transistor, mais l'avalanche impose une limite fondamentale de la tension de fonctionnement.

Punch-through

L'application d'une polarisation inverse au collecteur provoque l'extension de la région de déplétion BC vers la base, cette extension peut couvrir tout la base et ainsi rejoindre la jonction BE. L'émetteur et le collecteur sont maintenant reliés entre eux par une seule ZCE. Ceci est connu par *punch-through* ou le phénomène de perçage, et quand il se produit un courant fort circule entre l'émetteur et le collecteur. Son effet électrique est similaire à l'avalanche de la jonction, bien que, bien sûr, le mécanisme physique est complètement différent. Une conception soignée du processus de fabrication (comme le contrôle du rapport de dopage entre le collecteur et la base) est donc nécessaire afin d'éviter l'apparition de ce phénomène dans les transistors dont la base est très fine.

Claquage par effet Zener

Le claquage par effet Zener est un mécanisme à effet tunnel dans lequel de très nombreux porteurs de charge pénètrent à travers la barrière d'énergie imposée par la largeur de la bande interdite du semi-conducteur.

Pour que le tunneling se produise, la barrière présentée aux porteurs de tunnel doit être très mince. Cette situation se produit seulement à des champs électriques au-dessus d'environ 10^6 V/cm. En général, ces champs électriques élevés ne se produisent que lorsque les deux régions n et p sont fortement dopées. Dans les transistors fonctionnels, le tunneling est donc plus susceptible d'être remarqué dans la caractéristique inverse de la diode de base/émetteur.

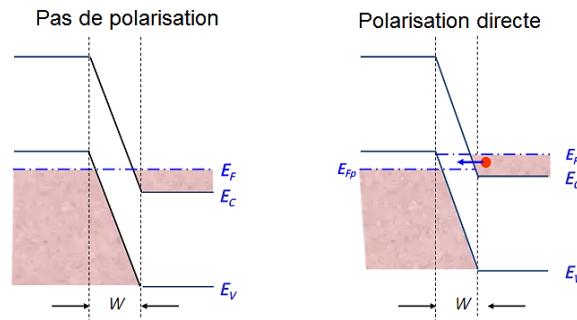


Figure 1-11 : diagramme de bande illustrant le mécanisme de claquage par effet Zener ou tunnel.

L'effet tunnel présenté sur la Figure 1-11 est appelé effet tunnel bande à bande, étant donné que les porteurs de charge passent d'une bande directement à une autre.

Effet d'avalanche

Dans une jonction pn polarisée en inverse, des paires électron-trou sont générées en permanence par agitation thermique. Aux basses tensions cela donne lieu à un courant de fuite. À des tensions élevées, les porteurs générés acquièrent une énergie cinétique suffisante par le champ électrique intense qui règne, et entrent en collisions avec les atomes du réseau cristallin et si leur énergie est suffisante ils deviennent en mesure de briser la liaison silicium-silicium. Ce mécanisme est appelé ionisation par impact, et conduit à la génération d'une nouvelle paire électron-trou. Le porteur de charge original, l'électron et le trou générés sont ensuite accélérés dans des directions opposées par le champ électrique, et à leur tour sont capables de produire d'autres paires électron-trou. Ce procédé, connu sous le nom de multiplication par avalanche, conduit rapidement à la génération d'un grand nombre de porteurs et par conséquent à un courant important comme illustré sur la Figure 1-12.

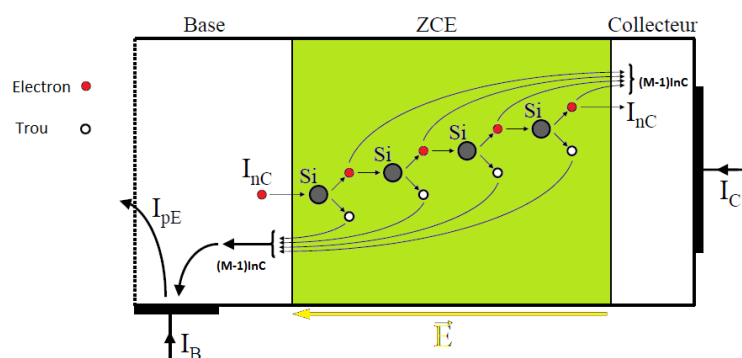


Figure 1-12 : processus de multiplication des porteurs par avalanche dans la jonction base/collecteur polarisée en inverse [I.22].

La tension V_{CB} conduisant à l'avalanche est appelée tension de claquage BV_{CBO} de la jonction base-collecteur en émetteur ouvert, et peut être exprimée par :

$$BV_{CBO} = \frac{\epsilon_0 \epsilon_r E_{crit}^2}{2qN_{dc}} \quad (I.19)$$

Où $\epsilon_0 \epsilon_r$ est la constante diélectrique du silicium. Pour que la multiplication par avalanche se produise, un champ électrique critique E_{crit} doit être établi à travers la jonction polarisée en inverse. Etant donné que la zone de charge d'espace dépend de la concentration de dopage, il est clair que la tension de claquage BV_{CBO} dépendra également de la concentration de dopage N_{dc} dans le collecteur.

L'avalanche est caractérisée par le facteur de multiplication M , qui mesure l'augmentation du courant dans la zone de charge d'espace pour un type de porteurs. Par exemple, pour un courant d'électrons I_{nC} qui pénètre dans la jonction BC (Figure 1-12), le courant de l'autre côté de la jonction sera $M \times I_{nC}$. Il existe un autre paramètre caractéristique de l'avalanche appelé : tension de claquage en émetteur commun BV_{CEO} qui est inversement proportionnel au gain en courant de la configuration émetteur commun de la manière suivante :

$$BV_{CEO} = \frac{BV_{CBO}}{\beta^{1/n}} \quad (I.20)$$

De toute évidence un gain élevé et une tension de claquage élevée ne peuvent pas être obtenus simultanément, donc un compromis doit être atteint entre les valeurs raisonnables de gain et de la tension de claquage.

1.2.3 Fonctionnement en régime dynamique

La performance haute fréquence des transistors bipolaires est déterminée par la charge des porteurs minoritaires stockée dans les différentes régions du transistor. Cette charge doit être évacuée rapidement du composant avant son basculement vers son arrêt de fonctionnement et par conséquent, il détermine la fréquence maximale à laquelle le transistor est capable de fonctionner. Un temps de transit est défini pour représenter la limite fondamentale pour la vitesse de commutation maximale. Dans la suite, une expression sera dérivée pour ce temps de transit en fonction des paramètres physiques du transistor. Ainsi que deux autres figures de mérite pour caractériser les performances dynamiques : la fréquence de transition f_T et la fréquence maximale d'oscillation f_{max} .

En pratique, les capacités et résistances parasites vont ralentir la vitesse de commutation des circuits numériques et limiter la fréquence de fonctionnement des circuits analogiques

bipolaires. Dans la suite on va décrire les origines de ces parasites, ainsi que leurs effets sur les performances haute fréquence du transistor. On indiquera aussi que la fréquence maximale d'oscillation f_{max} est un bon indicateur de performance, car il inclut la résistance de base et la capacité base/collecteur, constituant les deux parasites les plus importants.

1.2.3.1 Temps de transit direct total

Le temps de transit direct τ_F modélise la charge excessive accumulée dans le transistor lorsque sa jonction base/émetteur est polarisée en direct et sa jonction base/collecteur polarisée à zéro Volt. C'est un paramètre très important, car il fournit une limite physique fondamentale à la vitesse de commutation maximale et donc la fréquence de fonctionnement d'un transistor bipolaire. Il est défini comme le rapport entre la charge totale Q_F accumulée par les porteurs minoritaires et le courant collecteur :

$$\tau_F = \frac{Q_F}{I_C} \quad (I.21)$$

Nous allons donc examiner ce paramètre plus en détail, en commençant par une étude des composantes de τ_F , sa relation avec la fréquence de coupure f_T . Le temps de transit peut être écrit comme la somme de différents retards relatifs aux différentes régions du transistor:

$$\tau_F = \tau_E + \tau_{EBD} + \tau_B + \tau_{CBD} \quad (I.22)$$

τ_E , τ_{EBD} , τ_B et τ_{CBD} sont associés à l'excès de charge des porteurs minoritaires dans l'émetteur neutre, la zone de déplétion base/émetteur, la base et la zone de déplétion base/collecteur respectivement. Le retard τ_E dans l'émetteur et le retard dans la zone de charge d'espace base/émetteur τ_{EBD} sont généralement négligeables devant les autres termes de l'équation (I.22), bien que dans les transistors bipolaires rapides, ils peuvent contribuer de manière significative à la durée totale de transit direct [I.23]. τ_B est le retard dans la base et il est associé à l'excès de la charge des porteurs minoritaires dans la base, ou plus fréquemment le temps de transit de base. τ_{CBD} est le retard dans la ZCE base/collecteur, il est souvent d'une grandeur similaire au temps de transit de base dans les transistors bipolaires rapides.

Il faut noter qu'il n'y a pas d'expression du temps de transit pour le collecteur neutre " τ_C ", puisqu'il s'agit d'une zone uniquement résistive et son effet sera pris en compte par la suite lorsque on développe l'expression de f_T .

1.2.3.2 Temps de transit dans la base

Le temps de transit de la base τ_B peut être calculé à partir du profil des porteurs minoritaires dans la base, comme le montre la Figure 1-13. La charge Q_b dans la base de faible épaisseur est liée à la surface du triangle créé par la distribution des électrons (charges minoritaires) dans la base, en exploitant l'équation de la concentration des porteurs minoritaires au bord de la jonction BE $n_b(0)$, on obtient:

$$Q_b = qA_e \cdot \left(\int_0^{W_B} n_{iB}(x) dx \right) = qA_e \frac{1}{2} W_B n_{iB}(0) = qA_e \frac{1}{2} W_B n_{B0} \exp \frac{qV_{be}}{kT} \quad (I.23)$$

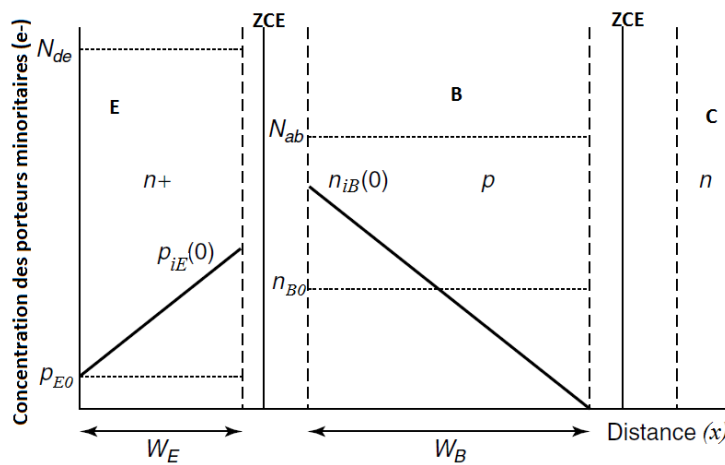


Figure 1-13 : la distribution des porteurs de charges minoritaires dans l'émetteur et la base d'un transistor bipolaire [I.11].

En utilisant maintenant l'équation pour le courant collecteur (équation I.24) et l'expression de la charge dans la base (équation I.23) on en déduit :

$$\tau_B = \frac{Q_b}{I_C} = \frac{W_B^2}{2D_{nb}} \quad (I.25)$$

L'équation (I.24) montre que le temps de transit de la base est proportionnel au carré de la largeur de la base. Dans la conception des transistors bipolaires haute vitesse, il est donc évident dans la pratique de produire des transistors avec des largeurs de base assez petites. Cette relation est valide pour les bases dopées uniformément, mais si le dopage est non-uniforme comme dans les transistors de bases implantées aux ions, alors la variation de ce dopage donne naissance à un champ électrique interne dans la région de la base neutre. Ceci est illustré sur la Figure 1-14, qui montre un profil de dopage graduel dans la base, donnant naissance à une pente descendante sur les bandes de conduction et de valence en se déplaçant de l'émetteur vers le collecteur.

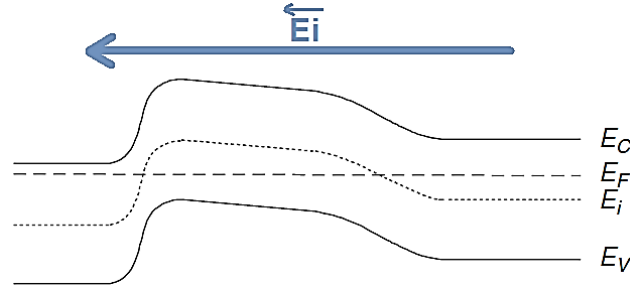


Figure 1-14 : Diagramme des bandes d'énergie montrant la création d'un champ électrique accélérateur interne en diminuant le dopage dans la base de l'émetteur vers le collecteur.

Les électrons, qui sont les porteurs minoritaires dans la base, voient cette pente comme un champ électrique interne accélérateur E_i qui aide le transport d'électrons à travers la base, conduisant ainsi à une réduction du temps de transit des électrons dans la base. Cette situation peut être prise en compte en modifiant l'équation du temps de transit de la base comme suit:

$$\tau_B = \frac{W_B^2}{\eta D_{nb}} \quad (\text{I.26})$$

Où η est une constante entre 2 et 4 lorsqu'un champ accélérateur est présent. Il est également possible d'avoir un champ retardateur si le dopage de base augmente dans le sens inverse ; de l'émetteur vers le collecteur dans ce cas η prend des valeurs entre 1 et 2.

1.2.3.3 Temps de transit dans l'émetteur

La charge dans l'émetteur peut être calculée à partir de l'aire du triangle créé par la distribution des trous, les porteurs minoritaires dans l'émetteur, comme on a procédé pour déduire le temps de transit dans la base, selon la Figure 1-13:

$$Q_e = qA_e \frac{1}{2} W_E p_E(0) = qA_e \frac{1}{2} W_E p_{E0} \exp \frac{qV_{be}}{kT} \quad (\text{I.27})$$

A partir de la définition du temps de transit, qui est le rapport entre la charge de l'émetteur Q_e et le courant I_C , on trouve l'expression suivante :

$$\tau_E = \frac{Q_e}{I_C} = \frac{W_E W_B N_{a\text{eff}}}{2N_{d\text{eff}} D_{nb}} \quad (\text{I.28})$$

Où les effets du dopage massif diminuant de la bande interdite ont été inclus à travers les dopages effectifs $N_{d\text{eff}}$. Lors de la conception, cette équation montre que la profondeur de l'émetteur W_E doit être aussi petite que possible et l'émetteur doit être fortement dopé afin de minimiser ce temps de transit.

1.2.3.4 Temps de transit dans la jonction base/collecteur

Le retard τ_{CBD} dans la zone de déplétion base/collecteur est déterminé par le temps nécessaire aux électrons pour traverser cette région par dérive sous le champ électrique, la jonction BC étant polarisée en inverse. Ce courant peut être écrit comme:

$$I_n = qA_b\mu_n nE = qA_b n v_n \quad (I.29)$$

Où n est la concentration des électrons dans la jonction BC, v_n est la vitesse de dérive et A_b la surface de la jonction BC. Le champ électrique à travers la ZCE base/collecteur est très élevé et par conséquent, les électrons atteignent leur vitesse de saturation V_{sat} assez rapidement. Cette vitesse est de l'ordre de 10^7 cm.s⁻¹ à température ambiante.

τ_{CBD} est donné par le rapport W_{CBD}/V_{SAT} , où W_{CBD} est la largeur de la ZCE base/collecteur. Cependant, la situation est un peu plus compliquée, car la concentration des électrons dans cette région change lorsque la largeur de la zone de déplétion BC change. Une analyse rigoureuse [I.24] montre que τ_{CBD} est donnée par:

$$\tau_{CBD} = \frac{W_{CBD}}{2V_{sat}} \quad (I.30)$$

A partir de cette équation on déduit que pour minimiser ce temps il faut réduire la largeur de la ZCE Base-Collecteur, ceci est possible en augmentant la concentration de dopage dans le collecteur.

1.2.3.5 Temps de transit dans la jonction base/émetteur

Le retard dans la région de déplétion base/émetteur est très faible et il peut être négligé en premier ordre lors du calcul du temps de transit direct. Aux fins de modélisation compacte des transistors où une plus grande précision est requise, ce petit retard peut être modélisé en utilisant une correction du second ordre à la capacité de jonction base/émetteur ou au temps de transit dans la base [I.25].

1.2.3.6 Fréquence de transition f_T

Dans les circuits analogiques, la fréquence maximale de fonctionnement d'un transistor bipolaire est d'un intérêt primordial. Le paramètre le plus couramment utilisé pour définir cette fréquence est la fréquence de coupure ou de transition f_T du transistor bipolaire. C'est la fréquence à laquelle le gain en courant petit signal β dans la configuration émetteur commun,

devient unitaire ou tombe à zéro sur l'échelle logarithmique, autour d'un point de fonctionnement donné, et chargé en sortie par un court-circuit.

Au-delà de f_T , β devient inférieur à 1 et le transistor perd ses fonctions d'amplification ou de commutation. En pratique, il est difficile d'implémenter des circuits opérant sur des fréquences de fonctionnement proches de la fréquence de coupure du transistor, c'est pour cela que les circuits sont conçus pour fonctionner à des fréquences de l'ordre du dixième de f_T . En régime sinusoïdal forcé, le gain petit signal suit une loi du premier ordre, donnant le diagramme représenté sur la Figure 1-15.

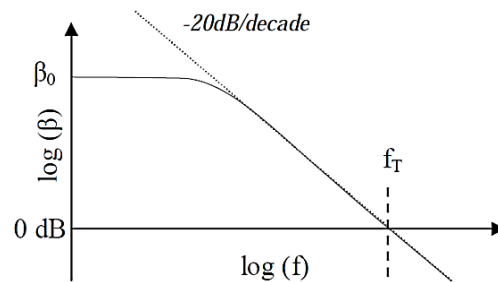


Figure 1-15: diagramme de Bode et définition de la fréquence de transition f_T .

Pour mieux comprendre les expressions dérivées pour trouver la fréquence de transition et les courants en régime dynamique, la Figure 1-16 présente le schéma dynamique équivalent petit signal permettant le calcul de i_C et i_B qui sont les parties variables des courants. Le gain en courant dynamique s'exprime ainsi par :

$$h_{fe} = \left. \frac{i_C}{i_b} \right|_{V_{CE} \text{ constant}} \quad (\text{I.31})$$

Attention à ne pas confondre les gains β et h_{fe} : L'un est le rapport des courants I_C et I_B , l'autre est le gain dynamique autour d'un point de fonctionnement donné. De plus, on rappelle l'expression de la transconductance g_m du dispositif, représentant la variation du courant de sortie I_C , en fonction de la tension d'entrée V_{BE} . En utilisant l'expression du courant I_C trouvée avant, l'expression de la transconductance devient :

$$g_m = \frac{\partial i_C}{\partial v_{be}} = \frac{\partial \left(I_S \exp \frac{qV_{be}}{kT} \right)}{\partial v_{be}} = \frac{q}{kT} I_S \exp \frac{qV_{be}}{kT} = \frac{qI_C}{kT} \quad (\text{I.32})$$

Selon le schéma de la Figure 1-16, le courant du collecteur en régime dynamique comporte deux composantes, la première évoluant avec V_{BE} par la transconductance g_m du

dispositif, et la seconde provenant de la variation de la charge aux bornes de la capacité base-collecteur sous l'effet des variations du potentiel de la base. L'expression de i_C est donc :

$$i_C = g_m v_{BE} - j\omega C_{jC} v_{BE} \quad (I.33)$$

De même, le courant de base est la somme d'une partie provenant du régime statique à laquelle s'ajoutent les effets des capacités (la capacité totale de diffusion ainsi que les capacités de jonction).

$$i_B = \frac{v_{be}}{r_{in}} + j\omega(C_{jE} + C_{diff} + C_{jC})v_{be} \quad (I.34)$$

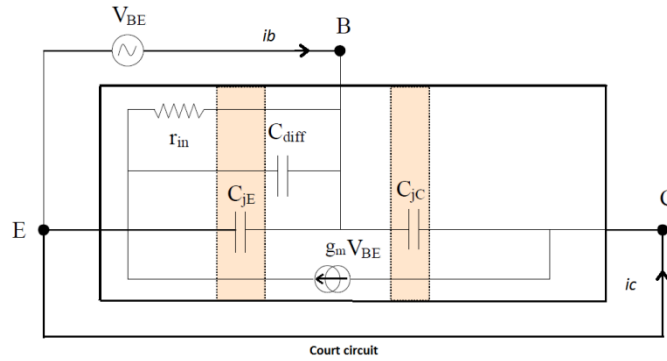


Figure 1-16 : Schéma équivalent petit signal du transistor bipolaire dans le régime direct.

On en déduit l'expression du gain en courant dynamique en courant :

$$h_{fe} = \frac{g_m r_{in} - j\omega C_{jC} r_{in}}{1 + j\omega r_{in} (C_{jE} + C_{diff} + C_{jC})} \quad (I.35)$$

Autour de la fréquence de fonctionnement qui est bien plus faible que f_T , la transconductance des transistors bipolaires est très élevée, on peut donc négliger $j\omega C_{jC}$ devant g_m . De plus, aux hautes fréquences, on peut aussi négliger le 1 dans le dénominateur. Le module du gain en courant devient donc :

$$|h_{fe}| = \frac{g_m}{\omega (C_{jE} + C_{diff} + C_{jC})} \quad (I.36)$$

Pour la capacité de diffusion, qui est utilisée pour modéliser le retard dû à la charge totale Q_F en excès dans le transistor, et qui est contrôlée par la tension V_{BE} on a :

$$C_{diff} = \frac{dQ_F}{dV_{BE}} = \frac{dQ_F}{dI_C} \frac{dI_C}{dV_{BE}} = g_m \tau_F \quad (I.37)$$

Finalement, on peut ainsi exprimer la fréquence f_T à laquelle le gain vaut 1 par :

$$f_T = \frac{\omega}{2\pi} = \frac{1}{2\pi \left(\tau_F + \frac{kT}{qI_C} (C_{jE} + C_{jC}) \right)} \quad (\text{I.38})$$

Néanmoins, l'expression est incomplète. Il faut en effet, tenir compte des retards RC dû aux couples résistances/capacités d'accès. Ces retards sont au nombre de deux : $R_E C_{jC}$ et $R_C C_{jC}$. L'expression complète de f_T devient alors :

$$f_T = \frac{1}{2\pi \left(\tau_F + \frac{kT}{qI_C} (C_{jE} + C_{jC}) + (R_C + R_E) C_{jC} \right)} \quad (\text{I.39})$$

D'après cette expression, qui est valable aux faibles courants, la fréquence de transition va augmenter avec le courant collecteur jusqu'à une valeur maximale asymptotique (visible sur la Figure 1-17) de :

$$f_{Tm} = \frac{1}{2\pi (\tau_F + (R_C + R_E) C_{jC})} \quad (\text{I.40})$$

En réalité, les effets de forte injection (effet Kirk principalement) vont apparaître à fort courant et la fréquence de transition va décroître brutalement. La courbe suivante illustre bien l'allure de la courbe $f_T(I_C)$ dans le cas idéal et pour un transistor réel :

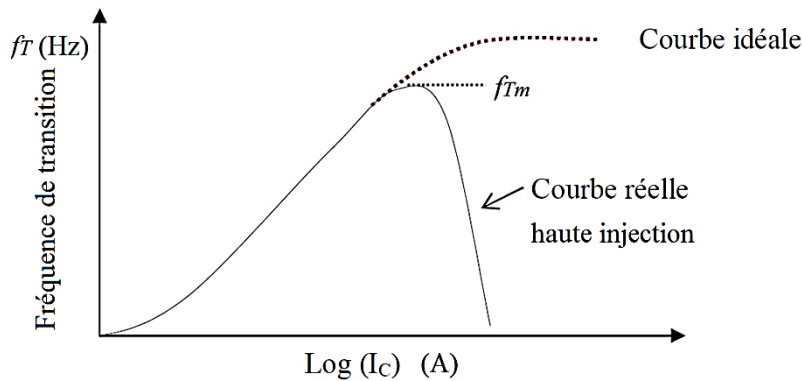


Figure 1-17 : Courbe de la fréquence de transition f_T avec le courant collecteur.

La fréquence de transition est donc un paramètre important, car il donne une information fondamentale sur le temps de transit des porteurs dans le transistor et donc sa vitesse de fonctionnement. Cependant, il a quelques inconvénients : le fait qu'on commande en courant ne permet pas de tenir compte de la résistance de base, et la sortie court-circuitée n'est pas une situation réaliste. Dans un circuit, il y a toujours une charge d'utilisation connectée à la sortie et la polarisation peut être aussi en tension. C'est pour cela qu'on a besoin d'un autre paramètre beaucoup plus efficace pour caractériser le composant en dynamique.

1.2.3.6 Fréquence maximale d'oscillation f_{max}

Un deuxième facteur de mérite, basé sur le gain en puissance, est la fréquence maximale d'oscillation f_{MAX} , il est obtenu à partir du gain en puissance du transistor, dans des conditions optimales d'adaptation et de neutrodynage (contre-réaction).

$$f_{MAX} = \sqrt{\frac{f_T}{8\pi R_B C_{JC}}} \quad (I.41)$$

C'est la fréquence à laquelle le gain en puissance chute à l'unité. Cette grandeur est sans doute plus représentative du dispositif complet car, elle prend en compte les éléments parasites du transistor comme la résistance de base et la capacité de jonction, qui introduit une chute de performances en fréquence importante selon l'architecture. Alors que f_T tend à caractériser la partie intrinsèque du transistor. Ceci montre qu'il y a un compromis entre f_T , C_{JC} et R_B dans la conception des transistors.

1.3 Transistor bipolaire à hétérojonction SiGe

La limitation fréquentielle caractérisée par la fréquence de transition et la limitation du gain en courant du transistor bipolaire à homojonction [I.26], ont entraîné le développement de transistors bipolaires à hétérojonction (TBH) suggéré par Kroemer [I.27] et rendu possible grâce à de nombreux progrès technologiques. L'introduction des hétérojonctions a permis une avancée considérable en termes de fréquence de transition (f_T) et de fréquence maximale d'oscillation (f_{MAX}). Elle a permis également une amélioration des performances en termes de gain et de facteur de bruit.

En effet, le transistor bipolaire à homojonction possède une limitation intrinsèque dans son mode de fonctionnement. D'une part, un dopage de base N_{aB} élevé est nécessaire pour la rapidité du transistor car la fréquence maximale d'oscillation f_{MAX} du transistor est inversement proportionnelle à la résistance de base R_B , d'autre part le dopage de base doit être plus faible que celui de l'émetteur pour accroître l'efficacité d'injection. Afin de découpler les deux caractéristiques, il a été proposé d'utiliser l'hétérojonction.

Une hétérojonction est obtenue lorsque deux matériaux semi-conducteurs différents et parfaitement miscibles sont associés. Sa réalisation s'effectue par croissance cristalline d'un matériau sur l'autre et nécessite l'utilisation de semi-conducteurs ayant des propriétés cristallines voisines (distance interatomique du réseau ou paramètres de maille proches).

Selon les matériaux utilisés pour les semi-conducteurs, on peut distinguer trois types d'hétérojonctions (Figure 1-18) qui sont fonction des niveaux de la bande interdite de chaque matériau utilisé :

- Type I : La bande interdite E_g^B du matériau B est entièrement dans E_g^A du matériau A.
- Type II : Une des discontinuités est plus grande que $E_g^A - E_g^B$ mais inférieure à E_g^A .
- Type III : Une des discontinuités est supérieure à E_g^A .

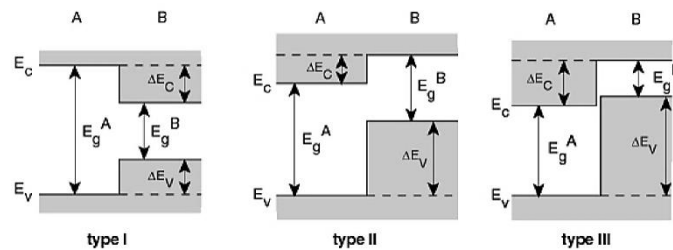


Figure 1-18 : Schéma de diagrammes d'énergie montrant les différents types d'hétérojonctions.

1.3.1 Pourquoi le Silicium ?

Il y a de fortes raisons de ne pas considérer les technologies de silicium pour les applications en bande millimétrique. Le silicium présente de moins bonnes performances en comparaison avec les semi-conducteurs III-V : la mobilité des porteurs de charges dans le silicium est plus faible, entraînent des performances fréquentielles brutes du dispositif inférieures. La bande interdite du silicium est relativement faible et donc la tolérance en tension a tendance à être plus faible également. En outre, des substrats en silicium hautement résistifs ou semi-isolants sont plus difficiles à réaliser, conduisant à des isolations les plus pauvres et des pertes plus élevées dans les interconnexions et les composants passifs d'un circuit. Ce qui présente de sérieux défis à la mise en œuvre de fonctions analogiques à hautes fréquences.

Cependant, les progrès dans la technologie du silicium conduits par les applications numériques hautes performances, offrent des avantages pour les concepteurs dans la bande millimétrique. Les performances quantifiées par f_T , f_{max} , et N_{Fmin} (facteur de bruit) par exemple, ont augmenté de façon spectaculaire avec la mise à l'échelle des géométries et le développement des technologies à la fois CMOS et TBH SiGe [I.28]. Ces technologies ont été utilisées pour démontrer le fonctionnement de circuits à des fréquences au-dessus de la bande K. Maintenant, ces technologies de silicium sont, en vertu des règles de conception à l'échelle nanométrique, capables d'implémenter d'énormes quantités de portes logiques

numériques sur une surface donnée, permettant ainsi l'intégration sur puce d'une logique de contrôle sophistiqué, pour l'optimisation des performances et/ou pour le traitement numérique du signal. En outre, la capacité mondiale de fabrication des technologies silicium conduite par les applications grand public comme les jeux et les appareils électroniques personnels, assure un faible coût. Cela va certainement donner une impulsion à l'évolution des applications utilisant les ondes millimétriques. La combinaison de longueurs d'ondes millimétriques, le faible coût et la capacité d'intégration, sollicitent la prise en compte des topologies de réseaux de "transceiver" (*array-based transceiver*) implémentés sur la même puce.

Le groupe ITRS (*International Technology Roadmap for Semiconductors*) [I.28] espère "assurer un progrès rentable dans les performances des circuits intégrés et les produits qui les utilisent" en compilant et publiant les feuilles de route qui identifient "les défis critiques" et "encourage les solutions innovantes", en mettant "l'accent sur les technologies qui sont essentielles à la conception, les matériaux, la fabrication de semi-conducteurs, ainsi que les sciences de l'industrie des semi-conducteurs, le contrôle des processus, de la métrologie et de l'environnement" [I.29]. Un des chapitres de l'ITRS se concentre sur les technologies radio fréquence RF et AMS (*analog/mixed signal*) pour les communications sans fil. Dans les tableaux de ces documents, les exigences d'un large éventail d'applications (téléphones cellulaires, réseaux locaux sans fil, réseaux personnels sans fil (WPAN), les systèmes RF réseau à commande de phase, et nouvelles applications de communication émergentes, radar, et imagerie) fonctionnant entre 0,8 GHz et 100 GHz sont utilisés pour définir les capacités nécessaires des dispositifs semi-conducteurs à base de silicium et les composés III-V.

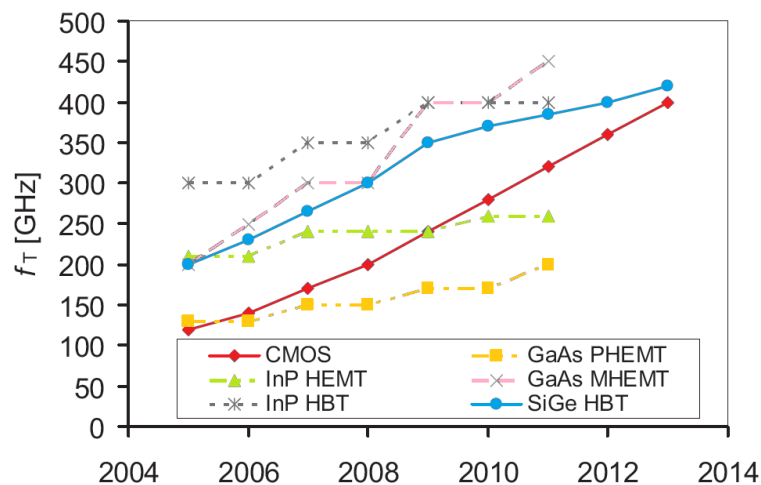


Figure 1-19 : Comparaison (par ITRS) des Fréquence de coupure par année de production des composants semi-conducteurs silicium et composé III-V [I.28].

La Figure 1-19 montre un exemple de feuille de route de la fréquence de coupure (f_T) comparant un certain nombre de dispositifs semi-conducteurs III-V avec le silicium CMOS nFET et TBH SiGe tirée de l'ITRS [I.29]. Dans la mesure où f_T est un paramètre adéquat pour la mesure des performances d'un transistor, l'ITRS montre que les transistors en silicium sont au moins en concurrence avec les transistors III-V. Cependant, il est évident que la technologie du silicium présente actuellement des gains petit signal compétitifs avec ceux des transistors III-V, et il est prévu qu'elle arrive au moins aux mêmes performances dans un futur proche.

La capacité mondiale de fabrication de Silicium pour les plaques (*wafers*) semi-conductrices est stupéfiante. Elle a augmenté d'environ 67% depuis le début de 2001, jusqu'à la première moitié de 2007, et pendant ce temps de très importantes surfaces de wafers ont été fabriquées couvrant environ une vingtaine de kilomètres carrés. En 2015 les ventes de semi-conducteurs mondiales ont atteint 335 milliards de dollars, comme illustré sur la Figure 1-20.

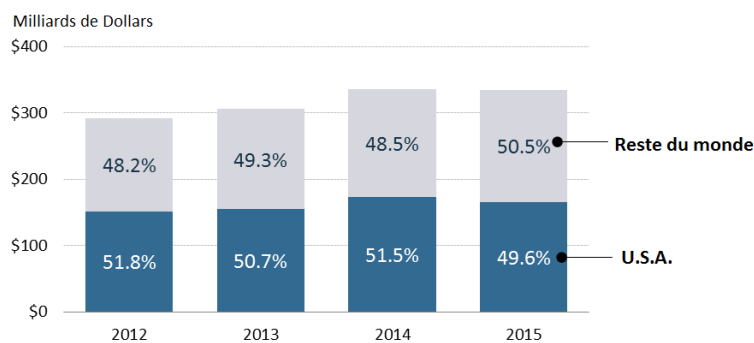


Figure 1-20 : Les ventes de l'industrie de semi-conducteurs aux USA et au monde selon l'association SIA (*Semiconductor Industry Association*).

1.3.2 Pourquoi le SiGe ?

L'effet de l'introduction d'atomes de germanium en sites substitutionnels dans le réseau cristallin du silicium dans la base, est avantageusement utilisée dans le transistor bipolaire à hétérojonction afin d'assurer des courants collecteur plus forts et diminuer le temps de transit des porteurs dans la base, et ce grâce à deux effets conjugués :

- Le SiGe présent dans la base permet d'abaisser la barrière d'énergie vue par les électrons par la quantité $\Delta E_{g,Ge}(0)$ (Figure 1-21), ce qui assure une plus forte injection de porteurs. Le courant collecteur est donc plus important que dans le cas d'une

homojonction à même polarisation. Comme on le sait déjà, un courant collecteur fort assure un f_T plus important (voir l'expression de f_T).

- La création d'un champ accélérateur est possible en utilisant un profil graduel de SiGe. Dans un matériau de type P, l'écart entre le niveau de Fermi et la bande de valence est fixé par le dopage. La concentration de Ge étant plus forte côté collecteur que côté émetteur, la bande interdite du SiGe de la base diminue donc progressivement, et il en résulte un pseudo-champ électrique vu par les électrons, qui est créé par l'abaissement de la bande de conduction entre l'émetteur et le collecteur de la quantité $\Delta E_{g,Ge}(grade)$ (schématisé sur la Figure 1-21).

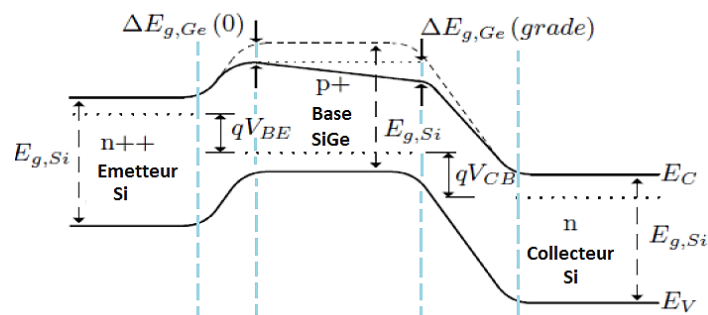


Figure 1-21 : Diagramme des bandes d'énergie d'un TBH SiGe (trait plein), et un BJT (trait en pointillé) [I.30].

Le silicium et le germanium sont deux éléments de la colonne IV du tableau périodique de Mendeleïev, cristallisant sous la structure diamant, au même titre que le carbone. Ils sont complètement miscibles, quelles que soient les fractions molaires de chaque espèce. L'alliage SiGe est donc stable et reproduit la structure cristallographique du Si et du Ge. Le paramètre de maille de l'alliage $Si_{1-x}Ge_x$ dépend de la proportion de Ge introduit, selon la loi de Végard décrite par l'équation suivante, où x est le taux de Germanium.

$$a_{Si_{1-x}Ge_x} = a_{Si} + (a_{Ge} - a_{Si})x \quad (I.42)$$

a_{Si} et a_{Ge} sont les paramètres de maille du Si et du Ge, respectivement.

A température ambiante, la différence de maille entre le Si et le Ge est de 4,17 %. A cause de ce désaccord de maille, la croissance d'une couche de SiGe sur un substrat de silicium peut se faire selon deux modes différents exposés sur la Figure 1-22 :

- Soit la couche est relaxée (cas (a)). Le SiGe ne reproduit pas la maille du substrat et garde son paramètre de maille propre. L'interface entre le Si et le SiGe est marquée par des dislocations, liaisons manquantes ou pendantes, générant des états d'interface

qui peuvent créer des défauts électriques et des courts circuits, néfastes pour le composant.

- Soit la couche est contrainte, on parle alors de croissance pseudo-morphique (cas (b)). La maille de l'alliage SiGe reproduit la maille plus petite du substrat Silicium dans le plan de l'interface, et se déforme élastiquement dans la direction orthogonale. La contrainte exercée sur la maille de SiGe dans les deux directions constituant le plan de l'interface est dite bi-axiale.

Si la couche SiGe déposée est suffisamment fine, et si le paramètre de maille diffère peu de celui du substrat, il a été démontré que la couche est intégralement contrainte [I.31]. En revanche, au-delà d'une épaisseur critique h_c , l'énergie de la couche devient trop importante et la couche se relaxe. Mais si la couche SiGe est prise en « sandwich » entre deux couches de Si elle est stabilisée et risque ainsi moins de relaxer, ce qui est le cas dans la base de la majorité des transistors bipolaires à hétérojonction.

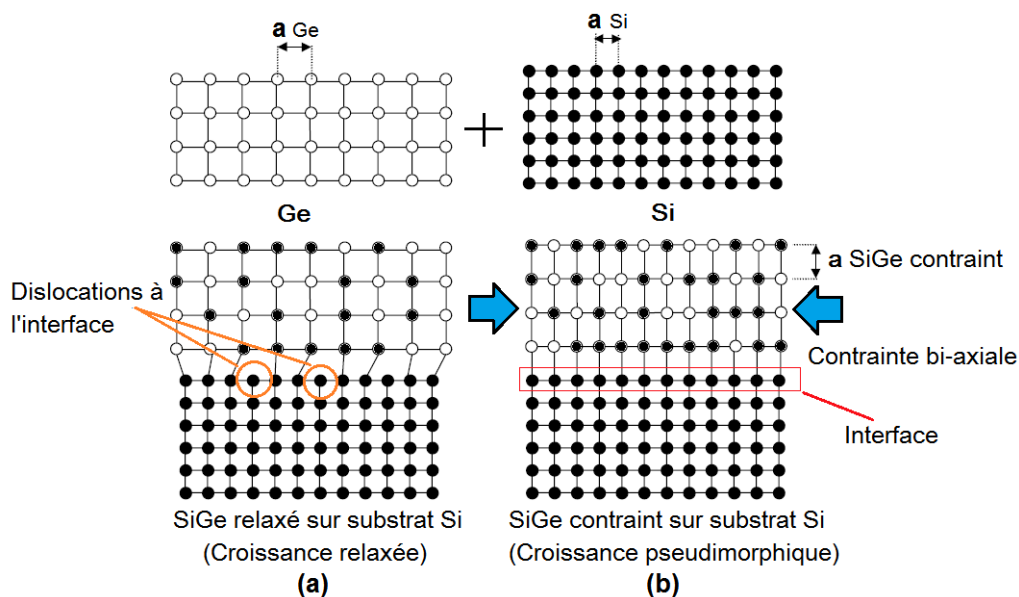


Figure 1-22 : Représentation schématique du réseau cristallin des couches SiGe relaxées (a) et contraintes (b) sur substrat Silicium.

Un transistor bipolaire à hétérojonction SiGe est basé sur une structure classique de transistor bipolaire dans laquelle la base est en SiGe, alors que les autres régions sont en Silicium. Nous avons donc à faire à une double hétérojonction Si/SiGe/Si. Or les TBH SiGe sont toujours, à double hétérojonction, c'est pour cette raison que l'on dit par abus de langage simplement transistor bipolaire à hétérojonction SiGe.

L'hétérojonction Si/SiGe contraint est de type I (voir Figure 1-23) [I.32]. Les décalages des bandes sont tels que la discontinuité est reportée principalement en bande de valence.

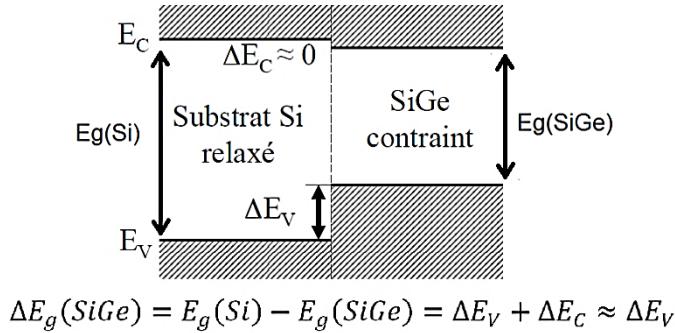


Figure 1-23 : Schéma de l'alignement de bandes entre le Si et le SiGe contraint sur Si.

L'introduction du SiGe influe sur les caractéristiques intrinsèques des matériaux comme la concentration intrinsèque en porteurs n_i ou le coefficient de diffusion des porteurs minoritaires D_{nB} . $n_i(SiGe)$ est défini par la réduction de la bande interdite résultant de l'introduction du germanium et la variation de la densité effective d'états dans les bandes de valence et de conduction, on a donc :

$$n_i(SiGe) = n_{i0}^2 e^{\Delta E_{g,Ge(0)}/kT} \left[\frac{(N_c N_v)_{(SiGe)}}{(N_c N_v)_{(Si)}} \right] \quad (I.43)$$

Où n_{i0} est la concentration intrinsèque, N_c et N_v sont les densités effectives d'états dans les bandes de conduction et de valence. Dans le TBH SiGe, le courant de base étant au premier ordre dépendant des caractéristiques de l'émetteur, il sera équivalent à celui d'un transistor à homojonction Si, contrairement au courant collecteur, qui est amélioré par la base SiGe. L'expression du gain d'un transistor à hétérojonction Si/SiGe par rapport à un transistor Si s'exprime alors par :

$$\frac{\beta_{SiGe}}{\beta_{Si}} = \frac{(N_c N_c D_{nB})_{SiGe}}{(N_c N_c D_{nB})_{Si}} e^{\Delta E_{g,Ge(0)}/kT} \frac{\frac{\Delta E_{g,Ge(grade)}}{kT}}{1 - e^{-\Delta E_{g,Ge(grade)}/kT}} \quad (I.44)$$

Aux concentrations de germanium communément utilisées (10-25%), l'effet de la réduction de la bande interdite et de son gradient est souvent prépondérant par rapport à celui de la modification des densités d'états et de la constante de diffusion, ce qui augmente considérablement le gain en courant statique du transistor (>1000). Cette augmentation est mise à profit pour augmenter le dopage N_{aB} et réduire ainsi la résistance de base avec pour effets principaux, l'augmentation de f_{MAX} et la diminution du niveau de bruit.

Pour le transistor bipolaire NPN, il est souhaité d'améliorer l'efficacité d'injection des électrons de l'émetteur vers la base, tout en bloquant au mieux les trous. Il s'agit alors d'abaisser la barrière de potentiel vue par les électrons au sein d'une hétérojonction base-émetteur, tout en gardant la même barrière pour les trous. L'efficacité d'injection dans un TBH est donc (sans tenir compte des recombinaisons dans la base) :

$$\gamma_{SiGe} = \frac{1}{1 + \frac{I_{pE}}{I_{nE}}} = \frac{1}{1 + \frac{D_{pE}W_B N_{AB}}{D_{nB}W_E N_{DE}} e^{-\Delta E_g/kT}} \quad (I.45)$$

Pour $\Delta E_g/kT \gg 1$, l'efficacité d'injection est proche de 1. C'est l'injection sélective qui permet dans un TBH de « surdoper » la base sans limiter le gain en courant par une efficacité d'injection trop faible.

Une autre amélioration due à l'ajout du germanium dans la base est sur la tension d'Early. L'introduction d'une quantité uniforme de germanium dans la base n'a pas d'influence sur l'effet Early, toutefois, dans le cas d'un profil graduel croissant du côté du collecteur, l'évacuation des électrons de la base est régie par le champ électrique interne. En conséquence, le courant collecteur I_C sera donc moins sensible aux évolutions de l'épaisseur de la base neutre avec la tension de collecteur, ce qui aura pour effet une augmentation de la tension d'Early. Le rapport entre la tension Early du TBH SiGe et du BJT Si équivalent est exprimé par l'équation suivante, il faut noter qu'il est supérieur à l'unité.

$$\frac{V_{A,SiGe}}{V_{A,Si}} = e^{\Delta E_{g,Ge(grade)}/kT} \left[\frac{1 - e^{-\Delta E_{g,Ge(grade)}/kT}}{\Delta E_{g,Ge(grade)}/kT} \right] \quad (I.45)$$

Les conséquences de l'impact du germanium sur les performances fréquentielles peuvent être étudiées aussi au travers de l'impact sur le temps de transit des charges dans le transistor. Par exemple, le rapport entre le temps de transit dans la base avec et sans profil de germanium s'exprime alors par l'expression suivante, issue des travaux de [I.11] :

$$\frac{\tau_B(SiGe)}{\tau_B(Si)} = \frac{2kT}{\Delta E_{g,Ge(grade)}} \frac{D_{nB}(Si)}{D_{nB}(SiGe)} \left[1 - \left(\frac{kT}{\Delta E_{g,Ge(grade)}} e^{-\Delta E_{g,Ge(grade)}/kT} \right) \right] \quad (I.46)$$

τ_B est l'élément limitatif dans l'expression de la fréquence de transition. Donc une amélioration de ce paramètre et une amélioration de f_T . D'après l'équation, le rapport est généralement inférieur à 1 constituant une amélioration de ce paramètre. Par exemple, l'ordre de grandeur de la réduction du temps de transit dans la base d'un transistor à base SiGe

graduelle est de 50% pour une variation de la bande interdite de 100 mV sur l'ensemble de la base.

Les autres temps de transits dans la structure profitent également de la présence du germanium, à titre d'exemple le temps de transit dans l'émetteur τ_e est en effet, inversement proportionnel à β , impliquant que le rapport $\tau_e(\text{SiGe})/\tau_e(\text{Si})$ vaut l'inverse du rapport des β , d'où l'intérêt d'améliorer le gain. La Figure 1-24 résume l'évolution du rapport des trois facteurs de mérite qu'on a vu en fonction de $\Delta E_g(\text{grade})$.

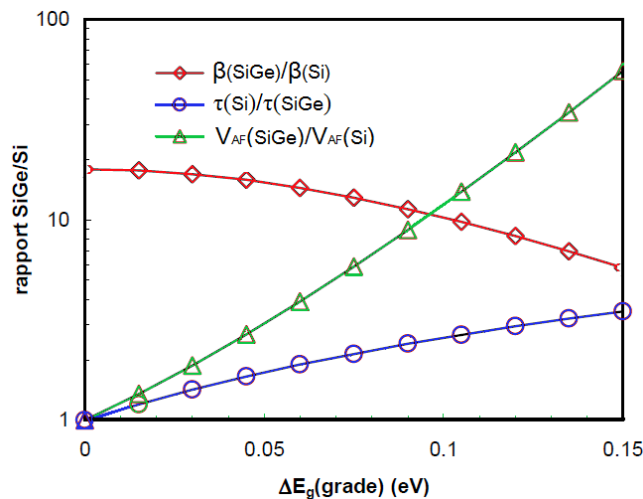


Figure 1-24: Evolution des figures de mérite d'un TBH SiGe en fonction de $\Delta E_g(\text{grade})$ pour une concentration moyenne de Ge fixe (10%).

Un autre matériau a émergé dans les technologies BiCMOS, il s'agit du SiGeC. Historiquement, le carbone a été introduit dans les bases SiGe des TBH pour compenser la contrainte générée par le germanium. Par la suite, il a été démontré que le carbone a la propriété de bloquer la diffusion du bore (dopant) dans la base SiGe [I.33] [I.34], et ainsi permettre des bases plus fines grâce à un meilleur confinement des atomes dopants.

1.4 Photodétection et photodétecteurs

La photodétection dans les semi-conducteurs repose sur le principe général de la création de paires électron-trou sous l'action de la lumière. Lorsqu'un matériau semi-conducteur est éclairé par des photons d'une énergie plus grande ou égale à sa largeur de bande interdite, les photons absorbés ramènent les électrons de la bande de valence vers des états excités dans la bande de conduction (Figure 1-25). Ces électrons se comportent comme des électrons libres capables de circuler à travers la structure cristalline, sous l'influence d'un champ électrique intrinsèque ou appliqué extérieurement.

En outre, les trous chargés positivement qui restent dans la bande de valence contribuent également à la conduction électrique en se déplaçant d'un atome à un autre, sous l'effet du champ électrique. De cette façon, la séparation des paires électron-trou générées par l'absorption de la lumière donne naissance à un photocourant qui se réfère, par définition, à la fraction des porteurs de charge libres photogénérés et collectés au niveau des bords du matériau, par les électrodes de la structure photodéetectrice, et dont l'intensité à une longueur d'onde donnée est une fonction croissante de l'intensité de la lumière incidente.

Nous pouvons distinguer deux grandes catégories de photodéetecteurs en fonction de la nature du champ électrique, qui provoque la séparation des paires électron-trou photogénérés:

- Les photoconducteurs : une simple couche de semi-conducteur délimitée par deux contacts ohmiques, où le champ électrique conduisant à la collecte des porteurs de charge est assuré par l'application d'une tension de polarisation entre les contacts à chaque extrémité,
- Des déetecteurs photovoltaïques : utilisent le champ électrique interne d'une jonction p-n ou Schottky (métal/semi-conducteur) pour assurer la séparation des charges.

Maintenant nous allons présenter brièvement les principaux concepts physiques du fonctionnement sur lesquels reposent les différentes familles des photodéetecteurs à semi-conducteurs, en mettant l'accent sur la description phénoménologique des mécanismes de fonctionnement des dispositifs en question.

1.4.1 Mécanismes de génération de paires électron-trou

1.4.1.1 Génération radiative et absorption optique

Les transitions électroniques entre les niveaux autorisés dans la bande de valence (B.V.) et les niveaux dans la bande de conduction (B.C.) peuvent se produire sous l'action des photons qui transfèrent leur énergie aux électrons. Ainsi, un photon peut être absorbé, et crée une paire électron-trou. Ce processus de génération par rayonnement, représenté schématiquement sur la Figure 1-25, est l'inverse du processus de recombinaison qui donne lieu à une émission stimulée de photons dans les diodes laser.

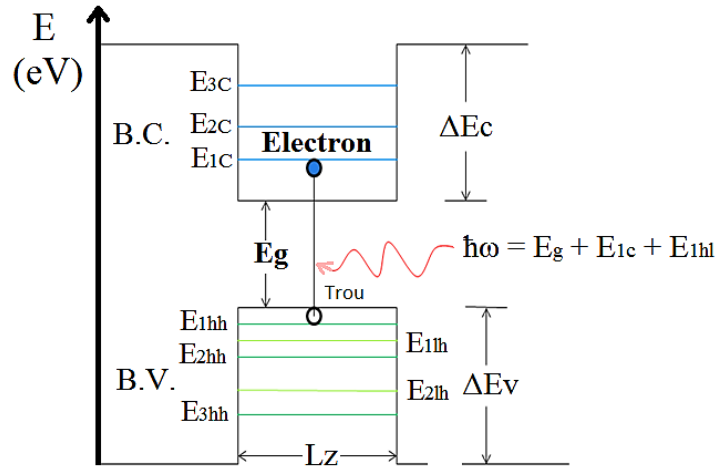


Figure 1-25 : Diagramme de la génération radiative [I.35].

Il en résulte que seuls les photons absorbés efficacement sont ceux dont leur énergie $E = h\nu$ est supérieure à la largeur de la bande interdite E_G du matériau considéré:

$$h\nu = \hbar\omega = \frac{hc}{\lambda} \geq E_G = E_C - E_V \quad (I.47)$$

Où h est la constante de Planck, $h = 6,6262 \cdot 10^{-34}$ Js, λ la longueur de l'onde dans le diélectrique et c la célérité, $c = 2,997925 \cdot 10^8$ ms⁻¹.

Le matériau est transparent aux photons d'énergie plus faible. Le paramètre E_G est donc un critère dans le choix des matériaux lors de la conception d'un photodétecteur. Ceci est assuré par l'absorption optique du matériau qui est caractérisée par un coefficient d'absorption α (cm⁻¹).

1.4.1.2 Coefficient d'absorption optique

Le facteur clé pour l'analyse des photodétecteurs est le coefficient d'absorption et surtout pour ce qui nous concerne dans ce mémoire, celui de l'alliage SiGe/Si contraint. Lors du phénomène d'absorption, les photons ne fournissent que des transitions verticales dans l'espace des K (des moments), car ils ne peuvent pas fournir un changement de la quantité de mouvement P de l'électron. Lorsqu'une transition nécessite un changement de l'énergie et de la quantité de mouvement, c'est à dire dans les matériaux à bandes interdites indirectes, un processus en deux étapes est nécessaire pour assurer la conservation de la quantité de mouvement. Dans le silicium, le germanium et les alliages SiGe, un tel processus d'une transition indirecte fait essentiellement appel aux propriétés vibratoires du réseau, concentrées dans une particule appelée phonon : ainsi, durant l'absorption indirecte d'un

photon, un phonon, dont la quantité de mouvement est égale à celle qui sépare l'extrémum de la bande de valence avec le minimum de la bande de conduction, sera généré ou absorbé. Comme montré par [I.36], [I.37] [I.38] et [I.39] et schématisé par la Figure 1-26.

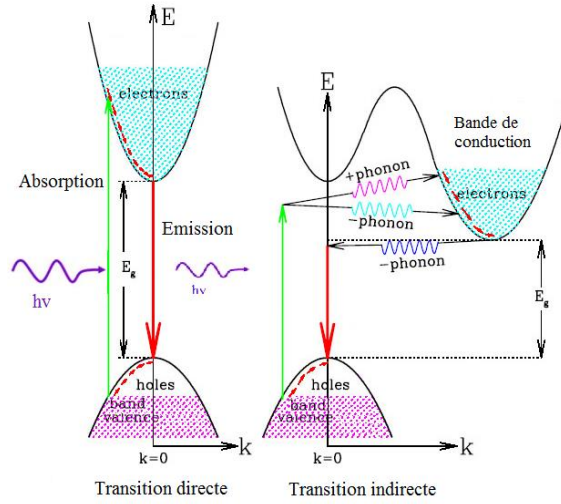


Figure 1-26: Schéma du mécanisme d'absorption directe ou indirecte assisté par phonon, dans un semi-conducteur [I.35].

Dans une formulation générale du coefficient d'absorption optique pour le SiGe contraint sur Si (équation I.48), jusqu'à six phonons peuvent être impliqués dans le processus d'absorption. Les phonons comme on a déjà mentionné, sont des particules de vibration du réseau cristallin qui ne se propage pas. Le coefficient d'absorption dépend donc des énergies de phonons, ainsi que d'un paramètre de pondération A_i de leur contributions [I.36] [I.40] [I.41], de la fraction de germanium de l'alliage (x), la température de fonctionnement (T) et la longueur d'onde du faisceau incident ($\lambda=c/\vartheta$):

$$\alpha_{absorption} = \sum_{i=1}^6 A_i(x) \cdot \left[\frac{(h\vartheta - E_g - E_{phonon(i)}(x))^2}{1 - e^{-E_{phonon(i)}(x)/KT}} + \frac{(h\vartheta - E_g + E_{phonon(i)}(x))^2}{e^{-E_{phonon(i)}(x)/KT} - 1} \right] \quad (I.48)$$

Ce modèle est valable pour des fractions de germanium allant jusqu'à $x=40\%$. Cette expression montre deux comportements différents selon que les phonons sont absorbés ou générés. Le terme $(h\vartheta - E_g - E_{phonon(i)}(x))^2$ de l'équation décrit un processus d'absorption qui est induit au-dessous de l'énergie de la bande interdite, en raison de l'absorption d'un phonon. Le seuil du processus d'émission assistée par un phonon est $E_g + E_{phonon(i)}$ alors que le seuil du processus de l'absorption assistée par le phonon est $E_g - E_{phonon(i)}$.

Si on prend la valeur moyenne des facteurs de pondération ($A(x)$) des coefficients d'absorption $A_i(x)$ de chaque phonon et de l'énergie de chaque phonon $E_{phonon(i)}$, celles-ci sont exprimées en fonction de la fraction x de Ge dans le SiGe par :

$$A(x) \approx 3200. (1 - 1.161.x + 9.581x^2) \quad (I.49)$$

$$E_{phonon}(x) \approx 0.0408 + 0.0013x - 0.0533x^2 \quad (I.50)$$

La Figure 1-27 montre le coefficient d'absorption en fonction de la longueur d'onde et de la teneur en Ge tracée en utilisant le modèle d'absorption MacFarlane à un phonon [I.30].

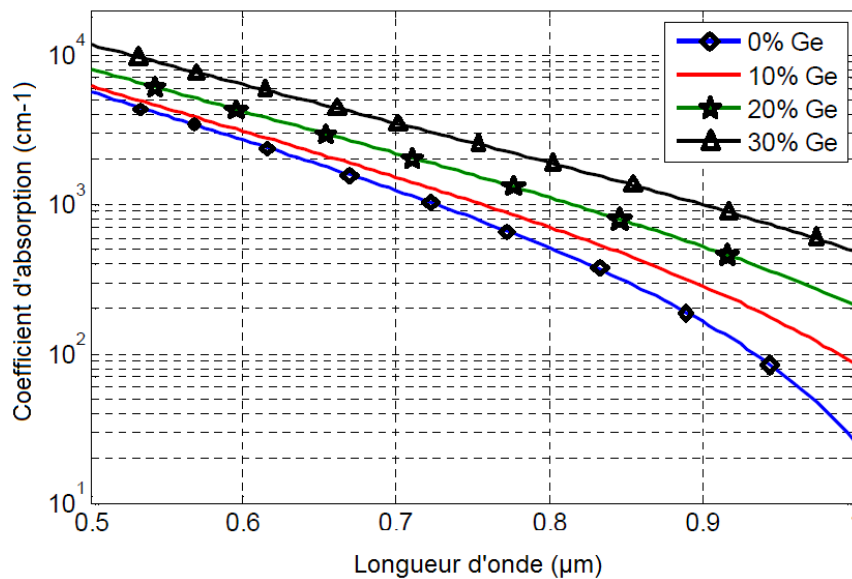


Figure 1-27: Coefficient d'absorption optique à 300K de la couche SiGe contrainte en fonction de la longueur d'onde pour différents teneurs en Ge.

On déduit rapidement de la Figure 1-27 que le coefficient d'absorption est amélioré en augmentant la teneur en Ge, ceci est évident puisque la largeur de la bande interdite varie linéairement avec la fraction du germanium. L'absorption à 0,8μm est alors améliorée, comme elle peut être développée aux longueurs d'onde de 1,3μm et 1,55μm pour des concentrations de Ge plus élevées.

1.4.2 Réponse temporelle et bande passante

La rapidité de fonctionnement d'un photodétecteur peut être limitée par des effets capacitifs, par le piégeage des porteurs de charge ou par la saturation de la vitesse des porteurs de charge dans le semiconducteur. Tous ces phénomènes conduisent à réduire la réponse du photodétecteur dans le domaine des hautes fréquences. Ceci est mesuré par la fréquence de coupure f_c du photodétecteur qui est définie comme étant la fréquence du signal

optique pour laquelle la responsivité est la moitié de sa valeur dans le cas d'absorption d'un signal optique continu.

La réponse temporelle d'un photodétecteur est caractérisée par le temps de chute τ_d (ou τ_m le temps de montée), qui est défini comme étant le temps nécessaire pour que le photocourant tombe de 90% à 10% de son maximum (ou l'inverse). Dans le cas d'une réponse exponentielle transitoire avec une constante de temps τ , la relation suivante lie la largeur de la bande passante BP et la réponse temporelle du photodétecteur:

$$BP = 1/(2\pi\tau) = 2,2/(2\pi\tau_d) = 2,2/(2\pi\tau_m) \quad (I.50)$$

1.4.3 Les Photodétecteurs

1.4.3.1 Photodiode PIN

Le fonctionnement de la photodiode PIN est basé sur le principe de jonction PN. Sa particularité provient de l'ajout d'une zone non dopée, dite Intrinsèque, entre les zones dopées P et N comme montré sur la Figure 1-28. Cette couche supplémentaire a pour effet d'augmenter la zone de déplétion, et donc le volume d'absorption, et conduit aussi à une diminution de la capacité de jonction. Ceci se traduit par une efficacité de collecte accrue.

En fonctionnement normal, une tension de polarisation inverse convenable est appliquée à travers le dispositif de sorte que la région intrinsèque est complètement appauvrie en porteurs de charges. La lumière incidente sur la zone de charge d'espace génère des porteurs de charges. En raison du champ électrique induit dans cette région, les deux types de porteurs sont séparés et collectés par la tension de polarisation inverse. Cela provoque un flux de courant dans le circuit externe, qui est désigné comme photocourant.

La réponse fréquentielle de cette PD est limitée par le temps de transit, qui est le temps nécessaire pour les porteurs de franchir la ZCE, et la constante de temps RC des effets dus à la capacité de jonction et les résistances du silicium massif et de contact. Le compromis entre la vitesse et la responsivité est très évident dans une structure PIN éclairée par la surface. Afin d'augmenter la bande passante de la PD PIN éclairée verticalement, la responsivité est toujours sacrifiée. En effet, la diminution de l'épaisseur de la ZCE permet de réduire le temps de transit des porteurs. Cependant, cela se traduira par une diminution de son efficacité

quantique, et donc de sa responsivité. Une représentation simple de la PD PIN illuminée verticalement est montrée sur la Figure 1-28.

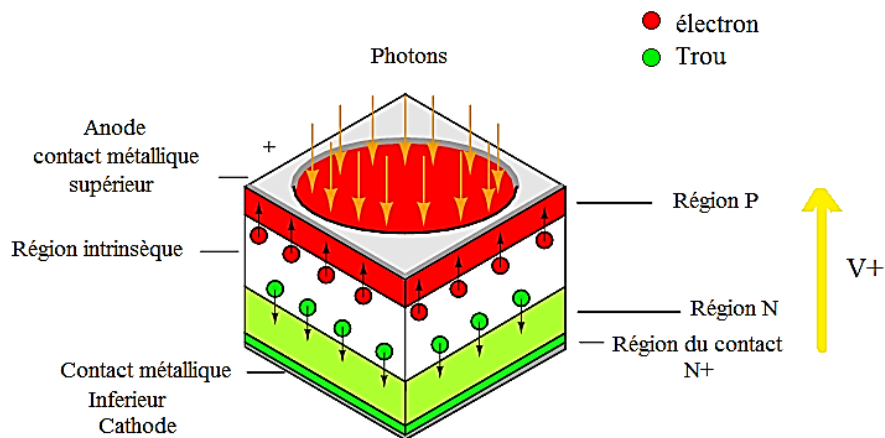


Figure 1-28 : Schéma d'une photodiode PIN classique à éclairage vertical.

Le rendement de la photodiode PIN peut être amélioré en utilisant une conception à double hétéro-structure. La couche intrinsèque est prise en sandwich entre deux couches de matériaux semi-conducteurs, différents de celui de la couche intrinsèque. L'une est de type P et l'autre de type N, et qui sont transparents à la lumière détectée. C'est-à-dire qu'elle n'est absorbée que dans la couche intrinsèque. A titre d'exemple, la structure de la photodiode p-i-n en InGaAs pour la couche intrinsèque et d'InP pour les couches d'accès de type P et N, est schématisée sur la Figure 1-29.

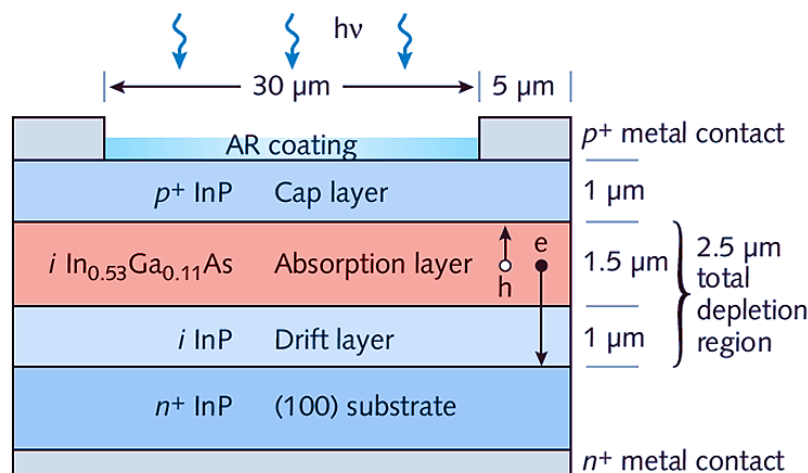


Figure 1-29: Coupe transversale montrant une PD Arséniure de Gallium Indium (InGaAs) verticalement éclairée à double région de déplétion (DDR).

Ces photodiodes PIN très rapides qui sont de bande interdite retravaillée (*bandgap engineering*) sont conçues pour fonctionner à de grande longueur d'onde de 1350 et 1510 nm. Par exemples, des simulations de photodiodes PIN InP/InGaAs/InP ont suggéré des bandes

passantes supérieures à 60 GHz à 1550 nm [I.42]. Des PIN à guide d'onde qui sont latéralement illuminées ont une bande passante à 3 dB supérieure à 40 GHz à 1550 nm, ont été démontrées dans [I.43]. Des fréquences de coupure dans la plage de 110-120 GHz à 1350 nm ont été signalés dans [I.44] [I.45], et une PIN GaInAs/InP éclairée verticalement de fréquence de coupure de 100 GHz à 970 nm est rapportée dans [I.46].

1.4.3.2 Photodiode de type Métal-Semiconducteur-Métal (MSM)

Une structure MSM se compose de deux électrodes Schottky, souvent reliées entre elles sous la forme d'une structure en peigne interdigité ou de doigts (fingers) comme présenté sur la Figure 1-30. (a), laissant une surface semi-conductrice libre entre les deux contacts qui forme la région active, dans laquelle la lumière est absorbée. Une tension de polarisation peut être appliquée entre les deux électrodes, afin de briser la symétrie électrique initiale des contacts ; l'une des jonctions Schottky est polarisée en inverse, pour produire une ZCE de largeur accrue, et l'autre jonction est polarisée en direct.

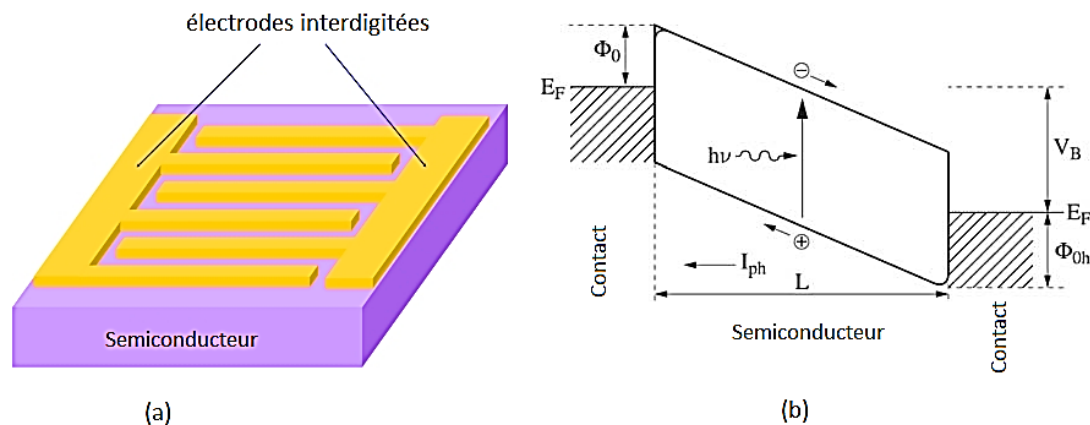


Figure 1-30 : (a) structure d'un PD MSM, (b) bande d'énergie de la structure MSM sous polarisation [I.47].

L'absorption de la lumière à proximité de la jonction polarisée en inverse crée des paires électrons-trous qui sont séparées sous l'effet du champ électrique présent dans la ZCE, créant ainsi le photocourant. L'autre électrode, constituée d'une jonction Schottky polarisée en direct, agit simplement comme une électrode de collecte. Le diagramme de bande du dispositif sous une tension de polarisation (V_B) est représenté schématiquement sur la Figure 1-30. (b), dans laquelle L , est la distance entre deux doigts de contact adjacents, ϕ_0 est la hauteur de la barrière de Schottky et I_{ph} est le photocourant. Les photodétecteurs MSM utilisent normalement des matériaux semi-conducteurs qui ne sont pas intentionnellement dopés, ils sont chimiquement très purs et électriquement très résistifs. Donc la largeur des

ZCE associées aux jonctions Schottky est importante. Il en résulte que les paires électron-trou photogénérées sont plus facilement séparées et recueillies par les électrodes de chaque extrémité.

La réponse d'un PD MSM (responsivité) est le photocourant généré par rapport à la puissance optique incidente:

$$I_{ph} = R_i P_{opt} \quad (I.51)$$

Cette grandeur est indépendante de la surface active du composant. Le photocourant est donné par $I_{ph} = q\eta\Phi = qG$, où G le taux de génération des paires électron-trou par unité de temps. La puissance optique est $P_{opt} = h\nu$ et Φ est le flux de photons atteignant la surface active par unité de temps.

L'un des avantages de la PD MSM est qu'elle possède une structure plane simple qui est compatible avec le procédé de transistors à effets de champ [I.48], et avec d'autres processus de fabrication à semi-conducteurs planaires. Une PD MSM est utilisée dans les récepteurs optiques intégrés monolithiques *OEIC* à base de FET, avec une bande passante de 11 GHz [I.49]. De plus des photodiodes MSM à base de technologie silicium CMOS standard ont été également démontrées [I.50], pour plusieurs applications opto-microonde [I.51] [I.52].

Puisque les PD MSM ont une plus faible capacité par unité de surface par rapport aux PD basées sur les jonctions PN, la bande passante des MSM est généralement limitée par le temps de transit. En outre, il est nécessaire de noter que la réduction de l'espacement entre les doigts interdigitaux augmente à la fois le courant d'obscurité et la probabilité de la dégradation de la PD MSM, du fait des courants de surface élevés. La saturation naturelle du photocourant dans la PD MSM et la PD Schottky est la même que dans la PD PIN. Cependant, le champ électrique interne de la barrière de Schottky est généralement inférieur à celle de la structure PIN, de plus, il y a aussi une grande barrière de potentiel pour les trous à l'interface métal/semiconducteur. Cela se traduit par un courant de saturation inférieur de la PD Schottky comparée avec la PD PIN.

Des fréquences de coupure de 375 GHz et 510 GHz ont été rapportées [I.53], [I.54]. Elles sont basées sur du GaAs monté sur Silicium par épitaxie à basse température. La fréquence de coupure de 110 GHz a été rapportée dans [I.55], et un autre groupe à 85 GHz opérant à la longueur d'onde 633 nm et 850 nm [I.56].

1.4.3.3 Photodiode à avalanche (APD)

Les APD utilisent le phénomène d'avalanche qui apparait lorsqu'une jonction pn est polarisée en inverse. Un avantage majeur des APD est qu'elles disposent d'un gain d'amplification de quelques dizaines à un millier, en fonction de la polarisation inverse. L'application d'un fort champ électrique à la jonction PN permet, d'une part, d'obtenir une zone de déplétion plus large que la profondeur de pénétration de la lumière et d'autre part, d'avoir des temps de réponse très courts, permettant de les mettre en œuvre pour des applications à quelques centaines de gigahertz, notamment pour les télécommunications.

Ainsi, les photodiodes à avalanche sont les photodétecteurs ayant les responsivités les plus importantes pouvant être intégrés sur des micro-dispositifs. Cependant, de par la nature aléatoire du phénomène de multiplication par avalanche, il y a génération d'un bruit appelé *excess noise*. Par ailleurs, les tensions de polarisation importantes nécessitent de disposer de profils de dopages élaborés et uniformes, afin d'éviter les variations locales du champ électrique, ainsi qu'un claquage prématuré. Enfin, les photodiodes à avalanche sont fortement sensibles à la température, ce qui nécessite un contrôle en température.

Sa structure est similaire à celle d'une photodiode PIN, dans laquelle il a été ajouté une couche de multiplication non-dopée à grand gap et des couches de transition à gap intermédiaire, voir la Figure 1-31. Les zones d'absorption et de multiplication sont séparées afin d'éviter de forts courants de fuite ou des phénomènes de bruit d'avalanche. Sous cette condition, la photodiode à avalanche peut rester faible bruit tout en apportant une amplification. L'éclairage se fait usuellement par un faisceau optique injecté verticalement.

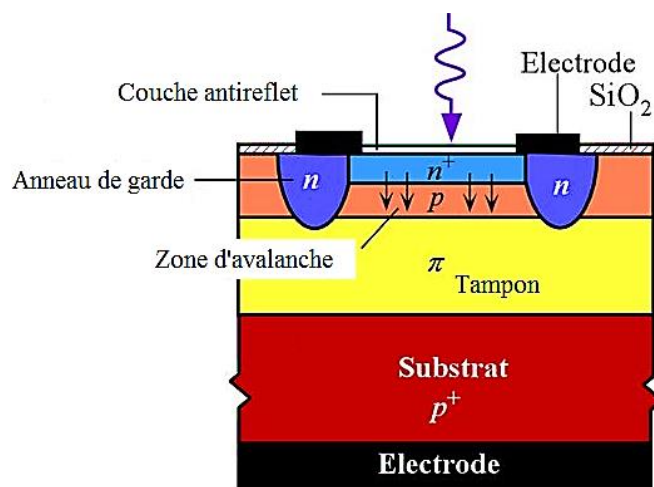


Figure 1-31: Structure d'un ADP Silicium.

Une version améliorée de la structure est appelée SACM pour *Separate Absorption Charge Multiplication*. Dans laquelle un matériau à faible énergie de bande interdite est utilisé pour l'absorption (comme l'InGaAs) et un matériau à plus grande énergie de bande interdite est utilisé pour la multiplication (comme l'InP). Cette structure requiert une optimisation des couches afin d'assurer l'établissement d'un champ électrique suffisamment élevé dans l'InP pour qu'il y ait ionisation par impact, et pas trop élevé dans l'InGaAs pour éviter le tunneling. Une couche intermédiaire appelée couche de charge est introduite entre les couches d'absorption et de multiplication afin de contrôler le champ électrique dans la structure.

La structure SACM à base d'InGaAs et d'InAlAs épitaxiée sur InP intégrée à un guide d'onde, a permis l'obtention d'un produit gain-bande passante de 320 GHz avec un rendement quantique externe de 16% à 1550 nm [I.57]. Une autre plus complexe proposée en 2005 [I.58], utilisant de multiples hétérojonctions pour un gain de 10, la bande passante est de l'ordre de 10-12 GHz, et le produit gain-bande passante atteint les 160 GHz. En 2009 et 2010, une version améliorée est présentée, avec un produit gain-bande passante qui atteint respectivement 180 et 240GHz [I.59], [I.60].

En 2007, Carrol et al. [I.61] proposent une structure de type SAM (*Separate Absorption Multiplication*) qui permet de pallier au bruit de multiplication important dans le Ge, en utilisant le Si comme milieu de multiplication des porteurs. Le gain en photocourant mesuré dépasse alors les 400, ouvrant ainsi de nouvelles perspectives pour les photodiodes à avalanche à base de Ge. En 2008, le concept est poussé plus loin par Intel [I.62], [I.63], avec l'utilisation d'une structure de type SACM, permettant de contrôler le profil de champ électrique dans la structure pour optimiser la multiplication dans le Si et l'extraction des porteurs photogénérés dans le Ge. Le produit gain-bande passante maximum obtenu est de l'ordre de 340 GHz, démontrant ainsi une sensibilité de -28 dBm à 10 Gbps à 1300 nm. Le Tableau 1-2 présente les caractéristiques générales des différents photodétecteurs.

Le tableau 1-2 présente une comparaison quantitative de quelques photodétecteurs décrits dans la littérature récemment, fonctionnant aux longueurs d'ondes utilisées dans les télécommunications. Les photodiodes APD disposent de la plus grande responsivité avec une bande passante acceptable, suivie par les photodiodes MSM à guide d'ondes, qui nécessite de fortes tensions d'alimentation le disqualifient pour la réalisation de systèmes intégrés.

Tableau 1-2 : Comparaison générale des performances de quelques photodétecteurs à base de silicium depuis 2010.

Photodétecteur	Responsivité (mA/W)	Tension d'alimentation	Bande passante (GHz)	Courant d'obscurité	Référence
Si à structure métallique nanométrique (NPs)	30 @ 1550 nm	5 V	6 GHz	2,84 A/cm ²	[64]/2012
P-I-N à guide d'ondes	45 @ 1530 nm	2 V	Fonctionne à 10Gb/s	2 nA	[65]/2014
Jonction PN Entrelacée	40 @ 1550 nm	10 V	11.5 GHz	180 nA/mm ²	[66]/2014
MSM avec guide d'onde	500 @ 1550 nm	50 V	2.6 GHz	30 μA	[67]/2014
P-I-N (15 μm de rayon)	100 @ 1550 nm	2 V	7 GHz	0,1 nA	[68]/2010
P-I-N (12 μm de rayon) CMOS	140–200 @ 1310–1610 nm	15 V	10GHz	0,1 μA	[69]/2016
MSM dans le cristal photonique	17 @ 1610 nm	10 V	1 GHz	12 nA	[70]/2010
APD 250μm (Si-SiO ₂)	2300@1550 nm	6 V	3.6 GHz	0,78 μA	[71]/2014

Sur le Tableau 1-3, on résume les performances des photodiodes à base de germanium en comparaison avec ceux à base des composés III-V.

Tableau 1-3 : Etat de l'art non exhaustif des photodiodes à base de germanium et de composés III-V [I.72] [I.73].

Photodiode à base de Germanium	Fabricant	MIT / 2007	UPS-IEF & LETI / 2007	INTEL / 2007	UPS-IEF & LETI / 2008
	Structure	PIN	MSM	PIN	PIN
	courant d'obscurité	~ 1 μA	~ 100 μA	~ 170 nA	~ 20 nA
	responsivité@-1V	~ 1,08 A/W	> 1 A/W	~ 0,9 A/W	~ 1 A/W
	Bande passante@-1V	7,2 GHz	25GHz	31 GHz	42 GHz
Photodiode à base de matériaux composés III-V	Fabricant	PICMOS / 2006	IMEC / 2007	INTEL / 2007	LETI / 2007
	Structure	PIN	MSM	PIN	PIN
	courant d'obscurité@-1V	~ 1 nA	~ 1 nA	~ 50 nA	~ 10 nA
	responsivité@-1V	~ 0,45 A/W	~ 1 A/W	~ 0,31 A/W	~ 0,01 A/W
	Bande passante	33 GHz	-	0,5 GHz	-

1.4.3.4 Photodiode à base de graphène

Depuis sa première fabrication en 2004, le Graphène est devenu un matériau attrayant pour la photonique et de l'optoélectronique en raison de sa capacité de photodétection dans une ultra-haute bande passante [I.74]. Une mobilité des porteurs ultrarapide dans le Graphène, des propriétés optiques modifiables par dopage électrostatique, une faible dissipation et une bonne stabilité en font une plate-forme idéale pour le développement de PD à haute vitesse pour les communications optiques [I.75].

La structure de bande d'une seule couche de Graphène peut être trouvée par la description de liaison forte (*tight-binding*), où les bandes de conduction et de valence se rencontrent aux six points de Dirac de la zone de Brillouin, comme le montre la Figure 1-32 [I.76]. Près du point de Dirac, le diagramme de bande possède une dispersion de quantité de mouvement d'énergie linéaire. En raison de cette propriété de dispersion particulière, l'électron dans le graphène se comporte comme un fermion de Dirac sans masse, avec une forte mobilité de $\sim 1/300$ de la vitesse de la lumière. Outre l'excellente dynamique des porteurs, la structure de bande d'énergie sans bande interdite rend le graphène capable de la photodétection large bande des UV au domaine des terahertz [I.77]. Un coefficient d'absorption optique élevée de $7 \times 10^5 \text{ cm}^{-1}$ a été trouvé de 300 à 2500 nm, ce qui est beaucoup plus élevé que les semi-conducteurs classiques [I.74].

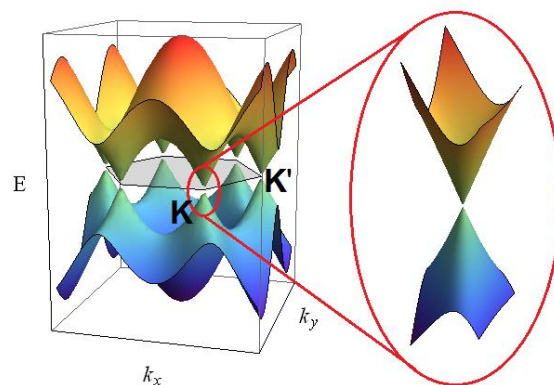


Figure 1-32: Structure électronique du Graphène (dispersion d'énergie).

La première PD graphène a été rapportée par Xia et al., qui est une PD à base de transistors fabriquée à partir d'une couche simple de graphène ou double couches, comme montré sur la Figure 1-33. Elle a démontré une photodétection ultra-rapide jusqu'à 40 GHz [I.78]. Mueller et al., ont développé une structure métal-graphène-métal inter-digitée pour briser la symétrie miroir du champ électrique interne dans le canal du transistor à effet de

champ conventionnel [I.79]. Ce dispositif fonctionne à 1550 nm avec une responsivité de 6,1 mA/W. Coupler la PD avec un résonateur à micro-cavité augmente l'absorption totale à 40%, mais avec une faible bande passante en tant que compromis [I.80]. Konstantatos et al., ont couvert une couche de graphène avec un film mince de points quantiques colloïdaux pour améliorer le gain de l'appareil à 10^8 avec une sensibilité de 10^7 A/W, mais avec une vitesse de réponse limitée [I.81]. Par la suite, Gan et al., ont développé une structure graphène-guide d'onde évanescente couplés et ont obtenu une responsivité $> 0,1$ A/W, une réponse uniforme entre 1450 et 1590 nm, et un débit de 12 Gb/s [I.82]. Alternativement, Wang et al., ont rapporté une responsivité de 0,13 A/W polarisée à 1,5 V, par une PD guide d'onde hétéro-structure à base de graphène/silicium [I.83].

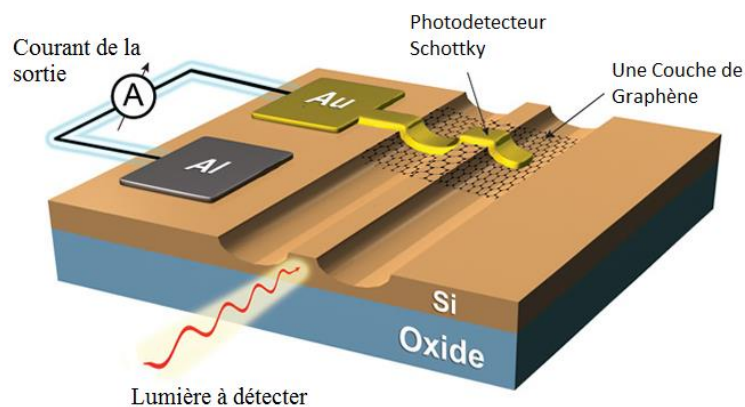


Figure 1-33 : Schéma d'un photodétecteur à base de Graphène (source : Ilya Goykhman/University of Cambridge).

1.5 Le Phototransistor à hétérojonction PTH

Les phototransistors sont des dispositifs qui offrent la photodétection et l'amplification d'un signal optique dans une seule structure. Un phototransistor bipolaire est un transistor en qui le courant terminal de la base est influencé par des effets photo-électrique. Ce courant est par la suite amplifié par l'effet transistor. Une représentation schématique du phototransistor est montrée sur la Figure 1-34 (a) ainsi, que son symbole électrique sur la Figure 1-34 (b). Un interrupteur dans la position 2T signifie qu'il n'y pas de connexion avec la base, ce phototransistor est appelé en configuration 2T ou phototransistor à base flottante. Un interrupteur dans la position 3T montre une connexion avec la base qui peut être utilisée et elle est appelée configuration 3T du phototransistor, qui est rapporté pour fournir de meilleures performances opto-électriques [I.84]. Il opère généralement dans la configuration émetteur commun, il possède donc trois accès dont deux sont électriques (entrée BE, et la sortie CE) et un accès optique (fenêtre optique), puisque la lumière se comporte comme une

nouvelle commande intégrée au dispositif sous la forme d'un générateur de photocourant I_{ph} , la commande étant le flux optique ou la puissance optique d'éclairement.

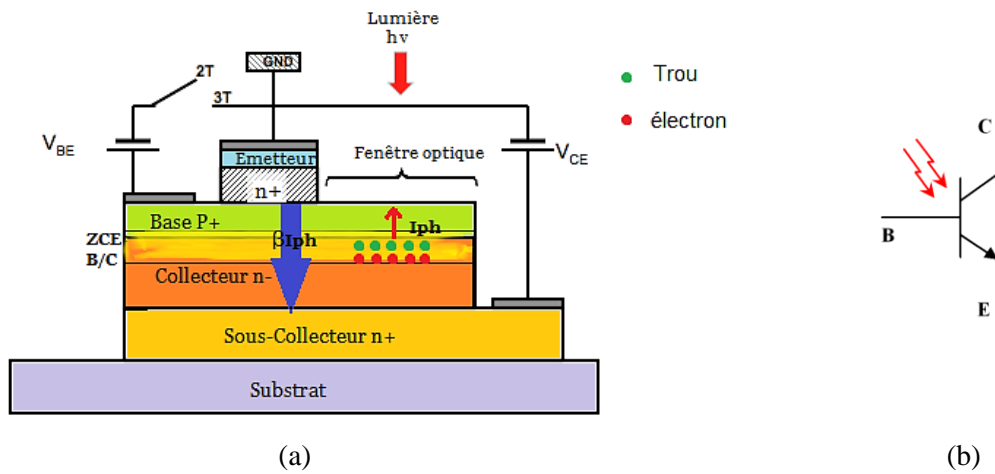


Figure 1-34 : (a) Schéma du principe de fonctionnement d'un phototransistor, (b) Symbole électrique d'un phototransistor

On peut expliquer son fonctionnement en trois phases : La première consiste, en l'absorption du signal lumineux, les photons incidents sont absorbés dans les couches Si et SiGe et génèrent des porteurs de charges dans leur volume. La deuxième phase est la séparation des paires électrons-trous ainsi générées, et la collecte des électrons si un champ électrique suffisant est présent. Les porteurs, qui ne sont pas séparés, se recombinent sans participer à la détection. La troisième phase provient du fait que les trous qui ont été collectés se retrouvent dans la base en excès. Cet excès tend alors à être compensé en provoquant un flux d'électrons provenant de l'émetteur. Seule une partie de ce flux contribue réellement à compenser l'excès de trous, l'essentiel du courant circulant immédiatement vers le collecteur selon l'effet transistor. Cette dernière phase est donc responsable de l'amplification du courant de trous photogénérés par le gain en courant électrique β .

La région active pour la détection se limite donc à la zone de charge d'espace de la jonction base-collecteur. Une absorption optique est néanmoins présente dans les régions quasi-neutres de la base et du collecteur, mais celle-ci apparaît négligeable sur le courant total photogénéré. Seul le mécanisme par séparation des trous et des électrons dans les ZCE intervient.

Il est possible de distinguer deux modes de fonctionnement du PTH. Un de ces modes fait alors ressortir la diode de détection : c'est le mode photodiode dans lequel la jonction base-émetteur est court-circuitée ou elle est sous la tension $V_{BE} = 0$ V, de façon à couper

l'effet transistor. La jonction base-collecteur est alors seule et ceci permet de collecter le courant photogénéré I_{ph} sans amplification.

Le second mode de fonctionnement est alors le mode phototransistor, c'est-à-dire celui où le transistor est polarisé en mode direct, en appliquant une tension positive à la jonction base-émetteur suffisante pour obtenir l'effet transistor. Le photocourant I_{ph} est alors amplifié et on obtient en sortie du collecteur une composante de courant I_{C-opt} dûe au flux optique. L'étude de ces deux modes permet en effet de comparer les phases de détection et d'amplification. Nous allons maintenant nous intéresser aux grandeurs qui caractérisent les phototransistors.

1.5.1 La responsivité du PTH

La responsivité est une mesure de l'efficacité de conversion de la lumière en courant pour un photodétecteur. Une responsivité élevée du détecteur permet d'améliorer le rapport signal sur bruit du système récepteur.

La responsivité de la partie photodiode base/collecteur du phototransistor est définie comme étant le rapport du photocourant primaire I_{ph} à la puissance optique du signal d'illumination P_{opt} en court-circuitant la sortie, et est exprimée en Ampère par Watt :

$$R_{PD|c.c.}(\lambda) = \frac{I_{ph|c.c.}}{P_{opt}} (A/W) \quad (I.52)$$

C'est une des caractéristiques principales, puisque elle caractérise la conversion optique-électrique du photodétecteur.

Les limitations en fréquence dues au produit R·C de la diode BC s'appliquent au courant de sortie. Il est alors nécessaire de considérer la responsivité en mode photodiode basse fréquence du PTH $R_{PD-b.f.}$, afin d'extraire le photocourant généré. Elle est constante sur une large plage de polarisation inverse. Ceci permet alors de ne pratiquer une mesure qu'à un seul point de polarisation et d'étendre le résultat aux tensions voisines.

On définit aussi le rendement quantique qui est le rapport du nombre des électrons collectés au nombre de photons incidents. Il est utilisé pour caractériser la conversion optique-électrique de la photodiode base/collecteur. Cette efficacité est généralement appelée rendement quantique externe et est donnée par l'équation suivante:

$$\eta = \frac{I_{ph}/q}{P_{opt}/h\nu} = \frac{h\nu}{q} R_{PD|c.c.} \quad (I.53)$$

Tandis que la responsivité du mode phototransistor est caractérisée par le rapport de la composante due à l'excitation optique I_{C-opt} du courant collecteur sortant du dispositif sur court-circuit. Comme dans le cas du mode photodiode, sur la même puissance optique incidente. Pour la mesure en microonde, il est nécessaire de fixer une valeur d'impédance RF à présenter sur cet accès. Un standard de fait s'est souvent imposé, il s'agit d'une impédance 50Ω . Cela n'est toutefois pas général et nécessite d'être précisé.

$$R_{PTH|50\Omega} = \frac{I_{C-opt}}{P_{opt}} = \frac{I_{C-opt}}{I_{ph}} \frac{I_{ph}}{P_{opt}} = G_{opt} R_{PD|c.c.} \quad (I.54)$$

L'effet de l'impédance sur la base est souvent ignoré, cependant il est d'une grande importance sur la valeur finale de la responsivité, et par-là suite du gain optique.

On constate que la responsivité du phototransistor est G_{opt} fois plus grand que celle du mode photodiode. Ce facteur est appelé le gain optique du PTH. Il se définit comme étant le rapport entre les deux responsivités mode phototransistor et mode photodiode. Il s'agit alors d'un gain en courant pour lequel le courant de sortie est le courant de collecteur, et le courant d'entrée est défini comme étant le courant photogénéré au sein de la zone active d'absorption I_{ph} sous une excitation basse fréquence.

De plus ce gain inclut les limitations en fréquence du transistor, mais également la limitation en fréquence du générateur de photocourant I_{ph} , c'est-à-dire la limitation portée sur la détection.

1.5.2 Caractéristiques opto-microondes du phototransistor

On définit le gain opto-micro-ondes (G_{OM}) comme le rapport entre la puissance du signal de sortie du PTH (P_{out-ph}) à la puissance de sortie d'une photodiode de référence avec une responsivité de $1A/W$ et chargé par 50Ω ($P_{1A/W-photodiode \text{ à } 50\Omega}$) [I.30] [I.85] [I.86], tel que présenté par l'équation (I.55). Ceci est d'une utilisation particulière car il est égal au carré de la responsivité sous une condition de charge de 50Ω . Cela fournit un moyen efficace d'évaluer l'efficacité des réseaux d'adaptation d'impédances comparé à une charge de 50Ω de référence.

$$G_{OM} = \frac{P_{out-PTH}}{P_{1A/W-photodiode \text{ à } 50\Omega}} = \frac{\frac{1}{2} R_0 I_{C-opt}^2}{\frac{1}{2} R_0 P_{opt}^2} = (R_{PTH|50\Omega})^2 \quad (I.55)$$

P_{opt} est la puissance optique d'éclairage considérée comme équivalente à un courant (puisque elle correspond à une photodiode de référence) et I_{C-opt} est le courant collecteur dans le cas d'éclairage du phototransistor.

La courbe de la Figure 1-35 est extraite de la mesure des paramètres S de la liaison opto-microondes. En considérant le phototransistor comme un composant tri-ports, dans la configuration émetteur commun où : un est l'accès à la base, le deuxième est l'entrée optique et le dernier est l'accès au collecteur. De cette même figure nous pouvons extraire le gain opto-microondes dans le mode photodiode ($G_{OM,mode PD}$) et en mode phototransistor ($G_{OM, Mode PTH}$), la fréquence de coupure ($f_{-3dB,OM}$) et de la fréquence de la transition optique ($f_{T,opt}$), ainsi que le Gain optique G_{opt} .

La fréquence de coupure opto-microonde ou à -3dB ($f_{-3dB,OM}$) est la fréquence à laquelle le gain opto-microonde chute de 3dB de sa valeur en statique ou en basses fréquences. C'est aussi la bande passante à 3dB. Cette valeur est schématisée sur la Figure 1-35, et représente la fréquence à laquelle le courant utile de sortie est divisé de moitié par rapport à la réponse maximale de la sortie.

Tandis que la fréquence de transition optique $f_{T,opt}$ est la fréquence à laquelle le gain optique est égale à l'unité en linéaire ou zéro en dB. Ceci définit la limite pour l'utilisation du phototransistor comme amplificateur photoélectrique. Elle peut également être considérée comme la fréquence pour laquelle la responsivité du phototransistor en mode phototransistor est égale à la responsivité basse fréquence en mode photodiode, ce qui signifie qu'il n'y a plus d'amplification. La Figure 1-35 montre les représentations graphiques de $f_{T,opt}$ et $f_{-3dB,OM}$.

Ces deux fréquences sont principalement limitées par le temps de transit des porteurs de charges, la constante de temps RC, et le temps de diffusion des paires électron-trou photogénérées en dehors de la zone de déplétion.

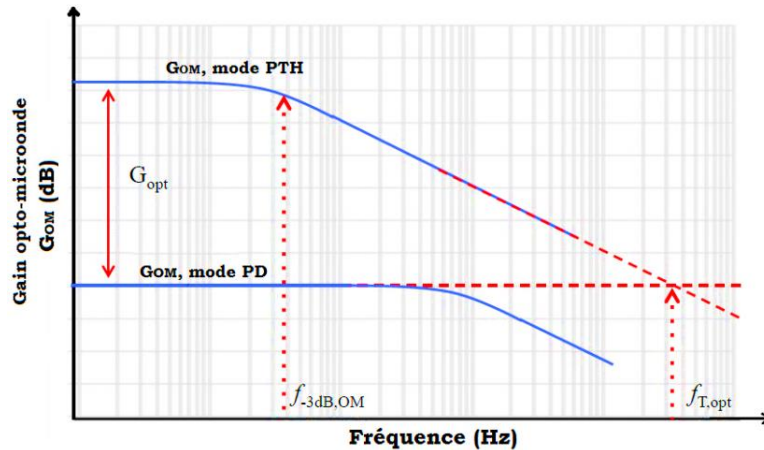


Figure 1-35 : Définition des différentes caractéristiques opto-microondes du phototransistor.

La fréquence de transition optique est également liée à la fréquence de coupure et les responsivités du mode PD et PTH (R_{PD} et R_{PTH} respectivement) par l'intermédiaire de l'équation (I.56), en supposant que la pente est de 20 dB/décade après la fréquence de coupure à 3 dB. Cela fournit un guide pour d'autres règles de conception. En fait, nous pouvons également extraire la fréquence de coupure et la fréquence optique indépendamment sur le gain opto-micro-ondes comme indiqué sur la Figure 1-35.

$$R_{PD}f_{T,opt} = R_{PTH}f_{-3dB,OM} \quad (I.56)$$

1.6 Technologie SiGe et structures de PTH étudiées

Notre travail est basé sur la réalisation des PTHs qui sont fabriqués à partir du processus technologique SiGe bipolaire du fondeur Telefunken GmbH [I.87] [I.88] [I.89]. Un des éléments clés dans le choix de cette technologie est la possibilité de mettre en œuvre un PTH dans une technologie industrielle et éprouvée, sans ajouter de masques ou d'étapes de traitement supplémentaires. Seules les géométries de la structure latérale du transistor bipolaire à hétérojonction SiGe TBH sont modifiées, dans le but de créer une ouverture réalisant la fenêtre optique. Cette approche assure une compatibilité directe avec les circuits SiGe sur la même puce, et intègre directement le PTH SiGe dans une fonderie industrielle.

Le processus technologique de fabrication Silicium-Germanium bipolaire SiGe2-RF de Telefunken propose des vitesses de fonctionnement f_T jusqu'à 80 GHz, et des fréquences maximales d'oscillation f_{MAX} jusqu'à 90 GHz. Ce qui rend cette technologie capable de fournir des circuits travaillant au-dessus des 10 GHz et potentiellement jusqu'à 60 GHz dans certaines configurations [I.90]. Cette technologie Radio Fréquence RF bipolaire permet la

production de plaques (*wafers*) pour des applications de télécommunications à haut débit : fibres optiques, réseaux LAN sans fil et des dispositifs RF standards haute performance utilisés dans diverses applications [I.90] [I.91].

Comme dans la technologie SiGe1-RF de Telefunken utilisée dans [I.30] pour créer le premier PTH SiGe [I.43] [I.85] [I.92], la teneur en germanium est élevée avec des valeurs de l'ordre de 20-25% quasi-constante dans la base. C'est un processus lithographique bipolaire à hétérojonction double polysilicium 0,8 μm . La taille minimale de l'émetteur sur le layout est de $0.8 \times 1.4 \mu\text{m}^2$ (Figure 1-37.a) pour les transistors TBH NPN verticaux. Cette technologie conduit à deux types de transistors: un TBH NPN avec un collecteur implanté de manière sélective (*Selectively Implanted Collector SIC*) et l'autre sans (non-SIC). La différence entre eux est le masque supplémentaire requis par le transistor SIC, influençant ainsi les performances hautes fréquences et les caractéristiques statiques. Cette option permet des fréquences de transition (f_T) atteignant la valeur de 80 GHz pour les transistors SIC, contre seulement 50GHz pour le transistor non-SIC, avec un f_{max} jusqu'à 90 GHz dans les deux cas. Ce processus technologique offre également des transistors PNP, des diodes (PN, Zener, ESD, varicap (*varactor*) et Schottky) et des dispositifs passifs tels que des inductances, condensateurs et résistances.

Aucune information sur les détails de la section transversale du processus n'est fournie, c'est-à-dire la composition, le dopage et les dimensions exactes des différentes couches, puisque ce sont des informations industrielles confidentielles propres à la société. Cependant, on connaît le schéma général de la structure verticale du transistor bipolaire à hétérojonction qui est présenté sur la Figure 1-36 :

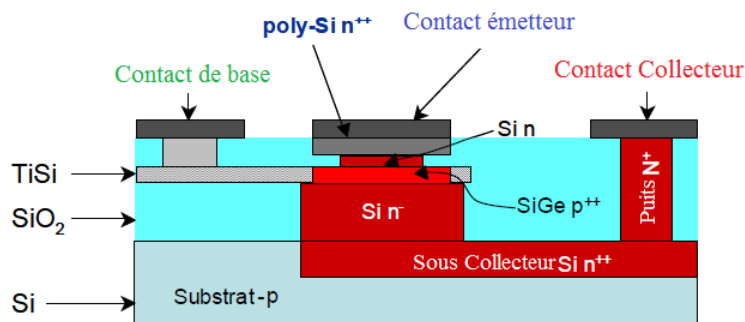


Figure 1-36 : schéma de la coupe transversale de la technologie SiGe2-RF de Telefunken.

Dans le Tableau 1-4 on présente quelques valeurs des paramètres électriques obtenus pour un TBH NPN de la technologie SiGe2-RF, et d'un émetteur de dimensions $0,5 \mu\text{m} \times 10 \mu\text{m}$.

Tableau 1-4 : Quelques paramètres électriques du processus technologique SiGe2RF.

NPN TFSiGe2 RF @ 32°C (Taille de l'émetteur=0.5 µm x 10 µm, xEBC)				
Paramètre	Non-SIC		SIC	
	Valeur	Condition	Valeur	Condition
f_T (GHz)	50	$V_{CE} = 2,8 \text{ V}$	80	$V_{CE} = 1,5 \text{ V}$
f_{MAX} (GHz)	90	-	90	-
H_{FE}	300	$I_E = -1 \text{ mA}, V_{CB} = 0 \text{ V}$	360	$I_E = -1 \text{ mA}, V_{CB} = 0 \text{ V}$
V_{AFI} (V)	40	$I_B = 10 \text{ µA}, V_{SUB} = 0 \text{ V}$	60	$I_B = 10 \text{ µA}, V_{SUB} = 0 \text{ V}$
BV_{CEO} (V)	4,3	$I_C = 2 \text{ µA}, V_E = 0 \text{ V}$	2,4	$I_C = 2 \text{ µA}, V_E = 0 \text{ V}$
BV_{CBO} (V)	11	$I_C = 2 \text{ µA}, V_E = 0 \text{ V}$	10	$I_C = 2 \text{ µA}, V_E = 0 \text{ V}$

On constate que le composant possède pour les deux types de TBH (SIC et non-SIC) une tension d'Early acceptable ($> 40 \text{ V}$) ce qui est recherché pour avoir une conductance faible à la sortie, un gain dynamique H_{FE} assez fort, mais des tensions d'avalanche assez faibles ce qui limite la plage de polarisation possible.

1.6.1 La structure du PTH, les variantes de conception et nomenclatures associées

La conception du PTH en utilisant le procédé SiGe2-RF implique l'utilisation des différentes couches de matériaux qui sont disponibles pour définir un HBT standard de cette technologie. Pour assurer la compatibilité avec le processus technologique de Telefunken, il n'y a pas de nouvelles couches de matériau et /ou de masques de traitement additionnels. Le PTH est conçu à l'aide des masques et des couches déjà disponibles et il est basé sur le transistor TBH non-SIC dans la configuration base-émetteur commun (BEC) schématisé sur la Figure 1-37. La structure du TBH est principalement élargie, avec un contact de l'émetteur limité à sa taille originale, créant ainsi une ouverture nommée la fenêtre optique, laissant l'éclairage vertical. Le contact de l'émetteur est d'une largeur de $1,5 \text{ µm}$, tandis que la largeur totale du métal de dessus est de $2,2 \text{ µm}$. Les phototransistors sont conçus selon deux structures principales nommées : structure base-collecteur étendue et structure base-émetteur-collecteur étendue. Chaque structure est ainsi mise en œuvre différemment avec l'objectif de réduire les pertes optiques lors de l'injection de la lumière dans les couches actives. Ces structures ont été dessinées par Marc Rosales durant son travail de thèse de doctorat [I.93].

1.6.1.1 Structure base-collecteur étendue (xBC)

La base et la région du sous collecteur sont étendues latéralement d'une longueur W pour ouvrir une fenêtre optique sur leur sommet. L'émetteur est conservé inchangé, confinant ainsi

l'effet transistor au niveau du transistor intrinsèque qui se situe sous le contact émetteur disposé sur un côté du PTH, ce qui assure une certaine rapidité du composant. De cette manière, la lumière est injectée à travers le contact par polyciure (Siliciure de polysilicium TiSi) de la base vers les couches épitaxiées verticales de la base et du collecteur, comme le montre la Figure 1-37.a. La couche TiSi réduit la résistance de la base, mais introduit également des pertes optiques supplémentaires dues à l'absorption et à la réflexion de la lumière [I.93].

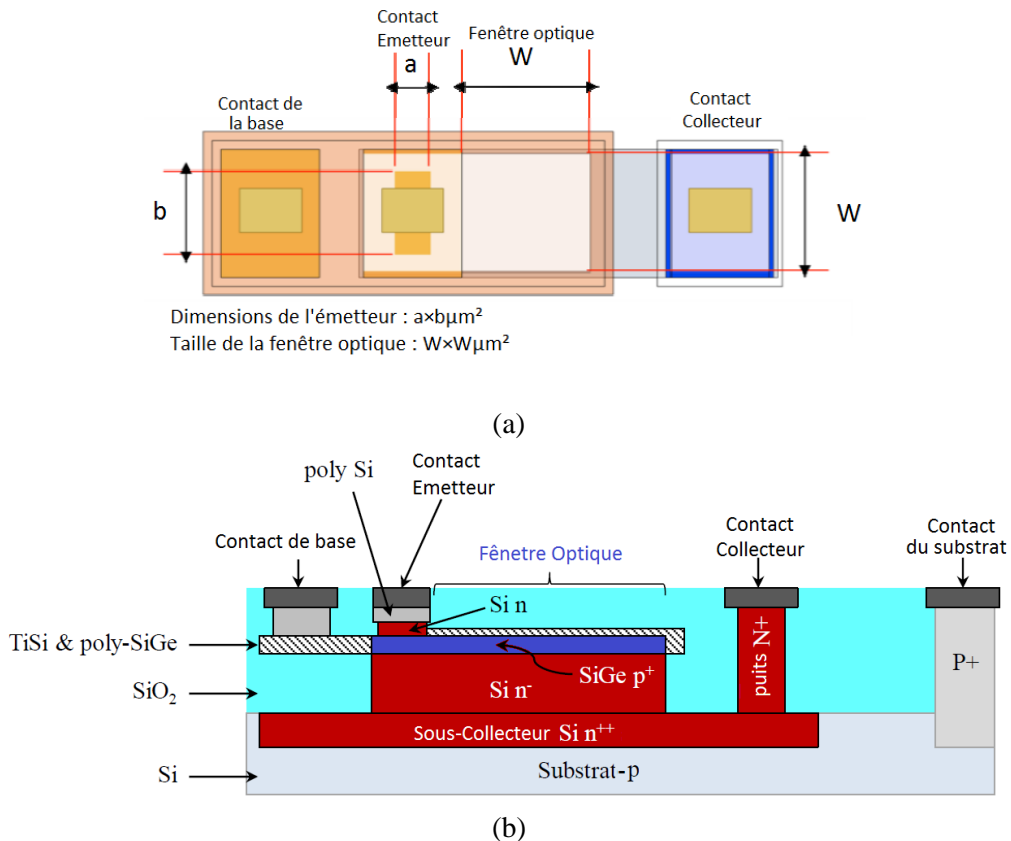


Figure 1-37 : (a) Vue de dessus et (b) schéma simplifié de la section transversale d'un PTH base-collecteur étendu xBC.

Différentes variations autour de cette structure de PTH ont été conçues pour minimiser les pertes optiques du signal lumineux, venant de la couche de siliciure de polysilicium TiSi, ou des couches d'oxyde SiO₂ de dessus :

- La structure xBC: Cette structure base-collecteur étendue est le noyau des structures suivantes.
- Structure xBC_rT (Titanium enlevé): ici le processus de siliciuration (création de la couche TiSi) est bloqué, à l'aide d'un niveau de masque existant. Par conséquent, le poly-silicium se trouve seul sur la partie supérieure de la structure sans la couche TiSi. Il n'y a donc plus d'absorption ni de réflexion de la lumière sur ce niveau. Le

retrait du Siliciure de Titane (TiSi) améliore la responsivité basse fréquence par un facteur de 5,7 et le gain en courant diminue légèrement de 305 à 292 selon les résultats obtenus par Marc Rosales dans [I.87] [I.93].

- Structure xBC_eO: Pour améliorer la pénétration optique, les couches d'oxyde superficielles définissant la fenêtre optique sont supprimées en utilisant une étape de Gravure ionique réactive (RIE *Reactive-ion etching*) disponible dans le kit de conception du processus pour la définition des pads. La gravure de la couche d'oxyde fournit la variation nécessaire de la pile verticale pour améliorer la responsivité basse fréquence d'un facteur de 6,7 [I.93].

1.6.1.2 Structure émetteur-base-collecteur étendue (xEBC)

La deuxième structure du PTH schématisée sur la Figure 1-38, est conçue en étendant latéralement cette fois-ci l'émetteur, la base et le collecteur tous ensemble d'une longueur W . L'ouverture optique est réalisée à travers l'émetteur et non la base comme précédemment. La lumière passe à travers les couches d'oxyde et du polysilicium de l'émetteur avant de pénétrer dans le dispositif. Ce PTH est essentiellement un TBH large dont la métallisation de l'émetteur est maintenue limitée au bord du composant.

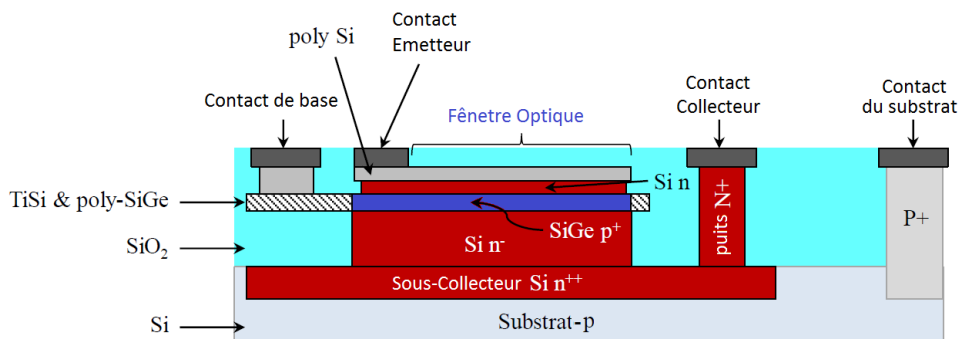


Figure 1-38 : Schéma simplifié de la section transversale d'un PTH émetteur-base-collecteur étendu xEBC.

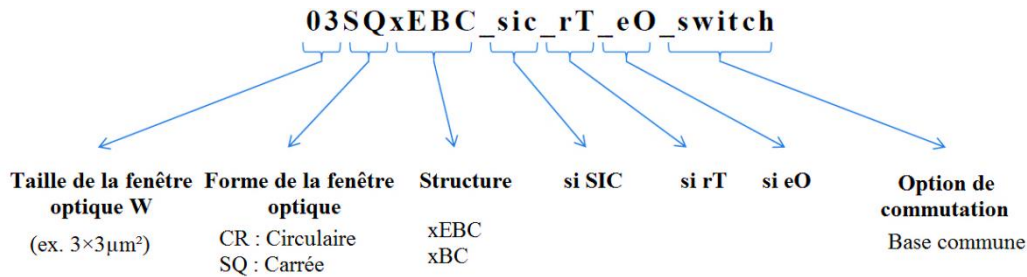
Une variante avec une épaisseur réduite de la couche d'oxyde sur la partie supérieure a été fabriquée pour évaluer les pertes optiques :

1. Structure xEBC.
2. Structure xEBC_eO: Les couches d'oxyde au-dessus de la fenêtre optique sont éraflées. L'élimination de cette couche améliore la réponse optique de 2dB [I.93].

Différentes structures ont été implémentées dans les trois essais de prototypage pendant les travaux de Marc Rosales. Pour conserver la référence du lot de la plaque et les variations de conception, nous utilisons et rappellerons l'étiquetage utilisée pour ses PTHs [I.93]:

<Identifiant du Prototype > - <Taille de la fenêtre optique> <type de la fenêtre optique> <xBC ou xEBC> <extras> <extras>.

Le code de référence pour la description du PTH est construit comme suit:



Le code R1, R2, R3 peut être ajouté avant, pour spécifier le numéro de série des dispositifs PTH.

Tableau 1-5 : Différentes configurations possibles des prototypes PTH, ainsi que leurs nomenclatures.

Numéro de série du prototype	R1, R2, R3
Taille de la fenêtre optique	03 = 3 µm x 3 µm 05 = 5 µm x 5 µm 10 = 10 µm x 10 µm 20 = 20 µm x 20 µm 30 = 30 µm x 30 µm 40 = 40 µm x 40 µm 50 = 50 µm x 50 µm
Type de la fenêtre optique	xBC = Base-Collecteur étendue xEBC = Emetteur-Base-Collecteur étendue
Forme de la fenêtre optique	SQ = carrée CR = circulaire, appliquée seulement pour xEBC
Extras	rT = titane retiré, applicable seulement pour xBC eO = oxyde gravé sic = si le collecteur utilise la SIC.

Pour mieux comprendre la nomenclature prenons un exemple, R1_10SQxBCrTeO correspond au Prototype numéro 1, avec une fenêtre optique carrée de taille 10x10 µm², de structure xBC c'est à dire seules la base et le collecteur sont élargies, le titane est retiré et l'oxyde gravé. R2_50SQxEBC_eO correspond au Prototype numéro 2, avec une fenêtre optique carrée de taille 50x50 µm², émetteur, base et collecteur étendues, et oxyde gravé.

Dans son travail de recherche [I.93], Marc Rosales a validé que la structure émetteur-base-collecteur étendus (xEBC) du PTH sur le prototype 2 (R2), montre une meilleure performance de 11dB en termes de gain opto-microonde et une fréquence de coupure améliorée de 30% (pour les deux structures à oxyde gravé et non gravé) par rapport à la structure base-collecteur étendue (xBC). Par conséquent, dans notre travail, nous allons nous concentrer sur les structures xEBC seulement.

1.7 Conclusion

Nous avons au cours de ce chapitre introduit les concepts de base concernant les composants semiconducteurs à base de Silicium, le principe de fonctionnement du transistor bipolaire ainsi que la théorie associée aux comportements statique et dynamique. En plus, du principe de la photodétection et ses équations, ainsi que les caractéristiques optiques des semiconducteurs exploitées dans les phototransistors.

De même nous avons présenté l'évolution et l'optimisation des transistors bipolaires à base de silicium jusqu'au transistor bipolaire à hétérojonction SiGe/Si. En présentant les limites fondamentales des performances des transistors à homojonction, imposées par les propriétés physiques intrinsèques, ainsi que la capacité des transistors bipolaires à hétérojonction SiGe à dépasser ces contraintes. Ceci est possible grâce aux propriétés du matériau SiGe contraint sur Si et à son influence sur la structure de bandes d'énergie du dispositif, permettant ainsi une amélioration de l'efficacité d'injection des électrons et également une augmentation de la fréquence de transition. Grâce à ces propriétés électriques le transistor bipolaire à hétérojonction SiGe/Si s'avère être un excellent candidat pour être utilisé comme un phototransistor bas coût dans le domaine des radiocommunications, et opto-microondes.

Le principe de fonctionnement du phototransistor vertical a été rappelé. Une description de la structure générale du phototransistor conçu selon la technologie TBH SiGe 80 GHz de Telefunken GmbH a été présentée. Un état de l'art des photodétecteurs optique-microondes a été donné, allant de la photodiode PIN au phototransistor SiGe en passant par les photodétecteurs à base de graphène.

Nous nous sommes ensuite concentrés sur les caractéristiques spécifiques aux phototransistors qui sont nécessaires à comprendre pour la suite de ce mémoire. En décrivant les différents modes de fonctionnement des phototransistors : à savoir, les modes photodiode

et phototransistor, la responsivité, le gain optique en courant et la fréquence de transition optique. De plus, pour la caractérisation en puissance du composant, le gain optique microonde est introduit faisant appel aux paramètres S opto-microonde.

Pour ces raisons notre travail est focaliser par la suite sur la modélisation électrique des phototransistors à hétérojonction SiGe/Si, pour des fins de conception de circuits Opto-microondes sur des simulateurs et logiciels de conception CAD.

Bibliographie

- [I.1] R. Anholt, "Electrical and Thermal Characterization of MESFET, HEMTs and HBTs", Artech House, Boston, 1995.
- [I.2] W. Liu, "Fundamentals of III-V Devices, John Wiley & Sons", Inc., New York, 1999.
- [I.3] J. Gao, "RF and Microwave Modeling and Measurement Techniques for Field Effect Transistors", SciTech Publishing, Inc., Raleigh, 2010.
- [I.4] M. Feng, , S.-C. Shen, D.C. Caruth, J.-J. Huang, "Device technologies for RF front-end circuits in next-generation wireless communications". Proceedings of the IEEE, 92(2), 354–375, 2004.
- [I.5] H. Fahad, M. Hussain, "Are Nanotube Architectures More Advantageous Than Nanowire Architectures For Field Effect Transistors?," Scientific reports. 2. 475. 10.1038/srep00475.
- [I.6] J. Bardeen, W.H. Brattain, "The transistor, a semiconductor triode", Phys. Rev., 74, 230, 1948.
- [I.7] W. Shockley, "The theory of p-n junctions in semiconductors and p-n junction transistors", Bell Syst. Tech. Jnl, 28, 435, 1949.
- [I.8] M. Tanenbaum, D.E. Thomas, "Diffused emitter and base silicon transistor", Bell Syst. Tech. Jnl, 35, 1, 1956.
- [I.9] H.C. Theuerer, J.J. Kleimack, H.H. Loar and H. Christenson, "Epitaxial diffused transistors", Proc. IRE, 48, 1642, 1960.
- [I.10] J.A. Hoerni, "Planar silicon transistor and diodes", IRE Electron Devices Meeting, Washington DC, 1960.
- [I.11] P. Ashburn, "SiGe Heterojunction Bipolar Transistors", John Wiley and Sons, 2003
- [I.12] P. Ashburn, C.J. Bull, K.H. Nicholas, G.R. Booker, "Effects of dislocations in silicon transistors with implanted bases", Solid State Electronics, 20, 731, 1977.
- [I.13] C. Bull, P. Ashburn, G.R. Booker, K.H. Nicholas, "Effects of dislocations in silicon transistors with implanted emitters", Solid State Electronics, 22, 95, 1979.
- [I.14] J. Graul, H. Kaiser, W. Wilhelm, H. Ryssel, "Bipolar high-speed, lowpower gates with double implanted transistors", IEEE Jnl Solid State Circuits, 10, 201, 1975.
- [I.15] J. Graul, A. Glasl, H. Murrmann, "High performance transistors with arsenic-implanted polysil emitters", IEEE Jnl Solid State Circuits, 11, 491 (1976).

- [I.16] T.H. Ning, R.D. Isaac, P.M. Solomon, D.D. Tang, H. Yu, G.C. Feth, S.K. Wiedmann, "Self-aligned bipolar transistors for high-performance and low power delay VLSI", IEEE Trans. Electron. Devices, 28, 1010, 1981.
- [I.17] Special issue on Bipolar, BiCMOS/CMOS Devices & Technologies, IEEE Trans. Electron. Devices, 42, No. 3, 1995.
- [I.18] S. Krishna, J. Kuo, I.S. Gaeta, "An analog technology integrates bipolar, CMOS, and high voltage DMOS transistors", IEEE Trans. Electron. Devices, 31, 89, 1984.
- [I.19] H. Kroemer, "Heterostructure bipolar transistor and integrated circuit". Proceedings of the IEEE, 70(1), 13–25, 1982.
- [I.20] P. Ashburn, "Design and Realization of Bipolar Transistors", John Wiley and Sons, 1988.
- [I.21] C.T. Kirk, "A theory of transistor cut-off frequency falloff at high current densities", IRE Trans. Electron. Devices, 9, 164, 1962.
- [I.22] Responsable de these, Pascal Chevalier. "Technologie et Physique de Transistors Bipolaires à Hétérojonction Si/SiGeC Auto-alignés très Hautes Fréquences," décembre 2006.
- [I.23] J.A. Kerr, F. Berz, "The effect of emitter doping gradient on f_T in microwave bipolar transistors", IEEE Trans. Electron. Devices, 22, 15, 1975.
- [I.24] D.J. Roulston, "Bipolar semiconductor devices", 239, McGraw Hill, 1990.
- [I.25] J.J.H. van den Biessen, "A simple regional analysis of transit times in bipolar transistors", Solid State Electronics, 29, 529, 1986.
- [I.26] J.D. Cressler, J. Warnock, D.L. Harnome, et al, "A high-speed complementary silicon bipolar technology with 12-fJ power delay product", IEEE Electron Device Letters, , vol. 14, n° 11, pp.523-526, 1993.
- [I.27] H. Kroemer, "Theory of a wide gap emitter for transistors". Proc. IRE: 1535-37, 1957.
- [I.28] International Technology Roadmap for Semiconductors, <http://www.itrs.net/>
- [I.29] <http://www.itrs2.net/itrs-reports.html>
- [I.30] J. L. Polleux, "Contribution à l'étude et à la modélisation de phototransistors bipolaires à hétérojonction SiGe/Si pour les applications opto-microondes", These Docteur du Conservatoire National des Arts et Métiers, oct 2001.
- [I.31] R. People, J. C. Bean, "Calculation of critical layer thickness versus lattice mismatch for GeSi_{1-x} strained-layer heterostructures", Applied Physics Letters 47(3), pp. 322–324, Août 1985.

- [I.32] R. People, J. C. Bean, “Band alignments of coherently strained $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}/\text{Si}$ heterostructures on $\langle 001 \rangle$ $\text{Ge}_y\text{Si}_{1-y}$ substrates”, *Applied Physics Letters* 48(8), pp. 538–540, Février 1986.
- [I.33] L. D. Lanzerotti, J. C. Sturm, E. Stach, R. Hull, T. Buyuklimanli, C. Magee, “Suppression of boron out diffusion in SiGe HBT’s by carbon incorporation”, *IEEE International Electron Device Meeting*, pp. 249–252, 1996.
- [I.34] H. J. Osten, G. Lippert, P. Gaworzewski, R. Sorge, “Impact of low carbon concentrations on the electrical properties of highly boron doped SiGe layers”, *Applied Physics Letters* 71(11), pp. 1522–1524, Septembre 1997.
- [I.35] Decoster, Didier, and Joseph Harari, eds. "Optoelectronic sensors," John Wiley & Sons, 2013.
- [I.36] F. Moutier, J.L. Polleux , C. Rumelhard, “NUMERICAL RESULTS OF THE UNITRaveling-CARRIER EFFECT OF A SIGE/SI HETEROJUNCTION BIPOLAR PHOTOTRANSISTOR”, in the 9th and 10th NEFERTITI Workshops on Millimetre Wave Photonic Devices and Technologies for Wireless and Imaging Applications, Brussels, Belgium, 17-19 January 2005.
- [I.37] J.L. Polleux, C. Rumelhard, “OPTICAL ABSORPTION COEFFICIENT DETERMINATION AND PHYSICAL MODELLING OF STRAINED SIGE/SI PHOTODETECTORS”, *IEEE EDMO 2000 Proc.*, Glasgow, Scotland, pp. 167-172, November 2000.
- [I.38] R. Braunstein, A. R. Moore, F. Herman, “Intrinsic Optical Absorption in Germanium Silicon Alloys”, in *Physical Review*, February 1958, Vol. 109, N°3, pp. 695-710.
- [I.39] C. S. Whelm, P. F. Marsh, R. E. Leoni, J. Hunt, M. Grigas, W. E. Hoke, K. C. Hwang, T. E. Kazior “Metamorphic PIN Photodiodes for the 40 Gb/s Fiber Market”, *IEEE GaAs Digest*, 2001.
- [I.40] J.L. Polleux, F. Moutier, A.L. Billabert, C. Rumelhard, E. Sönmez, H. Schumacher, “A Strained SiGe layer Heterojunction Bipolar Phototransistor for Short-Range Opto-Microwave Applications”, international Topical Meeting on Microwave Photonics MWP, 2003.
- [I.41] J.L. Polleux, F. Moutier, A.L. Billabert, C. Rumelhard, E. Sönmez, H. Schumacher, “An SiGe/Si Heterojunction Phototransistor for Opto-Microwave Applications: Modeling and first Experimental Results”, 11th GAAS symposium-Munich, 2003.
- [I.42] J. Harari, G. Jin, J. P. Vilcot, D. Decoster, “Theoretical study of p-i-n photodetectors' power limitations from 2.5 to 60 GHz”, *IEEE Trans. Microwave Theory Techn.*, vol. 45, no. 8, pp. 1332–1336, 1997.
- [I.43] G. Wang, T. Tokumitsu, I. Hanawa, K. Sato, and M. Kobayashi, “Analysis of high speed p-i-n photodiode S-parameters by a novel small-signal equivalent circuit model”, *IEEE Microw. Wireless Compon. Lett.*, vol. 12, no. 10, pp. 378–380, Oct. 2002.

- [I.44] K. Kato, A. Kozen, Y. Muramoto, Y. Itaya, T. Nagatsuma, M. Yaita, "110-GHz, 50%-efficiency mushroom-mesa waveguide p-i-n photodiode for a 1.55- μm wavelength", *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 6, no. 6, pp. 719–721, Jun. 1994.
- [I.45] I. H. Tan, C. K. Sun, K. S. Giboney, J. E. Bowers, E. L. Hu, B. I. Miller, R. J. Capik, "120-GHz long-wavelength low-capacitance photodetector with an air-bridged coplanar metal waveguide", *Photonics Technology Letters, IEEE*, vol. 7, no. 12.
- [I.46] Y. G. Wey, K. Giboney, J. Bowers, M. Rodwell, Silvestre, "110-GHz GaInAs/InP double heterostructure p-i-n photodetectors", *J Light Tech*, vol. 13, no. 7, pp. 1490–1499, 1995.
- [I.47] Liu, Kewei, Makoto Sakurai, and Masakazu Aono, "ZnO-based ultraviolet photodetectors," *Sensors* 10.9 (2010): 8604-8634.
- [I.48] L. Dobrzanski, J. K. Piotrowski, "Technology and characterization of a fast MSM photodetector", *Microwaves*, 2000.
- [I.49] J. S. Wang, C. G. Shih, W. H. Chang, J. R. Middleton, P. J. Apostolakis, M. Feng, "11 GHz bandwidth optical integrated receivers using GaAs MESFET and MSM technology", *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 5, no. 3, pp. 316–318, 1993.
- [I.50] C. Yu, L. Mao, X. Xiao, S. Zhang, S. Xie, "A metal-semiconductor-metal photodetector in Si-based, standard CMOS technologies," presented at the Integrated Circuits, ISIC '09. Proceedings of the 2009 12th International Symposium on, 2009, pp. 616–618.
- [I.51] X. J. Li, J. P. Ao, R. Wang, W. J. Liu, Z. G. Wang, Q. M. Zeng, S. Y. Liu, C. G. Liang, "An 850 nm wavelength monolithic integrated photoreceiver with a single-power-supplied transimpedance amplifier based on GaAs PHEMT technology", *Gallium Arsenide Integrated Circuit GaAs IC, Symposium, 2001. 23rd Annual Technical Digest*, pp. 65–69, 2001.
- [I.52] M. Y. Chen, I. Chung Cheng Chang *Sensors Journal*, "Integrated a ZnSe MSM Photodiode and an InGaP/GaAs HBT on a GaAs Substrate for High Sensitivity Short Wavelength Photodetector," *Sensors Journal, IEEE*, vol. 9, no. 8.
- [I.53] Y. Chen, S. Williamson, T. Brock, F. W. Smith, and A. R. Calawa, "375-GHz bandwidth photoconductive detector", *Applied Physics Letters*, vol. 59, no. 16, pp. 1984–1986, 1991.
- [I.54] S. Y. Chou, Y. Liu, W. Khalil, T. Y. Hsiang, S. Alexandrou, "Ultrafast nanoscale metal-semiconductor-metal photodetectors on bulk and low-temperature grown GaAs", *Applied Physics Letters*, vol. 61, no. 7, p. 819, 1992.
- [I.55] M. Y. Liu, S. Y. Chou, S. Alexandrou, C. C. Wang, T. Y. Hsiang, "110 GHz Si MSM photodetectors", *IEEE Trans. Electron Devices*, vol. 40, no. 11, pp. 2145–2146, 1993.

- [I.56] E. Chen, S. Y. Chou, "High-efficiency and high-speed silicon metal–semiconductor–metal photodetectors operating in the infrared", *Applied Physics Letters*, vol. 70, no. 6, pp. 753–755, 1997.
- [I.57] G. S. Kinsey, J. C. Campbell, A. G. Dentai, "Waveguide avalanche photodiode operating at 1.55 μm with a gain-bandwidth product of 320 GHz", *IEEE Photonics Technol. Lett.*, vol. 13, no. 8, pp. 842–844, Aug. 2001.
- [I.58] N. Duan, S. Wang, F. Ma, "High-speed and low-noise SACM avalanche photodiodes with an impact-ionization-engineered multiplication region", *IEEE Photonics Technol.*, vol. 17, no. 8, pp. 1719–1721, 2005.
- [I.59] A. Rouvie, D. Carpentier, J. Decobert, N. Lagay, F. Pommereau, M. Achouche, "180-GHz Gain-Bandwidth Product Back-Side-Illuminated GaInAs–AlInAs APDs", *IEEE Photonics Technol. Lett.*, vol. 21, no. 11, pp. 712–714, Jun. 2009.
- [I.60] M. Lahrichi, G. Glastre, E. Derouin, D. Carpentier, N. Lagay, J. Decobert, M. Achouche, "240-GHz Gain-Bandwidth Product Back-Side Illuminated AlInAs Avalanche Photodiodes", *IEEE Photonics Technol. Lett.*, vol. 22, no. 18, pp. 1373–1375, Sep. 2010.
- [I.61] M. Carroll, K. Childs, D. Serkland, R. Jarecki, T. Bauer, "Germanium-Silicon Separate Absorption and Multiplication Avalanche Photodetectors Fabricated with Low Temperature High Density Plasma Chemical Vapor Deposited Germanium", vol. 989, pp. 1–6, 2007.
- [I.62] Y. Kang, H. Liu, M. Morse, M. J. Paniccia, M. Zadka, S. Litski, G. Sarid, A. Pauchard, Y. Kuo, H. Chen, W. S. Zaoui, J. E. Bowers, A. Beling, D. C. McIntosh, X. Zheng, J. C. Campbell, "Monolithic germanium/silicon avalanche photodiodes with 340 GHz gain–bandwidth product", *Nat. Photonics*, vol. 3, no. 1, pp. 59–63, Dec. 2008.
- [I.63] Y. Kang, M. Zadka, S. Litski, G. Sarid, M. Morse, M. J. Paniccia, Y.-H. Kuo, J. Bowers, A. Beling, H. D. Liu, D. C. McIntosh, J. Campbell, A. Pauchard, "Epitaxially-grown Ge/Si avalanche photodiodes for 1.3 microm light detection", *Opt. Express*, vol. 16, no. 13, pp. 9365–71, Jun. 2008.
- [I.64] M. Casalino, "Near-infrared sub-bandgap all-silicon photodetectors: State of the art and perspectives", *Sensors*, vol. 10, no. 12, pp. 10571–10600, Nov. 2010.
- [I.65] J. J. Ackert, A. S. Karar, J. C. Cartledge, P. E. Jessop, A. P. Knights, "Monolithic silicon waveguide photodiode utilizing surface-state absorption and operating at 10 Gb/s", *Optics Express* 22, pp. 10710, 2014.
- [I.66] H. Zhu, L. Zhou, X. Sun, Y. Zhou, X. Li, and J. Chen, J. Sel. "On-Chip Optical Power Monitor Using Periodically Interleaved P-N Junctions Integrated on a Silicon Waveguide", *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, Vol. 20, Issue: 4, July-Aug. 2014.
- [I.67] B. Souhan et al., "Si + -implanted Si-wire waveguide photodetectors for the mid-infrared ", *Opt. Exp.*, vol. 22, no. 22, pp. 27415–27424, 2014.
- [I.68] D. F. Logan, P. Velha, M. Sorel, R. M. De La Rue, A. P. Knights, and P. E. Jessop, "Defect-Enhanced Silicon-on-Insulator Waveguide Resonant Photodetector With High

Sensitivity at 1.55 μm ", IEEE Photonics Technology Letters, Vol. 22, Issue: 20, Oct.15, 2010.

[I.69] A. H. Atabaki, H. Meng, L. Alloatti, and R. J. Ram, "Energy consumption of communication systems using integrated nanophotonic devices", 18th International Conference on Transparent Optical Networks (ICTON), ISSN: 2161-2064, 10-14 July 2016.

[I.70] L. Haret, X. Checoury, Z. Han, P. Boucaud, S. Combrie, and A. De Rossi, "All-silicon photonic crystal photoconductor on silicon-on-insulator at telecom wavelength", Opt. Express 18, 23965 (2010).

[I.71] H. Zhu, L. Zhou, Y. Zhou, Q. Wu, X. Li, and J. Chen, J. Sel, "All-Silicon Waveguide Avalanche Photodetectors With Ultrahigh Gain-Bandwidth Product and Low Breakdown Voltage", IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics, Vol. 20, Issue: 6, Nov.-Dec. 2014.

[I.72] D. Ahn, C.-yin Hong, J. Liu, W. Giziewicz, M. Beals, L. C. Kimerling, J. Michel, J. Chen, F. X. Kärtner, "High performance, waveguide integrated Ge photodetectors", Opt. express 15 (7), 3916-3921, 2007.

[I.73] P.R.A. Binetti, X.J.M. Leijtens, T. de Vries, Y.S. Oei, L. Di Cioccio, J.-M. Fedeli, C. Lagahe, J. Van Campenhout, D. Van Thourhout, P.J. van Veldhoven, R. Notzel, M.K. Smit, "InP/InGaAs Photodetector on SOI Circuitry", Group IV Photonics, 2009.

[I.74] F. Bonaccorso, Z. Sun, T. Hasan, A.C. Ferrari, "Graphene photonics and optoelectronics", Nat. Photon., 4, 611-622, 2010.

[I.75] H.L. Koppens, T. Mueller, Ph. Avouris, A.C. Ferrari, M.S. Vitiello, M. Polini, "Photodetectors based on graphene, other two dimensional materials and hybrid systems", Nat. Nanotechnology 2014, 9, 780-789.

[I.76] A.H. Castro Neto, F. Guinea, N.M.R. Peres, K.S. Novoselov, A.K. Geim, "The electronic properties of graphene", Rev. Mod. Phys. 2009, 81, 109-162.

[I.77] Z.H. Sun, H.X. Chang, "Graphene and Graphene-like Two-Dimensional Materials in Photodetection: Mechanisms and Methodology", ACS Nano 2014, 8, 4133-4156.

[I.78] F.N. Xia, T. Mueller, Y.M. Lin, A.V. Garcia, P. Avouris, "Ultrafast graphene photodetector", Nat. Nanotechnol. 2009, 4, 839-843.

[I.79] T. Mueller, F.N. Xia, P. Avouris, "Graphene photodetectors for high-speed optical communications", Nat. Photon. 2010, 4, 297-301.

[I.80] X.T. Gan, K.F. Mak, Y.D. Gao, Y.M. You, F. Hatami, J. Hone, T.F. Heinz, D. Englund, "Strong enhancement of light-matter interaction in graphene coupled to a photonic crystal nanocavity", Nano Lett. 2012, 12, 5626-5631.

[I.81] G. Konstantatos, M. Badioli, L. Gaudreau, J. Osmond, M. Bernechea, F.P.G.D. Arquer, F. Gatti, F.H.L. Koppens, "Hybrid graphene-quantum dot phototransistors with ultrahigh gain", Nat. Nanotechnol. 2012, 7, 363-368.

- [I.82] X.T. Gan, R.J. Shiue, Y.D. Gao, Meric I., Heinz T.F., K. Shepard, J. Hone, S. Assefa, D. Englund, “Chip-integrated ultrafast graphene photodetector with high responsivity“, *Nat. Photon.* 2013, 7, 883-887.
- [I.83] X.M. Wang, Z. Cheng, K. Xu, H.K. Tsang, J. Xu, “High-responsivity graphene/silicon-heterostructure waveguide photodetectors“, *Nat. Photon.* 2013, 7, 888-891.
- [I.84] S.W. Tan, H. R. Chen, W. T. Chen, M. K. Hsu, A. H. Lin, W. S. Lour, “Characterization and Modeling of Three-Terminal Heterojunction Phototransistors Using an InGaP Layer for Passivation,”vol. 52,no. 2, pp. 204–210, Feb.2005.
- [I.85] J.L. Polleux, F. Moutier, A.L. Billabert, C. Rumelhard, E. Sönmez, H. Schumacher, “A Strained SiGe layer Heterojunction Bipolar Phototransistor for Short-Range Opto-Microwave Applications”, *IEEE international Topical Meeting on MWP*, pp.113-116, Sept 2003.
- [I.86] J. L. Polleux, L. Paszkiewicz, A. L. Billabert, J. Salset, C. Rumelhard, “Optimization of InP–InGaAs HPT Gain: Design of an Opto-Microwave Monolithic Amplifier”, *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, Vol. 52, No. 3, March 2004.
- [I.87] M. D. Rosales, J. L. Polleux, Catherine Algani, “Design and Implementation of SiGe HPTs using an 80GHz SiGe Bipolar Process Technology”, 8th IEEE international conference on Group IV Photonic, pp. 243 245, London, Sept 2011.
- [I.88] M. D. Rosales, J. L. Polleux, J. Schiellein, C. Viana, C. Algani, “Full area Emitter SiGe Phototransistor for Opto-Microwave circuit applications”, 9th IEEE international conference on Group IV Photonic, pp. 294-296, San Diego, CA, Aug 2012.
- [I.89] T. Yin, A. Apsel, A.M. Pappu, C. Reungsinpinya, A. Khimani, “Optical interconnects in commercial BiCMOS,” *Proceedings of SPIE*, vol. 5357, p.1, 2004.
- [I.90] G. Liu, A. Trasser, H. Schumacher, “33–43 GHz and 66–86 GHz VCO With High Output Power in an 80 GHz SiGe HBT Technology”, in *IEEE Microwave And Wireless Components Letters*, Vol. 20, No. 10, pp.557-559, Oct. 2010.
- [I.91] D. Lin, B. Schleicher, A. Trasser, H. Schumacher, “A highly compact SiGe HBT differential LNA for 3.1–10.6 GHz ultra-wideband applications”, *IEEE International Conference ICUWB*, vol. 1, pp1-4, Nanjing, Sept 2010.
- [I.92] F. Moutier, “Modélisation et Evaluation des Performances des Phototransistors Bipolaires à Hétérojonction SiGe/Si pour les Applications Optique-microondes Courtes Distances”, Ph.D THESIS, Université de Marne-La-Vallée, Décembre 2006.
- [I.93] M. D. ROSALES, “Study of SiGe HPT for Radio over Fiber Applications”, Ph.D THESIS, UNIVESITÉ PARIS-EST, June 16, 2014.

Chapitre 2

Les modèles électriques compacts des transistors bipolaires

2.1 Introduction

Un modèle électrique compact est défini pour décrire le comportement électrique d'un composant électronique au sein d'un circuit. Cette description peut être réalisée selon plusieurs approches, comme celles qui sont basées sur la résolution des équations du transport des semi-conducteurs par exemple.

La première approche est basée sur l'analyse Monte Carlo qui consiste à décrire le mouvement de chaque particule dans la structure selon les principes de la mécanique quantique. Elle est basée sur la connaissance exacte des dimensions du composant et de ses couches, des profils de dopage de chaque couche et région, etc. Elle constitue l'approche la plus physique et la plus précise, mais elle est fortement pénalisée par des temps de calcul beaucoup trop longs et nécessitent des ressources mémoires importantes. Afin de réduire ces temps, les composants peuvent être simulés en résolvant les équations de Maxwell. Les résultats sont suffisamment précis et les solutions numériques peuvent être obtenues pour différents cas : unidimensionnel (1D), bidimensionnel (2D) et tridimensionnel (3D), idem, c'est délicat avec les zones actives et des différences de dimensions trop grandes.

D'autres approches existent dites comportementales qui sont privilégiées pour leur simplicité et leur rapidité de convergence. Celles-ci se comportent comme une boîte noire, et

leur fonction est de représenter un composant ou un système sans tenir compte des phénomènes internes qui régissent son fonctionnement. Ils sont représentés par des formules mathématiques qui n'ont aucune valeur physique. Il y a aussi les modèles analytiques qui se basent sur les équations physiques du composant, qui sont à l'heure actuelle l'approche la plus communément utilisée dans la modélisation d'aujourd'hui. La plupart de ces modèles sont quasi-statique avec quelques effets ajoutés, comme l'auto-échauffement. L'approche de base pour ce type de modélisation est d'abord d'étudier les propriétés physiques du composant, puis de résoudre les équations analytiquement, et enfin simplifier les solutions de telle sorte que les équations obtenues sont résolues facilement sur un ordinateur (élimination des discontinuités dans les fonctions d'analyse et de ses dérivées, etc.). La création d'un circuit électrique équivalent permet de décrire les solutions analytiques trouvées.

Habituellement, pour un transistor bipolaire, une représentation unidimensionnelle peut être une bonne approximation du comportement intrinsèque d'un dispositif réel. En utilisant plusieurs hypothèses, ces équations peuvent être simplifiées, résultant à des équations et des solutions différentielles ordinaires obtenues en utilisant les conditions aux limites appropriées. Avec cette approche, un circuit modèle peut être trouvé en combinant plusieurs résistances et condensateurs non linéaires, des diodes et des sources de courant contrôlées.

Les principaux modèles électriques des BJT et HBT de cette catégorie, sur lesquels s'appuient tous les simulateurs de conception de circuits analogiques radiofréquences, sont au nombre de cinq : Ebers & Moll (EM), SPICE Gummel Poon (SGP), VBIC, MEXTRAM et HICUM, constituant les modèles de référence des transistors bipolaires.

Dans ce chapitre nous allons donc, nous intéresser à présenter les principaux modèles compacts des transistors bipolaires, en montrant leurs capacités à reproduire précisément les effets des phénomènes physiques liés aux technologies de fabrication des composants. Comme dans le modèle semi-physique HICUM qui est le plus complet et qui sera présenté, en montrant ses équations, ses paramètres ainsi que ses points forts et ses limites. Ces modèles sont utilisés dans des simulateurs de circuits micro-ondes classiques, dont les plus connus sont : A.D.S (*Advanced Design System d'Agilent Technologies*) et CADENCE (de *Cadence Design System*).

Pour cela nous allons commencer par présenter les deux modèles de référence des transistors bipolaires sur lesquels s'appuient la plupart des modèles actuels des composants, à savoir le modèle d'Ebers-Moll et celui de Gummel-Poon. Puis nous présenterons les modèles

qui sont considérés comme avancés et plus complets. Finalement on présentera une comparaison des performances entre ces différents modèles.

2.2 La modélisation compacte

L'objectif principal des modèles compacts est de permettre la conception de circuits électroniques. Dès lors que les circuits sont constitués généralement de centaines voire jusqu'à des millions de transistors, les modèles compacts doivent être suffisamment simples d'un point de vue calculs numériques, afin d'assurer des temps de simulation acceptables. En plus de la demande de simplicité, il existe un certain nombre d'exigences supplémentaires pour un modèle compact adapté à la production sur le marché, qui sont résumés sur la Figure 2-1.

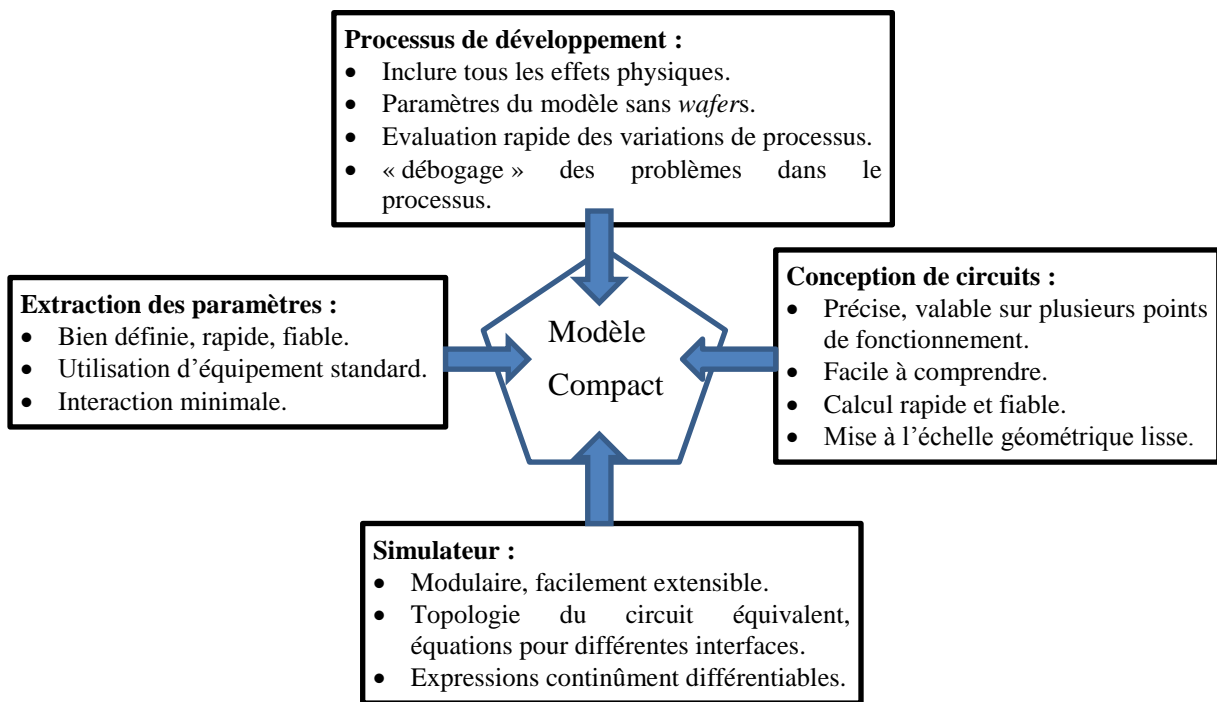


Figure 2-1 : Principales exigences pour un modèle compact industriel adapté à la production.

Les technologies modernes, avec leurs tâches de conception plus complexes, et la physique des dispositifs compliqués, ont conduit à une expertise spécialisée dans le domaine de la modélisation. Cela a également rendu difficile l'élaboration de modèles compacts qui peuvent être facilement compris par les non-spécialistes. Par conséquent, la tendance observée est que la communauté générale de conception de circuit exige des modèles qui couvrent précisément une grande plage de polarisation et de température de fonctionnement, soulageant le plus possible le concepteur de connaître les limites de validité d'un modèle. Une

autre condition importante est la capacité de la mise à l'échelle (de préférence lisse et facile) de la géométrie des composants pour des fins d'optimisation automatique de circuits.

La fiabilité d'un modèle dans les simulateurs de circuits est étroitement liée à la formulation de ce dernier. Un bon comportement de convergence exige des dérivées qui sont des fonctions continues des charges et des courants. En outre, plus le modèle est formulé d'une façon modulaire plus il est rapide et moins sujet aux erreurs lors d'intégration d'extensions. Également, le temps de simulation dans de nombreux simulateurs augmente avec le nombre de nœuds, à savoir la complexité du circuit équivalent.

Le meilleur modèle ne peut pas être utilisé sans paramètres correctement déterminés. Une tâche essentielle pour réussir la construction d'un modèle compact, est d'établir un banc de test et une méthodologie d'extraction de paramètres bien définis. Cette étape est bien facilitée par des équations du modèle qui sont correctement formulées et des paramètres bien définis. Idéalement, du point de vue de l'extraction de paramètres, les paramètres du modèle ne doivent pas être corrélés, sinon, la recherche de solutions simples et explicites ne peut pas être toujours possible. Équipements et procédures standards de mesure devraient être suffisants pour l'acquisition des données nécessaires à l'extraction de ces paramètres.

Les exigences qu'on a discutées ci-dessus sont mieux satisfaites par un modèle compact physique, qui peut être caractérisé par les propriétés suivantes:

- La structure du composant est généralement décrite par un circuit équivalent comportant des éléments localisés pour les différentes régions spatiales les plus importantes.
- Chaque valeur d'un élément est fonction de la polarisation électrique et de la température, et elle est calculée numériquement par des équations analytiques. En d'autres termes, les solutions numériques des équations différentielles sont généralement interdites, excluant ainsi les modèles numériques.
- Les équations des éléments du circuit contiennent un nombre assez petit de paramètres physiques, qui peuvent être déterminés à partir des mesures électriques aux bornes du composant. En d'autres termes, il est indésirable (par exemple, du point de vue de la propriété intellectuelle d'une fonderie) de connaître ou de fournir des informations sur la structure interne d'un composant (comme les profils de dopage) pour la détermination des paramètres du modèle. Cependant, il est souhaitable pour la

modélisation prédictive et statistique si les paramètres peuvent être exprimés par ces informations.

Le développement d'un modèle compact exige évidemment beaucoup de simplifications par rapport aux équations hydrodynamiques et de dérives-diffusions. En fait, même les modèles compacts avancés d'aujourd'hui, sont encore principalement basées sur la formulation dérive-diffusion. Afin de parvenir à des solutions analytiques des équations différentielles couplées des semi-conducteurs, généralement, les directions spatiales verticale et latérale sont traitées séparément, ce qui réduit le problème pour le transistor intrinsèque au cas 1D. Cependant, même avec cette simplification il n'existe pas de solution analytique pour les structures de dispositifs réelles (c'est à dire profils de dopage).

2.2.1 Les défis d'extraction du modèle

Un modèle précis prédit très bien les performances du dispositif et ce dans des conditions de fonctionnement réel. Ces simulations sont généralement numériquement beaucoup plus difficiles que les cas de test standard couramment utilisés pour juger la précision du modèle. La convergence d'une simulation dépend non seulement de la résolution numérique utilisée par le simulateur, mais aussi de la description du modèle et des valeurs des paramètres du modèle extraites. C'est pour cela que l'extraction des paramètres et de ses valeurs est un point important en modélisation.

2.2.1.1 Précision du modèle

Le modèle d'un transistor est régi par un ensemble de paramètres et une comparaison entre les résultats de simulations et de mesures, typiquement, les courbes I-V de la caractéristique de la sortie et les paramètres S pour quelques points de polarisation. Même si l'accord entre les données simulées et mesurées est bon, il reste encore des réponses à apporter pour une précision garantie du modèle spécifique : quelle application envisagée ? Quelle est la précision de la mesure ? Quelles sont les variations technologiques à appliquer au process ?

➤ Application du circuit

En réalité, un modèle n'est exact que dans certaines limites de plages de validité en polarisation, fréquences, températures ou niveaux de puissance par exemple. Ces limites doivent correspondre au type de circuit ciblé, voici quelques exemples:

1. Un vrai fonctionnement petit signal nécessite que le point de polarisation soit bien défini, ainsi que les paramètres S dans la gamme de fréquences considérée. Bien sûr, ce modèle est limité à un seul point de polarisation. Si un autre point de polarisation doit être simulé (par exemple, afin de minimiser la consommation d'énergie ou pour améliorer les performances de bruit), la précision peut être dégradée.
2. Une opération en régime faiblement non linéaire peut être considérée dans le cas d'un amplificateur à faible bruit. Le transistor ne sera soumis qu'à des signaux de faible puissance, mais le fonctionnement petit signal peut être insuffisante et nécessite l'utilisation d'un modèle non linéaire. La mesure à deux tons (signaux sinusoïdaux) pour la détermination du point d'interception d'ordre 3, caractérise cette condition de fonctionnement. Outre le point de polarisation, les paramètres-S ont également besoin d'être bien prédits dans une zone d'exploitation limitée autour du point de polarisation de repos. Cette zone est représentée en vert sur la Figure 2-2, et aucune exigence de précision à l'extérieur de cette zone n'est demandée. Encore une fois, si le point de polarisation est décalé, le modèle doit être réexaminé et éventuellement les paramètres doivent être ajustés.
3. Si d'autres effets non idéaux supplémentaires entrent en jeu, par exemple le claquage ou l'auto-échauffement, les paramètres du modèle respectifs doivent être déterminés et le modèle doit être vérifié par des mesures appropriées. Aucun modèle compact ne peut simultanément prédire tous les effets physiques, Il faut donc qu'ils soient caractérisés précisément pour extraire les paramètres en jeu.

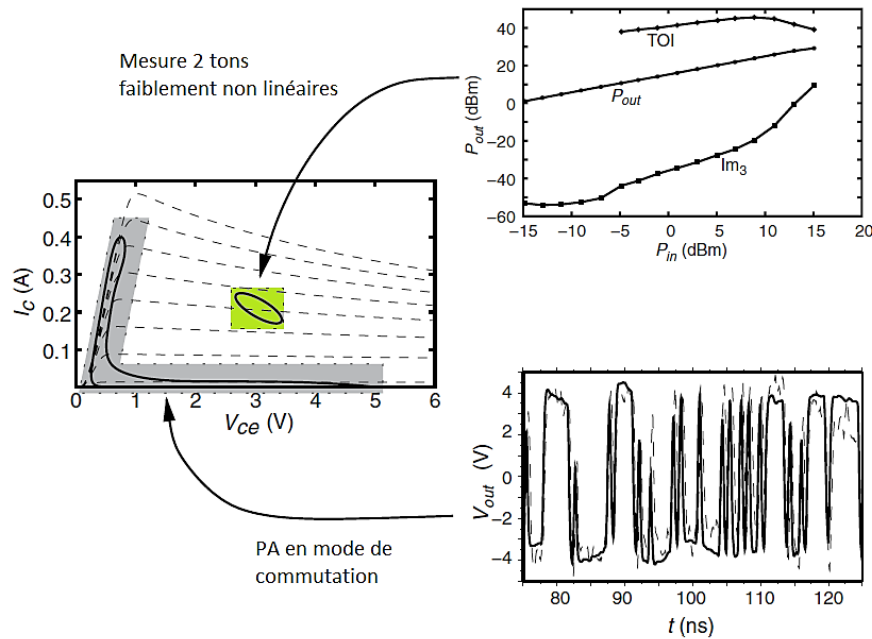


Figure 2-2 : En fonction de l'application du circuit, un modèle doit être précis dans les différentes zones du point de fonctionnement, tandis que d'autres peuvent être négligés. Ici on montre deux cas extrêmes: un fonctionnement en classe-A légèrement non linéaire et une opération en commutation [II.1].

4. Un cas particulier reste les amplificateurs de puissance à découpage, tels que les amplificateurs de puissance classe-E. Pour cette application, le modèle du transistor doit être très précis dans l'état bloqué et passant. La zone d'opération classe-A dans le cas du mode commutation est peu touchée. Comme illustré sur la Figure 2-2 par une zone grise, elle montre la zone où une grande précision du modèle est nécessaire pour cette condition de fonctionnement.
5. Un autre cas particulier est le mélangeur résistif. Le transistor à effet de champ (FET) est polarisé à une tension drain-source nulle. Le modèle a donc besoin de décrire les performances du transistor en mode direct et en mode inverse. Il doit être précis, non seulement pour une certaine oscillation de tension à l'entrée de la grille, mais aussi pour une certaine oscillation de tension au niveau du drain autour de zéro volt. Aux tensions de drain négatives, les bornes de drain et de source échangent leurs fonctionnalités. Cette condition d'opération inverse est généralement complètement ignorée lors de l'extraction des paramètres du modèle.

À ce stade, il est assez évident que certains fabricants de semi-conducteurs qui nous fournissent un ensemble de paramètres du modèle, n'anticipent pas tous les modes de

fonctionnement possibles. Généralement, les jeux de paramètres sont déterminés pour le cas générique de type de fonctionnement en classe A au point de polarisation optimale du dispositif concerné. Par conséquent, sans évaluation minutieuse de la précision du modèle, on ne peut obtenir qu'une estimation de la performance du circuit en utilisant le modèle.

➤ *Incertitude des mesures*

L'extraction de paramètres et la vérification du modèle est effectuée sur la base des données mesurées, qui sont déterminées avec une certaine précision, et ont toujours un certain degré d'incertitudes. Il existe essentiellement deux types d'incertitudes en mesures :

1. Les erreurs aléatoires. Celles-ci provoquent des données entachées de bruit entraînant une courbe dispersive, qui dans certains cas s'apparentent à un nuage de points. Dans d'autres cas, ces erreurs aléatoires peuvent ne pas être directement visibles.
2. Les erreurs systématiques. Celles-ci sont beaucoup plus difficiles à identifier en jugeant les données mesurées. Contrairement à l'erreur aléatoire, une erreur systématique déplace l'ensemble des données dans un sens ou un autre. Ce genre d'incertitude apparaît, par exemple, si l'atténuation des câbles, du té de polarisation (*bias-tees*), ou des sondes de plaquettes n'est pas entièrement connue.

Une condition préalable pour travailler avec des données de mesure est donc la connaissance du degré de précision que l'équipement de mesure peut fournir. De plus, le cycle complet de l'extraction de paramètres et de vérification du modèle repose sur des données qui sont souvent déterminées par différentes configurations de mesure et qui peuvent avoir différents degrés d'incertitude. Enfin, les performances du modèle, ne doivent pas être déterminées par une correspondance exacte à toutes les courbes mesurées, même si cela pourrait être atteignable. A titre d'exemple, envisageons une mesure *load-pull* du transistor qui donne la puissance de sortie en fonction de la puissance d'entrée selon la charge. Si la puissance de sortie est déterminée avec une précision de 1dB, et les données de simulation sont loin d'environ 0,5 dB, il n'est donc pas très utile d'essayer d'améliorer le modèle jusqu'à ce que les courbes de mesure et de la simulation concordent parfaitement. En effet, la courbe de simulation est déjà dans l'intervalle d'incertitude, il n'est donc pas possible d'obtenir de réelles améliorations en jouant sur les valeurs de paramètres afin de réduire la différence entre les courbes mesurées et simulées [II.2].

➤ *Variations du process technologique*

Considérons le cas où, on serait en mesure de déterminer tous les paramètres du modèle d'un transistor avec exactitude et sans aucune incertitude due à la mesure, sans simplification de modèle, ou autres. Le modèle sera toujours affecté par une quantité non négligeable d'incertitudes.

Malheureusement, nous sommes toujours confrontés au fait que deux échantillons d'un transistor ne sont jamais complètement identiques selon leurs position sur le wafer. Si l'on n'a pas accès aux données de fonderie et à la stabilité du processus de fabrication ces erreurs ne peuvent être prises en compte. Il est donc fortement recommandé de se soucier de cette question, surtout si le modèle du transistor est utilisé pour concevoir des circuits et des fonctions complexes. Le modèle électrique doit pouvoir simuler tous les transistors d'une technologie donnée.

L'impact des variations de process technologique est faible, pour une ligne de production industrielle et mature et élevée pour une technologie non industrielle et non mature. Les variations de processus sont d'origine différente, comme :

- Les fluctuations aléatoires des dimensions, des concentrations de dopage, etc. Ces incertitudes dans le processus technologique s'accumulent et se traduisent par une variation stochastique des paramètres autour d'une valeur moyenne. Comme dans le cas du bruit, il est préférable de supposer que la fonction de densité de probabilité des paramètres est une fonction gaussienne.
- écarts systématiques, en fonction de l'emplacement sur la plaquette (Wafer) qui sont très larges comparé à la taille des composants. puisque les géométries des transistors sont très petites, les endroits sur la plaquette ne sont pas traités de la même manière. Il convient de s'attendre à ce que les paramètres montrent une certaine variation en fonction du rayon de la plaquette.
- Différences séquentielles. Un nouveau lot de plaques est traité de façon légèrement différente des lots précédents. Puisque les conditions environnementales dans la salle blanche changent légèrement, ainsi que les produits chimiques, il en résulte un décalage de certains paramètres des transistors d'une plaque à une autre.

2.2.1.2 Convergence numérique

La précision du modèle n'est malheureusement pas la seule préoccupation à prendre en charge lors de l'extraction des paramètres. Le choix des valeurs des paramètres peut également influencer sur la vitesse de simulation. Des valeurs de paramètres du modèle mal extraites ont le pouvoir de dégrader les bonnes propriétés numériques d'un modèle bien formulé. Dans certains cas, des paramètres non pertinents peuvent même mettre en échec la simulation de façon que le logiciel de simulation soit incapable de converger vers une solution. Aujourd'hui, les modèles sont généralement formulés de telle sorte qu'ils fournissent une bonne précision et de bonnes propriétés numériques. Pourtant, les paramètres du modèle ont le pouvoir de dégrader ces propriétés. Deux exemples les plus importants représentant ces problèmes sont le claquage (avalanche) et l'auto-échauffement.

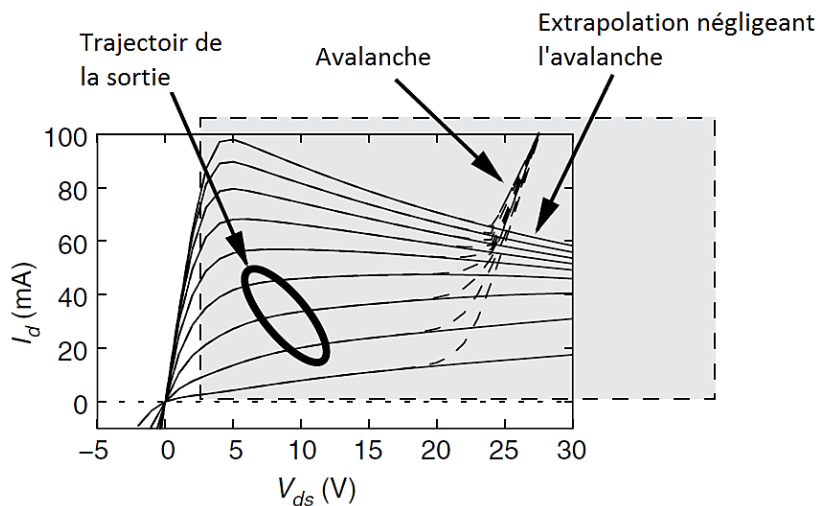


Figure 2-3: Exemple d'omission de la modélisation du phénomène d'avalanche pour avoir une stabilité numérique [II.1].

Le phénomène d'avalanche a la propriété de faire varier rapidement et d'une façon brutale le courant en sortie du transistor, entraînant une pente très raide sur la caractéristique statique. Une solution DC au-delà de l'avalanche est inexistante, puisque le dispositif risque d'être détérioré. Ainsi, même si le courant de sortie est défini par une équation continue, sa variation très forte sur une gamme étroite de tensions, s'apparente numériquement à une discontinuité. Dans ce cas, le point de polarisation proche de l'avalanche peut avoir un impact sur la stabilité numérique de la simulation, même si elle est loin de la solution finale. Pendant la détermination itérative de la trajectoire de sortie, des combinaisons de courant/tension sont calculées dans la zone ombrée et au-delà (voir Figure 2-3), négliger l'avalanche n'a aucun

impact sur la précision du modèle, mais il améliore considérablement les propriétés de convergence du calcul de la solution.

En conclusion, le compromis entre la précision globale du modèle (décrivant tous les effets correctement) et la robustesse numérique (négliger ce qui n'est pas pertinent) exige une connaissance a priori de l'application cible du modèle.

2.3 Les modèles électriques les plus répandus du transistor bipolaire.

2.3.1 Le Modèle d'Ebers & Moll

Le modèle d'Ebers et Moll (EM), créé en 1954 [II.3], est le tout premier modèle électrique simple et efficace du transistor bipolaire. Appelé également « Modèle de diodes accouplées », il est le résultat de la superposition des modes de fonctionnement direct (*forward*) et inverse (*reverse*). Il représente uniquement le fonctionnement intrinsèque du transistor bipolaire. Dans ce modèle, le transistor est schématisé par deux sources de courants, placées respectivement entre la base et l'émetteur (jonction BE) et la base et le collecteur (jonction BC). Le comportement des deux jonctions est modélisé par les diodes D1 et D2, chacune en parallèle avec sa composante de courant comme montré sur la Figure 2-4 du schéma électrique équivalent version EM1.

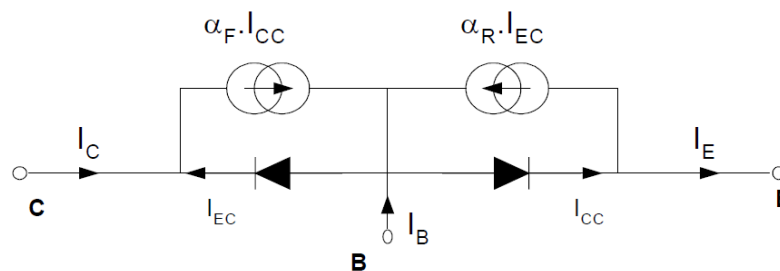


Figure 2-4 : Schéma équivalent du modèle d'Ebers & Moll version 1 (EM1).

Cette version EM1 du modèle est décrite entièrement par trois paramètres : le courant de saturation des diodes I_S , et les gains statiques en courant en modes direct et inverse α_F et α_R en configuration base commune. Dans ce cas les courants direct et inverse aux bornes des deux diodes, s'écrivent :

$$I_{CC} = I_S \left[\exp\left(\frac{V_{BE}}{n_F V_T}\right) - 1 \right] \quad (\text{II.1})$$

$$I_{EC} = I_S \left[\exp\left(\frac{V_{BC}}{n_R V_T}\right) - 1 \right] \quad (\text{II.2})$$

n_F et n_R sont les coefficients d'idéalité en direct et en inverse. Avec V_T la tension thermique : $V_T = kT/q$, T est la température de la jonction, $q = 1.602 \cdot 10^{-19}$ [C] est la charge unitaire d'un électron, et K est la constante de Boltzmann = $1.381 \cdot 10^{-23}$ [J/K].

Ce modèle est très basique, il a l'avantage d'utiliser un nombre assez réduit de paramètres du modèle mais il est néanmoins très limité pour modéliser les transistors récents. En effet, il ne prend pas en compte par exemple, l'évolution du gain en courant β en fonction de la polarisation, l'effet Early, ou encore les effets de forte injection (effet Webster et Kirk). Il ne prend pas en compte les effets à hautes fréquences, c'est un modèle pour la simulation en statique.

Le schéma électrique équivalent du modèle Ebers & Moll de 3^{ème} génération dite la version transport améliorée, est présenté sur la Figure 2-5, il inclue les améliorations de second ordre [II.4] et les effets fréquentiels.

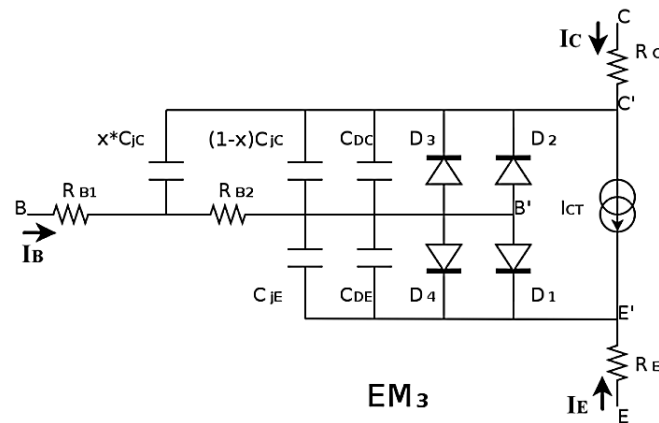


Figure 2-5 : Modèle d'Ebers & Moll sous sa 3^{ème} version EM3 [II.4].

Dans cette version le courant de référence du modèle est celui du générateur I_{CT} . Ce courant principal est exprimé en fonction de deux composantes : le courant direct I_{CC} et le courant inverse I_{EC} décrits respectivement, cette fois ci par les équations suivantes :

$$I_{CT} = I_{CC} - I_{EC} \quad (\text{II.3})$$

$$I_{CC} = \frac{I_{SF}}{1 + \theta_F \exp\left(\frac{V_{B'E'}}{2V_T}\right)} \left[\exp\left(\frac{V_{B'E'}}{n_F V_T}\right) - 1 \right] \quad (\text{II.4})$$

$$I_{EC} = \frac{I_{SR}}{1 + \theta_R \exp\left(\frac{V_{B'C'}}{2V_T}\right)} \left[\exp\left(\frac{V_{B'C'}}{n_F V_T}\right) - 1 \right] \quad (\text{II.5})$$

θ_F et θ_R sont les coefficients d'ajustement pour l'effet Webster en forte injection [II.5] et $V_{B'E'}$ et $V_{B'C'}$ les tensions aux bornes des jonctions base-émetteur et base-collecteur qui déterminent la partie active du transistor. Les diodes D_3 et D_4 sur le schéma modélisent les courants dits de fuite à faible injection. R_C , R_{B1} , R_{B2} et R_E sont les résistances d'accès aux contacts collecteur, base extrinsèque et intrinsèque et émetteur respectivement.

2.3.2 Le modèle SPICE Gummel-Poon

Le modèle SPICE Gummel-Poon (SGP) est un modèle compact basé sur la relation de l'Intégrale de Contrôle de Charge total (ICC) des charges minoritaires dans la base, développée par Gummel et Poon [II.6] grâce aux relations de Moll-Ross. Cette relation décrit l'intégration du courant de transfert par rapport au temps pour tous les régimes de fonctionnement, en utilisant l'hypothèse du principe de superposition s'appliquant aux charges injectées dans la base par la jonction BE (mode direct) et aux charges injectées par la jonction BC (mode inverse). De plus cette intégrale de charge est établie par la résolution des équations classiques de la physique du composant, c'est-à-dire les équations de dérive-diffusion des électrons et des trous. Ceci nous donne les expressions des courants aux deux jonctions qui sont très similaires à celles du modèle d'Ebers-Moll.

Des simplifications ont été apportées à cette relation ce qui implique une perte de précision du modèle dans les zones de fort courant. De plus, la modélisation du temps de transit est empirique, seules ses dépendances avec la polarisation sont prises en compte. La chute de la fréquence de transition à fort courant et la variation du temps de transit avec le courant collecteur ne sont pas décrites correctement. D'autre part, dans les technologies récentes, l'épaisseur de la base neutre n'est plus prédominante devant les zones de charge d'espace, ce qui implique des tensions d'Early beaucoup plus faibles et non constantes avec la polarisation. Des écarts sont alors constatés sur les caractéristiques de sorties. A cela s'ajoute la réduction des dimensions verticales couplée à l'augmentation des dopages qui a pour conséquence des tensions de claquage plus faibles, d'autant que le modèle ne prend pas en compte le courant de claquage (d'avalanche ou tunnel). Toutefois le modèle SGP est le plus efficace en termes de temps de simulation et son degré de précision suffit pour des

transistors bipolaires peu performants (f_T de l'ordre de quelques GHz) ou pour certaines applications. Le schéma équivalent du modèle GP est celui sur la Figure 2-6 suivante :

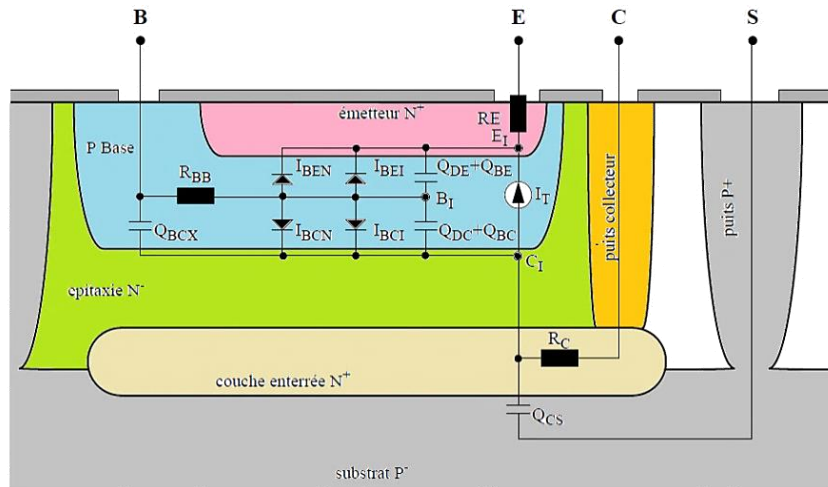


Figure 2-6 : Schéma équivalent du modèle SPICE Gummel-Poon [II.7].

Il est constitué d'un transistor interne placé entre les nœuds E_I , B_I et C_I . Ce transistor interne est constitué du courant de transfert I_T , qui décrit l'effet transistor et qui est fonction des deux tensions V_{BEI} et V_{BCI} . Des charges de déplétion Q_{BE} et Q_{BC} , des charges de diffusion Q_{DE} et Q_{DC} ainsi que des diodes I_{BEI} et I_{BCI} qui représentent respectivement les courants de trous injectés de la base vers l'émetteur et vers le collecteur. Les courants de recombinaison ou de fuite sont pris en compte au travers des diodes I_{BEN} et I_{BCN} .

Les résistances séries R_E , R_{BB} et R_C relient le transistor interne aux nœuds terminaux. La résistance d'émetteur est constante. La résistance collecteur est également considérée comme constante ce qui est une simplification importante. En effet, dû aux effets de fortes injections dans le collecteur, le champ électrique varie dans cette région, ce qui crée une augmentation de R_C avec la polarisation et provoque l'entrée du transistor en régime de quasi-saturation. La résistance de base R_{BB} est un paramètre important puisqu'elle détermine, avec R_E , la valeur adéquate de la tension interne base-émetteur et, de là, le comportement statique (I_T) et détermine aussi l'impédance d'entrée du comportement dynamique. Cette résistance est composée d'une partie externe qui est constante avec la polarisation ainsi que d'une partie interne qui décroît avec l'augmentation du courant collecteur. Deux phénomènes physiques sont la cause de cette décroissance. Le premier est la défocalisation du courant (*Crowding current*) émetteur, le second est la modulation de la conductivité de la base. Ces deux effets sont pris en compte par le modèle mais ne peuvent être activés en même temps lors des

simulations. Le partage ou la distribution des capacités est partiellement modélisé pour la capacité base-collecteur avec sa composante externe Q_{BCX} .

Enfin, le transistor PNP (Base-Collecteur-Substrat) parasite n'est pas intégré entre les nœuds B, C et S. de plus, il faut noter qu'il existe deux modèles modifiés de Gummel-Poon : le modèle non linéaire non quasi-statique et le modèle très couramment utilisé dans les simulateurs de circuits type SPICE.

2.3.3 Le modèle VBIC (Vertical Bipolar Inter-Company)

Le modèle VBIC [II.8] a été développé par un groupe d'industries américaines comme Motorola, Texas Instruments, Analog Devices, Hewlett-Packard, IBM [II.9], afin de remplacer le modèle SPICE Gummel-Poon en sélectionnant la meilleure caractéristique de tous les modèles publiés à cette époque. VBIC est open source et il est dans le domaine public depuis 1995. Sa formulation est similaire au modèle SGP afin de faciliter son apprentissage par les concepteurs qui peuvent s'appuyer sur leurs connaissances du modèle SGP.

Les améliorations suivantes ont été apportées au modèle VBIC par rapport à celui de SGP :

- Les tensions d'Early directe et inverse sont variables avec la polarisation.
- La quasi-saturation est prise en compte.
- Le transistor PNP parasite est intégré dans le modèle.
- Les capacités parasites telles que les capacités d'oxyde sont présentes.
- Le courant d'avalanche est modélisé.
- La dépendance en température a été améliorée.
- Les courants base et collecteur sont découplés.
- Ajout d'un réseau modélisant l'excès de phase du courant collecteur.
- Modélisation par des fonctions de classe C^∞ (pas de discontinuités dans les dérivés).
- L'auto-échauffement est inclus.

Du fait des nombreuses structures à envisager, les variations géométriques n'ont pas été prises en considération lors du développement du modèle. Le modèle VBIC est discuté en détail dans [II.10], [II.11], mais on ne présente ici que ses grandes lignes. Ce modèle a été

initialement réalisé pour les BJT Silicium, mais il a été démontré qu'il possède toutes les caractéristiques nécessaires à la modélisation des HBT (composés InGaP/GaAs par exemple).

Les modèles VBIC, et SGP, reposent sur la relation ICC citée au paragraphe précédent. Son schéma équivalent est donné sur la Figure 2-7. Ce circuit inclut un transistor NPN interne entre les nœuds E_I , B_I et C_I représentant la partie active, des résistances et des capacités parasites, un transistor parasite PNP entre les nœuds S_I , C_X et B_X , un réseau thermique et un circuit qui modélise l'excès de phase sur le courant de transfert direct I_F .

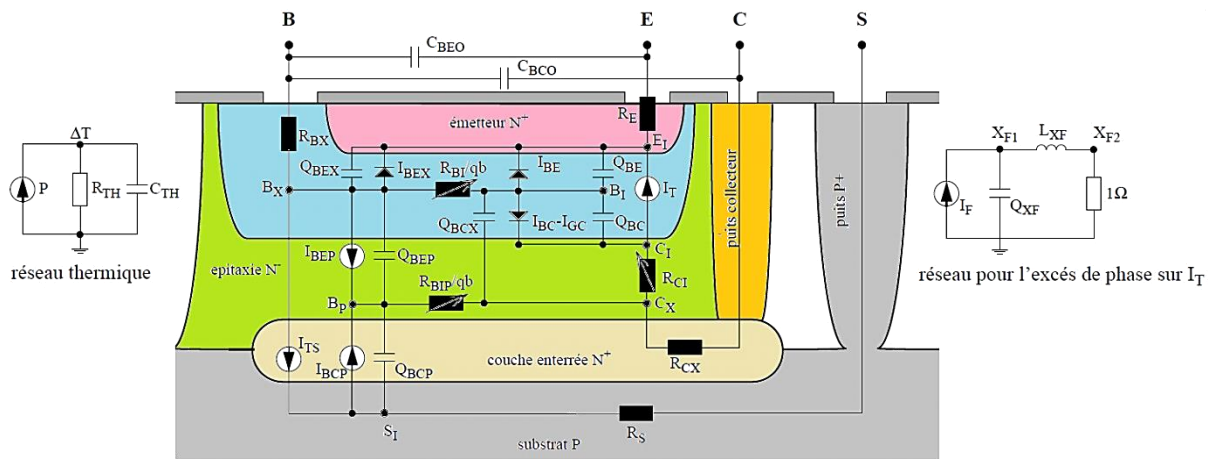


Figure 2-7 : Circuit équivalent du modèle VBIC pour le transistor bipolaire.

La formulation du temps de transit de VBIC correspond à une version légèrement améliorée de celle utilisée pour le modèle GP. A cette formulation s'ajoute la prise en compte de la modulation de la résistance collecteur avec la polarisation. Ces deux améliorations permettent de simuler les caractéristiques dynamiques, telles que les courbes de f_T en fonction du courant collecteur, avec une précision accrue comparativement au modèle GP. Les charges de déplétion base-émetteur et base-collecteur sont partagées en une partie interne et une autre externe autour de la résistance de base. Finalement, le transistor parasite est modélisé de la même manière que le transistor interne. Cette approche est inutile car elle nécessite un temps de calcul plus grand (plus de nœuds).

2.3.4 Le modèle MEXTRAM level 504

Le modèle MEXTRAM (Most EXquisite TRAnsistor Model) est un modèle très évolué il est développé par W.J. Kloosterman et J.C. Paaschens au sein de la société Philips [II.12]. Une version publique a été présentée en 1995 (level 503) et la dernière version a été publiée en 2001 (level 504). Il s'est montré excellent pour les processus Si et SiGe. Et il est formulé

avec un minimum d'interaction entre les caractéristiques DC et AC ce qui facilite l'extraction de ses paramètres. MEXTRAM est développé pour décrire les effets physiques suivants :

- La variation de l'effet Early avec la polarisation.
- Les courants de base non-idéaux.
- Les effets de fortes injections.
- Le comportement résistif de la couche d'épitaxie.
- Les effets de saturation sur la résistance d'épitaxie.
- Le courant d'avalanche.
- Les effets de stockage des charges.
- Le partage des capacités base-collecteur et base-émetteur.
- Le transistor substrat PNP parasite.
- La modélisation explicite des régions inactives.
- Les effets distribués à hautes fréquences dans la base intrinsèque (défocalisation à hautes fréquences et l'excès de phase).
- La dépendance en température.
- L'auto-échauffement.
- Les sources de bruits thermiques, de grenaille et en I/f .

Ce modèle peut être utilisé pour des analyses DC, transitoires ou AC sur une large plage de courant. La version 504 a été développée pour améliorer la description des dérivées du premier ordre et celles d'ordres plus élevés. La Figure 2-8 montre la topologie du circuit équivalent. Le transistor actif est placé entre les nœuds E_1 , B_2 et C_1 . Ce transistor est composé du courant de transfert I_T qui est basé sur la relation Moll-Ross ou ICCR comme dans SGP, de la composante surfacique du courant de base idéal I_{B1} et de celle du courant non idéal I_{B2} . Le courant base-collecteur I_{AVL} permet au modèle de prendre en compte les effets d'avalanche. Les charges Q_{TE} et Q_{TC} représentent les charges de déplétion internes base-émetteur et base-collecteur. Les charges Q_{BE} et Q_{BC} sont équivalentes aux charges de diffusion de la théorie classique en tenant compte du profil de dopage dans la base. Les charges stockées dans l'émetteur neutre sont clairement identifiées via la charge Q_E . Cette charge associée à Q_{BE} et Q_{BC} , est utilisée pour décrire le temps de transit. Ce temps de transit dépend de la polarisation et du courant contrairement aux modèles VBIC et SGP. Cette double dépendance étant plus physique, les simulations des caractéristiques dynamiques sont

beaucoup plus réalistes à fort courant. La chute de la fréquence de transition est ainsi bien mieux modélisée.

La résistance pincée est prise en compte via une résistance de base qui est modulée par les charges présentes dans la base, tout comme VBIC et SGP. La modulation de la conductivité et la défocalisation du courant apparaissent au travers du courant I_{B1B2} . De plus, la charge Q_{B1B2} placée en parallèle représente les effets de défocalisation à hautes fréquences.

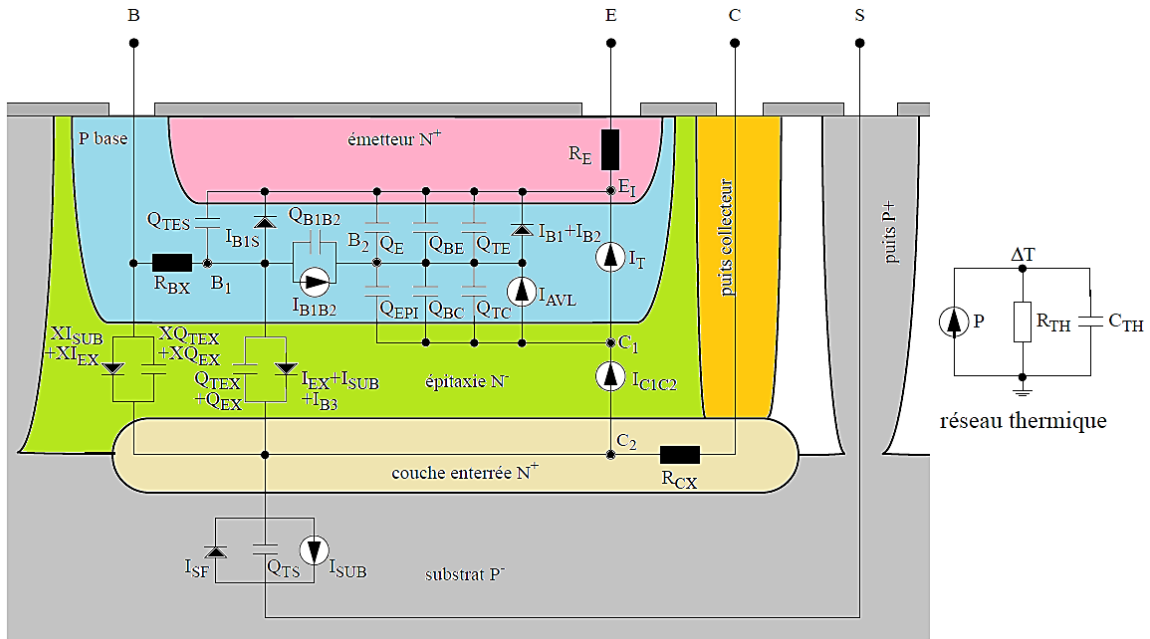


Figure 2-8 : Circuit équivalent du modèle MEXTRAM.

De plus, les composantes externes de la charge de déplétion base-émetteur ainsi que celles du courant de base sont décrites par Q_{TES} et I_{B1S} . Une partie de la charge de déplétion base-collecteur ($X_{Q_{TEX}}$ et Q_{TEX}) est placée à l'extérieur du transistor actif et est partagée autour de la résistance de base externe R_{BX} . Le transistor PNP parasite est composé du courant base collecteur I_{B3} , du courant substrat I_{SUB} et des charges de stockages externes Q_{EX} et $X_{Q_{EX}}$. La description du courant de transfert à l'aide des charges ne facilite pas l'extraction des paramètres statiques et dynamiques qui se trouvent alors corrélés. Cependant, ce modèle est beaucoup plus physique que les modèles SGP et VBIC. De nettes améliorations quant à la précision du modèle sont ainsi constatées sur les caractéristiques dynamiques et statiques. De plus, ses paramètres étant reliés à la physique et à la géométrie du transistor, le modèle est paramétrable.

2.3.5 Le modèle HICUM/ level 2 version 2.1

Le modèle HICUM (*High-CUrrrent Model*) a été développé à l'origine pour améliorer la modélisation du comportement dynamique des transistors utilisés lors de la conception des circuits à hauts débits. Il prend en compte les effets à forte injection de courant [II.13] [II.14] des transistors très rapides. La première version a été présentée en 1986 par H.M. Rein et M. Schröter [II.15]. Ce modèle est dans le domaine public depuis 1999.

Il est maintenant un modèle standard CMC (*Common Mezzanine Card*) et il est utilisé dans un grand nombre de simulateurs et logiciels de conception comme : ADS Agilent Technologies, BSIM, ELDO-RF, GoldenGate, HSPICE, SPECTRE-RF, SPICE3F5, etc. HICUM est capable de modéliser les effets physiques suivants :

- Les effets de fortes injections.
- Les effets de quasi-saturation et effet Kirk.
- Le découplage des courants base et collecteur.
- Les capacités d'oxyde.
- Les effets 2-D/3-D tels que les injections à la périphérie de l'émetteur, et la défocalisation du courant d'émetteur.
- Le caractère distribué de la région externe base-collecteur en haute-fréquences.
- Le courant d'avalanche et le courant tunnel dans l'émetteur.
- Le transistor PNP parasites et le réseau substrat.
- Les effets non quasi statiques qui interviennent sur le courant de transfert et la charge des porteurs minoritaires.
- Les différences entre bandes interdite de différents matériaux (TBH).
- La dépendance en température et les sources des bruits standards (thermique, grenaille et Flicker).
- L'auto-échauffement.

Par rapport au modèle Gummel-Poon, le modèle HICUM se fonde sur les points forts des relations de l'intégrale de contrôle de charge faisant usage de l'avantage de relier les caractéristiques petit et grand signal. En conséquence, le modèle est composé d'un circuit équivalent en relation directe avec la physique du composant. Ainsi, chaque paramètre du modèle représente soit les données électriques, technologiques, physiques, de dimensions

spatiales ou des informations de la polarisation et la température du composant, comme en témoigne le circuit équivalent (Figure 2-9). De même grâce à cette relation forte avec la physique des dispositifs, une meilleure compréhension de l'impact de certains effets sur les caractéristiques du circuit est assurée.

La Figure 2-9 présente le circuit équivalent de la version 2.1 du modèle HICUM. Le transistor est partagé en deux parties. La partie interne, délimitée par la ligne en pointillé sur le schéma, décrit le comportement électrique à la verticale de la fenêtre émetteur (c'est-à-dire la partie active). La partie externe est composée d'éléments qui permettent de prendre en compte les effets bidimensionnels ainsi que les effets parasites tels que les résistances séries. Le développement du modèle HICUM est orienté vers une description précise des caractéristiques dynamiques du transistor. Les quantités qui déterminent ces caractéristiques, telles que les charges de déplétion, Q_{BEI} et Q_{BCI} , ou celle des porteurs minoritaires, Q_{DE} et Q_{DC} , sont définies comme des quantités de base et sont formulées le plus physiquement possible. Elles sont utilisées pour le calcul des caractéristiques statiques grâce à la relation ICC qui a été généralisée (GICC), cette fois ci sans simplifications inadéquates en plus d'un ajustement de certains paramètres (comme la tension d'Early). En effet cette relation est intégrée sur la structure entière (du contact émetteur au contact collecteur), contrairement à celle implémentée dans les modèles SGP, VBIC et MEXTRAM, qui ne considère que les charges dans la base. Cependant, l'apparition des charges dans la formulation du courant de transfert crée une corrélation entre le comportement statique et dynamique. Cette corrélation complique l'extraction des paramètres du modèle.

L'amélioration la plus importante apportée par ce modèle réside dans la description semi-physique du temps de transit τ_f . Ce temps de transit est maintenant la somme des temps de transit des différentes zones du transistor que ce soient la base, l'émetteur ou le collecteur neutre. τ_f dépend non seulement de la polarisation à faible injection, mais également du courant collecteur dans le régime de fortes injections. Ce temps de transit sert à décrire l'effet Early et les effets de fortes injections (l'effet Kirk et la quasi-saturation) (on va voir ces équations dans la partie concernant la comparaison des modèles). De même la modulation de la résistance interne du collecteur R_{CI} est incluse dans l'expression de τ_f .

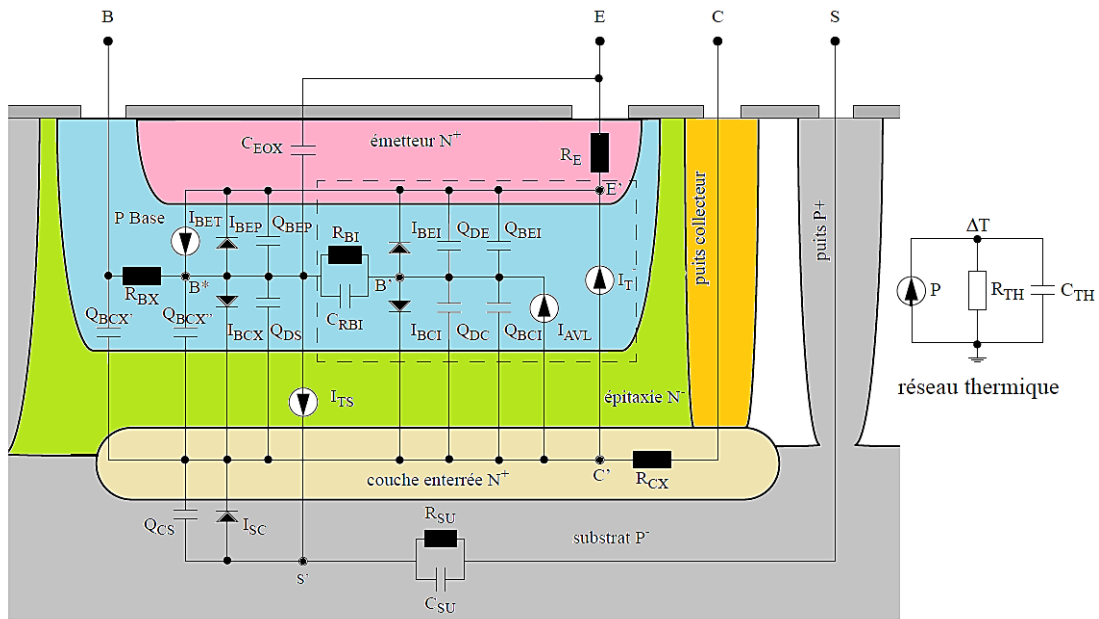


Figure 2-9 : Circuit équivalent du modèle HICUM d'un transistor NPN.

Le courant de base est totalement décorrélé du courant de transfert et est partagé en une partie interne (I_{BEI} et I_{BCI}) et une partie externe (I_{BEP} et I_{BCX}) autour de la résistance de base interne R_{BI} . Cette résistance est dépendante de la polarisation et de la fréquence de fonctionnement afin de prendre en compte la modulation de la conductivité, ainsi que la défocalisation du courant émetteur en statique et en dynamique [II.16].

Le transistor externe est composé des résistances séries R_E , R_{BX} et R_{CX} , des parties externes de la charge de déplétion base-émetteur et des courants de bases. La nature distribuée de la charge de déplétion base-collecteur est modélisée par un réseau en π à l'aide des éléments $Q_{BCX'}$, R_{BX} et $Q_{BCX''}$. La charge de déplétion collecteur-substrat Q_{CS} est utilisée pour définir le transistor PNP parasite avec son courant de transfert I_{TS} . De plus, les effets de substrat sont modélisés via la résistance R_{SU} et la capacité C_{SU} .

Enfin, les équations et les paramètres du modèle sont basés sur la physique du dispositif, ce qui implique la capacité de développement d'un modèle paramétré en fonction des dimensions du transistor.

2.4 Comparaisons entre les modèles

Dans cette partie on effectue une comparaison rapide des équations les plus importantes des modèles compacts (SGP version Spice3G2, VBIC version 1.2, HICUM version 2.1 et MEXTRAM version 504) décrits précédemment [II.7].

Il y a plusieurs points importants pour évaluer un modèle compact, mais nous nous concentrerons ici uniquement sur la capacité à modéliser d'une manière précise les caractéristiques statique et dynamique du composant, qui est principalement déterminée par les équations constituant le modèle. C'est pour cela que nous allons comparer les principales équations du modèle. Dans le détail, nous allons considérer les points importants suivants :

- ✓ Le circuit équivalent,
- ✓ Calcul du courant de transfert,
- ✓ Calcul de la charge de base,
- ✓ Calcul du courant de base,
- ✓ Calcul de la résistance de base
- ✓ Calcul du temps de transit.

2.4.1 Circuit équivalent grand signal

Le circuit équivalent grand signal pour tous les modèles qu'on étudie se base en grande partie sur le modèle de transport. Il inclut par exemple, une source de courant de transfert, des diodes pour les composantes de courant de base idéale et non-idéale, ainsi que des résistances d'accès en série. Par rapport au modèle SGP. Dans le tableau suivant on présente les éléments les plus importants dans le circuit équivalent de chaque modèle.

Tableau 2-1 : Comparaison des différents composants des circuits équivalents des modèles SGP, VBIC, HICUM et MEXTRAM grand signal.

	SGP	VBIC	HICUM	MEXTRAM
Courant de base BE extrinsèque	-	I_{BEX}	I_{JBEP}	I_{B1S}
Courant tunnel BE	-	Une partie de I_{BE}	I_{BET}	-
Répartition de la résistance de base	-	R_{BX}, R_{BI}	R_{BX}, R_{BI}	R_{BC}, R_{B1B2}
Charge parallèle à RBI pour la défocalisation du courant en AC	-	-	Q_{RBI}	Q_{B1B2}
Source de courant collecteur	-	I_{RCI}	-	I_{C1C2}
Jonction BC externe	-	I_{BEP}	I_{JBCX}	I_{EX}, X_{IEX}
Courant d'avalanche BC	-	Une partie de I_{BC}	I_{AVL}	I_{AVL}
Résistance de la base pour PNP	-	R_{BP}	-	-
Courant de transfert du substrat	-	I_{CCP}	I_{TS}	I_{SUB}, X_{ISUB}
Diode substrat-collecteur	Q_{SCS}	I_{BCP}, Q_{SBCP}	I_{JSC}, Q_{JS}	I_{SF}, Q_{TS}
Modèle du substrat	-	R_S	R_{SU}, Q_{SU}	-
Composants thermiques	-	I_{TH}, R_{TH}, Q_{CTH}	I_P, R_{TH}, Q_{TH}	I_{DISS}, R_{TH}, Q_{TH}
Réseau d'excès de phase	-	$I_{TZF}, Q_{XF}, L_{XF}, R_{XF}$	-	-

Dans la suite on va présenter une comparaison entre les équations les plus importantes.

2.4.2 Courant de transfert

Le courant de transfert direct et inverse est défini pour tous les modèles. Alors que la somme de ces deux composantes qui sont définies séparément est modifiée par la définition de la charge de la base. Pour les modèles SGP, VBIC et MEXTRAM une charge q_B normalisée est utilisée, tandis que dans le modèle HICUM une charge absolue Q_{PT} est appliquée. Le Tableau 2-2 présente une comparaison des équations du courant de transfert et de ces composants.

Tableau 2-2 : Courant de transfert dans les modèles SGP, VBIC, HICUM et MEXTRAM.

Modèle	Equation du courant de transfert direct	Equation du courant de transfert inverse	Equation du courant de transfert
SGP	$I_F = I_S \left[\exp\left(\frac{V_{BEI}}{n_F V_T}\right) - 1 \right]$	$I_R = I_S \left[\exp\left(\frac{V_{BCI}}{n_R V_T}\right) - 1 \right]$	$I_T = \frac{I_F - I_R}{q_B}$
VBIC	$I_{TF} = I_S \left[\exp\left(\frac{V_{BEI}}{n_F V_T}\right) - 1 \right]$	$I_{TR} = I_S I_{SRR} \left[\exp\left(\frac{V_{BCI}}{n_R V_T}\right) - 1 \right]$	$I_T = \frac{I_{TF} - I_{TR}}{q_B}$
HICUM	$I_{TF} = \frac{C_1}{Q_{PT}} \exp\left(\frac{V_{B'E'}}{V_T}\right)$	$I_{TR} = \frac{C_{10}}{Q_{PT}} \exp\left(\frac{V_{B'C'}}{V_T}\right)$	$I_T = I_{TF} + I_{TR}$
MEXTRAM	$I_F = I_S \exp\left(\frac{V_{B2EI}}{V_T}\right)$	$I_R = I_S \exp\left(\frac{V_{B2C2*}}{V_T}\right)$	$I_N = \frac{I_F - I_R}{q_B}$

2.4.3 La charge de la base

L'ensemble des équations présentant la charge de la base est donnée dans le Tableau 2-3. Pour chaque modèle on a :

SGP : la charge de la base normalisée q_B est composée de la partie q_1 (effet Early) et q_2 (pour les effets de forte injection, comme la chute du gain en courant). Le plus grand inconvénient de la définition de q_1 est la résistance de la sortie qui est constante, ainsi que l'effet de la quasi-saturation qui n'est pas pris en compte.

VBIC : une équation modifiée pour q_B est utilisée ici, l'extra paramètre N_{KF} permet de mieux simuler la chute du gain en forte injection. L'effet Early q_1 est calculé en utilisant les charges de déplétions normalisées q_{JBE} et q_{JBC} au lieu d'utiliser les tensions internes entre les nœuds BC et BE. De plus la définition de la charge normalisée q_2 pour la modélisation du régime fort injection est identique à celui du SGP. Pour la modélisation de la quasi-saturation on utilise des équations supplémentaires modifiées de celles du modèle de Kull.

HICUM : une charge absolue Q_{PT} est utilisée dans ce modèle au lieu d'une charge normalisée. Grâce à l'utilisation de sa partie Q_{FT} et la composante appropriée du temps de transit T_{FT} respectivement, l'effet Early ainsi que les effets de fortes injections sont prises en compte (voir Tableau 2-3). En effet, T_{FT} est constitué d'une partie dépendante en tension (T_{F0}) et des parties dépendantes en courants (ΔT_{FB} , T_{FCT} , ΔT_{FE}) qui sont utilisées pour modéliser l'augmentation de la charge des trous Q_{TP} à des courants élevés. L'utilisation du premier terme de T_{F0} (terme 1 dans le Tableau 2-3) sert à modéliser l'effet Early, et en utilisant le deuxième terme de T_{F0} on arrive à modéliser l'effet de la saturation de la vitesse de dérive dans la région de charge d'espace.

Tableau 2-3 : La charge de la base pour les modèles SGP, VBIC, HICUM et MEXTRAM.

Modèle	Equation
SGP	$q_B = \frac{q_1}{2} [1 + 4\sqrt{1 + 4q_2}] \quad q_1 = \frac{1}{1 - \frac{V_{BCI}}{V_{AF}} - \frac{V_{BEI}}{V_{AR}}} \quad q_2 = \frac{I_F}{I_{KF}} + \frac{I_R}{I_{KR}}$
VBIC	$q_B = \frac{q_1}{2} [1 + 4(1 + 4q_2)^{NK_F}] \quad q_1 = 1 + \frac{q_{JBE}}{V_{ER}} + \frac{q_{JBC}}{V_{EF}} \quad q_2 = \frac{I_{TF}}{I_{KF}} + \frac{I_{TR}}{I_{KR}}$
HICUM	$Q_{PT} = Q_{P0} + Q_{JEI} + Q_{JCI} + Q_{FT} + Q_{RT}$ $Q_{FT} = Q_{F0} + \Delta Q_{FB} + \Delta Q_{FE} + Q_{FCT}$ $T_{FT} = T_{F0} + \Delta T_{FB} + \Delta T_{FE} + T_{FCT}$ $T_{F0} = T_0 + \underbrace{\Delta T_0 H(c - 1)}_{\text{Terme 1}} + \underbrace{TBLV \left(\frac{1}{c} - 1 \right)}_{\text{Terme 2}}$ $\Delta T_{FB} + T_{FCT} + \Delta T_{FE} = THCS \cdot w^2 \left[1 + \frac{2}{\frac{I_{TF}}{I_{CK}} \sqrt{i^2 + ALHC}} \right] + T_{EF0} \left(\frac{I_{TF}}{I_{CK}} \right)^{GTE}$
MEXTRAM	$q_B = q_1 \left[1 + \frac{n_0}{2} + \frac{n_B}{2} \right] \quad q_1 \approx q_0 = 1 + \frac{q_{TE}}{V_{ER}} + \frac{q_{TC}}{V_{EF}}$ $n_0 = \frac{f_1}{1 + \sqrt{1 + f_1}} \quad f_1 = 4 \frac{I_F}{I_K} \quad n_B = \frac{f_2}{1 + \sqrt{1 + f_2}} \quad f_2 = 4 \frac{I_R}{I_K}$

Le déclenchement des effets de courants élevés est défini en utilisant un courant critique I_{CK} . Ce courant est calculé en tenant compte des effets de la saturation de la vitesse dans le collecteur et la couche de perçage de la zone de charge d'espace BC. À l'aide de I_{CK} ,

l'augmentation de T_{FT} et T_{PQ} avec l'augmentation du courant peut être calculée. De même l'effet de quasi-saturation est inclus.

La charge de trou Q_{PT} est calculée de cette manière, on détermine la valeur du courant de transfert, sur laquelle les parties de la charge sont encore dépendants. C'est pourquoi une boucle d'optimisation est nécessaire afin de trouver une solution pour chaque point de fonctionnement. Le modèle HICUM est le seul, dans lequel une telle boucle d'optimisation est réalisée à l'intérieur du code du modèle. Tous les autres modèles utilisent le solveur des simulateurs pour trouver la solution du point de fonctionnement.

MEXTRAM : De même que pour le SGP et VBIC une charge normalisée de base q_B est utilisée. Comme pour le modèle VBIC, q_1 est définie en utilisant les charges de déplétions normalisées. Cependant, pour la partie de la charge de base normalisée q_2 , une définition différente est utilisée. q_2 est calculée en utilisant les densités d'électrons n_0 et n_B , normalisée au courant de coude I_K . Il y a ici un seul paramètre du courant de coude pour les deux régimes direct et inverse.

La combinaison d'une fonction racine carrée et une fonction exponentielle résulte en un changement du facteur d'émission (d'idéalité) de 1 à 2, qui est, l'augmentation des changements de $\log(e)/V_T$ dans le faible courant vers le $\log(e)/2V_T$ dans la région de forte injection. La quasi-saturation est prise en compte en utilisant des équations supplémentaires, réalisant un modèle Kull modifié.

2.4.4 Les composants du courant de base BE

Comme le Tableau 2-4 le souligne, il y a deux principes différents pour la modélisation du courant de base idéal BE: alors que dans SGP et MEXTRAM un paramètre de gain en courant β_F est appliqué, la description dans VBIC et HICUM du courant de base est indépendante du courant de transfert, par exemple en utilisant ses propres courants de saturation et coefficients d'émission. De plus, contrairement à SGP, pour tous les nouveaux modèles le courant de base BE est divisé en une composante interne et externe.

VBIC : Pour le modèle VBIC les deux courants de base, idéal et non idéal sont divisés en une composante interne et externe, en utilisant le paramètre W_{BE} du modèle. De plus, la composante de courant tunnel BE est calculée, en utilisant une simple équation exponentielle comme le montre le Tableau 2-5.

Tableau 2-4 : Courant de base BE des modèles SGP, VBIC, HICUM et MEXTRAM.

Modèle	Composante idéale	Composante non-idéale
SGP	$I_{BEI} = \frac{I_F}{\beta_F}$	$I_{BEN} = I_{SE} \left(\exp \left(\frac{V_{BEI}}{N_E V_T} \right) - 1 \right)$
VBIC	$I_{BEI} = WBE \cdot I_{BEI} \left(\exp \left(\frac{V_{BEI}}{N_{EI} V_T} \right) - 1 \right)$	$I_{BEN} = WBE \cdot I_{BEN} \left(\exp \left(\frac{V_{BEI}}{N_{EN} V_T} \right) - 1 \right)$
HICUM	$I_{JBEI} = I_{BEIS} \left(\exp \left(\frac{V_{B'E'}}{M_{BEI} \cdot V_T} \right) - 1 \right) + I_{REIS} \left(\exp \left(\frac{V_{B'E'}}{M_{REI} \cdot V_T} \right) - 1 \right)$	
MEXTRAM	$I_{B1} = (1 - XIBI) \frac{I_S \left(\exp \left(\frac{V_{B2E1}}{V_T} \right) - 1 \right)}{\beta_F}$	$I_{B2} = I_{BF} \left(\exp \left(\frac{V_{B2E1}}{MLF \cdot V_T} \right) - 1 \right)$

HICUM : dans HICUM les composantes du courant de base BE interne et périphérique, se composent d'une composante idéale et une non-idéale. Le Tableau 2-4 montre seulement l'équation du courant de base interne. Au lieu d'un paramètre de partage, quatre paramètres de courants de saturation et coefficients d'émission sont utilisés. Comme le Tableau 2-5 révèle, pour HICUM un courant tunnel BE est pris en compte aussi. Une équation basée sur la physique est utilisée ici, comme dérivé dans [II.17].

MEXTRAM : Le paramètre de partage approprié pour MEXTRAM est appelé XIBI. Cependant, il est appliqué uniquement à la composante idéale I_{B1} . Il n'y a pas de partage pour la partie non-idéale I_{B2} . Différente de la version antérieure MEXTRAM version 503, I_{B2} est calculé en utilisant un courant de saturation et un facteur de non-idéalité. Une répartition de tension (par une tension de croisement) n'est plus utilisée ici. Enfin, MEXTRAM ne prend pas en compte un courant de tunnel BE.

Tableau 2-5 : Courant tunnel BE des modèles SGP, VBIC, HICUM et MEXTRAM.

Modèle	Equation
SGP	Non disponible
VBIC	$I_{BET} = WBE \left[I_{BBE} \cdot \left(\exp \left(\frac{-V_{BEE} - V_{BEI}}{N_{BBE} \cdot V_T} \right) \right) \right]$
HICUM	$I_{BET} = I_{BETS} \left(\frac{-V_{BEI}}{V_{DEP}} \right) \left(\frac{C_{EI}}{C_{JEP0}} \right)^{1 - \frac{1}{ZEP}} \exp \left[-ABET \left(\frac{C_{JEI}}{C_{JEP0}} \right)^{\frac{1}{ZEP} - 1} \right]$
MEXTRAM	Non disponible

L'équation du courant d'avalanche BC utilisée dans VBIC et HICUM est limitée à la modélisation des effets d'avalanche à faible densité de courant (l'avalanche faible). Contrairement à cela, dans MEXTRAM un modèle d'avalanche beaucoup plus compliqué est utilisé. Il est capable de calculer à la fois l'effet d'avalanche en faibles et forts courants, y compris l'effet dit de retournement ou de « Snapback ». Puisque cette caractéristique peut dégrader le comportement de convergence du modèle MEXTRAM, il peut être utilisé comme une fonctionnalité optionnelle.

Tableau 2-6 : Courant d'avalanche BC dans les modèles SGP, VBIC, HICUM et MEXTRAM.

Modèle	Equation
SGP	Non disponible
VBIC	$I_{GC} = (I_{TXF} - I_{TZR} - I_{BCJ}) \cdot AVC1 \cdot vl \cdot \exp(-AVC2 \cdot vl^{MC-1})$
HICUM	$I_{AVL} = FAVL \cdot I_{TF} \cdot (VDCI - V_{B'CI}) \exp \left[\frac{QAVL}{C_{JCI} (VDCI - V_{B'CI})} \right]$
MEXTRAM	$I_{AVL} = I_{C1C2} \frac{G_{EM} \cdot G_{MAX}}{G_{EM} \cdot G_{MAX} + G_{EM} + G_{MAX}}$

2.4.5 Résistance de la base

La résistance de la base interne diminue avec l'augmentation du courant du collecteur. Ceci est causé par différentes raisons physiques:

- L'encombrement du courant émetteur: Le courant de base latérale circulant à travers la base interne crée une chute de tension dans la direction latérale. La tension BE effective dans le centre de l'émetteur est réduite, par rapport au périmètre de l'émetteur. Par conséquent, la densité de courant au niveau du périmètre est supérieure à celle dans le centre. Cet effet est approprié à une diminution de la résistance de la base interne.
- Modulation de la largeur de la base: la largeur de la zone de charge d'espace BC change avec la tension de la jonction BC (effet Early). Cela crée une variation de la largeur de la base, ce qui affecte la valeur de la résistance de base.

- Modulation de la conductivité de la Base: Aux densités de courant élevées la concentration des minoritaires atteint le niveau de la concentration du dopage de la base, réduisant ainsi la valeur de la résistance de base spécifique.
- L'élargissement de la base: il n'apparaît qu'à une certaine densité de courant de collecteur, en raison de l'injection des minorités dans le collecteur, ce qui entraîne une diminution de la résistance de base effective.

Ces effets sont considérés de différentes façons pour les modèles de notre l'étude.

SGP : La diminution de la résistance interne de base avec l'augmentation du courant de collecteur est modélisée en utilisant la charge de base normalisée q_B et les deux paramètres du modèle R_B et R_{BM} . De plus, une seconde équation peut être utilisée en ajoutant un troisième paramètre I_{RB} .

VBIC : Ici la diminution de la résistance interne de base est simulé d'une manière analogue que dans SGP à l'aide de la charge de base normalisée q_B .

HICUM : Dans le modèle HICUM, différentes charges sont utilisées pour modéliser les dépendances du point de fonctionnement de la résistance interne de base :

- Charges de déplétion Q_{JEI} , Q_{JCI} sont utilisées pour prendre en compte la modulation de largeur de la base.
- La charge minoritaire Q_F est employée pour modéliser l'effet de la modulation de la conductivité de base et l'élargissement de la base.

De plus, l'effet de l'encombrement du courant émetteur sur la résistance interne de base est pris en compte aussi dans HICUM [II.15].

MEXTRAM : Le modèle de la résistance de base interne prend en compte la modulation de la conductivité en utilisant la charge normalisée q_B , et la défocalisation du courant d'émetteur est prise en compte également dans ce modèle. Dans ce modèle un courant I_{B1B2} entre les nœuds B1 et B2 est calculé au lieu d'une résistance de base R_{BB} (voir schéma du modèle MEXTRAM dans la Figure 2-8).

Tableau 2-7 : équations de la résistance de la base dans les modèles SGP, VBIC, HICUM et MEXTRAM.

Modèle	Equation
SGP	$R_{BB} = RBM + \left[\frac{RB - RBM}{q_b} \right]$
VBIC	$R_I = \frac{RBI}{q_b}$
HICUM	$R_I = R_{BIO}^* \frac{(1 + FDQR0).QP0}{(1 + FDQR0).QP0 + Q_F + Q_{JEI} + Q_{JCI}}$
MEXTRAM	$R_{B2} = \frac{3RBV}{q_B} \quad I_{B1B2} = \frac{U_{B1B2}}{R_{B2}} + 2 \frac{U_T \left[\exp\left(\frac{U_{B1B2}}{U_T}\right) - 1 \right]}{R_{B2}}$

2.4.6 Temps de transit et quasi-saturation

La façon de calculer les composantes du temps de transit et les dépendances de leurs points de fonctionnement est tout à fait différente pour les modèles considérés ici.

SGP : L'équation du temps de transit dans SGP dépend du courant exprimé au carré, mettant en relation le courant direct idéal I_F au paramètre du modèle I_{TF} . La dépendance en tension est ajoutée par un facteur exponentiel. Cette approche aboutit à une mauvaise capacité à modéliser la chute de la fréquence de transition f_T aux forts courants et aussi sa dépendance en tension.

VBIC : ici l'équation du temps de transit n'est qu'une équation légèrement modifiée de SGP. Le terme supplémentaire $(1 + Q_{TF} \cdot q_1)$ est introduit pour réaliser une dépendance en tension supplémentaire via la charge normalisée q_1 , mais en pratique, il est souvent utile. La quasi-saturation est prise en compte à l'aide d'un modèle Kull modifié (voir le Tableau 2-8). Cela fonctionne suffisamment pour le cas de quasi-saturation ohmique. Pour les composants très rapides, cependant, ils fonctionnent souvent dans la région de quasi-saturation non-ohmique. Donc les résultats sont souvent moins précis.

HICUM : L'approche du temps de transit dans HICUM est complètement différente de SGP, VBIC et MEXTRAM. Le temps de transit direct T_{FT} est composé par un terme purement dépendant de la tension T_{F0} et un second terme, qui comprend une dépendance en courant. Les parties dépendantes en courant sont calculées à l'aide du courant de transfert direct I_{TF} et un courant critique I_{CK} , lequel est lui-même dépendant de la tension. De cette façon, les parties ΔT_{FB} , ΔT_{FE} et T_{FCT} sont à la fois dépendant en tension et en courant. Enfin, en utilisant ce temps de transit dépendant du point de fonctionnement T_{FT} , calculé de cette façon, la charge appropriée Q_{FT} peut être calculée dans HICUM. La charge affecte à la fois le

comportement AC et DC. Ce couplage entre le fonctionnement AC et DC et la caractéristique la plus importante du modèle HICUM. De plus, l'effet de la quasi-saturation est inclus dans la dépendance du point de fonctionnement du temps de transit direct T_{FT} .

Tableau 2-8 : Temps de transit dans les modèles SGP, VBIC, HICUM et MEXTRAM.

Modèle	Equation
SGP	$T_{FF} = TF \cdot \left[1 + XTF \left(\frac{I_F}{I_F + ITF} \right)^2 \cdot \exp \left(\frac{U_{BCI}}{1,44 \cdot VTF} \right) \right]$
VBIC	$T_{FF} = TF \cdot (1 + QTF \cdot q_1) \cdot \left[1 + XTF \left(\frac{I_F}{I_F + ITF} \right)^2 \cdot \exp \left(\frac{U_{BCI}}{1,44 \cdot VTF} \right) \right]$
HICUM	$T_{FT} = T_{F0} + \Delta T_{FB} + HFE \cdot \Delta T_{FE} + HFC \cdot T_{FCT}$
MEXTRAM	$Q_{BE} = \frac{1}{2} TAUB \cdot IK \cdot n_0 \cdot q_1$ $Q_{EPI} = TEPI \frac{2U_T}{RCV W_{EPI}} \frac{x_i}{(p_{0*} + p_w + 2)}$ $Q_E = TAUE \cdot IS \cdot (e^{U_{B2E1}} - 1)$

MEXTRAM : Le modèle MEXTRAM utilise un principe différent, par rapport à HICUM. Ici les charges sont directement calculées à partir des paramètres de modèle appropriés, par exemple TAUB. Les dépendances au point de fonctionnement sont réalisées dans les équations de charge et non pas dans les équations du temps de transit, comme dans HICUM. L'effet de la quasi-saturation est modélisé par un modèle KULL modifié, à l'aide d'un ensemble d'équations supplémentaires, calculant une tension interne BC modifiée U_{B2C2*} [II.12]. D'une certaine manière, le comportement DC et AC dans le modèle MEXTRAM 504 est découplé par rapport à la version 503. Il en résulte une extraction plus facile de paramètres, ce qui est un avantage à ne pas négliger.

Tableau 2-9 : équations du modèle de la quasi-saturation pour les modèles SGP, VBIC, HICUM et MEXTRAM.

Modèle	Equation
SGP	Non disponible
VBIC	$K_{BCI} = \sqrt{1 + GAMM \cdot \exp \frac{U_{BCI}}{U_T}} \quad K_{BCX} = \sqrt{1 + GAMM \cdot \exp \frac{U_{BCX}}{U_T}}$ $I_{ohm} = \frac{U_{RCI} + U_T \cdot \left[K_{BCI} - K_{BCX} - \log \left[\frac{1 + K_{BCI}}{1 + K_{BCX}} \right] \right]}{RCI}$
HICUM	L'effet de la quasi-saturation est inclus dans la dépendance au point de fonctionnement de la charge minoritaire directe Q_{FT} .
MEXTRAM	L'effet de la quasi-saturation est modélisé par le modèle KULL modifié, en utilisant un vaste ensemble d'équations [II.15] [II.7].

2.4.7 Résumé

Les principaux avantages des modèles compacts étudiés précédemment sont les suivants:

- Temps de simulation faibles : Les équations analytiques sont facilement résolues sur les ordinateurs. Des circuits complets avec de nombreux composants actifs et passifs peuvent être simulés en quelques minutes. L'optimisation est également aisée avec des signaux RF de larges amplitudes.
- Modèles proches du fonctionnement physique : Il est facile de comprendre le comportement des modèles qui sont construits de cette façon. Il existe généralement un schéma assez simple de circuit équivalent du modèle.
- Bonne précision : Ce genre de modèles a généralement une bonne précision dans la zone d'opération où le modèle est valide.

L'inconvénient principal est la validité du modèle qui dépend de la validité de l'analyse physique du dispositif et de la validité de toutes les approximations effectuées au cours du processus de dérivation du circuit final du modèle. Des exemples de limitations de cette validité sont : une bande passante limitée du modèle et une zone limitée de la région active dans laquelle le modèle peut être utilisé.

Jusqu'à présent, on a comparé les principales équations constituant les modèles SGP, VBIC, HICUM et MEXTRAM. Il reste d'autres équations qu'on n'a pas traitées pour ne pas alourdir le mémoire, comme les équations de la dépendance en température et le calcul de la charge d'espace.

Le Tableau 2-10 suivant donne une comparaison des caractéristiques les plus pertinentes pour les quatre modèles compacts. Les caractéristiques 1 à 12 sont réalisées dans tous les nouveaux modèles. Les effets non quasi-statiques (13) et le modèle amélioré de f_T (14) sont réalisés uniquement dans les modèles HICUM et MEXTRAM, alors qu'un modèle de substrat (15) et le modèle de claquage de la jonction BE (16) ne sont disponibles que pour les modèles VBIC et HICUM. Enfin, le modèle MEXTRAM est le seul, réalisant la capacité BC dépendante en courant.

Les modèles VBIC et HICUM utilisent le plus grand nombre de paramètres (108 et 101 respectivement). Le nombre de nœuds internes est de sept pour VBIC et cinq pour le MEXTRAM.

Tableau 2-10 : Comparaison des caractéristiques les plus importantes des modèles compacts SGP, VBIC, HICUM et MEXTRAM.

	Caractéristique	SGP	VBIC	HICUM	MEXTRAM
1	Séparation d' I_B et I_C (pas de β)	-	+	+	+(direct)
2	Jonction BE externe	-	+	+	+
3	Modèle de l'effet Early amélioré	-	+	+	+
4	Modèle de la capa de déplétion	-	+	+	+
5	Capacité de perçage (reach-through)	-	+	+	+
6	Modèle d'avalanche BC	-	+	+	++
7	Transistor parasite PNP	-	+	+	++
8	Quasi-saturation	-	+	+	+
9	Capacité de modélisation HBT	-	+	+	+
10	Modèle de la température amélioré	-	+	+	+
11	Auto-échauffement	-	+	+	+
12	Capacités de chevauchement	-	+	+	+
13	effets non quasi statiques	-	-	+	+
14	Modèle de la f_T amélioré	-	-	+	+
15	Modèle du substrat	-	+	+	-
16	Claquage de la jonction BE	-	+	+	-
17	Capacité de déplétion BC dépendant du courant	-	-	-	+
18	Nombre de nœuds internes	3	7	5	5
19	Nombre de paramètres	41	108	101	73

La question que l'on peut se poser est : «Quel est le meilleur modèle ?». Le Conseil de Modèle Compact (CMC) "*Compact Model Council*" a aussi tenté de répondre à cette question, mais, la situation dans le CMC concernant la déclaration d'un modèle standard unique comme modèle définitif pour l'avenir est bloqué depuis des années maintenant. Surtout MEXTRAM et HICUM ont recueilli à peu près le même nombre d'arguments de chaque côté, entraînant une difficulté dans ce choix.

D'après le point de vue des utilisateurs, ainsi que des fournisseurs de simulateurs le meilleur moyen de sortir de cette situation serait probablement la définition d'un meilleur modèle pour le transistor bipolaire. Un tel modèle pourrait montrer un moyen de sortir de la situation de blocage en ce qui concerne la définition d'un modèle standard de la CMC. Toutefois, compte-tenu de la situation actuelle, une coopération entre les développeurs de VBIC, HICUM et MEXTRAM pour créer une nouvelle norme semble être absolument impossible. A cause, par exemple des droits de propriété et de la compétition entre les

développeurs de modèles. Voilà pourquoi la communauté de modélisation bipolaire doit vivre avec deux ou trois modèles à l'avenir.

2.5 Modélisation personnalisée sous ADS Agilent

Pour notre travail de recherche, on a développé notre propre modèle modélisant un phototransistor à hétérojonction PTH sous le logiciel de conception des circuits microondes ADS (*Advanced Design System*) d'Agilent Technologies, puisque c'est le plus complet et le plus performant dans le domaine. Sur cette plateforme on dispose de deux méthodes principales pour réaliser un modèle : soit programmer le modèle dans un langage de programmation compilé (par exemple le langage C), c'est une solution rapide dans l'exécution mais elle n'est pas simple à modifier ou à faire évoluer. Par exemple, un modèle typique d'un transistor bipolaire nécessiterait plus de 4500 lignes de code, et pourrait prendre à un ingénieur expérimenté plus d'un mois pour écrire et déboguer. De plus, il y a aussi l'exigence que le simulateur doit être lié à un code compilé. On peut utiliser les composants SDD (*Symbolically Defined Devices*). Cette solution offre un moyen simple et rapide pour développer et modifier des modèles très complexes et d'une façon modulaire, comme il est présenté dans [II.18]. Les équations peuvent être modifiées facilement, et les résultats de la simulation peuvent être comparés aisément à des données mesurées sur le logiciel ADS.

Il existe une autre technique qui est maintenant obsolète, elle consistait à modéliser les équations du dispositif en utilisant des composants discrets, généralement des résistances, des condensateurs, des inductances, en plus des sources de courants et de tensions contrôlées. Comme la plupart des simulateurs limitent ces composants pour être linéaire, cette approche ne pourrait être utilisée que pour modéliser le comportement petit signal (AC) du dispositif non linéaire. De ce fait, les simulations DC ou *harmonic balance* sont imprécises.

2.5.1 Les composants SDD (*Symbolically-Defined Devices*)

Symbolically-Defined Device (SDD) est un composant à base d'équations qui permet de définir rapidement et facilement des composants non-linéaires personnalisés. Ces composants sont des dispositifs multi-ports qui peuvent être modélisés directement sur un schéma. Un SDD est défini par des équations qui relient les courants et les tensions des ports, et leurs dérivées. Les équations peuvent également référencer un courant circulant dans un autre

dispositif. Une fois le modèle défini, il peut être utilisé avec n'importe quel moteur de simulateur sous ADS. Les dérivations sont calculées automatiquement lors de la simulation.

Dans la pratique les SDD sont constitués dans le logiciel ADS d'une boîte noire avec des ports de courant et de tension qu'il est possible de relier par des équations comme illustré sur la Figure 2-10. La boîte noire peut ainsi être configurée pour modéliser un composant linéaire ou non linéaire (exemple : une capacité non linéaire dépendante d'une tension). Plusieurs SDD peuvent être assemblés et former un système plus ou moins complexe, comme par exemple un modèle de transistor TBH. Les SDD présentent les avantages d'être très visuels, facilement compréhensibles et modifiables, contrairement à un programme écrit en langage compilé.

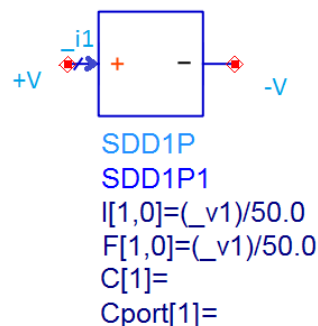


Figure 2-10 : Le symbole schématique d'un SDD à un port.

La Figure 2-10 montre un exemple d'un SDD « à un port », sur laquelle on a :

- $_v1$ représente la tension aux bornes de la boîte (+V-(-V)), ou 1 indique le numéro de port ;
- $_i1$ représente le courant circulant dans le port 1 vers du borne + vers le borne -, et il est calculé par des fonctions;
- $I[1,0]$ représente la valeur du courant calculé, la fonction poids de ce courant est égale à 0, signifiant l'indépendance de ce courant avec le temps t;
- $I[1,1]=f$ est le courant dans le port 1. Il est égal à la dérivée de la fonction f par rapport au temps (la fonction poids égale à 1 exprime cette dérivée d'ordre 1). Dans le domaine temporel, l'expression équivalente est alors $i(t) = df/dt$.
- $C[1]$ est une référence vers un courant circulant dans un autre composant dans le circuit.

Les relations spécifiques reliant les courants et tensions de chaque port peuvent être soit dans une représentation explicite ou implicite. Dans une représentation explicite le courant du

port k est défini comme fonction des tensions des ports : $i_k = f(V_1, V_2, \dots, V_n)$ il est spécifié dans le SDD par $I[k,0]$.

Dans la représentation implicite on a une relation entre n'importe quel courant et tension de ports, $f_k(V_1, V_2, \dots, V_n, i_1, i_2, \dots, i_n) = 0$. Dans le SDD on la spécifie par $F[k,0]$.

La représentation explicite est une représentation contrôlée en tension et peut implémenter uniquement les expressions commandées en tension. La représentation implicite n'a pas cette restriction. Il peut donc modéliser des équations qui sont commandées en tension, en courant, ou utiliser un autre contrôle.

2.6 Conclusion

Au cours de ce chapitre nous avons défini le modèle compact et nous avons présenté une évaluation des modèles les plus utilisés. Ceci était réalisé en présentant les principaux modèles compacts destinés à la conception et à la simulation de circuits. Chaque modèle était étudié séparément tout en insistant sur les améliorations qu'il apporte par rapport au modèle de base, à savoir le modèle d'Ebers & Moll.

Aujourd'hui, il y a une quête perpétuelle de chercher à utiliser de « bons modèles » de transistors dans les simulateurs, puisque c'est généralement le facteur limitant dans la précision d'un circuit simulé. Cela est dû à l'évolution continue de la technologie des transistors, obligeant les nouveaux modèles à la suivre. Il y a aussi les demandes croissantes sur les modèles fonctionnant avec de larges classes de signaux, conditions de fonctionnement (par exemple, la température), et à de larges variations statistiques. Les concepteurs de circuits sont donc souvent confrontés au défi de l'adaptation des modèles qui sont fournis avec les simulateurs pour mieux décrire le transistor réel qui est utilisé dans la conception. Ceci est réalisé par la caractérisation du transistor, principalement par des mesures, mais aussi par des simulations électromagnétiques et/ou thermiques. Enfin, les valeurs des paramètres du modèle doivent être extraites de ces données avant toute utilisation du modèle dans un design.

Le modèle HICUM (High Current bipolar transistor Model) semble être le modèle le plus complet. Il propose un modèle compact plus physique dédié aux composants très rapides et fonctionnant à de forts courants. Les principaux avantages de ce modèle sont : une meilleure description de la résistance de base et des capacités de jonction, la prise en compte des effets d'auto-échauffement et des effets non quasi-statiques. Son utilisation reste

néanmoins assez complexe en raison du nombre très important de nœuds et de paramètres de modèle utilisés, en plus de la complexité de ses équations.

Dans la suite de ce mémoire nous allons présenter la mise au point et le développement de notre propre modèle pour les phototransistors. Le modèle que nous allons créer est construit d'une manière hiérarchique et moins complexe (nombre de nœuds et de paramètres de modèle plus réduit) sur le logiciel de conception ADS Agilent. Ceci est possible en utilisant les composants SDD propre au logiciel.

Bibliographie

- [II.1] M. Rudolph, F. Christian, and E. D. Root, eds. "Nonlinear transistor model parameter extraction techniques," Cambridge University Press, 2011.
- [II.2] C. C. McAndrew, "Practical modeling for circuit simulation," IEEE J. Solid-State Circuits, vol. 33, no. 3, pp. 439–448, Mar. 1998.
- [II.3] MATTHIEU H. "Physique des semi-conducteurs et des composants électroniques". 3ième édition. Paris : Masson, 1996, 580 pages.
- [II.4] I. Getreu, "Modeling the Bipolar Transistor". New York: Elsevier, 1978.
- [II.5] W.M. Webster, "On The Variation of Junction Transistor Current Amplification Factor With Emitter Current", in Proceedings of the IRE, p914-920, 1954.
- [II.6] H.K. Gummel, H.C. Poon, "An integral charge control model of bipolar transistors", Bell Syst. Tech. J., vol.49, pp. 827-852, 1970.
- [II.7] J. Berkner, "Compact Models for Bipolar Transistors ", European IC-CAP Device Modeling Workshop, Expert Verlag 2002.
- [II.8] C. McAndrew, "VBIC Model Definition", Release 1.2, 18 Sep.1999.
- [II.9] C. C. McAndrew, J. A. Seitchik, D. F. Bowers, M. Dunn, M. Foisy, I. Getreu, M. McSwain, S. Moinian, J. Parker, D. J. Roulston, M. Schröter, P. van Wijnen and L. F. Wagner, "VBIC95, The Vertical Bipolar Inter-Company Model", IEEE Journal of Solid-State Circuits, vol. 31, no. 10, pp. 1476-1483, 1996.
- [II.10] C. McAndrew, "VBIC Presentation", Compact Model Council Meeting, December 1998.
- [II.11] F. Najm, "VBIC95: An Improved Bipolar Transistor Model", Circuits and Devices, pp. 11-15, March 1996.
- [II.12] J.C.J Paaschens, W.J. Kloosterman, "The Mextram Bipolar Transistor Model, Level 504", Nat. Lab. Unclassified Report NL-UR 2000/811, April 2001.
- [II.13] H.-M. Rein and M. Schroter, "A compact physical large-signal model for high-speed bipolar transistors at high current densities-part ii: Two-dimensional model and experimental results," Electron Devices, IEEE Transactions on, vol. 34, no. 8, pp. 1752–1761, aug 1987.
- [II.14] H. Stubing and H.-M. Rein, "A compact physical large-signal model for high-speed bipolar transistors at high current densities-part i: One-dimensional model," Electron Devices, IEEE Transactions on, vol. 34, no. 8, pp. 1741–1751, aug 1987.
- [II.15] M. Schröter, "HICUM -A scalable physics-based compact bipolar transistor model", Description of model version 2.1, Dec.2000, 03/01/01, <http://www.iee.et.tu-dresden.de/iee/eb>.

[II.16] J. C. Perez, "Contribution à la conception de systèmes de radio communication : de la modélisation de transistor bipolaires à l'évaluation des performances d'un système d'émissionréception", Thèse en électronique, Institut National des Sciences Appliquées de Lyon, 2007.

[II.17] M. Schröter, "A Compact Tunneling Current and Collector Breakdown Model", Proceedings of the Bipolar/BiCMOS Circuits and Technology Meeting 1998, pp.203 –206.

[II.18] A. BENNOUR, S. MAZER, M. EL BEKKALI, J. L. POLLEUX, C. Algani, "A static large signal model of an Heterojunction Phototransistor SiGe/Si for Opto-microwave applications", International Conference on Electrical and Information Technologies (ICEIT), PP. 020-024, DOI: 10.1109/EITech.2015.7162976, March 2015.

Chapitre 3

Modélisation en fonctionnement électrique du Phototransistor

3.1 Introduction

Divers termes tels que la caractérisation du composant, l'extraction des paramètres, l'optimisation et l'ajustement (fitting) du modèle sont utilisés pour traiter les tâches de préparation d'un modèle compact donné, destiné à la conception et à la simulation des circuits intégrés. Dans tous ces termes, le point de départ est un modèle mathématique qui décrit un dispositif semi-conducteur. Ce modèle a un certain nombre de paramètres variés qui sont ajustés pour correspondre aux caractéristiques électriques du composant. L'étape de la détermination d'un ensemble approprié de paramètres du modèle, correspond à l'extraction des paramètres. Une fois cette étape achevée, le modèle du composant est utilisé dans un simulateur de circuit pour évaluer les performances d'un circuit ou d'une fonction pour des conditions de fonctionnement données.

Les mesures du composant sont indispensables à l'extraction et à l'optimisation des paramètres du modèle. En général, pour une extraction complète des paramètres d'un modèle compact physique moderne, on a besoin des mesures C-V (capacitance en fonction de la tension), de la caractéristique DC I-V (courant-tension), et de la mesure des paramètres S à différents points de polarisation. Afin de déterminer les paramètres de géométrie des règles d'échelle ou de la température, une partie des mesures de géométrie ou de la température, doit être répétée au moins deux fois. Parfois, des tests des structures (Méthodes Pinch-Off, open,

short...) supplémentaires sont nécessaires pour l'évaluation de certains paramètres (résistances d'accès, tension d'Early...) pour lequel aucune stratégie directe d'extraction n'existe.

L'extraction a l'avantage d'être beaucoup plus rapide que l'optimisation des paramètres (qui repose sur l'utilisation des méthodes généralisée des moindres carrés telles que l'algorithme de Levenberg-Marquardt [III.1] [III.2], pour trouver l'ensemble des paramètres), mais elle n'est pas toujours aussi précise. Avec l'arrivée des ordinateurs très performants, l'optimisation sur des milliers de points mesurés et calculés/simulés est de l'ordre de quelques secondes ou minutes. L'inconvénient de l'optimisation est donc loin d'être crucial et permet au contraire d'ajuster plus aisément la valeur des paramètres avec un plus grand nombre de degrés de liberté : plage de variation des données, la pondération, limites supérieure et inférieure, etc., ce qui n'est pas offert par l'extraction. Les utilisateurs plus expérimentés préfèrent généralement la flexibilité, le contrôle et la précision que l'optimisation fournit plutôt que d'aller pour une solution d'extraction, qui est moins précise et plus longue.

L'idée qu'on va suivre dans notre travail est d'utiliser les techniques d'extraction dans un premier temps pour avoir une estimation initiale, qui servira de point de départ à une optimisation. Ceci est nécessaire puisque l'optimisation peut donner des résultats très médiocres si les estimations initiales des paramètres utilisés sont très loin de la solution. De plus, une certaine connaissance et expérience des processus de fabrication et de la physique des semiconducteurs est nécessaire, car il y a des sous-ensembles de paramètres qui doivent être obtenus dans un ordre approprié, afin que ceux obtenus aux étapes ultérieures n'affectent pas ceux obtenus aux étapes précédentes. De plus, ils permettent d'obtenir la combinaison exacte des paramètres du modèle et non pas une des combinaisons possibles, qui ne fonctionnent pas en dehors de la zone de fonctionnement modélisée. Dans ce chapitre nous allons nous concentrer sur la modélisation de la partie purement électrique du phototransistor, c'est-à-dire sans tenir compte des phénomènes optiques et donc sans éclairage. La modélisation sera divisée en deux sous-parties : une modélisation du comportement statique (DC), puis du comportement dynamique (RF) du phototransistor mais uniquement en fonctionnement purement électrique.

I. Modèle en fonctionnement électrique statique

La Figure 3-1 montre le schéma de base du modèle grand signal d'Ebers & Moll dans sa 3^{ème} version EM3. Ce modèle constitue la base de notre modèle du phototransistor, surtout pour la partie électrique du modèle [III.3]. Il sera beaucoup plus adapté on s'inspirant des modèles discutés dans le chapitre précédent, puisque on cherche à optimiser son fonctionnement, afin d'obtenir un modèle simple avec un nombre minimal de paramètres, et des équations moins complexes qui le définissent tout en gardant une grande précision et stabilité.

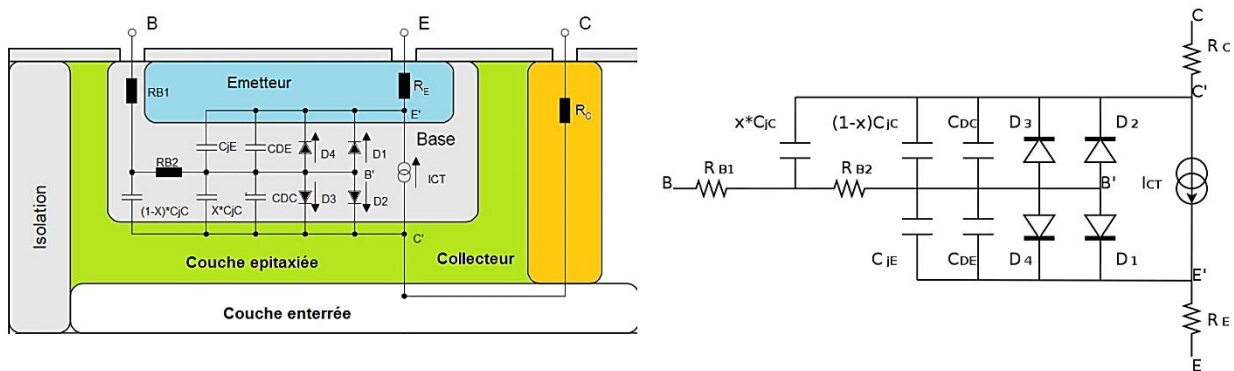


Figure 3-1 : Schéma électrique grand signal du modèle d'Ebers & Moll EM3 du transistor bipolaire.

Un autre avantage très important de notre solution est qu'il requière un nombre minimal de mesures, puisque on ne dispose pas de certaines mesures importantes et spécifiques pour la détermination de certains paramètres, citons par exemples : les courbes Gummel inverse, les mesures en courts circuits pour la détermination des résistances d'accès, *cold S-parameters* (paramètres S à froid) pour la détermination des capacités de jonctions, des mesures pour la détermination de l'effet de l'auto échauffement (mesures impulsionnelles), entre autres. On utilisera ici que trois types de mesures qui sont à notre disposition : courbes de Gummel direct, les caractéristique de sortie I_C-V_{CE} et les paramètres S sur une plage de fréquences et à différents points de polarisations.

De plus notre modèle est construit d'une façon hiérarchique où chaque phénomène ou effet est modélisé d'une manière indépendante les uns des autres par un bloc d'équations. Ces

blocs sont ensuite reliés entre eux pour former un circuit équivalent complet. Ceci rend le modèle très flexible, simple, lisible et extensible pour d'autres structures de composants (que ce soit HBT, BJT ou PTH de la même technologie). Cette solution est pertinente puisque jusqu'à aujourd'hui la majorité des modèles développés sont formés d'un seul bloc ou écrits par un langage de programmation rendant la modification ou l'extension pénible, voir délicate.

La valeur de chacun des paramètres du modèle électrique statique grand signal est déduite à partir des courbes de Gummel, des caractéristiques I_C-V_{CE} mesurées et à partir des estimations puis optimisations. Ces paramètres au nombre de 26, sont les différentes résistances d'accès (base, émetteur et collecteur), les paramètres des diodes idéales et de recombinaison (courants de saturation et coefficients d'idéalité) et les gains en direct et en inverse du transistor. En plus des paramètres décrivant l'effet d'avalanche, d'Early, de forte injection, du courant du substrat et de l'auto-échauffement.

3.2 Courbes de Gummel

La mesure la plus usuelle pour caractériser le comportement statique d'un transistor en régime direct (ou en inverse) est le tracé des courbes de Gummel. Les courbes de Gummel sont une représentation en échelle semi-logarithmique des courants terminaux I_B et I_C en fonction de la tension V_{BE} . Elles sont tracées à tension V_{BC} constante et généralement nulle (ce choix est justifié pour retarder l'apparition de l'effet de quasi-saturation) pour les courbes directes. Elles permettent comme montré sur la Figure 3-2, de juger rapidement de l'idéalité des courants et du gain en courant représenté par l'écart entre les deux courbes I_C et I_B , de distinguer les zones de fonctionnement non linéaire en forte et faible injection. De plus, elles permettent de visualiser des effets de quasi-saturation liés à des valeurs importantes des résistances séries d'accès. De même on trouve les courbes de Gummel inverse qui permettent de caractériser le transistor dans le régime de fonctionnement inverse (typiquement à $V_{BE} = 0$ V et V_{BC} varie).

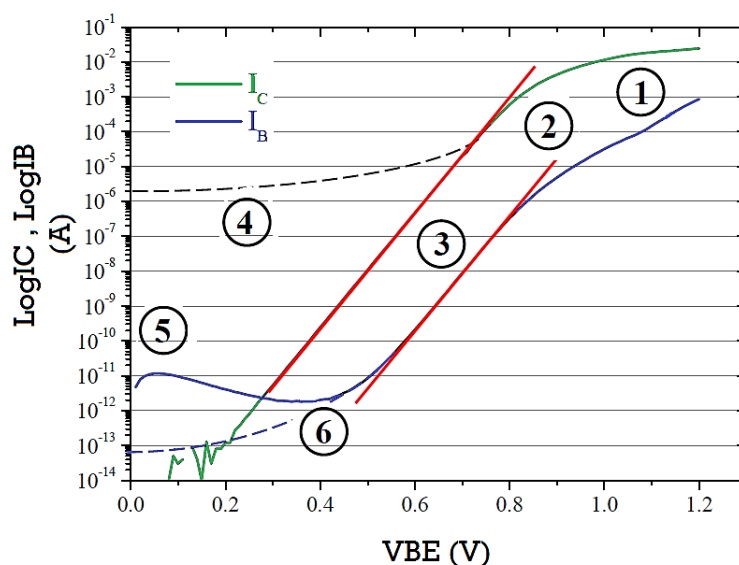


Figure 3-2 : Courbe de Gummel typique d'un transistor NPN.

Selon la Figure 3-2, les effets physiques visibles du composant sur la courbe de Gummel sont les suivants :

- ①. Effets de fort injection : Effet Webster, effet Kirk ;
- ②. Effet des résistances séries d'accès;
- ③. Zone idéale ou linéaire ou encore régime normal à gain constant ;
- ④. Effet de perçage de la base intrinsèque (se produit lorsque la base est trop fine et/ou faiblement dopée);
- ⑤. Courant tunnel bande à bande de la jonction B/E ;
- ⑥. Courant de base non idéal, dû à des phénomènes de recombinaison en zone de charge d'espace B/E, ou bien à l'effet tunnel ;

Les courbes de Gummel à $V_{BC} = 0$ V du composant PTH décrit au paragraphe 1.6, sont présentées sur la Figure 3-3, ils sont obtenus par une caractérisation DC du PTH 10SQxEBC sous des conditions de non-éclairage, ce qui présente le comportement purement électrique du composant. Pour rappel, seuls les composants à structure EBC étendues (xEBC) ont été modélisés.

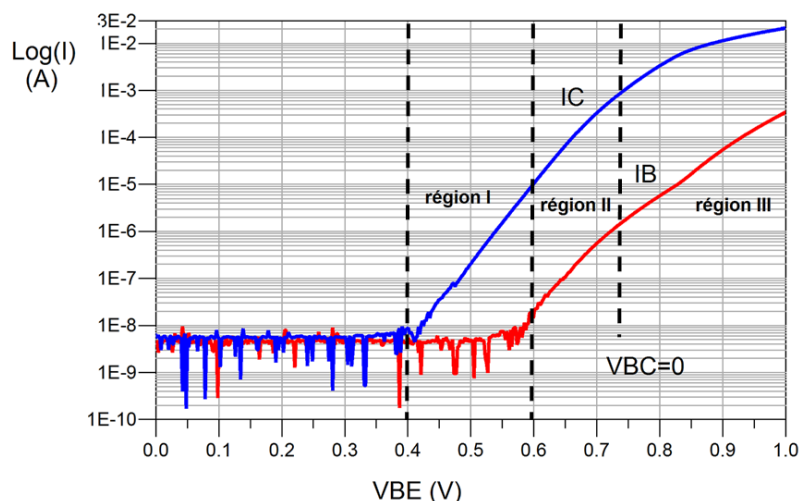


Figure 3-3 : Courbes de Gummel mesurées du phototransistor 10SQxEBC modélisé.

Les mesures qu'on possède ne donnent pas d'information sur le comportement du phototransistor pour les faibles polarisations ($V_{BE} < 0,5$ V) qui n'est pas d'ailleurs important dans la majorité des applications. La saturation des courants observée (aux alentours de 7 nA) dans cette région est due aux limites basses des appareils de mesures utilisés (fuites dans les câbles RF et la sensibilité de l'analyseur paramétrique).

On remarque que le composant ne présente pas de phénomènes du perçage de la base intrinsèque ni peut être d'effet tunnel bande à bande. De plus, on distingue aisément les trois différentes régions de fonctionnements des jonctions du transistor. Sur la Figure 3-3, ces différents régimes sont indiqués par les zones nommées :

- Région I : régime à faible polarisation avec un courant de base composé essentiellement du courant de recombinaison des porteurs dans la ZCE des jonctions (zone ⑥). Dans ce cas on n'observe qu'une partie de cette région à cause des limitations des mesures. La recombinaison est d'origine surfacique (des défauts). Cette zone est exprimée dans l'équation du courant I_B par les équations des diodes de fuite D4 et D3.
- Région II : régime normal à gain constant, les diodes sont considérées idéales et donc les courants de recombinaisons sont négligeables et les courants de base et collecteur suivent leur comportement idéal (zone ③). Le gain du transistor atteint alors un plateau. Cette région est modélisée par le générateur I_{CT} (modélisant l'effet transistor) et les diodes D1 et D2 (modélisant le comportement intrinsèque des jonctions).

- Région III : Pour les fortes polarisations V_{BE} , les effets de résistances séries apparaissent et sont responsables de la décroissance du courant de base et du courant collecteur par rapport aux courbes idéales (zone ②). D'autre part, l'effet Kirk accentue la décroissance du courant collecteur pour les fortes injections d'électrons dans le collecteur (zone ①). Ces deux effets sont généralement confondus, néanmoins la décroissance plus rapide du courant collecteur par rapport au courant de base pour les fortes polarisations est visible.

Ces mesures des courbes de Gummel effectuées sur le phototransistor vont servir dans la suite à extraire les paramètres du modèle graphiquement et analytiquement. En plus, elles vont permettre de valider le modèle développé en les comparant aux résultats obtenus de la simulation.

3.2.1 Modélisation du courant de base

Selon le schéma du modèle sur la Figure 3-1, le courant de la base en régime statique peut être exprimé en fonction de quatre contributions selon les équations suivantes :

$$I_B = I_{D1} + I_{D2} + I_{D3} + I_{D4} = \frac{I_f}{\beta_F} + \frac{I_r}{\beta_R} + IBE_{rec} + IBC_{rec} \quad (\text{III.1})$$

Les diodes D_1 et D_2 modélisent le comportement des deux jonctions juxtaposées base-émetteur et base-collecteur. Les courants qui les traversent (I_{D1} et I_{D2}), sont proportionnels aux courants idéaux I_f et I_r . Ces courants font intervenir les gains en courant en montage émetteur commun direct (β_F) et inverse (β_R), les coefficients d'idéalités des diodes base-émetteur n_F et base-collecteur n_R , qui sont généralement compris entre 1 et 1,5 dans les technologies récentes, et les courants de saturation direct I_{SF} et inverse I_{SR} des jonctions du transistor. Il faut noter que ces équations mettent en évidence la dépendance des courants de jonctions aux tensions appliquées sur ces jonctions comme montré par les équations suivantes :

$$I_{D1} = \frac{I_f}{\beta_F} = \frac{I_{SF}}{\beta_F} \left[\exp\left(\frac{V_{B'E'}}{n_F V_T}\right) - 1 \right] \quad (\text{III.2})$$

$$I_{D2} = \frac{I_r}{\beta_R} = \frac{I_{SR}}{\beta_R} \left[\exp\left(\frac{V_{B'C'}}{n_R V_T}\right) - 1 \right] \quad (\text{III.3})$$

$V_{B'E'}$ et $V_{B'C'}$ sont respectivement les tensions aux bornes des jonctions base-émetteur et base-collecteur.

I. Modèle en fonctionnement électrique statique

V_T est la tension thermique en volts, $V_T = \frac{kT}{q}$ avec k la constante de Boltzmann $k = 1.38 \times 10^{-23} \text{ JK}^{-1}$, q est la charge élémentaire d'un électron $q = 1.602 \times 10^{-19} \text{ C}$, et T est la température de la jonction en K° .

Ces courants qui modélisent le comportement résistif des jonctions sont implémentés sous le logiciel ADS d'Agilent Technologies, par un seul bloc SDD (*Symbolically Defined Device*) à 1 port qui génère un courant proportionnel à l'exponentiel de la tension appliquée à ses bornes, comme montré sur la Figure 3-4 :

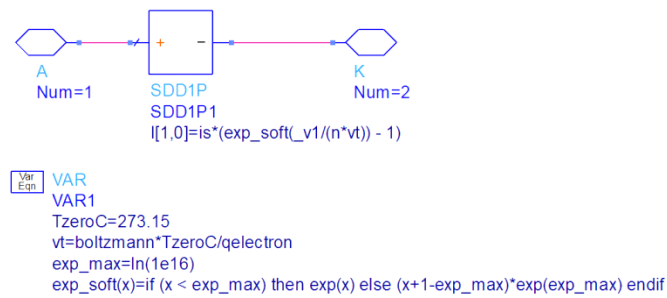


Figure 3-4 : Modèle d'une diode par un bloc SDD.

Dans le logiciel on a utilisé une version de l'exponentiel dit léger par la fonction $\text{exp_soft}(x)$, qui est tout simplement une interpolation linéaire de l'exponentiel naturel quand l'exposant dépasse la valeur exp_max . Il est utilisé pour éviter le débordement dans les calculs numériques lorsque l'exposant est un nombre très grand.

Les diodes D_3 et D_4 modélisent à leurs tours les courants dits de fuite à faible injection. Ces courants de fuite sont des courants de recombinaison qui influent essentiellement sur le courant de base lorsque les jonctions sont faiblement polarisées. Ils sont exprimés par les équations suivantes:

$$I_{D3} = C_R I_{SR} \left[\exp\left(\frac{V_{B'C'}}{n_{RL} V_T}\right) - 1 \right] \quad (\text{III.4})$$

$$I_{D4} = C_F I_{SF} \left[\exp\left(\frac{V_{B'E'}}{n_{FL} V_T}\right) - 1 \right] \quad (\text{III.5})$$

C_F et C_R sont des coefficients d'ajustement en fonction de I_{SF} et I_{SR} , n_{FL} et n_{RL} sont les coefficients de non-idéalité, dits aussi coefficient d'amplitude ou d'émission des jonctions. Ces derniers sont généralement compris entre 1,5 et 4. L'implémentation est faite de la même façon que précédemment dans les courants des diodes, seules les paramètres changent.

D'après les résultats obtenus on constate qu'on a besoin de dix paramètres pour modéliser le courant de la base, cinq pour chaque régime de fonctionnement (direct et inverse). Ces

paramètres sont les suivants: les coefficients d'idéalités (n_F/n_R) et les coefficients de non-idéalités des jonctions (n_{FL}/n_{RL}), les gains en courant idéaux (β_F/β_R), les courants de saturation ou de fuite de la jonction (I_{SF}/I_{SR}) et les coefficients d'ajustement du courant de fuite (C_F/C_R). L'extraction de ces paramètres se fait d'une manière analytique ou graphique à partir des mesures des courbes de Gummel en direct et en inverse.

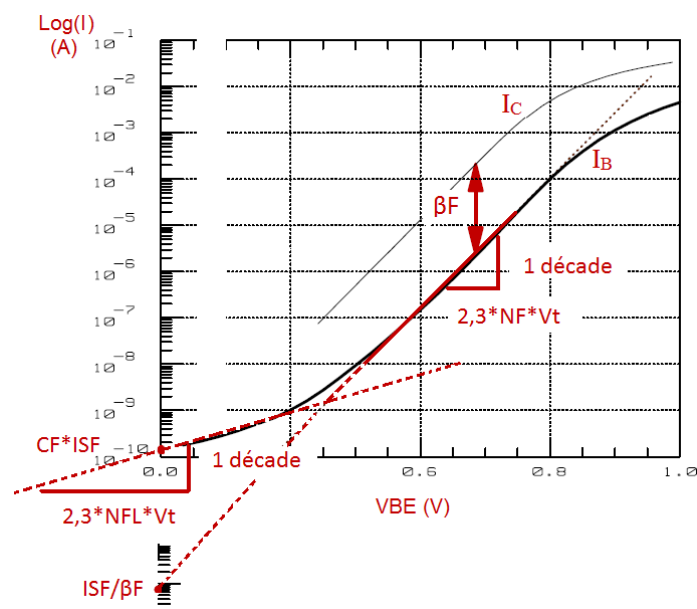


Figure 3-5 : Extraction graphique des paramètres modélisant le courant de base à partir de la courbe de Gummel direct.

La Figure 3-5 montre la technique utilisée afin d'obtenir les paramètres modélisant le courant de base en régime statique d'une façon graphique à partir des courbes de Gummel.

Le courant de saturation I_{SF} est obtenu par le prolongement de la zone linéaire du courant de collecteur sur l'axe des ordonnées (des courants) ou bien du courant de base mais divisé par le facteur β_F . Le gain en courant β_F exprime l'écart entre les courants de la base et du collecteur dans la région II (linéaire). En faible polarisation le prolongement du courant de base vers $V_{BE} = 0$ V permet de trouver la quantité $C_F \cdot I_{SF}$ et ainsi de déduire le paramètre C_F . Les coefficients d'idéalité n_F de la diode base-émetteur et n_{FL} de la diode de fuite sont obtenus par l'ajustement des pentes, respectivement, du courant de collecteur ou de la base dans la zone linéaire, et celui en faible polarisation du courant de base (pour n_{FL}).

On a procédé aussi à une extraction analytique, pour cela on a utilisé la méthode de la régression linéaire [III.4] [III.5]. Cette une méthode efficace et simple à implémenter. Elle consiste à décrire au mieux la tendance d'un nuage de données et ce par une droite affine. Nous allons donc appliquer cette méthode analytique par exemple pour extraire le coefficient

d'idéalité n_F et le courant de saturation I_{SF} de la diode de la jonction BE. Cette méthode est valide puisque ces paramètres sont définis dans la zone linéaire de la courbe de Gummel.

Supposons qu'on possède N points de mesure d'une quantité donnée, pour notre cas c'est le courant de base, nous avons donc le couple de données (V_{BEi}, I_{Bi}) dans la zone linéaire ($0,6 \text{ V} < V_{BEi} < 0,75 \text{ V}$). Maintenant on cherche la droite de l'équation $y(V_{BE}) = aV_{BE} + b$ qui soit la plus proche de tous les points de mesures I_{Bi} en fonction de V_{BEi} .

Selon l'expression du courant de la base et sous les conditions de la zone linéaire on a les hypothèses suivantes :

- ✓ $V_{BC} < 0 \text{ V}$ (régime de fonctionnement direct),
- ✓ Courant de recombinaison négligeable ($I_{BE_{rec}} \ll \frac{I_f}{\beta_F}$),
- ✓ $V_{BE} > 0,6 \text{ V}$ (le terme en exponentiel est très grand devant 1).

L'équation du courant de la base se réduit dans la zone linéaire à :

$$I_B = \frac{I_{SF}}{\beta_F} \left[\exp\left(\frac{V_{B'E'}}{n_F V_T}\right) \right] \quad (\text{III.6})$$

Une conversion de l'expression dans la base logarithmique donne :

$$\text{Log}(I_B) = \text{Log}\left(\frac{I_{SF}}{\beta_F}\right) + \frac{V_{B'E'}}{n_F V_T} \text{Log}(e) = \frac{1}{2.3 n_F V_T} V_{B'E'} + \text{Log}\left(\frac{I_{SF}}{\beta_F}\right) \quad (\text{III.7})$$

En considérant l'expression comme une forme linéaire de V_{BE} , on obtient :

$$a = 1/2.3 n_F V_T \text{ et } b = \text{Log}\left(\frac{I_{SF}}{\beta_F}\right).$$

La droite approchant les points de mesure est obtenue en minimisant le carré des écarts (E_i) entre les valeurs observées (mesurées) et les valeurs estimées (de la droite), on aura donc:

$$E = \sum_{i=1}^N E_i^2 = \sum_{i=1}^N [y(V_{BE}) - I_{Bi}]^2 \quad (\text{III.8})$$

Par la suite, nous allons dériver l'erreur totale donnée par l'équation précédente, et chercher son minimum pour chaque coefficient de la droite. Ceci est accompli en solvant l'équation obtenue égalisée à 0. Les étapes de calcul sont simples et abondantes dans la littérature, on donne ici juste le résultat final de l'extraction:

$$a = \frac{\sum_{i=1}^N V_{BEi} \sum_{i=1}^N I_{Bi} - N \sum_{i=1}^N V_{BEi} I_{Bi}}{(\sum_{i=1}^N V_{BEi})^2 - N \sum_{i=1}^N V_{BEi}^2} \quad (\text{III.9})$$

$$b = \left(\sum_{i=1}^N I_{B_i} - n_F \sum_{i=1}^N V_{BE_i} \right) / N \quad (\text{III.10})$$

Enfin, les paramètres qu'on cherche peuvent être retrouvés par :

$$\begin{cases} I_{SF} = \beta_F 10^b \\ n_F = 1/2,3aV_T \end{cases} \quad (\text{III.11})$$

La résolution de ces équations a été réalisée à l'aide d'un script développé sous le logiciel MATLAB. Les valeurs obtenues seront présentées à la fin avec l'ensemble des paramètres du modèle extraits (voir le tableau 3-1). La même procédure est suivie pour déterminer les paramètres n_{FL} et C_F en prenant cette fois-ci les données de mesures dans la zone de recombinaison (zone ⑥) de la courbe de Gummel.

Pour notre cas puisqu'on ne possède pas de mesures de Gummel en inverse on ne peut pas extraire les paramètres en mode inverse (I_{SR} , n_R , C_R , β_R et n_{RL}). Pour y remédier nous les avons estimés à partir de la région de la saturation dans la caractéristique de la sortie (I_C - V_{CE}), qui sera abordé dans la suite. Ceci est possible puisque dans ce mode de fonctionnement les deux jonctions (BE/BC) contribuent au courant collecteur.

3.2.2 Modélisation du courant collecteur

En considérant toujours le même schéma du modèle présenté dans la Figure 3-1, le courant du collecteur peut être exprimé par la relation suivante :

$$I_C = I_{CT} - \frac{I_r}{\beta_R} - IBC_{rec} \quad (\text{III.12})$$

Comme elles sont définies dans la littérature, les équations du modèle sont celles de la version transport du modèle d'Ebers & Moll. Elles sont exprimées par un générateur de courant circulant du collecteur vers l'émetteur comme suit :

I_{CT} : Est le courant principal présentant le courant collecté depuis l'émetteur ou qui modélise l'effet transistor, il est exprimé en fonction de deux composantes : le courant direct I_{CC} et le courant inverse I_{EC} , qui sont définis par les expressions suivantes :

$$I_{CT} = N_B(I_{CC} - I_{EC}) \quad (\text{III.13})$$

Avec :

$$\left\{ \begin{array}{l} N_B = 1 / \left(1 + V_{B'C'} / V_{AF} + V_{B'E'} / V_{AR} \right) \approx \left(1 - V_{B'C'} / V_{AF} - V_{B'E'} / V_{AR} \right) \\ I_{CC} = \frac{I_{SF}}{1 + \theta_F \exp\left(\frac{V_{B'E'}}{2V_T}\right)} \left[\exp\left(\frac{V_{B'E'}}{n_F V_T}\right) - 1 \right] \\ I_{EC} = \frac{I_{SR}}{1 + \theta_R \exp\left(\frac{V_{B'C'}}{2V_T}\right)} \left[\exp\left(\frac{V_{B'C'}}{n_F V_T}\right) - 1 \right] \end{array} \right. \quad (\text{III.14})$$

Avec I_{SF} et I_{SR} les courants de saturation direct et inverse du transistor, n_F et n_R les coefficients d'idéalités des diodes base-émetteur et base-collecteur. θ_F et θ_R sont les coefficients d'ajustement pour l'effet Webster en forte injection.

Il faut noter que $V_{B'E'}$ et $V_{B'C'}$ sont les tensions aux bornes des jonctions base-émetteur et base-collecteur qui représentent la chute de tension par les résistances d'accès.

N_B est un facteur modélisant la dépendance du courant direct à la tension V_{BC} ou bien ce qu'on appelle le phénomène de la modulation de la largeur de la base, il a été dérivé par McCalla [III.6]. Ceci est réalisé par un seul paramètre V_{AF} qui correspond à la tension d'Early directe qu'on va voir un peu plus loin. Mais pour notre solution nous avons ajouté un autre terme prenant en compte la modulation de la base du côté de la jonction BE par un deuxième paramètre V_{AR} , qui n'est que la tension d'Early inverse. L'approximation donnée à ce facteur est très utile pour l'implémentation numérique, puisqu'elle évite la divergence de la solution lorsque $V_{B'C'} = -V_{AF}$ et/ou $V_{B'E'} = -V_{AR}$ (qui est valide car cet effet est de second degré et on a généralement $|V_{B'C'}| \ll V_{AR}$).

Nous avons implémenté ce générateur de courant par un seul bloc SDD à 3 ports dont le schéma est présenté sur la Figure 3-6 :

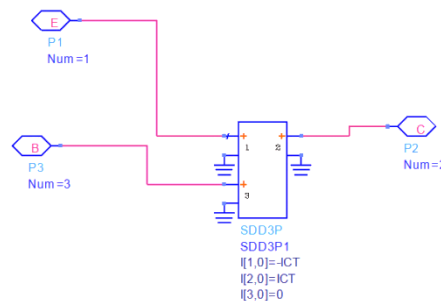


Figure 3-6 : Modélisation du courant de transfert I_{CT} par le bloc SDD.

La modélisation du courant collecteur nécessite l'extraction de quatre paramètres (θ_F/θ_R et V_{AF}/V_{AR}). Les autres paramètres sont déjà dérivés (en mode directe, pour le moment) lors

de la modélisation du courant de base. Il faut noter aussi qu'on ne peut pas extraire les paramètres relatifs à l'effet Early à partir des mesures de Gummel, ni le paramètre θ_R de forte injection en inverse. Donc il faut les extraire à l'aide des mesures de la caractéristique I_C-V_{CE} qui est le sujet du paragraphe 3-3 qui arrive après.

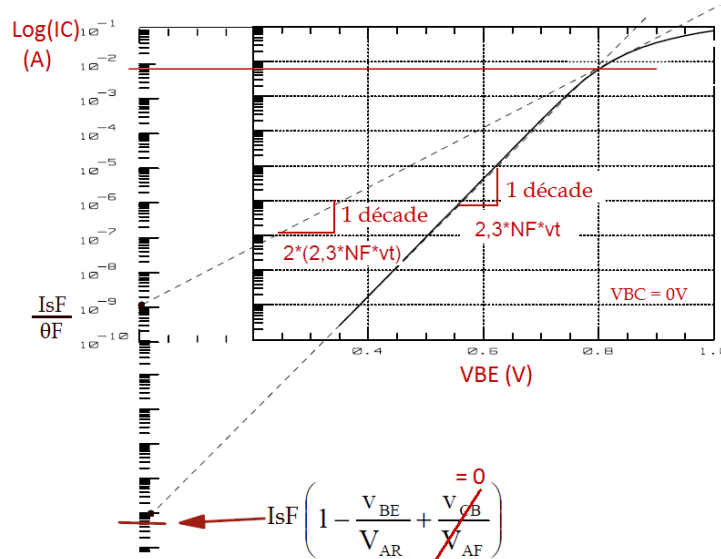


Figure 3-7 : Extraction graphique des paramètres modélisant le courant du collecteur.

L'extrapolation de l'asymptote de la fonction $\text{Log}(I_C)$ vs V_{BE} dans la région de forte injection vers $V_{BE} = 0$ V nous donne la valeur de I_{SF}/θ_F , dont on peut directement déduire la valeur du paramètre θ_F , puisque I_{SF} est déjà calculé avec I_B . Cette asymptote est facilement distinguée puisqu'elle a une pente qui est la moitié de celle du courant I_C dans la zone linéaire, la Figure 3-7 montre la méthode graphique de cette extraction.

Pour l'extraction analytique on va procéder comme on a fait pour le courant I_B , mais cette fois ci pour la courbe de I_C dans la région de forte injection.

Le paramètre θ_R ne peut être extrait dans notre cas, puisque on ne possède pas des mesures de Gummel inverse. Comme on la fait précédemment on essayera de les estimer lorsqu'on entame la partie de la modélisation des caractéristiques de la sortie. Puisque ce paramètre figure dans la région où V_{CE} est négative.

Jusqu'à maintenant on a pu déterminer six paramètres des 12 nécessaires pour modéliser les courants I_B et I_C .

3.2.3 Charges et capacités de déplétion (de jonction)

La modélisation de cette partie est indépendante des autres paramètres statique, et elle n'a d'effet que dans le mode dynamique (AC). Mais, elle est introduite ici pour mieux décrire la dérivation du modèle, en plus, elle est nécessaire pour une étude du régime transitoire.

La variation de l'accumulation des charges des dopants non neutres au niveau des Zones de Charges d'Espace ZCE du transistor (ou bien les charges stockées de chaque côté des zones déplétées) en fonction des tensions aux bornes des jonctions associées est modélisée par deux capacités de jonction : base-collecteur C_{jC} et base-émetteur C_{jE} , qui sont aussi appelées capacités de transition ou de déplétion. L'expression générale de ces capacités est de la forme :

$$C_{jX} = \frac{C_{jX0}}{\left(1 - \frac{V_{B'X'}}{V_d}\right)^{m_x}} \quad (\text{III.15})$$

Où X est remplacé par E ou C selon la jonction. C_{jX0} est la valeur de la capacité pour une polarisation de jonction nulle ($V_{B'X'} = 0$ V), $V_{B'X'}$ le potentiel interne appliqué sur la jonction, m_x est un facteur d'ajustement en relation avec la technologie de la jonction ($m_x = 1/3$ pour une jonction graduelle ($< 0,5 \mu\text{m}$) et $1/2$ pour une jonction abrupte ($> 0,5 \mu\text{m}$)). Enfin, V_d est la hauteur de barrière de potentiel de la jonction ou potentiel de diffusion. Pratiquement, la valeur de V_d est légèrement inférieure à la hauteur de barrière de la jonction.

L'implémentation d'une telle équation sous le logiciel entraine un problème de convergence des calculs, puisque cette équation physique possède un pôle pour $V_{B'X'} = V_d$. Pour y remédier on utilise la formule de Berkeley valable si $V_{B'X'} > V_d/2$, qui n'est qu'une linéarisation de l'équation III.15 :

$$C_{jX} = 2^{m_x} \cdot C_{jX0} \left(2m_x \cdot \frac{V_{B'X'}}{V_d} + 1 - m_x \right) \quad (\text{III.16})$$

Il existe une autre formule utilisée dans le modèle SGP pour $V_{B'X'} > F_c \cdot V_d$, ou F_c (entre 0.5 et 1) est un paramètre du modèle qui détermine le point où commence la linéarisation de la fonction :

$$C_{jX} = \frac{C_{jX0}}{(1 - F_c)^{(m_x+1)}} \left(1 - F_c(1 + m_x) + m_x \frac{V_{B'X'}}{V_d} \right) \quad (\text{III.17})$$

La deuxième relation, qui n'est qu'une généralisation de la première, donne une certaine flexibilité dans la modélisation, car on peut contrôler le point de commutation entre l'équation

physique et l'approximation linéaire. Nous avons donc utilisé cette approximation pour modéliser les capacités de jonction dans notre modèle.

Dans les modèles utilisés aujourd'hui comme MEXTRAM [III.7], les capacités sont limitées en polarisation directe afin de ne pas dépasser leur valeur réelle quand la tension $V_{B'X}$ aux bornes de la jonction est égale à $0,98V_d$. Dans notre cas on a remarqué que cette limitation n'a qu'un faible impact sur les résultats de simulation, car les tensions de jonctions (intrinsèques) peuvent difficilement atteindre la valeur de V_d . De plus, Laux [III.8] a montré qu'elles peuvent même diminuer quand la tension aux bornes des jonctions est supérieure à V_d . Ce qui rend la modélisation de la capacité au-delà de V_d très peu importante.

Nous avons implémenté cette capacité en utilisant un SDD 1 port, sachant que la relation qui lie le courant qui traverse la capacité et la tension appliquée à ses bornes est : $i = C(V) \frac{dV}{dt}$, soit la dérivée en tension.

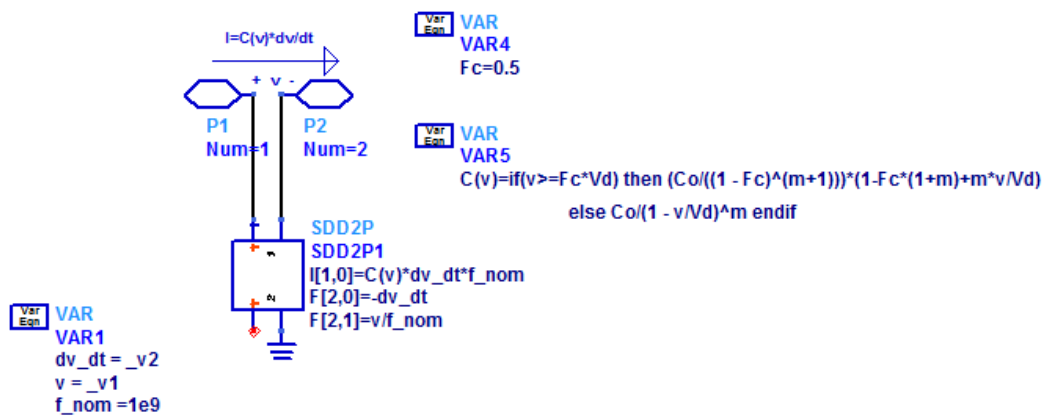


Figure 3-8 : Modélisation de la capacité de jonction (dépendante en tension) par le bloc SDD.

Dans cette solution nous avons ajouté le facteur f_{nom} de valeur de 1GHz, qui modifie l'échelle des fréquences afin d'éviter les problèmes de convergence, lorsqu'on atteint des fréquences très élevées. En effet, avec cette grande valeur de fréquence une petite variation de la tension peut produire des résultats de dérivation énormes, qui peuvent engendrer des problèmes de convergences.

La dérivation est réalisée par l'utilisation de la fonction poids du port SDD d'ordre 2 qui est une multiplication par $j\omega$ du spectre du signal présent sur ce port dans le domaine fréquentiel, ce qui revient à une dérivation dans le domaine temporel.

Pour vérifier le fonctionnement du modèle de la capacité, on a calculé la capacité en fonction de la tension appliquée, le résultat est tracé sur la Figure 3-9 :

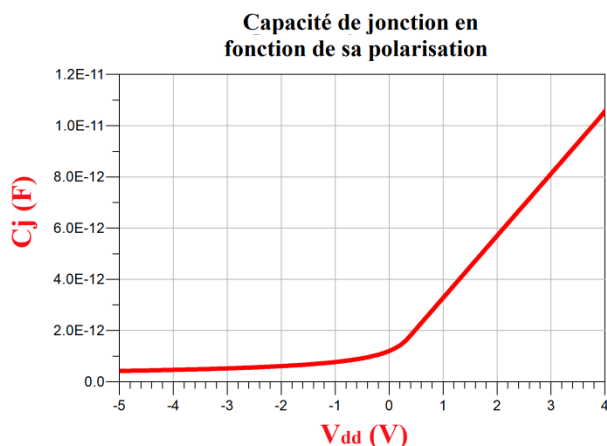


Figure 3-9 : Capacité de jonction modélisée en fonction de la tension à ses bornes.

A partir du résultat obtenu on retrouve bien le comportement d'une capacité de jonction non-linéaire, où pour des tensions négatives la valeur de la capacité varie d'une manière lente, puis aux tensions positives l'augmentation est plus rapide. Il faut noter aussi qu'on a évité le pôle V_d qui cause la divergence de la capacité. Les paramètres nécessaires pour cette partie sont au nombre de 6 (trois pour chaque jonction), et des méthodes et mesures spécifiques sont utilisées afin de les extraire.

Une des méthodes d'extraction des capacités de jonction BE, BC est basée sur le traitement des paramètres Y du transistor mesurés en mode bloqué, de sorte que seule l'influence des capacités soit prépondérante. Cette méthode est décrite dans les travaux présentés en [III.9]. Dans ce mode de fonctionnement le transistor étant polarisé en inverse, les courants sont faibles, les conductances ainsi que les capacités de diffusion sont négligeables, ce qui permet d'isoler seulement les capacités de jonction. Une autre méthode consiste à réaliser les mesures CV à l'aide d'appareils de mesures comme : *CV meter* et *LCR meter*. Ces équipements fonctionnent habituellement aux fréquences de 0,1 à 10 MHz, et ils permettent de trouver la capacité en fonction de la tension appliquée.

3.2.4 Estimation des résistances parasites

En fonctionnement normal et pour de fortes polarisations V_{BE} , les courants en jeu deviennent suffisamment importants (supérieurs au mA) pour que la chute ohmique qu'ils entraînent devient significative. Ce qui provoque des déviations par rapport aux caractéristiques exponentielles courant-tension (Gummel) et ralentissent la charge des capacités du transistor, comme montré sur la Figure 3-10. Les transistors à hautes-fréquences sont habituellement exploités dans ce régime, ce qui rend ces paramètres très importants pour une prédiction précise du comportement des transistors à hautes fréquences.

La résistance de base et la résistance de collecteur peuvent être modélisées en tant qu'éléments dépendant de la polarisation, en raison de la modulation de la conductivité de la base et de l'encombrement du courant de base, et de la diffusion ou défocalisation du courant collecteur. Par contre la résistance de l'émetteur est décrite comme ohmique.

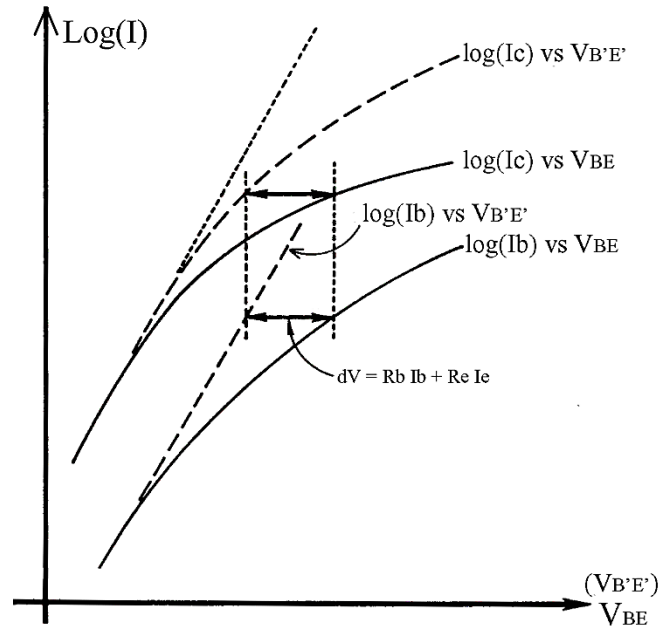


Figure 3-10 : Mis en évidence de l'influence des résistances R_B et R_E sur les courbes de Gummel.

Les résistances d'accès R_C , R_B et R_E permettent l'amélioration de la caractérisation "dc". Elles modélisent les régions des contacts à la zone active du collecteur, de la base et de l'émetteur. En effet, les tensions aux bornes des jonctions sont inférieures à celles aux bornes des contacts, ce qui engendre une diminution des performances du transistor.

Ainsi, pour une tension V_{BE} appliquée aux bornes du transistor, typiquement supérieure à 0,8V, la tension $V_{B'E'}$ à la jonction émetteur/base est inférieure du fait des résistances d'émetteur et de base illustrées sur le schéma suivant :

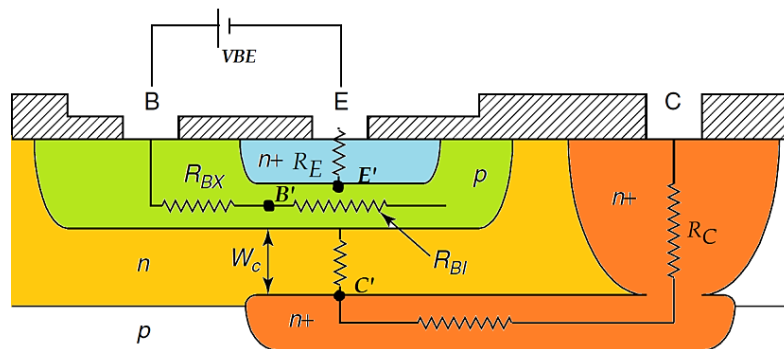


Figure 3-11 : Illustration des résistances d'accès d'un transistor bipolaire.

Les tensions interne et externe aux jonctions d'un transistor sont liées de la façon suivante :

$$V_{B'E'} = V_{BE} - R_E I_E - R_B I_B = V_{BE} - I_B (R_E (1 + \beta_F) + R_B) \quad (\text{III.18})$$

Bien que la région de l'émetteur soit moins résistive que la base du fait de son plus fort dopage, sa contribution, multipliée par le gain en courant, n'est pas négligeable devant la résistance de base.

Il est nécessaire de commencer par déterminer les valeurs de ces résistances pour rendre possible l'extraction des éléments intrinsèques et donc des données principales et primordiales du modèle.

Il est possible de calculer les résistances par les niveaux de dopage et la géométrie des couches. Cependant, la complexité actuelle des technologies et les petites géométries rendent difficile l'obtention des valeurs satisfaisant à l'aide de ces calculs. L'extraction de ces paramètres peut être effectuée aussi à partir, par exemple, des paramètres S [III.10], des mesures AC [III.11], bruit [III.12] et DC. Pour l'extraction à partir des mesures DC il existe plusieurs méthodes à savoir : la méthode *Ning-Tang* [III.13], celle qu'on a adoptée pour estimer la valeur de R_B et R_E . Cette méthode consiste à déterminer l'écart en tension V_{BE} du comportement idéal (linéaire) du courant I_B , comme illustré sur la Figure 3-10, et de l'exprimer selon la relation suivante :

$$\Delta V_{BE} = R_E I_E + R_B I_B \quad (\text{III.19})$$

En utilisant les relations : $\beta_F = I_C/I_B$ et $I_E = I_B + I_C$; on aura :

$$R = \frac{\Delta V_{BE}}{I_C} = R_E + (R_B + R_E) \beta_F^{-1} \quad (\text{III.20})$$

Les résistances sont extraites ensuite en traçant la quantité R en fonction de β_F^{-1} dans la zone linéaire. Les autres méthodes comme : la méthode *Weng* [III.14] et *Fly-back* [III.15] ne peuvent être appliquées dans notre cas puisque, comme on la déjà mentionné, on ne possède que des mesures de Gummel et de la caractéristique de sortie. Par contre ces méthodes nécessitent des mesures spécifiques.

3.3 Caractéristique de sortie I_C - V_{CE}

Les caractéristiques de sortie d'un transistor bipolaire permettent d'obtenir des informations complémentaires aux courbes de Gummel. C'est une mesure du courant de collecteur I_C en appliquant une polarisation constante en entrée du transistor en montage

émetteur commun (polarisation en tension (V_{BE}) ou en courant (I_B) de la jonction émetteur-base) et en faisant varier la tension V_{CE} de sortie. Elles permettent de donner une estimation : des résistances séries d'émetteur et de collecteur du dispositif par la pente des courbes en régime de saturation, de la tension d'Early par la pente de I_C en régime linéaire à faible polarisation (en I_B ou V_{BE}) et de la tension de claquage du dispositif lorsque ce dernier entre en régime d'avalanche. Par ailleurs, une pente négative du courant I_C à forte polarisation émetteur-base est caractéristique de phénomènes d'auto-échauffement.

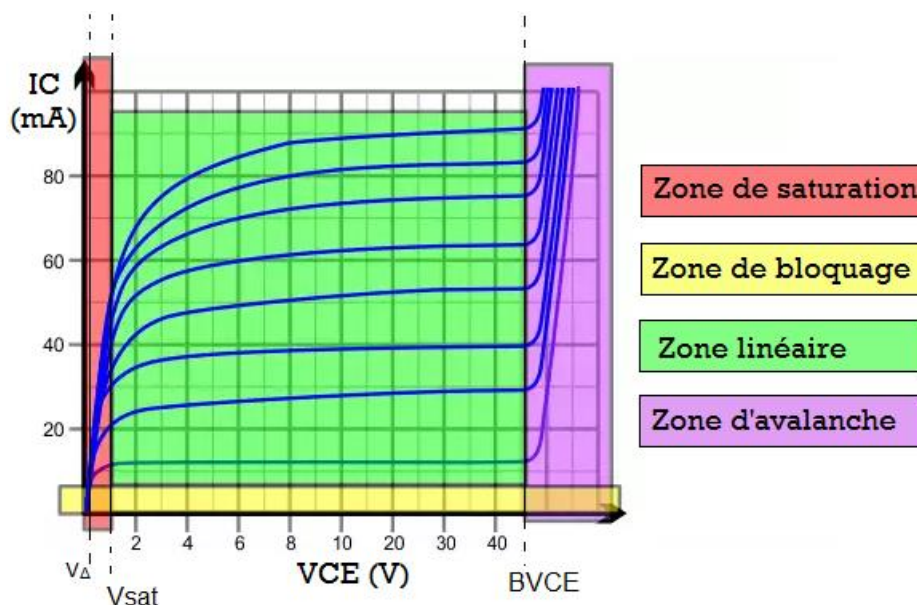


Figure 3-12 : Caractéristique de sortie d'un transistor bipolaire, montrant tous les régimes de fonctionnement.

Comme montré sur la Figure 3-12, cette caractéristique fait apparaître quatre régions distinctes en fonction des polarisations appliquées à l'entrée et à la sortie du transistor.

- Premier point de fonctionnement ($V_{CE} = 0$ V) :

Cette mesure est réalisée avec des potentiels émetteur et collecteur égaux, puis une tension non nulle, est appliquée sur la base. Les deux jonctions B/E et B/C sont donc polarisées en direct (V_{BE} et $V_{BC} > 0$). Les trous de la base vont être injectés dans l'émetteur et dans le collecteur et des électrons de l'émetteur et du collecteur sont injectés également dans la base. Du fait des différences de niveaux de dopage, le champ électrique intrinsèque de la zone de charge d'espace B/E est plus faible que celui de la jonction B/C. Les trous de la base vont alors diffuser davantage vers l'émetteur plutôt que vers le collecteur, d'autant plus que le dopage collecteur est faible ou que le dopage de l'émetteur est fort. Du fait de la longueur de collecteur très supérieure à la longueur de diffusion des trous, ceux-ci vont intégralement se

recombinaison. Dans ce régime, le courant collecteur est de signe opposé (négatif) au régime de fonctionnement normal (où les électrons traversent la base vers le contact collecteur).

- Régime de saturation ($0 \text{ V} < V_{CE} < V_{sat}$) :

Dans la zone de saturation, toute augmentation de la tension collecteur-émetteur se traduit à la fois par une augmentation du potentiel de la jonction base-émetteur et une diminution du potentiel de la jonction base-collecteur. Pour V_{CE} augmentant de V_{Δ} (La tension de décalage) à V_{sat} (illustrées sur la Figure 3-12), la valeur de la tension de la jonction base-collecteur diminue pour s'annuler. Ainsi, lorsque $V_{CE} = V_{sat}$, la tension V_{CB} est égale à 0V.

- Fonctionnement normal :

Dans la zone de fonctionnement linéaire où $V_{sat} < V_{CE} < BV_{CE}$ (tensions de claquage), plus V_{CE} augmente, plus le potentiel de la jonction base-collecteur devient négatif (polarisation en inverse), mais le potentiel de la jonction émetteur-base reste sensiblement constant, fixé par la valeur de I_B . En réalité, le courant collecteur varie légèrement avec la tension émetteur-collecteur en régime normal de fonctionnement sous l'influence simultanée de l'effet Early et des effets thermiques.

- Zone de claquage

Ici $V_{CE} \geq BV_{CE}$. Dans cette zone, la tension de la jonction base-collecteur, toujours négative, devient très grande en module. Le champ électrique peut atteindre une valeur suffisante pour provoquer l'apparition d'un courant inverse à travers la diode base-collecteur, pouvant conduire à la destruction du transistor. Le phénomène d'avalanche se produit lorsque les électrons commencent à ioniser les atomes du réseau à la jonction base/collecteur. Les électrons générés s'ajoutent au courant collecteur standard qui augmente alors rapidement. Les trous, quant à eux, se dirigent vers la base et s'opposent au courant de base classique des trous allant vers l'émetteur. Pour maintenir le courant de base constant, il faut que la part des trous qui proviennent des ionisations par impact soit compensée par un surplus de trous allant vers l'émetteur. Cela va induire un décalage supplémentaire du potentiel de la base afin de réduire le potentiel de la jonction BE et permettre davantage de diffusion des électrons de l'émetteur vers la base.

La caractéristique de sortie purement électrique (dans des conditions de non-éclairage du composant) de notre phototransistor est celle de la Figure 3-13, sur laquelle on peut distinguer nettement les différentes zones de fonctionnement. Ces mesures vont nous permettre

d'extraire un nombre important de paramètres du modèle. De plus, elles seront utilisées pour valider le modèle grand-signal qu'on a développé en régime statique.

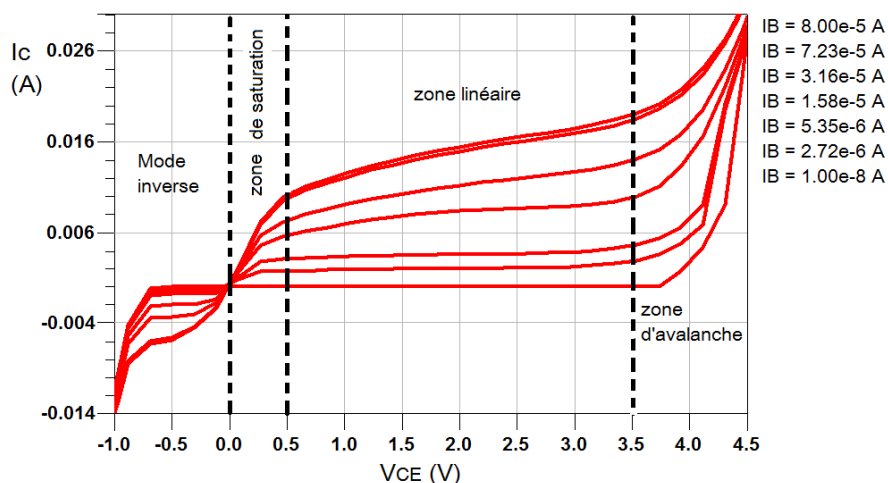


Figure 3-13 : Caractéristique I_C - V_{CE} du phototransistor 10SQxEBC (sans éclairage).

Sur la Figure 3-13 on remarque que dans la zone linéaire on a une pente de I_C caractéristique de l'effet Early, mais pour des V_{CE} plus grandes et des courants élevés, la pente diminue ce qui montre qu'il y a un autre phénomène (auto-échauffement) qui s'ajoute à ce dernier. L'avalanche est très présente pour les tensions V_{CE} supérieures à 3,5 V, surtout pour les faibles valeurs de I_B où la pente est très accentuée.

3.3.1 Estimation de la résistance du collecteur

La résistance du collecteur est composée de trois parties : une résistance due à la couche épitaxiée du collecteur qui est généralement dépendante du courant qui la traverse. Une partie de la résistance est due à la couche enterrée, la dernière partie est due au puits (*Sink*) du collecteur, ces deux composantes sont indépendantes de la polarisation. Des tests spécifiques de structures permettent d'obtenir les résistances unitaires de ces deux composantes.

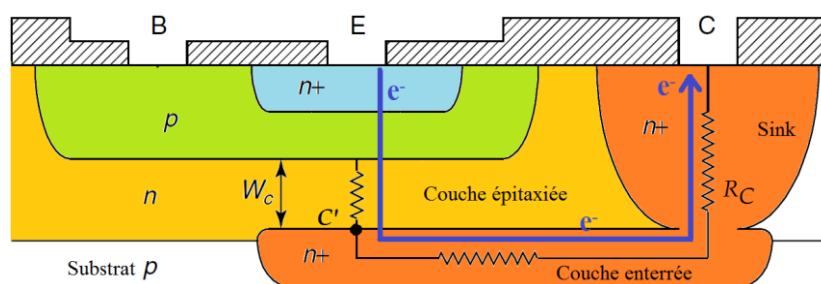


Figure 3-14: différentes composantes de la résistance du collecteur.

La résistance du collecteur résulte de la structure spécifique des couches du transistor bipolaire, comme le montre la Figure 3-14. Le contact avec le collecteur est au même niveau

que le contact avec la base, le courant du collecteur doit donc traverser le collecteur et monter jusqu'à la surface pour atteindre le contact collecteur. Puisque le collecteur est relativement peu dopé, la résistance du collecteur pourrait être relativement grande. Pour résoudre ce problème, une couche enterrée fortement dopée est placée sous la couche du collecteur, ce qui crée un chemin de faible résistance en parallèle avec la grande résistance du collecteur épitaxial. En outre, un puits Collecteur (*sink*) fortement dopé est inclus sous le contact du collecteur pour réduire la résistance entre la couche enterrée et le contact collecteur. Si ces deux caractéristiques sont incluses dans le procédé de fabrication du transistor bipolaire, la résistance du collecteur est considérablement réduite et limitée principalement par la résistance du collecteur épitaxial sous la base, qui est le cas pour le PTH modélisé.

La résistance du collecteur est généralement estimée à partir de la géométrie du transistor et des informations sur les couches comme le dopage. Mais dans notre cas on ne possède pas ces informations donc on est obligé de l'estimer à partir des mesures I_C-V_{CE} . Pratiquement on peut estimer la valeur de la résistance du collecteur totale à partir des courbes de la caractéristique I_C-V_{CE} en déterminant les deux extrémités de sa valeur comme illustré sur la Figure 3-15 suivante :

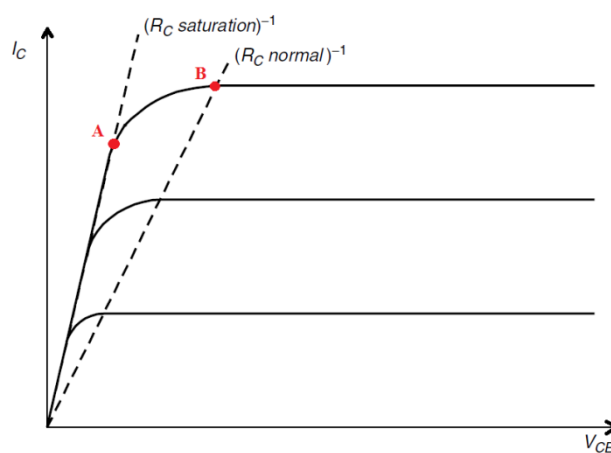


Figure 3-15: Méthode de l'estimation de la résistance du collecteur du transistor bipolaire à partir des courbes I_C-V_{ce} .

Dans le fonctionnement normal du transistor bipolaire dans la région active directe, la résistance du collecteur peut être obtenue en traçant une droite passant par l'origine et joignant le point de l'extrémité droite pour lequel la courbe de I_C sort de la région de saturation pour atteindre le mode linéaire (trait en pointillé passant par B sur la Figure 3-15). L'inverse de la pente de cette droite donne la résistance ohmique du collecteur ($R_{C \text{ normal}}$) dans la région active directe. Cette résistance est celle qui est estimée par la géométrie du composant. Dans la zone de fonctionnement de saturation une valeur de la résistance du

collecteur ($R_{c \text{ saturation}}$) plus faible est observée en utilisant le 1^{er} point du coude A en zone de saturation. Ces deux valeurs présentent donc les limites de la valeur de la résistance du collecteur. En réalité il y a des difficultés à déterminer ces deux pentes, pour ($R_{c \text{ normal}}$) les points de coudes sont difficiles à déterminer avec précision, et la pente de ($R_{c \text{ saturation}}$) doit être corrigée pour prendre en compte les effets de la résistance de l'émetteur dans la zone de saturation. Cette correction est donnée par [III.16]:

$$R_{c \text{ sat}}^* = \frac{1}{R_{c \text{ sat}}} - \left(1 + \frac{1}{\beta_F}\right) r_e' - \frac{KT}{q} \left[\frac{1}{\beta_F I_B - I_C} + \frac{1}{(1 + \beta_R) I_B + I_C} \right] \quad (\text{III.21})$$

Dans notre cas on a utilisé la moyenne entre la valeur $R_{C \text{ normal}}$ et $R_{C \text{ sat}}$.

3.3.2 Modélisation de l'effet Early

L'effet Early a pour cause l'amincissement de la base neutre lorsque la zone de charge d'espace de la jonction base-collecteur s'étend sous l'effet d'une polarisation V_{BC} en inverse. Ceci favorise l'évacuation des électrons de la base vers le collecteur, l'effet Early se caractérise ainsi par une augmentation du courant I_C lorsque V_{CE} augmente. En l'absence de phénomènes d'échauffement et d'avalanche, cette augmentation est quasi linéaire.

Ce phénomène est modélisé en modifiant l'expression du courant de transfert I_{CT} et en ajoutant le facteur N_B exprimé comme suit :

$$N_B = \frac{1}{1 + \frac{V_{BC}}{V_{AF}} + \frac{V_{BE}}{V_{AR}}} \approx \left(1 - \frac{V_{BC}}{V_{AF}} - \frac{V_{BE}}{V_{AR}}\right) \quad (\text{III.22})$$

L'approximation est utilisée pour éviter la divergence des calculs numériques lors de la simulation due aux pôles de cette expression.

La Figure 3-16 présente la méthode graphique d'extraction de la tension d'Early en direct V_{AF} , qui est l'intersection avec l'axe des abscisses de la droite de la région linéaire. Il existe le même phénomène pour le transistor fonctionnant en inverse. On parle alors de tension d'Early inverse V_{AR} .

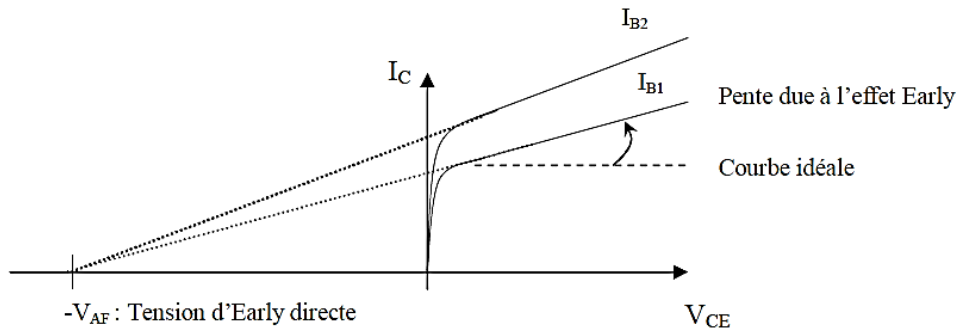


Figure 3-16 : Détermination de la tension d'Early sur la caractéristique de sortie.

Ces deux paramètres sont très importants dans le modèle, car dans les technologies récentes des transistors leurs valeurs sont relativement très faibles, affectant ainsi considérablement les performances du composant. Il est donc impératif de les déterminer avec une grande précision. Pour cela on a employé une méthode efficace pour déterminer ces paramètres. En effet, l'extrapolation des pentes de I_C dans la zone linéaire vers l'axe de V_{CE} dans la méthode graphique ne se rejoignent pas en un seul point (V_{AF}), mais en une plage de valeurs autour d'un point. Cette plage est assez large dans notre cas puisque V_{AF} ne dépend pas seulement de V_{CE} mais aussi du courant I_B . Ceci est observé sur la Figure 3-13, où la pente augmente en augmentant le courant de la base.

La méthode déployée consiste à déterminer le point d'intersection avec l'axe des abscisses d'une façon analytique, en utilisant deux points de mesures adjacents, et ainsi de suite pour la paire de points qui suit et cela sur toute la région linéaire d'une courbe I_C donnée, comme illustré sur la Figure 3-17. Finalement, on obtient une suite de valeurs $V_{AF}(i,j)$, le paramètre recherché est donc la moyenne arithmétique des valeurs obtenues. Si $V_{CE}(i,j)$ et $I_C(i,j)$ sont une paire de mesures sur N mesures de chaque courbe j on aura :

$$V_{AF} = \sum_{j=1}^M \sum_{i=1}^{N-1} \frac{V_{AF}(i,j)}{M(N-1)} = \sum_{j=1}^M \sum_{i=1}^{N-1} \frac{\left| \frac{V_{CE}(i,j) \cdot I_C(i+1,j) - V_{CE}(i+1,j) \cdot I_C(i,j)}{I_C(i+1,j) - I_C(i,j)} \right|}{M(N-1)} \quad (\text{III.23})$$

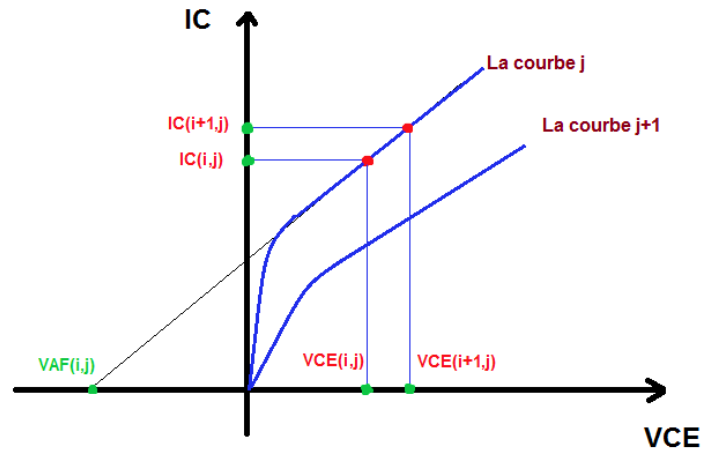


Figure 3-17 : la méthode de la régression linéaire appliquée pour déterminer la tension d'Early.

Les valeurs de V_{AF} et V_{AR} sont obtenues en implémentant cette méthode par un script Matlab dans les zones linéaires direct et inverse ($V_{CE} < 0V$) de la caractéristique de sortie.

3.3.3 Modélisation de l'avalanche

Sous l'effet de la polarisation inverse croissante de la jonction base-collecteur, le champ électrique peut devenir très intense, surtout dans les technologies récentes où les collecteurs implantés sont fortement dopés. La tension V_{CB} conduisant à l'avalanche est appelée BV_{CBO} (tension de claquage de la jonction base-collecteur en émetteur ouvert). Ce paramètre a une valeur aux alentours de 10 V dans les transistors bipolaire SiGe hautes-fréquences.

Ce phénomène est modélisé au niveau de la jonction BC en considérant une source de courant I_{AV} supplémentaire entre les nœuds internes de collecteur et de base. Ce courant est défini par :

$$I_{AV} = (M - 1)I_C \quad (III.24)$$

L'avalanche est caractérisée par le facteur de multiplication M , qui mesure l'augmentation du courant dans la zone de charge d'espace pour un type de porteurs. Par exemple, pour un courant d'électrons I_n qui rentre dans la jonction, le courant de l'autre côté de la jonction sera $M \times I_n$. En pratique, on utilise plutôt le terme $(M-1)$, plus représentatif du mécanisme d'augmentation du courant dans la jonction.

Le facteur de multiplication M décrit donc la capacité de la jonction en polarisation inverse à multiplier un courant qui la traverse. Il est défini de manière empirique selon la formule de Miller :

$$M = \left[1 - \left(\frac{V_{BC}}{BV_{CBO}} \right)^n \right]^{-1} \quad (\text{III.25})$$

Où BV_{CBO} correspond à la tension de claquage de la jonction BC, et n est un coefficient empirique d'ajustement compris entre 3 et 6 selon le type de semi-conducteur considéré.

Le courant du collecteur dans ce régime devient : $I_C = M.I_{C0}$ où I_{C0} est le courant collecteur en régime normal. Pour un électron injecté côté base, M électrons seront récupérés côté collecteur et M trous seront injectés dans la base. Les courants de base et collecteur varient donc d'une même quantité, égale à $(M-1)I_{C0}$.

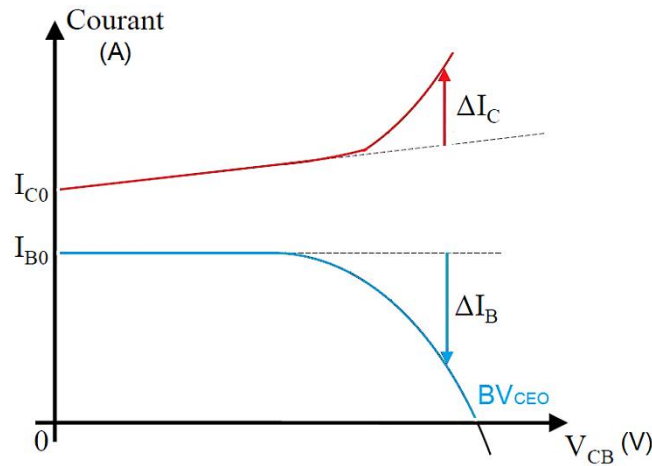


Figure 3-18 : Variation du courant de la base et du collecteur dans le régime d'avalanche.

Afin d'extraire les paramètres d'avalanche, on s'intéresse à la variation du courant I_C en fonction de la tension V_{CB} pour un V_{BE} donné, en zone de faible injection. Sachant que les variations du courant de base et du courant collecteur dues à l'avalanche sont identiques, car on a une génération de paires électrons/trous par phénomène d'ionisation ($\Delta I_B = \Delta I_C$), l'extraction se fera sur le courant I_B puisque le courant I_C est déjà soumis à l'effet Early rendant l'extraction plus délicat.

ΔI_B en fonction de V_{CB} vaut donc $I_{B0} - I_B(V_{CB})$. Le facteur d'avalanche peut être déduit de la relation $\Delta I_C = (M-1).(I_C - \Delta I_C)$:

$$M - 1 = \frac{\Delta I_B}{I_C - \Delta I_B} \quad (\text{III.26})$$

La connaissance des courants de base et de collecteur en fonction de V_{CB} pour une tension V_{BE} fixe permet donc de tracer selon l'équation (III.26), $\ln(1-1/M)$ en fonction de $\ln(V_{CB})$, qu'on l'égalise au $\ln(1-1/M)$ de l'équation (III.25). Cette caractéristique est une droite dont la pente vaut n . La tension de claquage BV_{CEO} est atteinte lorsque le courant de base s'annule, donc lorsque $\Delta I_B = I_{B0}$.

La tension BV_{CEO} est par définition la tension à laquelle le courant de base s'annule et change de signe, à cause de l'augmentation du courant d'avalanche, comme montré sur la Figure 3-18. La tension BV_{CEO} est un paramètre important de l'optimisation du transistor bipolaire, qui est différent de BV_{CBO} utilisé dans l'équation (III.25). Elle donne une mesure de l'avalanche dans la jonction base/collecteur d'un transistor bipolaire en fonctionnement, contrairement à la tension BV_{CBO} qui est une caractéristique d'une jonction PN uniquement. A cause de l'effet transistor, l'avalanche apparaît beaucoup plus tôt dans la jonction B/C lorsque le transistor est en fonctionnement donc on a toujours ($BV_{CEO} < BV_{CBO}$). La relation entre les deux paramètres est la suivante :

$$BV_{CEO} = V_{BE} + BV_{CBO} \quad (\text{III.28})$$

$$BV_{CEO} = BV_{CBO}(\beta_F + 1)^{-1/n} \quad (\text{III.29})$$

Des valeurs typiques de ces paramètres dans un TBH SiGe sont : $BV_{CEO} = 1,8 \text{ V}$, BV_{CBO} de 6 V pour $n = 5,7$.

3.3.4 Modélisation de l'auto-échauffement et de la dépendance en température

La dépendance des courants du transistor bipolaire avec $\exp(qV_{BE}/kT)$ rend le composant très sensible aux variations de la température. Si le composant opère à une température T différente de la température de référence T_0 à laquelle les paramètres du modèle sont extraits, ils doivent être recalculés pour la nouvelle température en utilisant un modèle de température approprié. Cette augmentation de la température peut être uniquement interne et induite par la puissance dissipée dans le transistor, c'est le phénomène d'auto-échauffement, qui affecte considérablement les performances du composant en changeant le point de polarisation, pouvant conduire à de l'instabilité en fonctionnement dynamique.

Les HBT fonctionnent habituellement à des densités de puissance élevées, et la complexité de la structure fait que l'empilement des couches diélectriques autour du transistor gêne l'évacuation de la chaleur générée à l'intérieur du composant, notamment la présence des tranchées profondes modifie la forme du flux de chaleur vers le substrat. L'auto-échauffement joue donc un rôle très important. La température influe sur le comportement électrique d'un HBT principalement avec les conséquences suivantes :

1. Le gain en courant diminue de façon quasi linéaire avec la température. Cela conduit à une diminution du courant I_C dans la caractéristique de sortie I_C-V_{CE} avec I_B maintenue constante comme paramètre, et ce d'autant plus que I_C est élevé.
2. À un courant I_B constant, V_{BE} diminue linéairement lorsque la température augmente, ce qui peut aussi être vu sur la courbe de Gummel mesurée. Cela est dû à la dépendance exponentielle du courant de la diode base-émetteur de la tension et de la température.
3. Réduction de la fréquence de transition et de la fréquence maximale d'oscillation.

3.3.4.1 Développement du sous-circuit thermique :

L'élévation de la température à l'intérieur du composant due à l'auto-échauffement, ΔT , est déterminée à partir d'une tension équivalente à travers le sous-circuit thermique représenté sur la Figure 3-19. La puissance dissipée P_{diss} est approximativement convertie en un courant équivalent et introduit dans le sous-circuit thermique, et elle est exprimée par la relation suivante:

$$P_{diss} = I_C V_{C_{e'et}} + I_B V_{B_{e'et}} \quad (\text{III.30})$$

La puissance dissipée est déterminée par les tensions intrinsèques ou interne $V_{B_{e'et}}$ et $V_{C_{e'et}}$. On suppose que l'auto-échauffement du PTH a lieu en fonctionnement actif direct, et que les courants et les tensions parasites ne contribuent pas de façon significative.

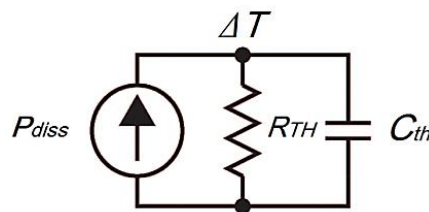


Figure 3-19 : Schéma équivalent du sous-circuit thermique.

Le sous-circuit thermique se compose de la résistance thermique R_{TH} (relative à la conductivité thermique) et de la capacité thermique C_{TH} (décrivant conjointement avec la résistance thermique, la vitesse à laquelle les variations de température se propagent). La variation de température ΔT est assimilée à la tension électrique aux bornes de ces éléments, la puissance dissipée est assimilée à une source de courant, et elle est calculée par la relation suivante :

$$\Delta T = P_{diss} R_{TH} - C_{TH} \frac{d\Delta T}{dt} \quad (\text{III.31})$$

La température ambiante T_0 (293,15 K) est utilisée comme référence à la fois pour le bruit thermique et l'auto-échauffement. Ainsi la température de jonction est donnée par : $\Delta T = T - T_0$, où T est la température réelle interne du composant.

Un port thermique supplémentaire est prévu pour permettre la modélisation de l'échauffement des éléments individuels localisés du circuit et pour modéliser les changements dynamiques de la température ambiante. Ces changements peuvent être pris en compte en appliquant une tension équivalente au port thermique. Un modèle plus élaboré du réseau thermique consiste en une succession de circuits R_{TH} - C_{TH} parallèles, ayant chacun leur propre constante de temps [III.17].

3.3.4.2 La résistance thermique

Il y a plusieurs façons de déterminer la résistance thermique, chacune ayant leurs avantages et inconvénients.

- Une simulation thermique 3D complète: Le logiciel qui est capable de faire des simulations thermiques 3D donnera des résultats avec une grande précision, mais ce type de logiciel est onéreux et n'est pas à notre disposition. Les simulations prennent du temps et des ressources et dépendent d'un haut niveau de détails de paramètres physiques du composant. Le niveau des détails nécessaires pour une simulation précise, n'est généralement pas communiqué par le fabricant d'une technologie industrielle.
- Mesures DC à différentes températures: méthodes basées sur des mesures DC à différentes températures produisent généralement des résultats avec une bonne précision. Il existe trois méthodes communes de calcul de la résistance thermique. La première méthode est donnée dans [III.18], et est basée sur la mesure de la tension base-émetteur V_{be} à différentes températures. La méthode de [III.19] est basée sur la mesure des gains en courant β à différentes températures. Le principal inconvénient des méthodes décrites dans [III.18] [III.19] est qu'ils linéarisent la tension V_{be} mesurée et le gain β par rapport à la température. Cela génère des imprécisions comme souligné dans [III.20]. La méthode de [III.18] est également valable uniquement aux faibles puissances de dissipation, où la résistance thermique est constante. Une nouvelle méthode donnée par [III.21], est basée sur la mesure du courant de collecteur à un courant de base constant et à des températures différentes. Elle surmonte les inconvénients des autres méthodes, et peut être utilisée pour trouver la résistance thermique même pour une puissance de dissipation élevée. Le principal inconvénient

de ces trois méthodes est qu'elles nécessitent un équipement de régulation en température de la table sous pointes lorsque le composant est testé sous pointes.

- Une nouvelle technique, proposée par M. Olavsbraten et présentée dans [III.22], permet d'estimer la température de la jonction. Elle est basée sur peu de données physiques et sur la structure (layout) du transistor. Aucune mesure ni logiciels spécialisés sont nécessaires, seul un outil mathématique comme MATLAB suffit. Mais cette technique a ses limites. Un ordre de grandeur pour la résistance thermique d'un transistor Si est estimé à 500 K/W et pour un HBT SiGe de taille d'émetteur $12\mu\text{m}\times 0,25\mu\text{m}$ est déterminé à 1300K/W [III.23].

3.2.4.3 La capacité thermique

Lorsque l'on est en régime dynamique, les courants et tensions du transistor varient rapidement, ainsi que la puissance thermique dégagée. Cependant, compte-tenu des capacités calorifiques des différentes couches en présence, la température ne varie pas instantanément avec les variations de P_{diss} . En première approximation, le retard d'établissement de la température est modélisé par une capacité thermique C_{TH} .

La capacité thermique peut être trouvée par différentes méthodes, comme pour la résistance thermique. Il y a très peu d'articles publiés décrivant comment trouver cette capacité, à l'exception des mesures DC pulsées [III.24], où on peut trouver la constante de temps thermique. Si la résistance thermique est déjà trouvée, par une technique, la capacité thermique peut être facilement calculée. Elle peut également être trouvée par une simulation 3D complète. Comme pour la résistance thermique, ceci nécessite un logiciel coûteux et un détail physique élevé.

Pour notre cas, aucune de ces méthodes n'est possible. Une estimation de la capacité thermique peut être calculée à partir de simples propriétés physiques des matériaux.

$$C_{\text{TH}}(T) = C_p(T) \cdot \rho \cdot V \quad (\text{III.32})$$

La capacité thermique C_{TH} d'un matériau est une fonction de la capacité calorifique spécifique $C_p(T)$, la densité ρ et le volume V . Dans un dispositif pratique, la principale difficulté est de trouver une bonne approximation du volume effectif de la capacité thermique. Le volume de la capacité thermique, peut englober différents matériaux et différentes couches dans le transistor par exemple le Si et dans certaines parties du connecteur relié à l'émetteur. La capacité thermique totale sera alors une somme des capacités thermiques chacune des couches concernées.

La densité d'un matériau peut varier fortement avec la température, mais ces changements restent faibles pour les matériaux considérés ici. Elle est donc considérée constante par rapport à l'incertitude de l'estimation du volume. Une première estimation de la capacité thermique est : $C_{TH} = 1,4 \cdot 10^{-9}$ J/K pour un BJT Si et $C_{TH} = 3,2 \cdot 10^{-10}$ J/K pour un TBH SiGe de taille d'émetteur $12\mu\text{m} \times 0,25\mu\text{m}$ [III.23].

Pour notre cas, puisqu'on ne peut pas déterminer la résistance thermique ni la capacité thermique, on va utiliser les valeurs estimées pour les transistors Si et SiGe, comme valeurs initiales qui seront ajustées par un processus d'optimisation.

3.3.4.4 Dépendances des paramètres du modèle en température

Les résistances série varient avec la température en raison de la dépendance en température de la mobilité des porteurs majoritaires. Comme la mobilité varie habituellement proportionnellement à une puissance de la température absolue ($\mu \sim T^m$), les résistances dépendantes de la température sont souvent écrites sous la forme :

$$R(T) = R(T_0) \left(\frac{T}{T_0} \right)^m \quad (\text{III.33})$$

Le courant de saturation quant à lui, varie proportionnellement à $D_n n_{ie}^2$, ces deux facteurs (coefficient de diffusion et la concentration intrinsèque des porteurs) dépend fortement de la température. Ce qui nous permet d'exprimer le courant de saturation de la manière suivante :

$$I_S(T) = I_S(T_0) \left(\frac{T}{T_0} \right)^{Xt} \exp\left(\frac{V_g}{V_T} \frac{T - T_0}{T_0} \right) \quad (\text{III.34})$$

V_g est la hauteur de la barrière de potentiel à l'équilibre de la jonction, Xt est un paramètre combinant les puissances de la température auxquelles dépendent D_n et n_{ie} .

Les capacités de diffusion sont affectées également par la température, à cause de la dépendance de la constante diélectrique et la hauteur de barrière de potentiel de la jonction en température V_d .

$$C_{j0}(T) = C_{j0}(T_0) \left(\frac{V_d(T)}{V_d(T_0)} \right)^M \quad (\text{III.35})$$

M est un autre paramètre empirique.

Seule la variation du courant de saturation en température est pris en compte dans notre modèle, puisque son effet est visible sur la caractéristique de sortie I_C - V_{CE} .

3.3.5 Insertion du réseau du substrat

Les composants à base de silicium souffrent de la dégradation des performances du régime AC en hautes fréquences par le couplage au substrat. Comprendre et modéliser ce couplage est un point important dans la conception des composants. Des études ont montré que la fréquence maximale d'oscillation f_{max} dépend fortement de la résistance du substrat et on obtient un transfert maximal d'énergie lorsqu'on adapte le contact du substrat [III.25].

Dans les configurations utilisées de notre composant, l'émetteur et le substrat sont soumis au même potentiel (la masse). Le courant substrat n'est alors pas directement mesurable. Toutefois pour des tensions V_{BC} positives et V_{BE} faibles, la jonction base-collecteur est passante et le transistor PNP parasite est débloqué. Il est donc possible de constater l'influence du transistor parasite et des courants base-collecteur sur les caractéristiques I_C et I_B pour des tensions se trouvant en régime de saturation.

Dans les modèles modernes ceci est modélisé en insérant un transistor PNP parasite formé par les couches Base-Collecteur-Substrat. Ce n'est pas le cas ici puisque la distance entre la base et le substrat dans le PTH est très grande devant la longueur de diffusion des porteurs de charge, rendant cette modélisation sans aucun effet. Par contre, on a remarqué qu'il y a une fuite importante du courant I_C vers le substrat, puisque dans la technologie silicium ces fuites sont toujours présentes et ont une grande influence. Ces fuites ont été modélisées par une diode en série avec un circuit RC parallèle, placés entre le contact interne du collecteur et le contact du substrat comme schématisé sur la Figure 3-20 :

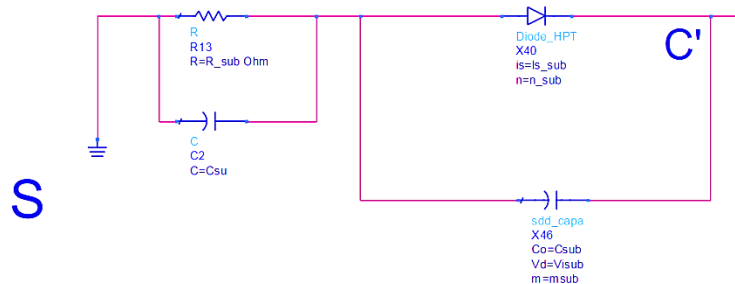


Figure 3-20 : Réseau modélisant le substrat parasite.

Il est possible avec ce modèle de tenir compte du plot du substrat. Ainsi, en statique, une diode est introduite entre le collecteur et le substrat pour simuler le courant de fuite du collecteur vers le substrat I_{SC} . Pour une structure de transistor bipolaire verticale, l'expression de ce courant est :

$$I_{SC} = I_{S_Sub} \left[\exp\left(\frac{V_{SC'}}{n_{S_Sub} V_T}\right) - 1 \right] \quad (\text{III.36})$$

Où I_{S_Sub} représente le courant de saturation de la diode parasite, n_{S_Sub} est le coefficient d'idéalité de la jonction SC.

La connexion entre le contact de substrat (S) et le collecteur interne (C') est fournie par un réseau dédié, le contact S étant éloigné de la jonction CS. Le réseau est constitué d'une résistance de liaison R_{sub} en série provoquée par la résistivité de substrat élevée ρ_{sub} , et de la capacité de déplétion CS (C_{Sub}) (typiquement quelques pF).

La résistance ohmique et la permittivité du substrat deviennent de plus en plus importantes vers les hautes fréquences du fait de leur influence sur l'isolement entre la ZCE substrat-collecteur et le contact substrat. De plus, la permittivité du bulk Si élevée conduit à une capacité C_{SU} en parallèle avec la résistance (dominante vers la haute fréquence).

Les valeurs des paramètres de la diode parasite du substrat et de la résistance R_{s_sub} sont déterminées à partir de la pente du courant de fuite observé sur la caractéristique de la sortie en inverse (vers $V_{CE} = -1V$ sur la Figure 3-13). Par contre, les capacités parasites sont déterminées en dynamique par les paramètres S.

3.4 Vérification et discussion des résultats obtenus

On va maintenant assembler tous éléments modélisés auparavant, afin de former le modèle complet de la partie électrique statique du phototransistor, comme illustré sur la Figure 3-21. Puis, on va procéder à une optimisation des paramètres extraits à partir des mesures afin d'obtenir la meilleure concordance avec les mesures [III.3]. Les parties électrique, dynamique et optique seront développées par la suite.

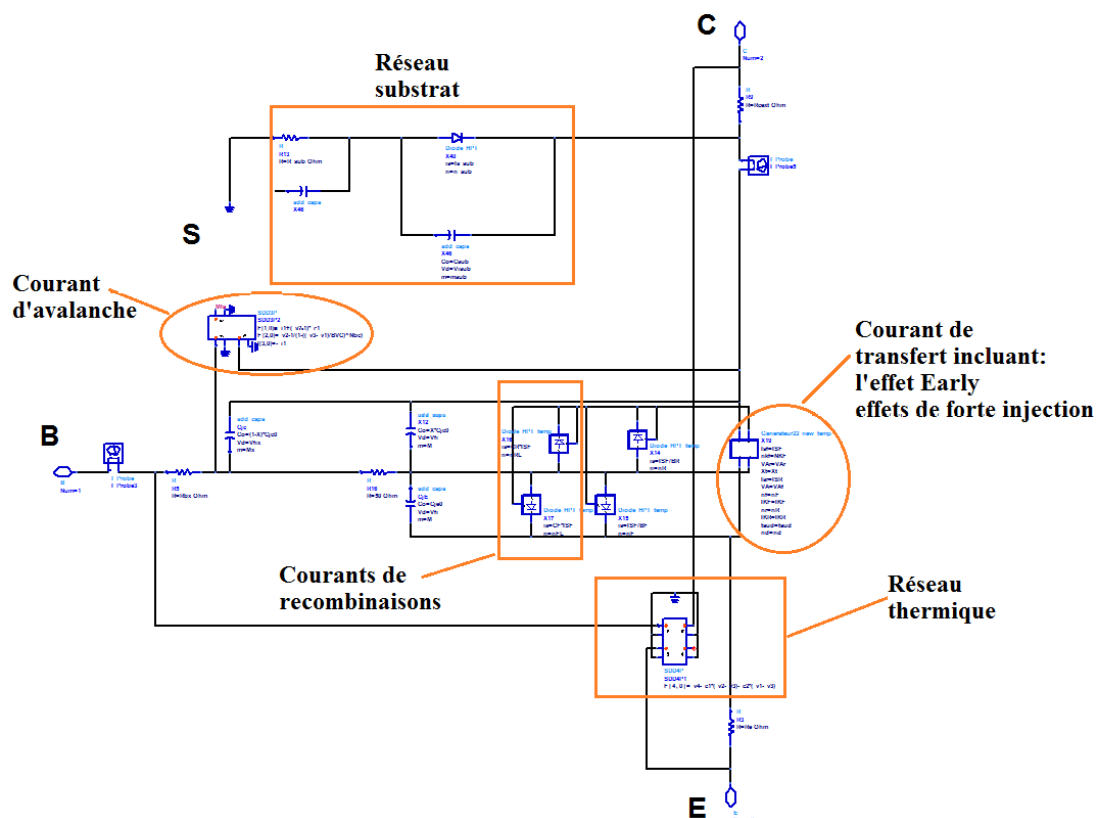


Figure 3-21 : Schéma du modèle de la partie statique électrique.

Le modèle est construit d'une façon modulaire, comme le montre la Figure 3-21. Ceci permet de développer le modèle d'une manière aisée et rapide. De plus, ceci rend le modèle indépendant du type de polarisation (courant ou tension).

Il faut noter que la capacité base-collecteur est divisée en deux contributions, l'une intrinsèque ($C_{BC} = X.C_{jC}$) et l'autre extrinsèque ($C_{BCX} = (1-X).C_{jC}$), cette répartition des capacités en deux parties distinctes autour de la résistance de base interne, intrinsèques et extrinsèques, correspond respectivement à la partie du transistor placée sous l'émetteur (transistor intrinsèque) et à la partie du transistor qui se trouve en dehors de cette zone (transistor extrinsèque). Ceci est réalisé en ajoutant le paramètre X (de valeur entre 0 et 1) modélisant la fraction intrinsèque de la capacité de jonction BC totale (à polarisation nulle). Ce paramètre est généralement déduit du rapport des géométries de l'émetteur et la base. Une valeur typique de ce paramètre est aux alentours de 0,8.

Le Tableau 3-1 résume les valeurs des différents paramètres statiques du modèle électrique obtenus après extraction et optimisation. Les valeurs des paramètres modélisant les capacités, et la modélisation de la résistance interne seront déterminées dans la partie dynamique de ce chapitre.

Tableau 3-1: Paramètres du modèle électrique avant et après optimisation des valeurs pour le fonctionnement en régime statique.

Paramètre	Valeur extraite Après optimisation	Valeur extraite Avant optimisation
I_{SF} (A)	$1,8 \cdot 10^{-13}$	$1,03 \cdot 10^{-13}$
β_F	263,06	590
C_F	856,63	875
n_{FL}	4	5.8
n_F	1,38	2,31
θ_F	$64,44 \cdot 10^{-9}$	$1,9 \cdot 10^{-10}$
R_C (Ω)	18,51	35
R_E (Ω)	2,65	3
V_{AF} (V)	4,82	5.5
V_{AR} (V)	5,2	5
R_{Bi} (Ω) (interne)	18,49	$R_{Bi} + R_{Bx} = 88.6$
R_{Bx} (Ω)	58	
BV_{CBO} (V)	7,7	4.3
n	8	7
I_{SR} (A)	$1,61 \cdot 10^{-15}$	Paramètres en inverse non extraits déterminés par ajustement
β_R	120	
C_R	18,56	
n_{RL}	3,54	
n_R	1	
θ_R	$9,57 \cdot 10^{-6}$	

Les paramètres du mode inverse sont estimés par un ajustement des courbes de la caractéristique de sortie sur la zone de saturation et la zone inverse ($V_{CE} < 0$ V). Pour valider le modèle on doit comparer ses performances par des simulations, comme montré sur la Figure 3-22, avec les résultats de mesures. La Figure 3-23 présente la comparaison simulations électriques et mesures des courbes de Gummel directe.

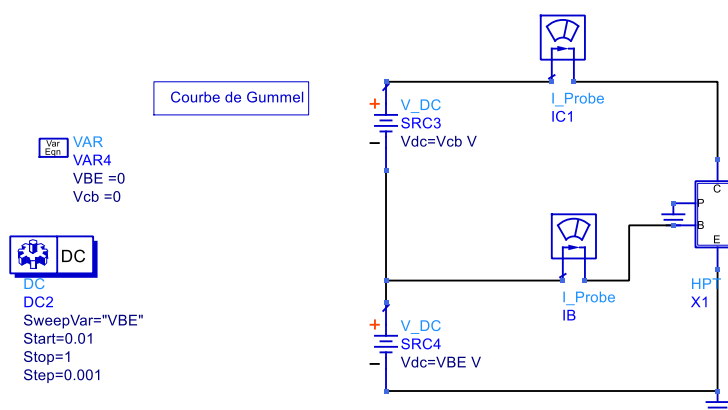


Figure 3-22 : Schéma du montage de la simulation du modèle.

On remarque qu'on a bien modélisé la partie forte injection et une partie de la zone linéaire (pour $V_{BE} > 0,6$ V) mais aux faibles courants on a une déviation importante des simulations par rapport aux résultats attendus. On rappelle qu'on ne peut pas vérifier le

comportement du composant pour $V_{BE} < 0,4$ V, puisque les courants mesurés tendent vers une valeur limite (aux alentours de 8.10^{-9} A) liée aux limitations des appareils de mesures.

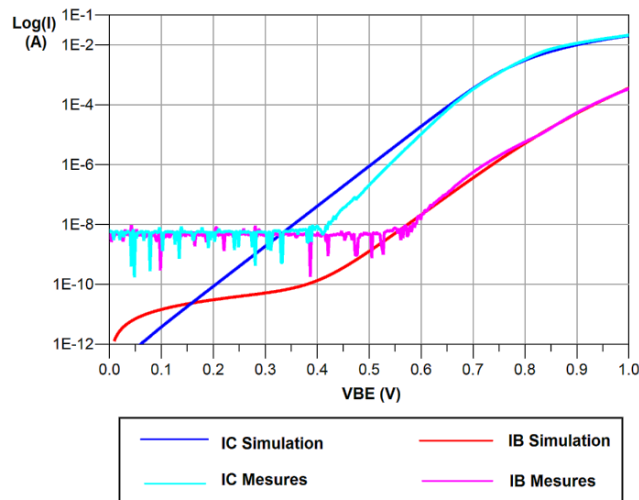


Figure 3-23 : Comparaison simulations et mesures de la courbe de Gummel directe à $V_{BC}=0V$ du PTH 10SQxEBC.

Maintenant on va passer à un autre type de caractérisation statique ; les courbes I_C-V_{CE} . Les résultats de comparaison de la caractéristique I_C-V_{CE} simulée avec celle issues des mesures sont exposés sur la Figure 3-24.

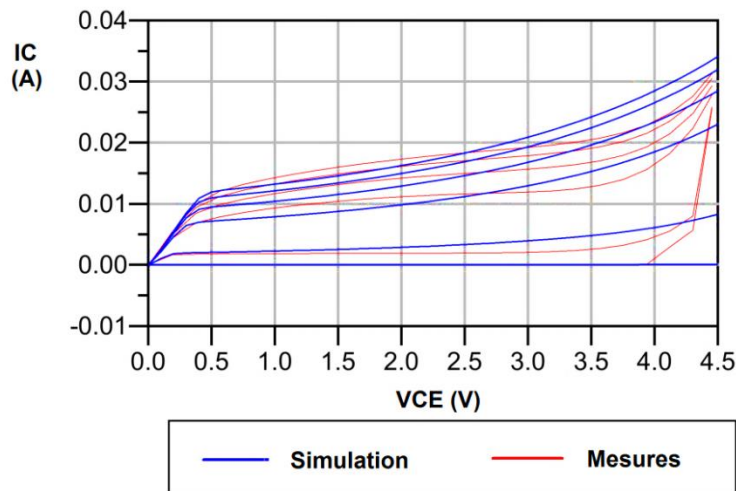


Figure 3-24 : Comparaison simulations électriques et mesures de la caractéristique de la sortie du PTH 10SQxEBC.

D'après les résultats obtenus on remarque qu'on a modélisé correctement la zone de saturation, en obtenant la bonne pente, ainsi que les zones de coude. Par contre, on note des différences notables au niveau de la zone d'avalanche et de la zone linéaire entre simulations et mesures. On a essayé d'autres combinaisons de paramètres affectant ces deux régions, mais on n'arrive pas à reproduire le comportement souhaité. De plus, même un modèle GP (Gummel Poon) ne permet pas de résoudre ce problème. Ceci peut être expliqué par la

structure spécifique du phototransistor notamment avec la présence de l'ouverture optique, qui n'est pas similaire à celle d'un transistor classique. Donc une modification du schéma et une étude approfondie de ce problème sont nécessaires pour améliorer le modèle de notre composant spécifique.

Etude de la structure du composant

Le phototransistor modélisé comme on l'a déjà mentionné dans le chapitre II, est fabriqué par un processus technologique SiGe bipolaire de Telefunken (SARL), qui est une technologie commerciale où le PTH développé est obtenu en modifiant uniquement les géométries dans le schéma du layout du TBH (transistor bipolaire à hétérojonction) à doigt unique, afin de créer la fenêtre optique. On compare la structure de ces deux composants sur la figure 3.25.

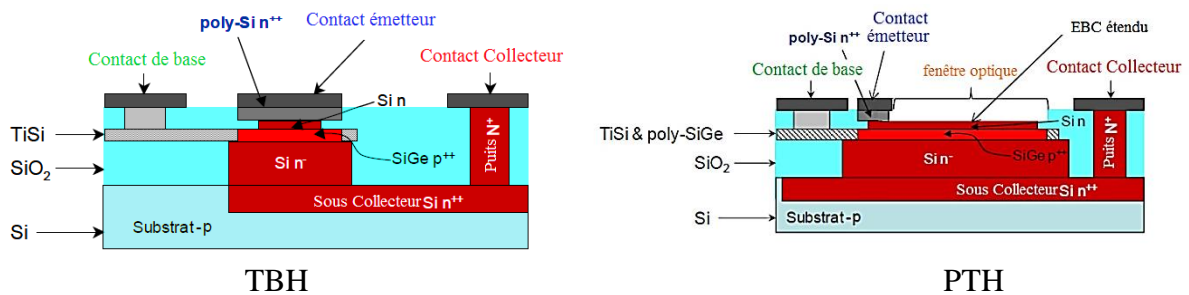


Figure 3-25 : Schéma de la structure verticale du TBH et du PTH de la technologie SiGe de Telefunken.

Comme on l'a déjà vu, la structure du PTH est une structure à base-émetteur-collecteur étendue (xEBC). L'ouverture optique est faite à travers l'émetteur en supprimant le métal du contact au centre et en étendant latéralement l'ensemble de la structure.

Nous allons procéder à une comparaison des caractéristiques électriques entre le TBH (constituant le composant de référence) et le PTH, afin d'extraire des informations utiles à la modélisation.

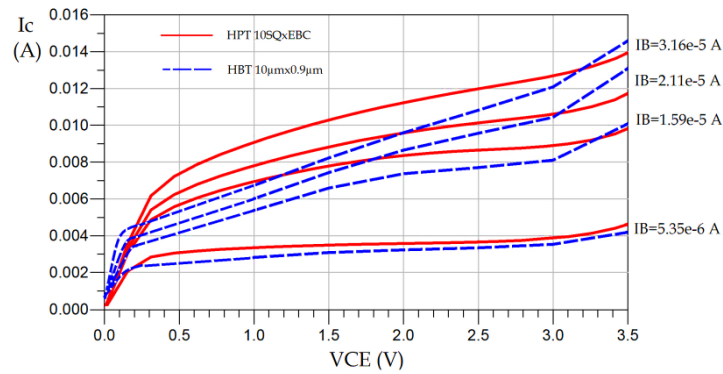


Figure 3-26 : Résultats de comparaison des mesures I_C-V_{CE} du PTH $10\ \mu\text{m}^2$ avec un HBT de référence $10 \times 0,9\ \mu\text{m}$.

Par exemple pour la caractéristique I_C-V_{CE} illustrée sur la Figure 3-26, on peut déduire rapidement à partir de cette comparaison qu'on a :

1. Une résistance d'accès collecteur plus grande dans le PTH que dans le TBH (une pente plus faible dans la région de saturation).
2. Une région de saturation plus large dans le PTH.
3. Une tension d'Early plus grande dans le PTH (pente plus faible dans la zone linéaire).
4. Un gain en courant β plus élevé de 529 pour le TBH à 610 pour le PTH.

L'élargissement des couches du TBH pour réaliser le PTH a donc un impact non négligeable sur les caractéristiques électriques statiques. L'augmentation du gain en courant peut être expliquée par la capacité de la structure à conduire de plus large densité de courant, dû à la surface de la couche de l'émetteur qui est plus grande dans le PTH. La résistance du collecteur est plus large dans le PTH puisqu'elle est directement proportionnelle aux dimensions de la structure. Enfin, la zone de saturation plus étendue dans le PTH est expliquée par la polarisation directe de la jonction BC à des tensions V_{CE} plus élevées par rapport au TBH, ceci est dû aux chutes de tensions dans le collecteur.

D'après ces observations et hypothèses, on déduit que l'extension de la structure du TBH étend aussi la partie active du composant, ce qui nous a donné l'idée que le modèle complet de notre composant correspond à l'association de deux transistors en parallèle, chacun contribuant dans une région de polarisation (forte et faible injections) [III.26]. La configuration possible de l'association de ces deux transistors est dictée par la géométrie de la structure comme montré sur la Figure 3-27. De plus, une étude plus poussée confirme l'existence de cette distribution dans ce type de composants [III.27].

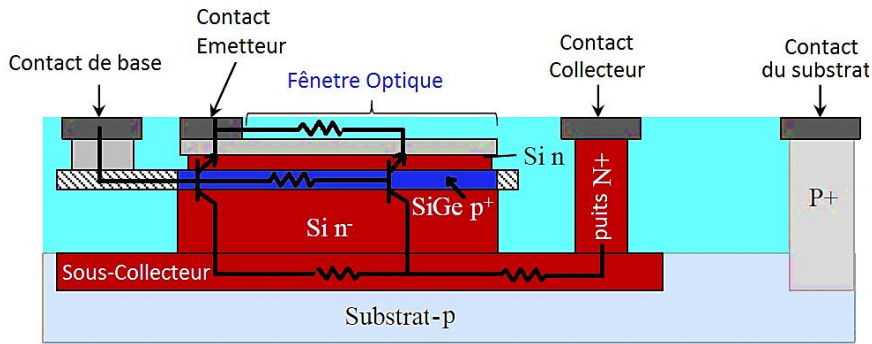


Figure 3-27 : Schéma simplifié du PTH montrant l'extension de la région active vers la fenêtre optique.

L'implémentation de cette solution conduit au schéma électrique du modèle du PTH illustré sur la Figure 3-28.

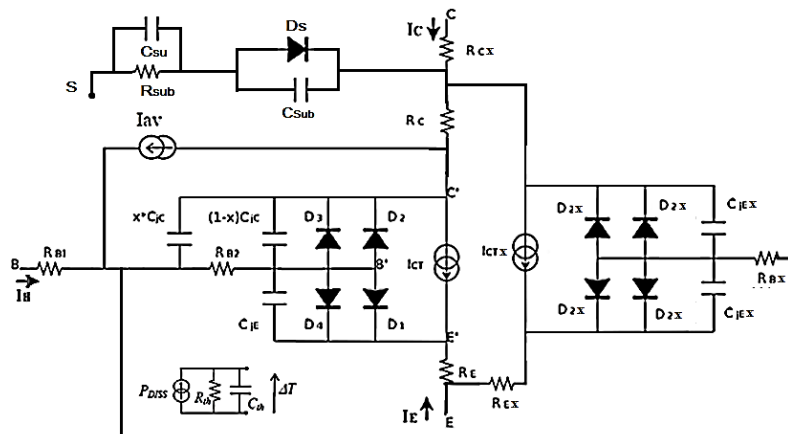


Figure 3-28 : Schéma électrique du modèle amélioré en ajoutant l'extension électrique de la partie active du PTH.

Nous avons implémenté cette solution sous le logiciel ADS d'Agilent comme montré sur la Figure 3-29, en distribuant les valeurs des paramètres dans les deux parties et en effectuant une optimisation avec différents algorithmes (de quasi Newton, du gradient, hybride...) afin de s'approcher des valeurs adéquates permettant la modélisation du composant.

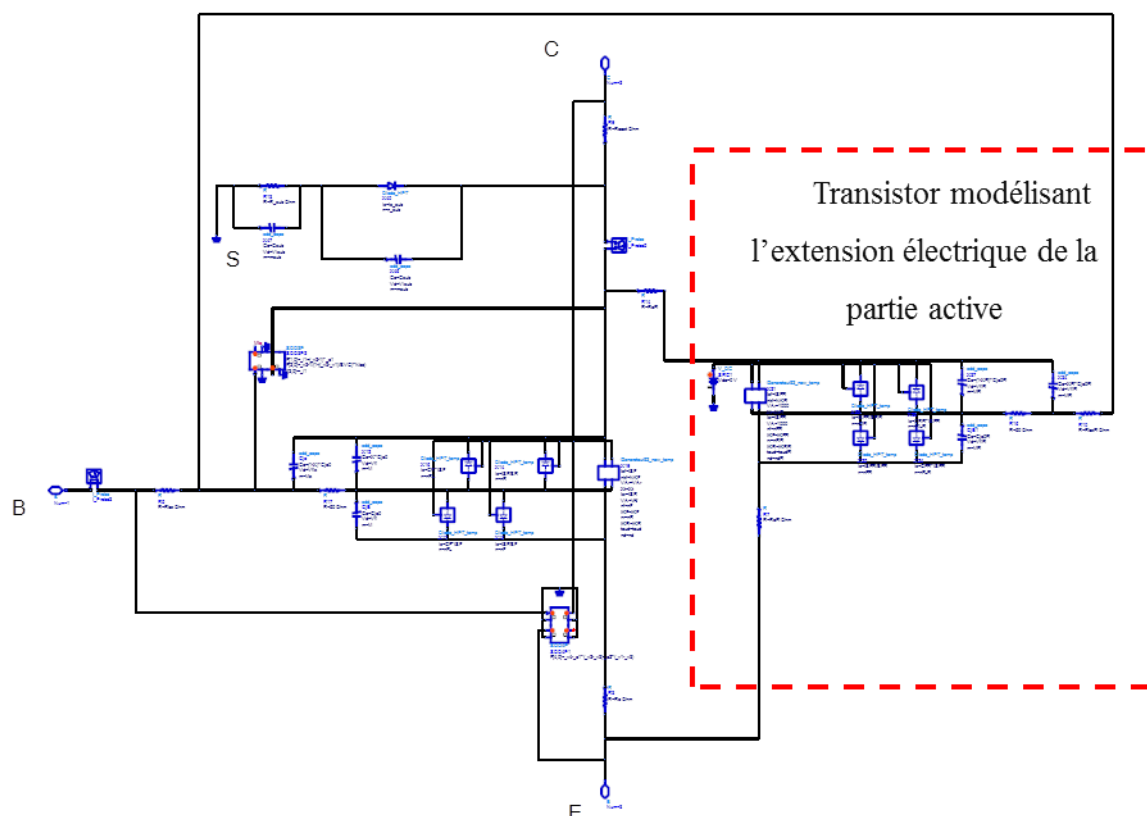


Figure 3-29 : Implémentation de la nouvelle architecture du modèle sous ADS.

On a refait les simulations avec le nouveau modèle développé et après optimisation des paramètres on les a comparés avec les mesures de la courbe de Gummel, de même pour la caractéristique de sortie. Les résultats obtenus sont représentés sur la Figure 3-30.

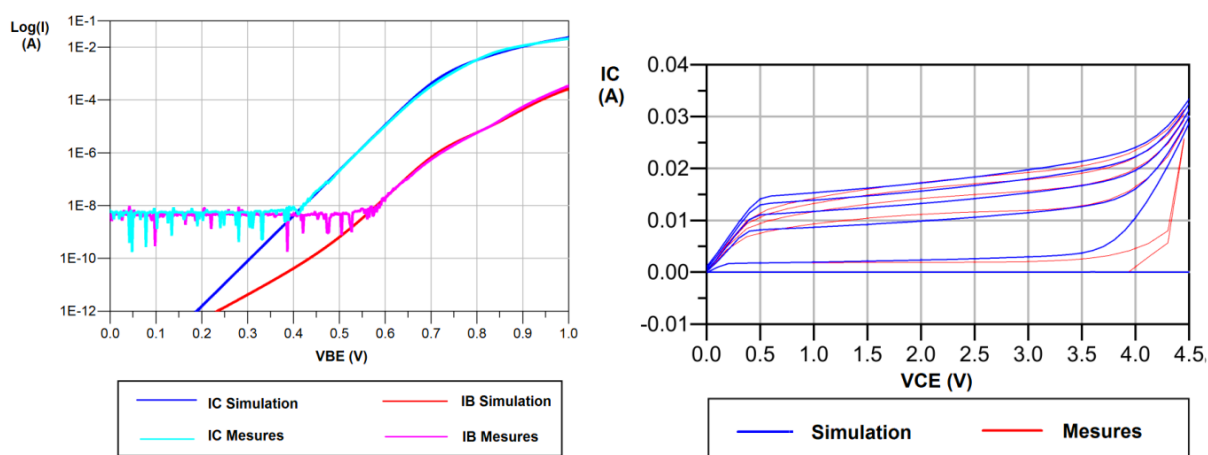


Figure 3-30 : Résultat de comparaisons des simulations avec les mesures de la courbe de Gummel et de la caractéristique I_C-V_{CE} par la nouvelle architecture du modèle.

Les résultats obtenus montrent une très nette amélioration des performances de notre modèle, ce qui prouve que l'approche adoptée par la distribution spatiale des éléments du circuit est correcte et reflète le comportement physique du composant [III.26]. Sachant que sans cette approche on ne peut pas retrouver le comportement par un seul modèle.

Un autre problème est rencontré dans cette phase, c'est que les valeurs des résistances que nécessite le réseau I_C-V_{CE} sont plus importantes que les valeurs nécessaires pour les courbes de Gummel. De plus l'effet d'avalanche pour les faibles courants I_B n'est pas correctement modélisé, ceci est clair par les déviations trouvées entre simulations et mesures dans ce régime de fonctionnement. De plus, les courbes du courant I_C ne *fitent* pas parfaitement à celles attendues en régime linéaire. En effet, nous avons rencontré un paradoxe on essayant d'obtenir des courbes de Gummel qui collent parfaitement aux mesures on obtient une caractéristique de la sortie qui est loin de ce qu'on espère avoir et inversement si on «*fitte*» la caractéristique I_C-V_{CE} avec les mesures les courbes de Gummel s'éloignent de la réalité surtout en régime de forte injection.

En étudiant précisément ce problème, nous avons remarqué que la courbe de Gummel utilisée pour la modélisation est obtenue pour une tension $V_{BC} = 0$ V et 0 V $< V_{BE} < 1$ V, dans ce contexte on a une tension V_{CE} qui se situe dans la plage : 0 V $< V_{CE} < 1$ V, c'est-à-dire que l'ensemble des paramètres qu'on a extraits ne correspondent en réalité qu'aux valeurs dans la zone de la saturation pour la caractéristique I_C-V_{CE} . Donc si la courbe de Gummel est bien modélisée, cela signifie que la caractéristique de sortie *fitte* dans la plage de saturation. La Figure 3-31 suivante illustre bien ce problème :

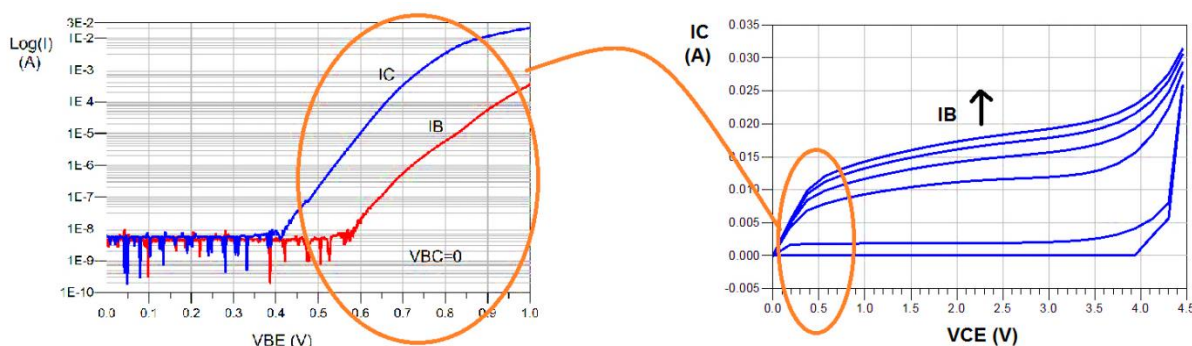


Figure 3-31 : Correspondance de la courbe de Gummel à $V_{BC} = 0$ V à la caractéristique de sortie.

Pour résoudre cette difficulté on a proposé de «*fitter*» le modèle aux courbes de Gummel non pas pour une tension V_{BC} nulle, mais à une valeur différente (situées dans la zone linéaire entre les régions de saturation et d'avalanche pour les V_{BE} usuelles, par exemple $V_{CB}=2$ V). Avec cette tension V_{CB} de 2V et la tension V_{BE} qui est entre 0V et 1V, V_{CE} se trouve donc entre 2V et 3V qui est bien la zone qu'on cherche à modéliser. Ainsi, une fois la courbe de Gummel modélisée, la caractéristique de sortie simulée sera obligé de passer exactement par les points de mesures se situant dans la plage choisie de la caractéristique, c'est-à-dire au milieu de la zone linéaire et non pas par la zone de saturation.

I. Modèle en fonctionnement électrique statique

Avant d'implémenter cette approche, on s'est retrouvé encore une fois face à une autre difficulté puisqu'on ne possède pas ces mesures pour des tensions V_{BC} non nulles. Pour pallier à cela, on a déduit les courbes de Gummel à $V_{BC} \neq 0V$ à partir de la caractéristique de sortie mesurée. Pour cela on choisit une plage de valeurs de V_{CE} se trouvant dans la région linéaire et loin de la région d'avalanche et de la quasi-saturation, et on a extrait le couple de valeurs (I_C , I_B) correspondant. Pour V_{CB} égale à 2 V, les courbes déduites sont montrées sur la Figure 3-32:

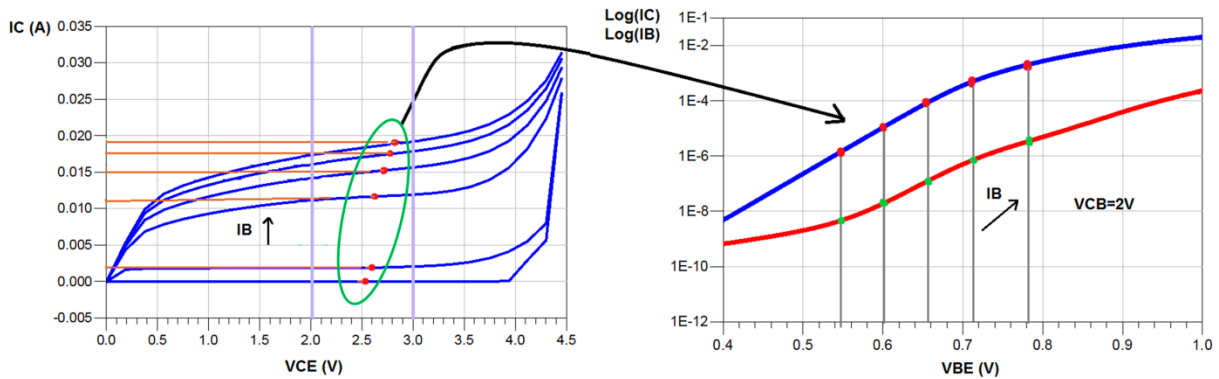


Figure 3-32: Construction de la courbe de Gummel pour une V_{CB} fixe (2V) à partir de la caractéristique de sortie.

Dans la simulation du modèle on a changé la polarisation cette fois ci en fixant V_{CB} à 2V et en variant comme d'habitude la tension V_{BE} de 0 V à 1 V, le résultat de la simulation dans ces nouvelles conditions comparé à la courbe de Gummel qu'on a extrait avant, est montré sur la Figure 3-33:

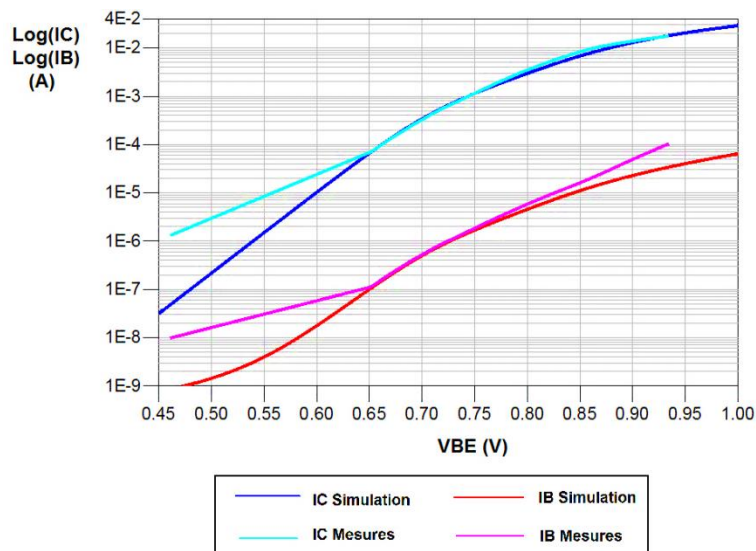


Figure 3-33: Comparaison courbes de Gummel simulation avec celles déduites des mesures pour $V_{CB} = 2V$.

Il s'avère que les courbes simulées ne collent pas parfaitement avec celles obtenues pour une $V_{BC} \neq 0$ V. Un ajustement adéquat des valeurs des paramètres corrige ces déviations et permet d'améliorer considérablement la précision de notre modèle. Maintenant on va passer à un autre type de caractérisation pour valider entièrement le modèle dans le régime statique électrique. Ceci consiste à comparer le gain statique en courant obtenu par la simulation avec celui issu des mesures, les résultats de la comparaison sont ceux de la Figure 3-34 :

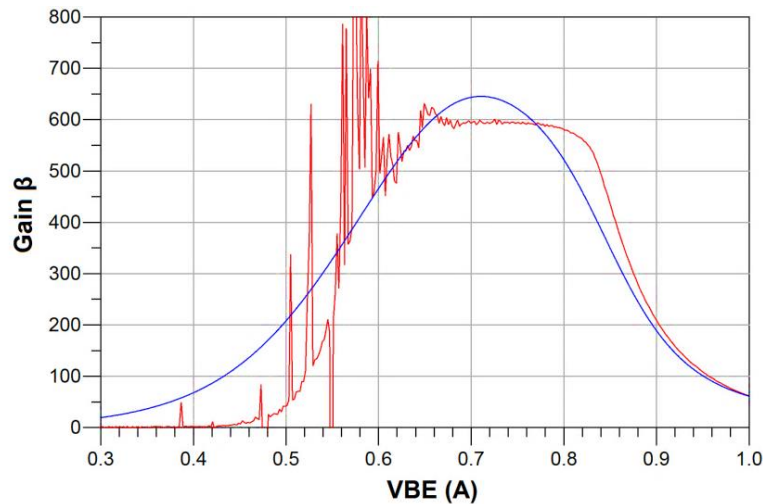


Figure 3-34 : Comparaison simulation et mesure du gain statique en courant en fonction de V_{BE} .

On remarque que même si on a obtenu une concordance parfaite avec les courbes de Gummel il y a quelques déviations entre notre modèle et les mesures pour le gain en courant. Pour assurer un modèle le plus précis possible ce paramètre doit être modélisé soigneusement. On a pu réduire ces différences en modifiant l'équation décrivant l'effet Webster (comportement en fort courant), en utilisant la relation la plus générale du modèle GP. Ceci est obtenu par la nouvelle formulation du courant de transfert comme suit :

$$I_{CC} = \frac{I_{SF}}{Nq2} \left[\exp \left(\frac{V_{B'E'}}{n_F V_T} \right) - 1 \right] \quad (\text{III.37})$$

$$I_{EC} = \frac{I_{SR}}{Nq2} \left[\exp \left(\frac{V_{B'C'}}{n_F V_T} \right) - 1 \right] \quad (\text{III.38})$$

Avec :

$$Nq2 = 1 + \sqrt{1 + 4 \left[\frac{I_{SF}}{I_{KF}} \left[\exp \left(\frac{V_{B'E'}}{n_F V_T} \right) - 1 \right] + \frac{I_{SR}}{I_{KR}} \left[\exp \left(\frac{V_{B'C'}}{n_R V_T} \right) - 1 \right] \right]} \quad (\text{III.39})$$

I_{KF} et I_{KR} sont deux nouveaux paramètres modélisant les effets de forte injection, ils représentent les courants de coude direct et inverse. En effet, Ils décrivent la saturation du courant provoquée par les effets de forte injection dans la base (effet Webster, effet Kirk),

c'est-à-dire l'augmentation de la charge stockée dans la base due à une mauvaise évacuation de porteurs (temps de transit trop long et charge injectée trop forte).

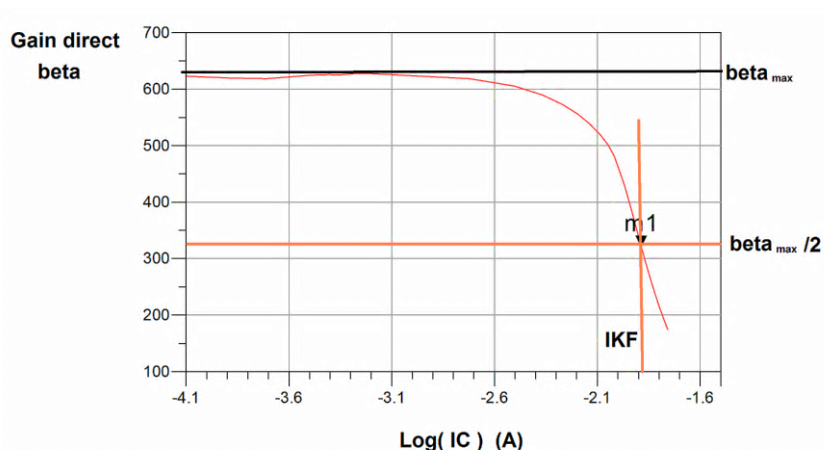


Figure 3-35: Extraction du paramètre IKF en forte injection.

Le courant de coude direct I_{KF} peut être extrait à partir de la courbe représentant le gain statique en courant direct β_F en fonction du logarithme du courant I_C , comme illustré sur la Figure 3-35. Sa valeur correspond donc au courant I_C lorsque le gain est la moitié de sa valeur maximale. De la même manière on dérive le courant de coude inverse I_{KR} dans le régime inverse de fonctionnement. Ces deux paramètres doivent être optimisés après, puisque leurs effets sont perturbés par les résistances parasites (R_B et R_E).

Enfin, les valeurs des paramètres du modèle complet pour le régime statique électrique sont présentées dans le Tableau 3-2 ces valeurs sont distribuées entre la partie active du phototransistor et la partie étendue vers la fenêtre optique.

Tableau 3-2: Valeurs des paramètres du modèle statique final.

Paramètre	Symbole	Région Active	Région Etendue
Courant de saturation direct	I_{SF} (A)	$1,57 \cdot 10^{-15}$	$4,16 \cdot 10^{-18}$
Courant de saturation inverse	I_{SR} (A)	$6,35 \cdot 10^{-14}$	$3,7 \cdot 10^{-14}$
Coefficient de saturation de la diode de fuite BE	C_F	11022	6,74
Coefficient de saturation de la diode de fuite BC	C_R	1,09	164
Coefficient d'idéalité de la jonction BE	n_F	1,05	0,94
Coefficient d'idéalité de la jonction BC	n_R	1,84	0,87
Gain en courant direct	β_F	631	610
Gain en courant inverse	β_R	90	212
Coefficient de non-idéalité directe	n_{FL}	4,11	2,84
Coefficient de non-idéalité inverse	n_{RL}	2,47	3,72
Courant de coude direct	I_{KF} (A)	0,34	0,003
Courant de coude inverse	I_{KR} (A)	0,03	4,3

Résistance Collecteur		R_C (Ω)	5,17	0,012
Résistance de contact collecteur		$R_{C_{ext}}$ (Ω)	23,3	--
Résistance de base extrinsèque		R_{Bx} (Ω)	68	213
Résistance de base intrinsèque		R_{Bi} (Ω)	22,06	79,9
Résistance Emetteur		R_E (Ω)	2,57	17,07
Tension d'Early direct		V_{AF} (V)	1,52	--
Tension d'Early inverse		V_{AR} (V)	5,41	--
Substrat	Courant de saturation	$I_{S_{Sub}}$ (A)	$2,15 \cdot 10^{-10}$	--
	Coefficient d'émission du substrat	n_{Sub}	1,84	--
	Résistance Substrat	R_{Sub} (Ω)	90	--
Auto-échauffement	Coefficient thermique	X_t	11	-12
	Résistance thermique	R_{th} (K/W)	390	390
Avalanche	Tension d'avalanche	BV_{CBO} (V)	22,45	4,12
	Paramètre empirique	N_{BC}	4	9

Les simulations de notre modèle complet sont illustrées sur la Figure 3-36, elles montrent que l'approche suivie et les améliorations apportées au modèle initial à base du modèle d'Ebers & Moll ont permis d'obtenir le modèle du composant PTH adéquat [III.3].

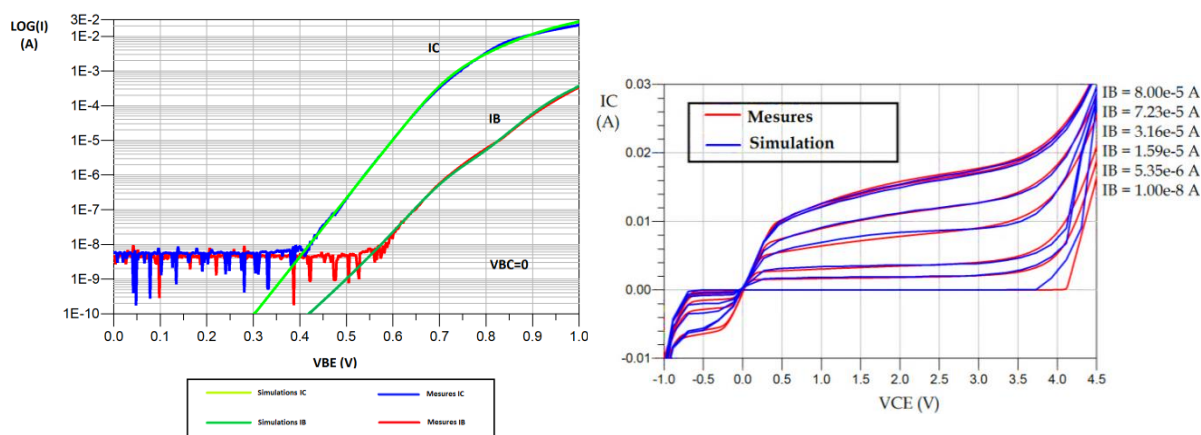


Figure 3-36 : Comparaison simulation du modèle statique final et mesures du courbe de Gummel direct (à gauche), et la caractéristique de sortie (à droite).

On constate d'après les résultats de la Figure 3-36, qu'on a obtenu une parfaite concordance avec les mesures pour la courbe de Gummel ainsi que pour la caractéristique I_C - V_{CE} avec quelques différences mineures dans la zone d'avalanche pour les faibles polarisations I_B et les zones de coudes de la zone de saturation en mode inverse. Ceci constitue les limites de notre modèle, en plus ces régions sont moins exploitées dans de nombreuses applications ce qui ne nécessite pas une grande précision dans leurs modélisations. Enfin, le gain en courant direct est aussi bien modélisé, comme le montre la Figure 3-37.

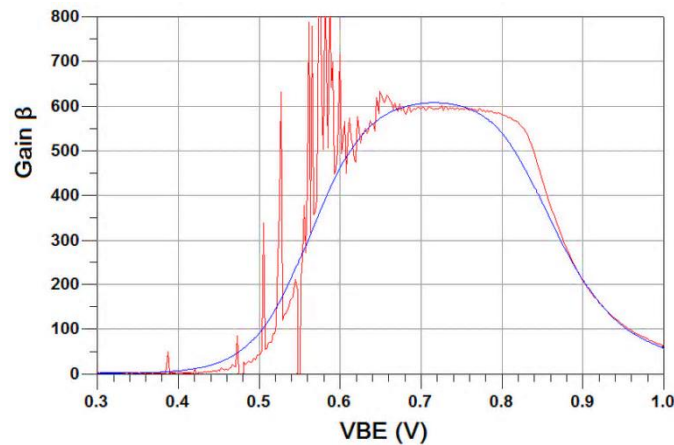


Figure 3-37 : Résultat de la modélisation du gain statique en courant direct.

Un dernier point concernant la méthode utilisée pour obtenir les valeurs finales des paramètres du modèle par optimisation. Il faut savoir qu'on trouve plusieurs méthodes basées sur des algorithmes comme : algorithmes de gradient, de recuit simulé, de diffusion simulée, algorithmes génétiques... Ces méthodes consistent à trouver le minimum global d'une fonction objectif (ou fonction erreur) entre valeurs mesurées et valeurs simulées. Dans la pratique, on optimise les valeurs des composants extrinsèques de telle sorte que le modèle équivalent (composants extrinsèques + composants intrinsèques extraits à chaque itération de l'optimisation par la méthode directe) ait une réponse électrique la plus proche possible des mesures. Extrêmement performante et rapide, cette méthode nécessite cependant de connaître la valeur d'échelle (extraite à partir des mesures) des paramètres recherchés afin d'éviter de tomber dans des minimums locaux de la fonction d'erreur.

II. Modèle en fonctionnement électrique dynamique petit et large signal

Dans cette partie nous allons nous concentrer sur la modélisation du comportement dynamique électrique du phototransistor. Le modèle statique développé précédemment sera complété afin de prendre en considération ce mode de fonctionnement. Il faut savoir que dans le régime dynamique, le composant est régi essentiellement par les capacités non-linéaires des jonctions et le temps de transit des porteurs de charges dans les différentes couches.

Afin d'évaluer le fonctionnement dynamique petit signal d'un composant, on étudie sa réponse à un signal sinusoïdal donné, à fréquence variable. Cependant, lorsqu'on atteint des

fréquences de l'ordre du GHz, les déphasages induits par les lignes de transmission ne sont plus négligeables. Les longueurs d'ondes des signaux atteignent l'ordre de grandeur des dimensions caractéristiques du circuit. Il est alors inexact de parler simplement en terme de courant et de tension. Il faut tenir compte de la propagation guidée des ondes électromagnétiques [III.28], et considérer une variation infiniment faible des signaux électriques, autour d'un point de polarisation donnée. Le composant est alors considéré comme un quadripôle, soumis à des ondes incidentes et réfléchies présenté sur la Figure 3-38, à partir du moment où un de ces trois accès est connecté à la masse.

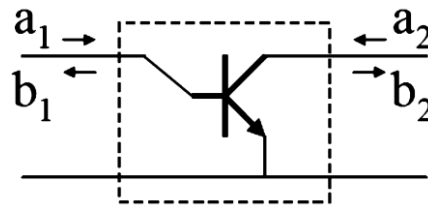


Figure 3-38 : Représentation des ondes incidentes et réfléchies aux accès d'un quadripôle constitué d'un transistor bipolaire en émetteur commun.

Les relations entre ces ondes donnent une matrice 2×2 , que l'on appelle matrice des paramètres S (S pour *Scattering* : dispersion) [III.29]. Cette matrice permet d'exprimer les ondes réfléchies en fonction des ondes incidentes aux ports du composant, comme donnée par l'équation :

$$\begin{pmatrix} b_1 \\ b_2 \end{pmatrix} = \begin{bmatrix} S_{11} & S_{12} \\ S_{21} & S_{22} \end{bmatrix} \begin{pmatrix} a_1 \\ a_2 \end{pmatrix} \quad (\text{III.40})$$

Les paramètres S_{ij} sont tels que :

$$S_{11} = \left. \frac{b_1}{a_1} \right|_{a_2=0} : \text{Coefficient de réflexion à l'entrée du quadripôle, la sortie étant adaptée.}$$

$$S_{12} = \left. \frac{b_1}{a_2} \right|_{a_1=0} : \text{Coefficient de transmission inverse (de l'accès 2 vers l'accès 1), l'entrée étant adaptée.}$$

$$S_{21} = \left. \frac{b_2}{a_1} \right|_{a_2=0} : \text{Coefficient de transmission directe ou gain (de l'accès 1 vers l'accès 2), la sortie étant adaptée.}$$

$$S_{22} = \left. \frac{b_2}{a_2} \right|_{a_1=0} : \text{Coefficient de réflexion à la sortie du quadripôle, l'entrée étant adaptée.}$$

Ces paramètres décrivent directement les principales grandeurs utilisables en hyperfréquences telles que les facteurs de réflexion, les gains ou les pertes, l'isolation entre

les accès, utilisés pour la caractérisation dynamique petit signal de composants. Finalement, à partir de cette matrice S , on peut exprimer les différentes matrices de transfert H , Y ou Z , à l'aide des transformations adéquates.

Pour des applications hautes fréquences, les performances dynamiques du phototransistor sont essentielles. Dans ce cadre, deux figures de mérite sont usuellement utilisées pour caractériser les performances dynamiques: la fréquence de transition f_T et la fréquence maximale d'oscillation f_{max} , ces figures de mérite sont déduites à partir des mesures des paramètres S à divers points de polarisation du composant.

3.5 Modélisation de la résistance intrinsèque de la base

La résistance de la base peut être partitionnée en deux composantes : une partie extrinsèque constante qui est la résistance entre l'extrémité de la partie active et le contact de la base et peut être estimée par la géométrie du transistor et la résistivité des couches. La seconde partie est la partie intrinsèque dépendante de la polarisation, qui est la résistance de la région située sous le contact de l'émetteur.

La résistance intrinsèque de la base est un élément essentiel dans la modélisation des transistors bipolaires, elle est importante puisqu'elle modélise l'effet du surpeuplement ou de la défocalisation (*crowding effect*) du courant de la base. Cette résistance est une fonction du courant de base qui la traverse ce qui rend les courants dans le composant très corrélés et liés entre eux et à la polarisation, donc beaucoup plus complexe à modéliser.

Des tentatives ont été faites pour mieux modéliser cette résistance, la plus connue est celle réalisée par le modèle SPICE [III.30] et basée sur une formulation analytique de forme fermée, mais qui est limitée selon [III.31], puisqu'elle devient moins précise si la variation du courant de base est assez grande. Ce qui la rend moins adaptée à notre modèle, puisqu'on cherche à modéliser le composant en large signal, donc on doit assurer un fonctionnement sur une très grande plage de polarisation.

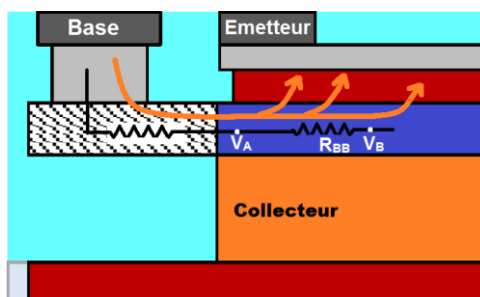


Figure 3-39 : Vue en coupe du PTH 10SQxEBC montrant la circulation du courant de la base depuis le contact de base vers l'émetteur.

A des courants élevés il peut y avoir une chute de tension importante à travers la résistance de base intrinsèque (R_{BB}) du transistor bipolaire en raison de l'écoulement latéral du courant de base à partir du contact de base vers l'émetteur, comme illustré sur la Figure 3-39. Cette chute de tension entraîne un potentiel (V_A) plus élevé à proximité du contact de base que celui plus éloigné latéralement (V_B). Par conséquent, la jonction base/émetteur est polarisée d'une valeur plus élevée au bord de l'émetteur le plus proche du contact de base, entraînant un courant de base et de collecteur plus élevé dans cette région. Cet effet est connu sous le nom de la défocalisation du courant puisque le courant s'attoupe au bord de l'émetteur qui est près du contact de base (Figure 3-39). Ce phénomène a un effet important sur la résistance de base du transistor bipolaire. À de faibles courants, la chute de tension à travers la résistance intrinsèque est faible, de sorte que le courant est distribué de manière uniforme sur l'émetteur. Dans ce cas, la résistance totale de base est donnée par la somme des résistances intrinsèque et extrinsèque. A forts courants, le courant s'accumule au niveau du périmètre de l'émetteur, de sorte que le courant ne voit pas l'ensemble de la résistance de base intrinsèque, entraînant une diminution de la résistance de base totale qui se rapproche de la valeur de la résistance de base extrinsèque. Cet effet est quand même bénéfique pour les performances des transistors bipolaires à haute fréquence, étant donné que la diminution de la résistance de base diminue le retard associé aux constantes de temps de la résistance de base.

Le modèle de Gummel-Poon modifié (type SPICE) tient compte de cette résistance [III.32]. La résistance de base est modélisée par la relation :

$$R_{BB}(I_B) = R_{BM} + 3(R_B - R_{BM}) \left(\frac{\tan(z) - z}{z \tan^2(z)} \right) \quad (\text{III.41})$$

Où :

$$z = \frac{\sqrt{1 + \left(\frac{12}{\pi}\right)^2 \frac{I_B}{I_{RB}} - 1}}{\left(\frac{24}{\pi^2}\right) \sqrt{\frac{I_B}{I_{RB}}}} \quad (\text{III.42})$$

R_B représente la résistance de base à faible injection et inclut les parties intrinsèque et extrinsèque. R_{BM} représente la résistance de base à forte injection et se réduit principalement à la partie extrinsèque, et I_{RB} représente la valeur du courant de base pour laquelle la résistance de base est la moitié de sa valeur maximale.

Cette relation est un peu complexe, difficile à mettre en œuvre et peut augmenter les temps de calcul, il est donc mieux d'utiliser l'expression développée selon [III.33]. Cette nouvelle formulation est suffisante puisqu'elle modélise plus précisément la décroissance de la résistance de base intrinsèque à forte injection, tout en gardant la même allure de l'évolution et en modélisant parfaitement celle à faible courant.

$$R_{BB}(I_B) = R_B + \frac{R_{BM} - R_B}{1 + \left(\frac{I_B}{I_{RB}}\right)^{\alpha_{RB}}} \quad (\text{III.43})$$

La Figure 3-40 suivante montre le résultat de simulation de cette expression, elle montre bien l'effet de la réduction de la résistance de la base vers les forts courant de base.

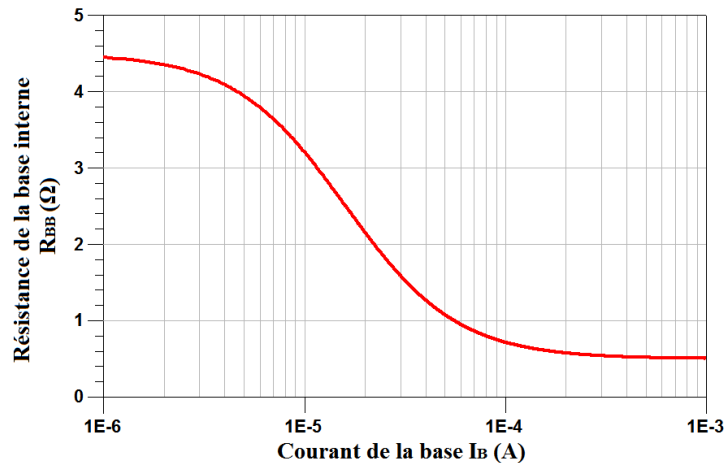


Figure 3-40 : Exemple de résultats de la modélisation de la résistance de base non-linéaire intrinsèque.

Donc pour modéliser cette résistance on a besoin de déterminer la résistance de base totale à faible polarisation et la résistance extrinsèque à forte polarisation. La détermination de ces deux valeurs n'est pas évidente, puisqu'elles sont perturbées par d'autres phénomènes mais une méthode exploitant la mesure des paramètres S peut résoudre ce problème.

On détermine la valeur de la résistance de base en exploitant les mesures du paramètre S_{11} et le schéma équivalent en régime petit signal direct du transistor bipolaire. Le schéma représenté sur la Figure 3-41 est celui du modèle petit signal hybride en π , pour le cas où la fréquence est nulle (régime DC) et le cas où la fréquence est très grande.

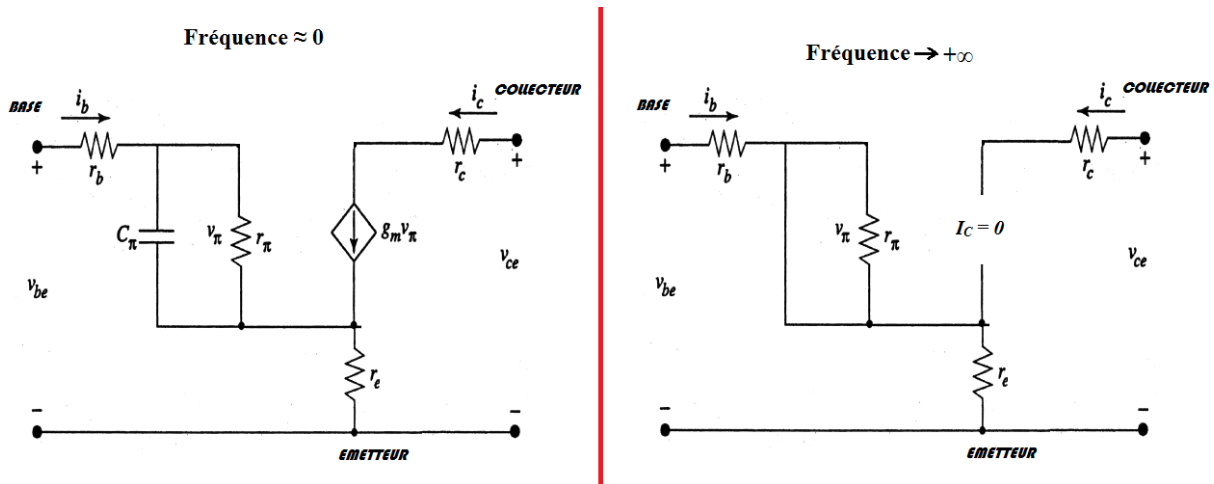


Figure 3-41: Schéma petit signal simplifié pour l'extraction de l'impédance d'entrée pour les basses et hautes fréquences.

Une analyse rapide de ces schémas nous montre que, en régime statique (où la fréquence de fonctionnement ≈ 0 Hz) la capacité C_π de la jonction BE présente une impédance très élevée, et l'impédance d'entrée est ainsi $Z_{in} = r_b + r_e(1 + \beta) + r_\pi$. Pour les hautes fréquences la capacité C_π va court-circuiter la résistance r_π et la transconductance devient nulle puisqu'il n'y a plus d'amplification à des fréquences si élevées. L'impédance d'entrée converge vers une simple résistance de valeur : $Z_{in} = r_b + r_e$.

Dans ce cas on peut facilement estimer la valeur de la résistance de base pour un point de polarisation donné, puisqu'on a déjà estimé la valeur de la résistance de l'émetteur lors de la modélisation statique. De plus, il faut savoir que même si on ne connaît pas exactement R_E , on a généralement $R_B \gg R_E$ donc l'erreur que peut introduire la résistance R_E sur l'estimation de la valeur de la résistance de base est minime, et dans tous les cas cette valeur n'est qu'une estimation initiale qui constituera un point de départ pour l'étape d'optimisation.

Pour implémenter cette méthode, on va représenter l'impédance d'entrée Z_{11} (déduite à partir des paramètres S_{11}) dans le plan complexe, où la partie imaginaire de Z_{11} est sur l'axe des ordonnées et sa partie réelle sur l'axe des abscisses, et ceci sur toute la plage des fréquences de mesures. On obtient ainsi un arc de cercle comme montré sur la Figure 3-42, et ce pour un seul point de polarisation:

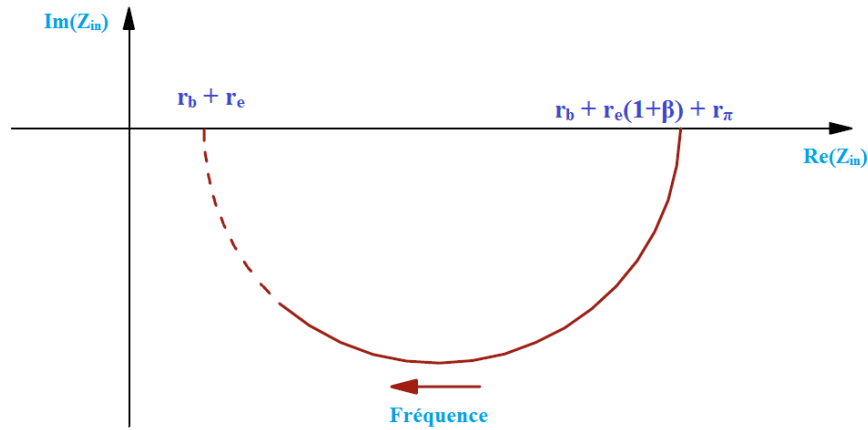


Figure 3-42 : Représentation de l'impédance d'entrée du transistor dans le plan complexe en fonction de la fréquence.

En régime statique (fréquences nulle) la valeur de Z_{in} est $(r_b + r_e(1 + \beta) + r_\pi, 0)$, qui est l'intersection du cercle avec l'axe des parties réelles $Re(Z_{in})$. Pour des fréquences infinies l'impédance d'entrée rencontre cet axe au point $(r_b + r_e, 0)$. Donc pour trouver la valeur de la résistance de la base il faut tracer l'impédance d'entrée pour un point de polarisation dans le plan complexe, et déterminer l'intersection avec l'axe des abscisses de l'extrapolation de l'arc de cercle mesuré. C'est ce qu'on a fait à l'aide du logiciel MATLAB, les résultats obtenus sont ceux de la Figure 3-42.

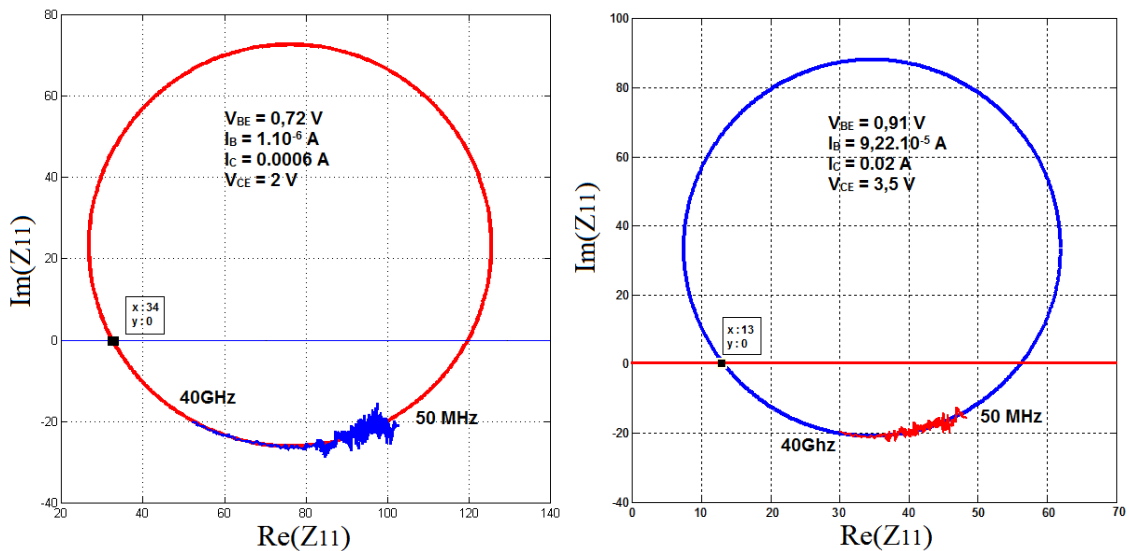


Figure 3-43 : Détermination de la résistance de la base à forte injection (à droite) et à faible injection (à gauche) par extrapolation de l'impédance d'entrée vers les hautes fréquences.

Pour notre cas on a trouvé $R_B \approx 10\Omega$ alors que $R_{BM} \approx 31\Omega$ ($R_E = 3\Omega$). Les autres paramètres de l'équation (III.43) ; I_{RB} et a_{RB} sont obtenus par ajustement de la courbe du modèle (celui de la Figure 3-44) aux asymptotes R_B et R_{BM} . Les résultats finaux de la modélisation de la résistance de base non-linéaire sont présentés sur la Figure 3-44.

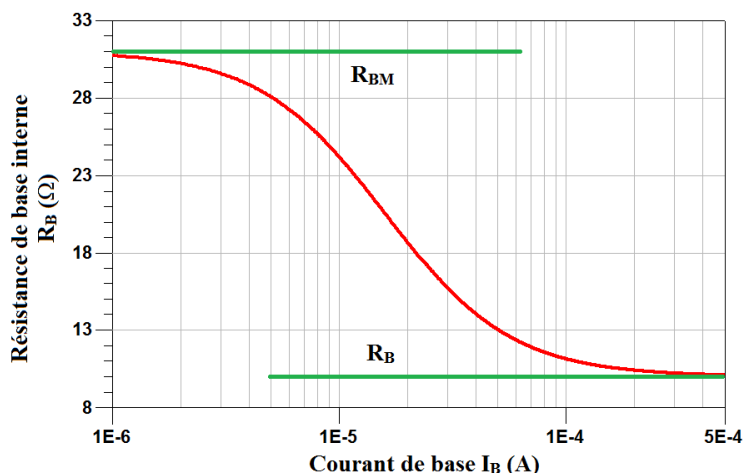


Figure 3-44 : Modèle de la résistance de base intrinsèque non-linéaire du PTH 10SQxEBC.

Enfin, dans la direction latérale du courant I_B une capacité C_{BB} peut être ajoutée en parallèle avec la résistance de base interne, pour prendre en compte de défocalisation du courant I_B en le régime sinusoïdal et à hautes-fréquences.

3.6 Modélisation du temps de transit

Le temps de transit τ_f des porteurs de charges dans un dispositif, est une grandeur importante pour modéliser le comportement dynamique du transistor, et notamment sa caractéristique f_T . Ce temps correspond au temps d'évacuation des charges en transit dans les différentes zones du transistor. En d'autre terme, c'est le temps mis par les porteurs minoritaires pour traverser les différentes régions intrinsèques du transistor, en allant de l'émetteur jusqu'au collecteur.

Dans le modèle Gummel Poon le modèle du temps de transit est empirique. Seules les variations de ce temps avec la polarisation sont considérées et sont généralement peu précises. Le modèle HICUM, quant à lui, opte pour une description semi-physique du temps de transit, et très précise, mais treize paramètres sont requis pour décrire la variation de ce temps de transit contre seulement quatre pour celui du modèle SGPM. Comme on le sait déjà la modélisation du fonctionnement aux fréquences micro-ondes est traduite par l'étude des éléments capacitifs et inductifs intrinsèques et parasites du transistor, qui vont imposer des limites à sa montée en fréquence. Ainsi pour modéliser la capacité de diffusion il faut d'abord bien modéliser le temps de transit, ce qui est l'objectif de cette partie.

Le temps de transit est fortement dépendant de la polarisation, c'est pour cette raison qu'on va utiliser l'expression du modèle GP qui le modélise en introduisant quatre nouveaux paramètres selon l'expression suivante :

$$\tau_F = \tau_{FF} \left[1 + X_{TF} \left[\frac{I_f}{I_f + I_{TF}} \right]^2 \exp \left(\frac{V_{B'C'}}{1.44V_{TF}} \right) \right] \quad (\text{III.44})$$

Cette relation montre clairement la dépendance du temps de transit au courant de diffusion direct I_f (ou indirectement de I_C) qui est visible en régime de faible injection, et de la tension V_{BC} (ou V_{CE}) expliquant la montée du temps de transit des porteurs en régime de quasi-saturation ($V_{B'C'}$ positif), où les électrons traversent « plus difficilement » la jonction BC.

τ_{FF} est le temps de transit idéal direct des porteurs. Le paramètre I_{TF} est là pour modéliser la dépendance en courant du transport direct, le facteur V_{TF} décrit la dépendance de la tension intrinsèque base-collecteur. Enfin, X_{TF} est pour la dépendance en tension et courant.

Méthode d'extraction :

L'extraction de tous ces paramètres est faite par des scripts écrits sous MATLAB, puisqu'il y a des traitements complexes à réaliser sur des dizaines de fichiers de mesures. Bien évidemment, l'extraction faite ne donne pas les valeurs exactes, car il y a toujours des chevauchements de plusieurs effets en même temps, des erreurs de mesures, et des limitations des équations d'extractions et du modèle utilisés. Pour cela les valeurs qu'on va obtenir ne serviront que de point de départ et une estimation de l'ordre de grandeur (*Guess*) des paramètres. L'ajustement des réponses du modèle ne sera fait que lorsqu'on complète le modèle et en procédant à une optimisation de tous les paramètres ensemble.

Le temps de transit n'est pas directement mesurable, hormis en analysant le circuit équivalent en petit signal, il sera ainsi déterminé à partir de la fréquence de transition. La fréquence de transition est obtenue depuis la courbe du paramètre $h_{21}(\omega)$ (Gain en courant dynamique lorsque la sortie est en court-circuit, paragraphe 1.2.3.6). Le paramètre h_{21} est obtenu par transformation de la matrice S, et cela pour plusieurs points de polarisation. On rappelle ici la relation qui lie h_{21} aux paramètres S :

$$h_{21} = \frac{-2S_{11}}{(1 - S_{11})(1 + S_{22}) + S_{12}S_{21}} \quad (\text{III.45})$$

Le résultat de l'extraction des valeurs du paramètre h_{21} par transformation des paramètres S après épluchage, pour différents points de polarisation ($V_{BE} = [0,72 \text{ V} ; 0,94 \text{ V}]$ et $V_{CE} = [1 \text{ V} ; 4 \text{ V}]$) et en fonction de la fréquence est présenté sur la Figure 3-44.

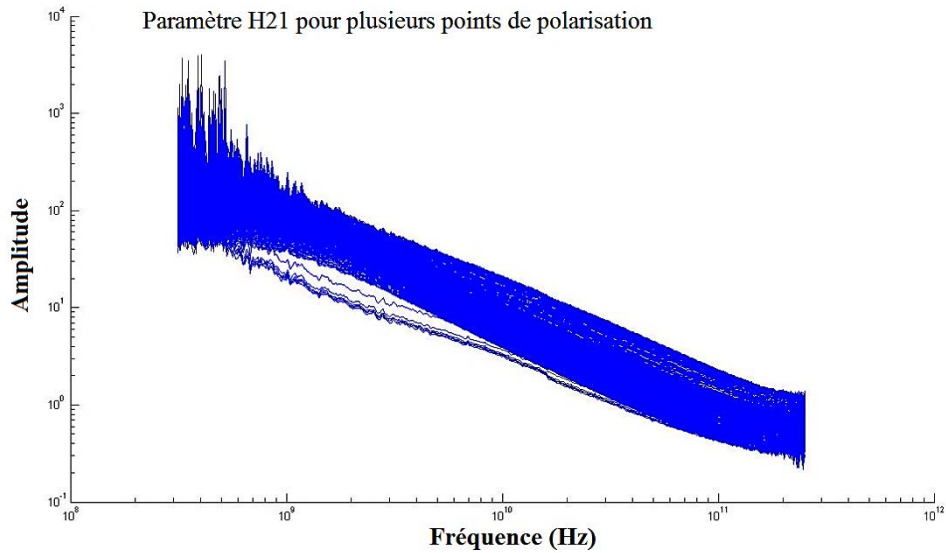


Figure 3-45 : Paramètre h_{21} en fonction du Log de la fréquence pour différents points de polarisation, $0,7V < V_{BE} < 0,98V$ et $1V < V_{CE} < 4,5V$.

Sachant que le comportement du gain dynamique h_{21} est celui d'un filtre passe bas du premier ordre. La fréquence de transition est la fréquence pour laquelle ce gain devient unitaire : c'est à dire $|h_{21}(\omega)| = 1$ soit 0dB. Le temps de transit est retrouvé alors selon la relation suivante (chapitre I, § 1.2.3.6):

$$\tau_F(I_C, V_{CE}) = \frac{1}{2\pi f_t(I_C, V_{CE})} - (R_C + R_E) \cdot C_{bc} - (C_{be} + C_{bc}) \frac{V_t}{I_C} \quad (\text{III.46})$$

Puisque les termes en capacités n'ont pas une grande contribution autour de la fréquence de transition, on va négliger ces termes afin de simplifier l'extraction du temps de transit, ce qui simplifie l'équation considérablement :

$$\tau_F(I_C, V_{CE}) = \frac{1}{2\pi f_t(I_C, V_{CE})} \quad (\text{III.47})$$

Cette simplification est acceptable pour notre cas, puisque c'est en général la relation la plus utilisée et dans tous les cas le paramètre sera affecté d'incertitudes, et une post-optimisation est envisagée à la fin.

Nous disposons de 320 fichiers de matrices S mesurées sur la plage de fréquences [50 MHz ; 40 GHz], la détermination de la fréquence de transition par un script qui recherche la fréquence pour laquelle $\text{dB}(|h_{21}(\omega)|) = 0 \text{ dB}$, n'est pas précise et peut ne pas converger du fait des incertitudes de mesures aléatoires. Pour pallier à ceci on va exploiter le produit Gain-bande passante qui est une constante. Sachant que la réponse du paramètre h_{21} est celui d'un filtre passe-bas, sa bande passante augmente dans le même rapport que la chute de gain, de ce fait le produit Gain-bande passante est constant. Il suffit de mesurer la valeur de l'amplitude

du paramètre h_{21} pour une fréquence fixe supérieure à la fréquence de coupure (à -3dB) et se trouvant sur la pente de -20 dB/décade. Cette fréquence f_{-20dB} sera fixe durant le processus d'extraction, la relation du produit Gain-bande passante constant nous donne alors la relation suivante :

$$|h_{21}(I_C, V_{ce})| * f_{-20dB} = 1 * f_T(I_C, V_{ce}) \quad (\text{III.48})$$

Pour éliminer la dépendance en V_{CE} on doit choisir des mesures pour lesquelles V_{BC} est très faible, finalement on obtient l'expression du temps de transit dépendant seulement du courant I_C :

$$\tau_F(I_C) = \frac{1}{2\pi|h_{21}(I_C)|f_{-20dB}} \quad (\text{III.49})$$

La Figure 3-45, montre la courbe du temps de transit du phototransistor modélisé et extrait à partir des mesures des paramètres S en fonction du courant I_C , en utilisant la méthode décrite précédemment :

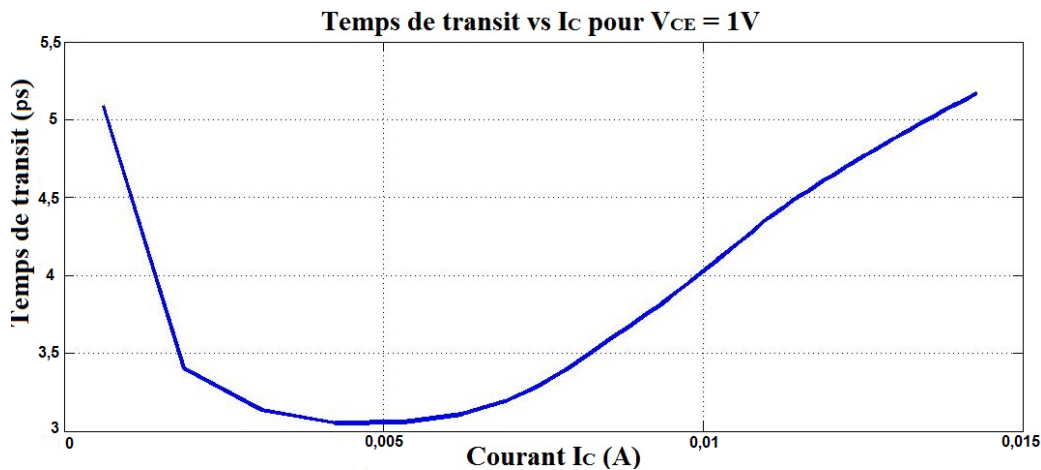


Figure 3-46 : Temps de transit direct en fonction du courant I_C , du phototransistor 10SQxEBC pour $V_{CE} = 1$ V.

Une analyse rapide de la courbe montre que pour les faibles injections (I_C faible) le temps de transit est celui des circuits RC des capacités de jonction (équation III.46). Un minimum est atteint lorsque le temps de charge de ces capacités devient minimal par la diminution de la transconductance intrinsèque (V_T/I_C). Aux forts courants I_C , le temps de transit augmente encore à cause de l'effet Kirk, qui est modélisé par le paramètre X_{TF} .

Grâce aux mesures présentées sur Figure 3-46, on peut extraire les paramètres qui modélisent le temps de transit. La méthode qu'on va suivre consiste donc à s'intéresser au départ à la dépendance en courant par les paramètres (τ_{FF} , X_{TF} , I_{TF}) à partir des courbes de

$\tau_F(I_C)$. la relation avec la tension V_{CE} par le paramètre V_{TF} sera déterminée par la suite en utilisant d'autre type de courbes, à savoir les courbes $\tau_F(I_C, V_{CE})$.

La Figure 3-47 montre graphiquement comment on peut extraire les paramètres modélisant le temps de transit. Puisqu'on a choisi $V_{CE} = 1$ V, on est bien dans le régime direct et sans effets de la tension V_{BC} , puisque $V_{BC} \sim 0$ V, car V_{BE} est dans la marge des 0,9 V. Le temps de transit idéal τ_F est donc le minimum de la courbe $\tau_F(I_C)$.

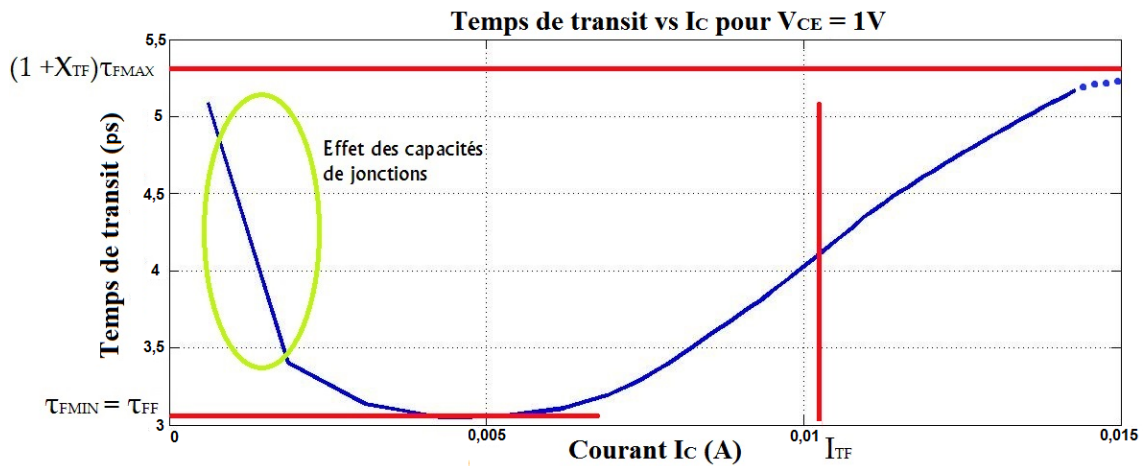


Figure 3-47 : Extraction des paramètres du modèle du temps de transit pour une VCE fixe.

Le paramètre X_{TF} est estimé en déterminant le maximum (lorsque I_C tends vers l'infinie) et le minimum du temps de transit (qui est le temps de transit idéal). Ceci est bien illustré sur la Figure 3-47, on peut exprimer donc le paramètre X_{TF} de la manière suivante :

$$X_{TF} = \frac{\tau_{FMax}}{\tau_{FF}} - 1 \quad (\text{III.50})$$

Pour le paramètre I_{TF} il est estimé par le courant I_C qui est centré entre le courant max assurant la saturation du temps de transit et celui pour lequel le temps de transit est minimal.

Il faut noter que les valeurs extraites de ces paramètres ne sont pas exactes, mais elles nous donnent l'intervalle ou la plage de valeurs possibles de ces paramètres. Une optimisation de ces valeurs est effectuée à la fin de la modélisation, permettant d'obtenir un bon ajustement avec les mesures.

Enfin pour la détermination du paramètre V_{TF} on va fixer une valeur pour le courant I_C et on va prendre deux mesures différentes du temps de transit pour différentes valeurs de V_{CE} , on obtient alors les équations suivantes :

$$\begin{cases} \tau_{F1} = \text{Const.} \left[\exp\left(\frac{V_{B'C'2}}{1,44V_{TF}}\right) \right] \\ \tau_{F2} = \text{Const.} \left[\exp\left(\frac{V_{B'C'1}}{1,44V_{TF}}\right) \right] \end{cases} \quad (\text{III.51})$$

En éliminant les constantes communes et en prenant le rapport des deux expressions précédentes, on obtient :

$$\frac{\tau_{F1}}{\tau_{F2}} = \exp\left(\frac{V_{B'C'1} - V_{B'C'2}}{1,44V_{TF}}\right) \quad (\text{III.52})$$

Enfin, l'expression du paramètre V_{TF} se simplifie à :

$$V_{TF} = \frac{V_{B'C'1} - V_{B'C'2}}{1,44 \cdot \ln\left(\frac{\tau_{F1}}{\tau_{F2}}\right)} \quad (\text{III.53})$$

La validité du modèle du temps de transit et des valeurs des paramètres extraites à travers les mesures, ne peut être assurée que lorsqu'on complète le modèle dynamique, c'est ce qu'on va faire par la suite.

3.7 Modélisation des capacités de diffusion et de l'excès de phase

3.7.1 Capacité de diffusion

Les capacités de diffusion (C_{DC} et C_{DE}) dans les jonctions BE et BC, ont pour origine les charges totales en transit dans les zones actives du transistor. Elles traduisent alors le déphasage, ou le retard apporté au signal par les phénomènes de diffusion. Elles sont exprimées, par exemple pour la capacité de diffusion BE par la relation suivante :

$$C_{DE} = \tau_F \frac{dI_{CC}}{dV_{BE}} \quad (\text{III.54})$$

Où τ_F est le temps de transit direct qu'on a modélisé dans le paragraphe précédent, I_{CC} est le courant de diffusion direct de la jonction BE.

La modélisation en régime dynamique intrinsèque du transistor est assurée par cinq capacités: deux capacités de diffusion C_{DE} et C_{DC} positionnées dans le modèle respectivement au niveau des jonctions BE et BC et en parallèle avec les deux capacités de transition ou de déplétion C_{jE} C_{jC} respectivement (modélisée dans la section 3.2.3). En plus d'une capacité de jonction collecteur-substrat C_{jS} . La capacité C_{jC} est scindée en deux pour tenir compte du

caractère distribué de la capacité de transition BC le long de la résistance de base interne. En régime direct, le comportement AC est gouverné uniquement par deux capacités : la capacité de déplétion C_{jC} et la capacité de diffusion C_{dE} . En effet, la capacité de déplétion de la jonction BC l'emporte sur celle de diffusion à cause de l'exponentiel qui s'annule lorsque $V_{BC} < 0$ V, cette remarque va permettre d'améliorer la phase d'optimisation du modèle.

$$C_{jC} = \frac{C_{jC0}}{\left(1 - \frac{V_{B'C'}}{V_d}\right)^{mc}} \quad (\text{III.55})$$

$$C_{dC} = \frac{\tau_R}{n_R V_T} \frac{I_S}{N q b} \left[\exp\left(\frac{V_{B'C'}}{n_R V_T}\right) \right] \quad (\text{III.56})$$

En revanche, dans la jonction BE, la concentration des électrons dans la base du côté du collecteur est égale au courant de collecteur, et ainsi la charge des électrons qui transitent à travers la jonction base-émetteur est proportionnelle au courant de collecteur. C'est donc la capacité de diffusion qui domine vu son expression en exponentiel de V_{BE} :

$$C_{dE} = \frac{\tau_F}{n_F V_T} \frac{I_S}{N q b} \left[\exp\left(\frac{V_{B'E'}}{n_F V_T}\right) \right] \quad (\text{III.57})$$

Avec N_{qb} le facteur de la charge dans la base qui modélise les non-linéarités du transistor (effet Early et phénomènes de forte injection), et τ_F est le temps de transit direct.

Pour une meilleure modélisation de la capacité de diffusion il faut d'abord s'assurer qu'on a bien modélisé la résistance totale de la base, puisqu'elle a un grand effet sur les paramètres S, et du temps de transit dans le composant.

3.7.2 Excès de phase

Le paramètre d'excès de phase, P_{TF} , dans le modèle de Gummel-Poon modifié modélise le déphasage supplémentaire qui est obtenu en raison du retard dans la base et de sa nature distribuée. En effet, le déphasage mesuré sur le paramètre S_{21} est plus grand que prévu par le circuit équivalent du modèle. En réalité ce déphasage entre le courant de collecteur et de la base permet de neutraliser les charges minoritaires qui restent stockées dans la couche de base neutre. Le paramètre P_{TF} permet d'ajouter un déphasage supplémentaire au courant de collecteur pour tenir compte de cet effet.

Les simulateurs de circuits classiques utilisent généralement un filtre de Bessel d'ordre 2 pour synthétiser cet excès de phase. La réponse fréquentielle de ce filtre $\phi(s)$ est alors multipliée au courant de diffusion direct I_{CC} :

$$I_{CC_ph} = I_{CC}\Phi(s) \quad (\text{III.58})$$

Avec :

$$\left\{ \begin{array}{l} \Phi(s) = \frac{3\omega_0^2}{s^2 + 3\omega_0 s + 3\omega_0^2} \\ s = j\omega \\ \omega_0 = \frac{180}{P_{TF}\tau_F\pi} \end{array} \right. \quad (\text{III.59})$$

P_{TF} est le paramètre du modèle, exprimé en degrés, qui représente l'excès de phase à la fréquence $f = 1/(2\pi\tau_F)$.

Dans notre cas on a remarqué qu'on n'a pas besoin d'implémenter cette expression, un filtre passe bas du premier ordre peut suffire pour prendre en compte cet effet selon la relation suivante :

$$\Phi(s) = \frac{1}{1 + s\omega_0} \quad (\text{III.60})$$

Ce déphasage supplémentaire permet d'améliorer considérablement la modélisation dynamique du transistor, principalement le paramètre S_{21} aux hautes fréquences dans les composants actuels.

3.8 Vérification du modèle développé par les paramètres S mesurés.

Le but de cette partie consiste à tester la validité et la robustesse du modèle développé pour le régime électrique dynamique, en comparant les simulations aux données mesurées. Sachant que la finalité des PTH présentés dans ce travail est la réalisation de circuits Opto-microondes, la validation du modèle en régime dynamique est d'une très grande importance.

Les mesures dynamiques hyperfréquences permettent l'accès aux données représentant le temps de transit et le gain. Ces mêmes mesures dynamiques peuvent servir à déterminer les capacités, les résistances séries, l'excès de phase où le caractère distribué des éléments comme on vient de le voir. Elles sont effectuées par un analyseur vectoriel de réseaux évaluant les 4 paramètres S. Ces paramètres S comprennent ceux du transistor plus ceux dus à la chaîne de mesure et aux connexions qu'il convient d'éliminer.

Pour s'affranchir de ces éléments parasites, 2 étapes sont à réaliser successivement :

- Le calibrage ; Le calibrage ou étalonnage permet d'éliminer les éléments parasites dus à la chaîne de mesure (appareillage, câbles, pointes hyperfréquences...). il a pour but

de modéliser les erreurs systématiques induites par l'analyseur, aussi bien en réflexion qu'en transmission, vue par chacun des ports d'entrée ou de sortie (Figure 3-48). Il permet d'établir une correction du comportement du système de mesure jusqu'au plan des pointes hyperfréquence (ou des sondes RF) par une mesure d'éléments standards parfaitement connus, introduits à la place du dispositif à tester. La méthode employée pour effectuer cette opération est appelée méthode SOLT, elle utilise un court-circuit (Short), un circuit ouvert (Open), une charge (Load) de 50Ω et une ligne de transmission (Thru), l'ensemble étant situé sur un substrat de calibrage (céramique) livré par le fournisseur des pointes hyperfréquences.

- L'épluchage ("De-embedding") ; Cette correction permet d'éliminer les parasites dus aux connexions (entre les pointes du plot et le Dispositif Sous Test, DST). La Figure 3-48 représente le motif sur tranche permettant de réaliser les mesures. Les plots COM (Emetteur) et SUB (Substrat) sont reliés au plan de masse (en mode Emetteur COMMun). Le plot IN (Base) est relié au port 1 et le plot OUT (Collecteur) au port 2. Le composant testé ne sera vu qu'à travers ses accès, il faut donc éliminer ces composantes parasites si l'on veut connaître les caractéristiques du composant seul. On mesure donc les paramètres S du composant entouré de ses plots d'accès, puis on mesure les paramètres S des accès seuls. Le "De-embedding" va donc permettre d'éliminer l'influence des éléments reliant les plots au dispositif en mesurant les parasites de transmission (effet antenne), de réflexion et capacitif (plot IN/OUT sur Substrat).

Ces éléments parasites dus aux plots peuvent être éliminés a posteriori par le calcul en mesurant uniquement le plot d'accès sans le composant. C'est ce qu'on appelle l'épluchage (De-embedding).

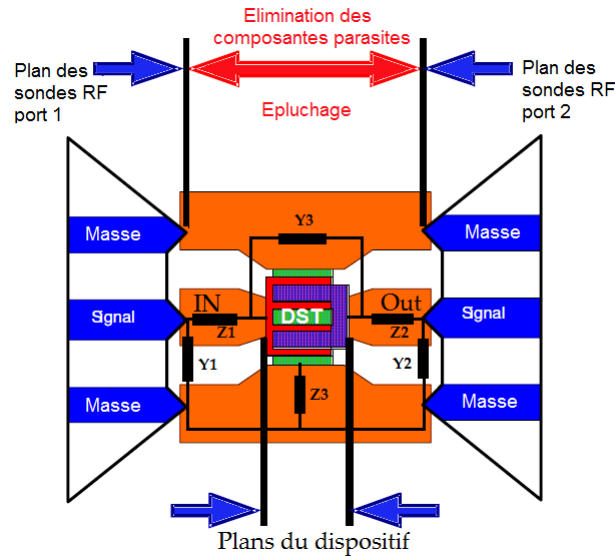


Figure 3-48 : Représentation du dispositif sous test (DST) connecté à ses plots d'accès hyperfréquence et schéma équivalent pour la méthode d'épluchage.

Il existe plusieurs méthodes pour réaliser l'épluchage, mais la méthode qu'on a adopté est réalisé en deux étapes [III.34] : On élimine d'abord les admittances parasites parallèles Y_i en entrée et en sortie du motif «open» comme indiqué sur la Figure 3-48. Afin d'obtenir les caractéristiques du composant, il faut transformer la matrice de paramètres S mesurée en matrice admittance Y . On obtient ainsi, la matrice intermédiaire comme indiqué par l'équation :

$$\begin{cases} [Y_{Intermédiaire}] = [Y_{Mesuré}] - [Y_{Open}] \\ [Y_{Open}] = \begin{bmatrix} Y_1 + Y_3 & -Y_3 \\ -Y_3 & Y_2 + Y_3 \end{bmatrix} \end{cases} \quad (III.61)$$

On enlève ensuite la contribution du motif «short». Pour éliminer les effets des impédances parasites séries Z_i , il est nécessaire de passer en matrice impédance Z , et retrancher la matrice des accès à la matrice intermédiaire obtenue précédemment, sachant que $Z = Y^{-1}$ on obtient l'équation suivante:

$$\begin{cases} [Z_{DST}] = [Z_{Intermédiaire}] - [Z_{Short}] \\ [Z_{Short}] = \begin{bmatrix} Z_1 + Z_3 & Z_3 \\ Z_3 & Z_2 + Z_3 \end{bmatrix} \end{cases} \quad (III.62)$$

On obtient ainsi la matrice $[Z_{DST}]$, caractéristique du composant uniquement. Pour extraire les différents paramètres hyperfréquences du composant, il est encore nécessaire de réaliser une transformation de cette matrice Z en matrice S .

II. Modèle en fonctionnement électrique dynamique petit et large signal

Dans la réalité, on considère que les accès sont essentiellement capacitifs, les retards des lignes de propagation étant négligeables. On peut donc se contenter uniquement de l'épluchage «open» ($[Z_{DST}] = [Z_{intermédiaire}]$).

La Figure 3-49 présente une comparaison des mesures brutes des paramètres S du PTH 10SQxEBC avec ces mesures après épluchage sur la bande de fréquences de 50 MHz à 40 GHz, à l'aide de la méthode d'épluchage décrite avant.

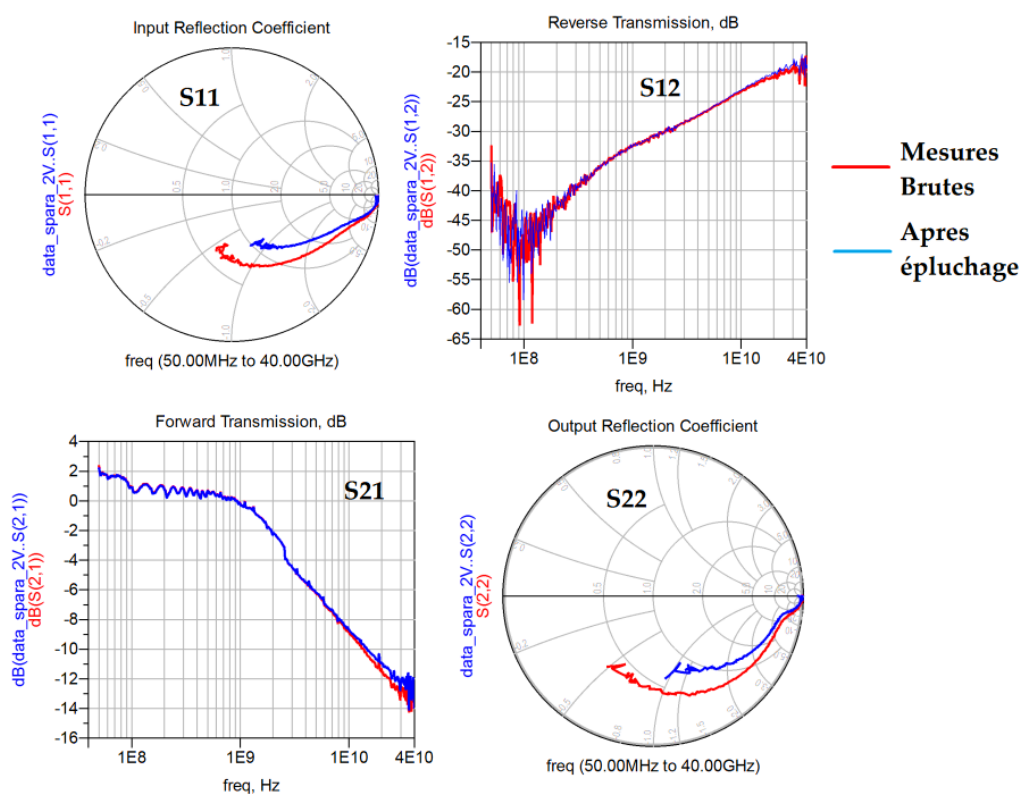


Figure 3-49 : Comparaisons entre mesures de paramètres S brutes et après épluchage, pour le point de polarisation [$V_{BE} = 0,72$ V; $V_{CE} = 2$ V].

On remarque qu'effectivement il y a une différence notable entre mesures brutes et les mesures après élimination des parasites, surtout sur les paramètres S11 et S22 puisque le plot comme prévue, n'induit pas de pertes résistives mais juste des déphasages en raison des éléments capacitifs. D'où l'importance de cette étape pour une modélisation correcte du comportement dynamique. Dans la suite, toutes les mesures des paramètres S sont traitées par le même processus et se réfèrent donc au PTH sans les éléments parasites.

Enfin, on va procéder à une comparaison de la simulation de notre modèle avec les mesures des paramètres S et de la fréquence de transition (Figure 3-49), afin de valider notre démarche de modélisation.

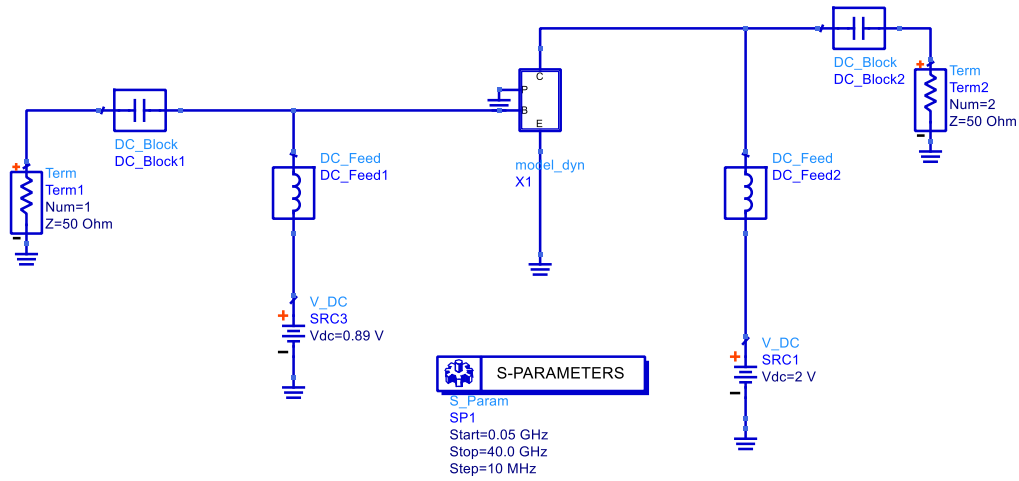
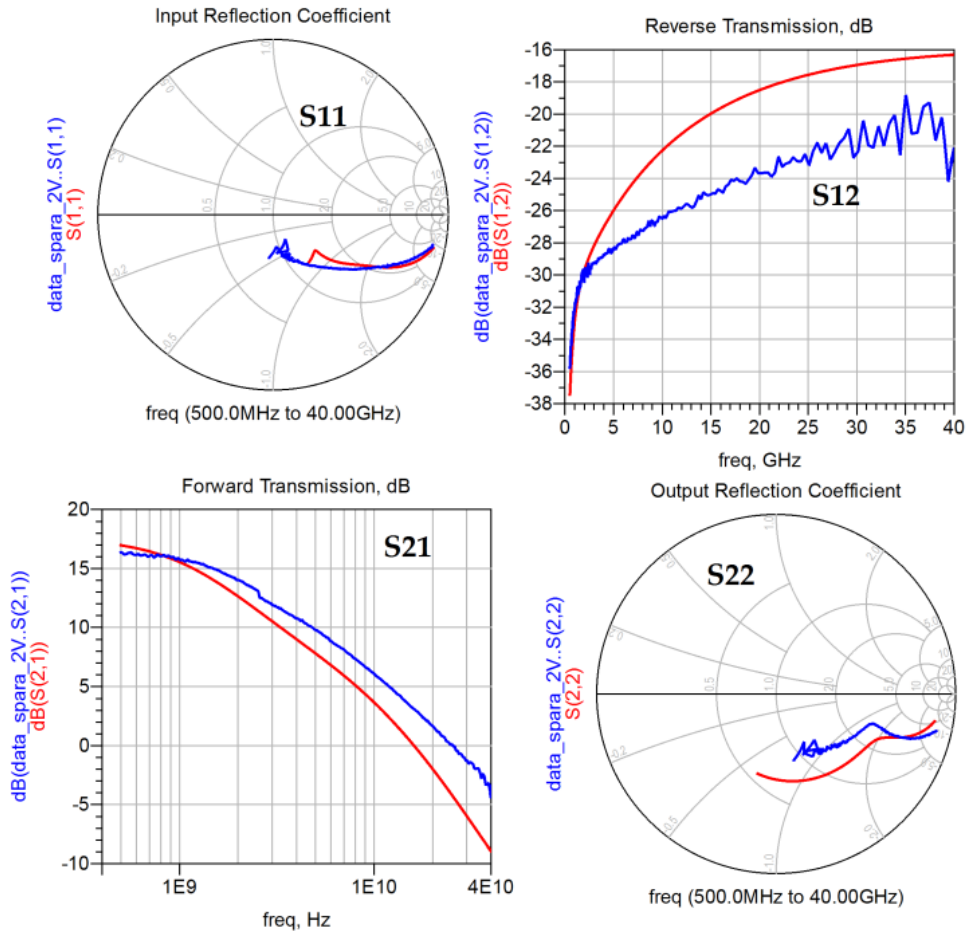
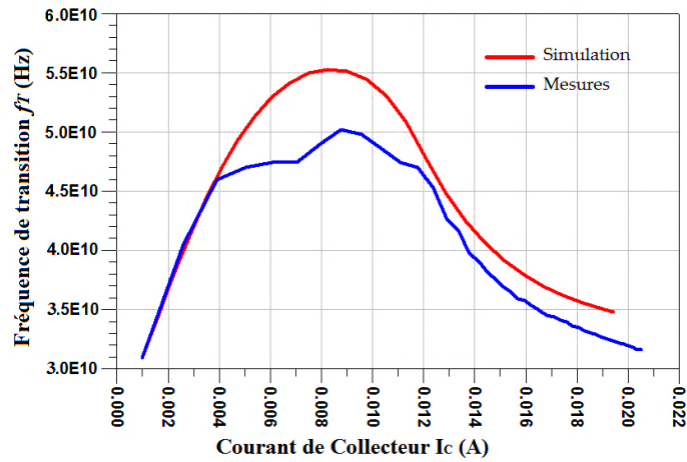


Figure 3-50: Simulation des paramètres S de notre modèle du PTH 10SQxEBC, sur la plage de fréquences [50 MHz – 40 GHz] et pour le point de polarisation [$V_{BE} = 0,89$ V; $V_{CE} = 2$ V].

Les résultats de la simulation sont présentés sur la Figure 3-51, elle montre une comparaison des quatre paramètres S à $V_{BE} = 0,89$ V et $V_{CE} = 2$ V, simulés et mesurés du PTH 10SQxEBC. Nous remarquons qu'en général le modèle approche le comportement réel. Des déviations remarquables sont notées sur l'ensemble des paramètres S, et surtout sur le paramètre S_{12} ce qui montre qu'il y a une mauvaise isolation entre le collecteur et la base. La même chose sur la fréquence de transition à l'exception du comportement en faible polarisation où un bon accord est obtenu avec les mesures.



(a)



(b)

Figure 3-51 : (a) résultats de simulation du modèle en comparaison avec les paramètres S mesurés pour le point de polarisation [$V_{BE} = 0,89$ V, $V_{CE} = 2$ V], et avec la fréquence de transition en fonction du courant I_C (b).

Pour mieux investiguer ces différences, on regarde plus en détail les paramètres S_{11} et S_{22} , en amplitude et en phase, comme le montre la Figure 3-52.

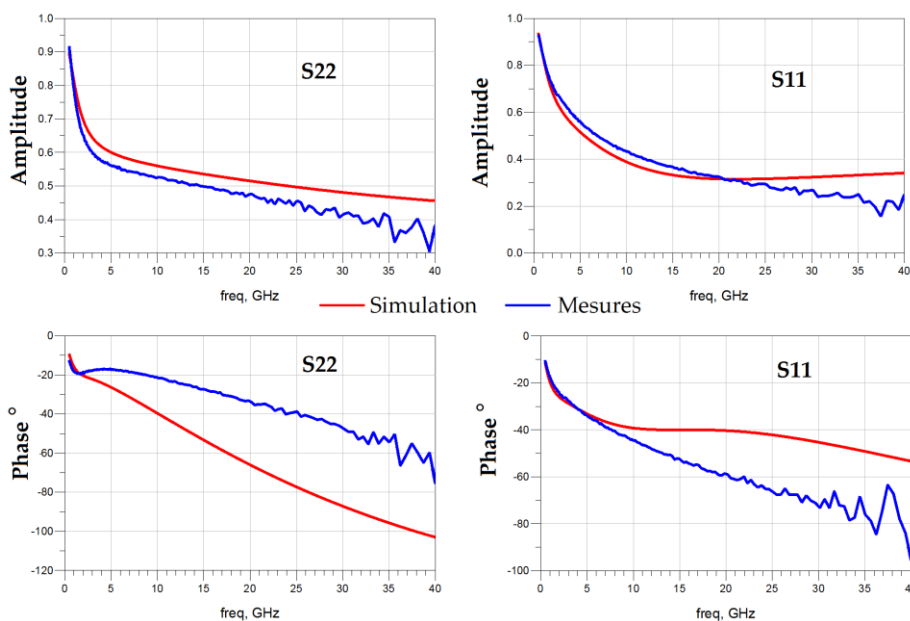


Figure 3-52 : Comparaisons amplitude et phase des paramètres S_{11} et S_{22} entre les simulations et mesures.

A partir des résultats obtenus on remarque que l'erreur majeure vient de la phase de ces paramètres, qui est en relation directe avec les éléments capacitifs constituant le modèle. Plusieurs configurations et combinaisons de valeurs des paramètres ont été testées mais, sans succès, ce qui nécessite une étude plus poussée afin de pallier à ce problème, qui fait l'objet de la section suivante.

III. Développement du modèle dynamique final

La géométrie spécifique du phototransistor, en vue de créer l'ouverture de la fenêtre optique, comparée à celle d'un transistor classique, influe considérablement sur les différentes caractéristiques du composant aussi bien en statique qu'en dynamique [III.26]. Ce qui rend les topologies standards des modèles GP ou d'Ebers & Moll inefficaces pour modéliser correctement le phototransistor. Sur la Figure 3-53, nous avons regroupé plusieurs mesures (effectuées dans [III.35]) de la fréquence de transition f_T en fonction du courant collecteur I_C et ce, pour différentes longueurs de fenêtre optique ($3\mu\text{m}$, $5\mu\text{m}$, $10\mu\text{m}$ et $50\mu\text{m}$).

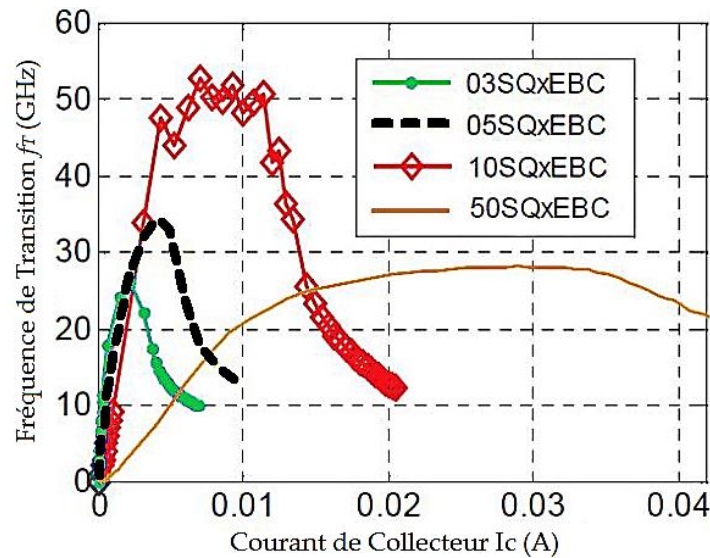


Figure 3-53 : Les caractéristiques f_T vs I_C à $V_{CE} = 3,5$ V pour différentes tailles de fenêtre optique.

D'après les résultats obtenus, nous constatons qu'effectivement la création de la fenêtre optique a un effet direct sur le comportement et la valeur de la fréquence de transition du composant. Ce comportement peut être expliqué par la nouvelle géométrie (extension latérale de la structure) qui rend le mouvement des porteurs de charges dépendant de deux dimensions (verticale et horizontale) comme représenté sur la Figure 3-54. Par conséquent, les caractéristiques électriques sont différentes selon le composant.

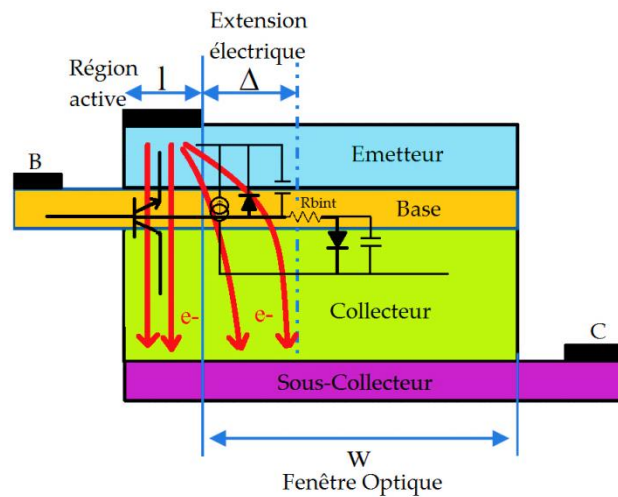


Figure 3-54 : Schéma simplifié du PTH montrant les chemins possibles des porteurs de charge (électrons) dans la structure du PTH.

On remarque aussi que le composant le plus large ($50 \times 50 \mu\text{m}^2$) a la fréquence de transition la plus faible (28,5GHz) et le composant de taille moyenne ($10 \times 10 \mu\text{m}^2$) a la fréquence de transition optimale qui est autour de 50 GHz. Par contre, les structures les plus petites ($3 \times 3 \mu\text{m}^2$ et $5 \times 5 \mu\text{m}^2$) ont des fréquences de transition basses, alors qu'elles doivent normalement avoir les fréquences de transition les plus élevées puisqu'elles s'approchent de

la structure du TBH, où le temps de transit est minimal. Pour expliquer ce phénomène nous avons procédé à une extraction à partir des mesures du temps de transit idéal et de la valeur des capacités de jonctions en fonction de la largeur de la fenêtre optique. Les résultats que nous avons obtenus sont présentés sur la Figure 3-55.

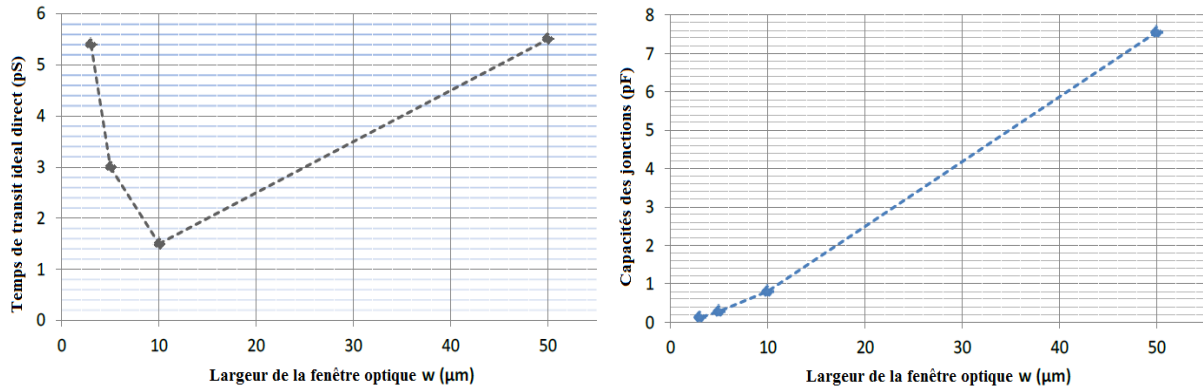


Figure 3-55 : Le temps de transit idéal (a) et la valeur de la capacité de jonction (b) en fonction de la largeur W à $V_{BE} = 0,823$ V et $V_{CE} = 3,5$ V ($I_C = 6$ mA).

On constate que la valeur des capacités de jonction augmente proportionnellement à l'augmentation de la largeur de la fenêtre optique W , puisque la capacité de jonction dépend de sa surface. Un autre effet de cette extension est l'augmentation des résistances d'accès ($R_E + R_C$). Donc si la capacité et la résistance augmentent le temps de réponse RC augmente aussi, diminuant ainsi la fréquence de transition f_T . L'équation (III.63) explique la relation directe entre la fréquence de transition f_T et la largeur de la fenêtre optique W :

$$\frac{1}{2\pi f_T} \approx \tau_F(w) = C_{BC}(w)(R_E(w) + R_C(w)) + \tau_e + \tau_b + \tau_{bc} \quad (\text{III.63})$$

Avec :

$$C_{BC}(w) = \frac{\epsilon(l + \Delta)W}{w_{SCR}} \quad (\text{III.64})$$

Avec τ_F est le temps de transit global du composant (ou le temps d'évacuation des charges), R_C et R_E sont les résistances d'accès du collecteur et de l'émetteur. C_{BC} est la capacité de la jonction BC, τ_e , τ_b , τ_{bc} sont les temps de transit dans l'émetteur, la base, et la zone de charge d'espace SRC de la jonction BC. Pour le temps de transit (Figure 3-55. (a)) le comportement est un peu différent. Au départ, lorsque la largeur W augmente, le temps de transit diminue jusqu'à la largeur de $10 \mu\text{m}$ où il atteint sa valeur minimale. Ce qui correspond à la fréquence de transition f_T la plus haute. Après, il augmente proportionnellement avec W au-delà de cette valeur. Ainsi, nous déduisons que le temps de transit idéal dépend aussi de la largeur de la fenêtre optique. Ce comportement peut être expliqué par la distribution du

potentiel électrique [III.36] [III.27] et l'extension de la partie active du phototransistor vers la fenêtre optique (Figure 3-54). Pour un même point de polarisation et dans la structure où la largeur W est faible, le potentiel électrique est fort à proximité de la région active du PTH, créant ainsi un second chemin latéral pour les porteurs de charges. Ce second chemin, qui devient dominant sur le chemin vertical ordinaire, est un peu plus long ce qui a pour effet d'augmenter le temps de transit. Par contre dans les structures où la largeur W est grande, l'augmentation du temps de transit n'est pas due au temps de la traversée des porteurs de charges dans la partie étendue, mais, plutôt au terme RC qui devient prédominant puisque la capacité et la résistance dépendent fortement des dimensions des jonctions et sont très larges dans cette configuration.

La modélisation est plus précise si on tient compte de l'extension de la partie active du phototransistor vers la fenêtre optique. C'est ce qui est réalisé en ajoutant des capacités de jonctions et de diffusion dans le second transistor qui modélise cette extension, en plus d'un facteur d'excès de phase propre au courant de diffusion et d'une résistance interne de la base pour cette région. Ce qui nous conduit au modèle électrique final de la Figure 3-56.

En plus des capacités de jonction et de diffusion, qui sont dépendantes du point de fonctionnement, il peut exister des capacités d'oxyde constantes entre la base et l'émetteur ainsi que la base et le collecteur. La capacité d'oxyde base-émetteur C_{Eox} est causée par le chevauchement du polysilicium de l'émetteur par rapport au polysilicium de la base. La capacité d'oxyde base-collecteur C_{Cox} quant à elle est provoquée par le chevauchement du polysilicium de base et de la région de contact sur la couche enterrée (ou le collecteur épitaxie). Ces deux éléments sont donc insérés dans le modèle final comme montré sur la Figure 3-56. Une mesure passive (à $V_B = V_E = 0$ V) des paramètres S (à froid) est nécessaire pour trouver la valeur de ces capacités. Cette mesure est également utilisée pour trouver la valeur de la capacité de jonction en polarisation nulle. L'importance de ces capacités est remarquable sur les paramètres S . Il faut savoir aussi que ces capacités sont très présentes dans les technologies récentes (à cause de la miniaturisation et l'intégration élevée).

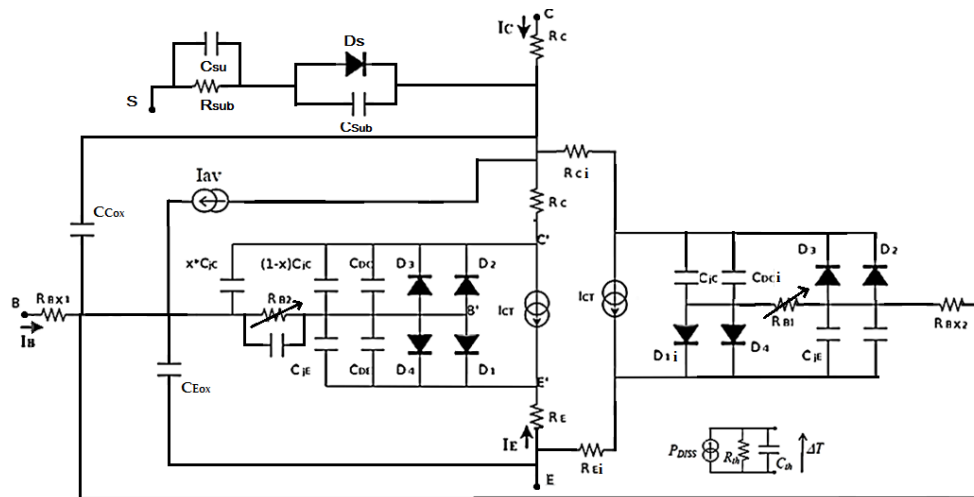
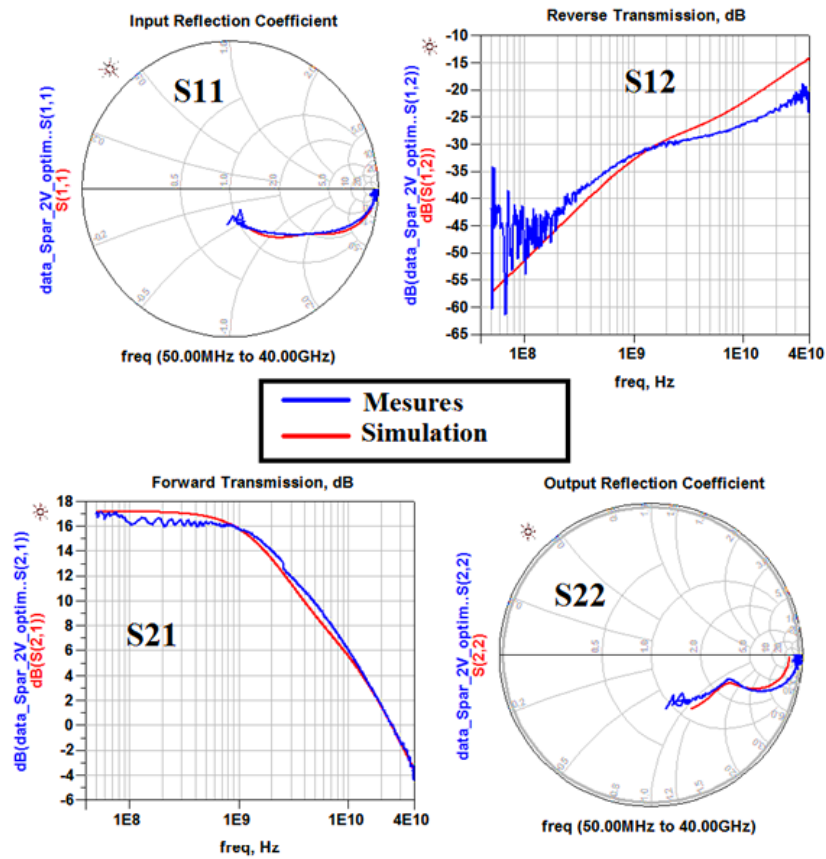
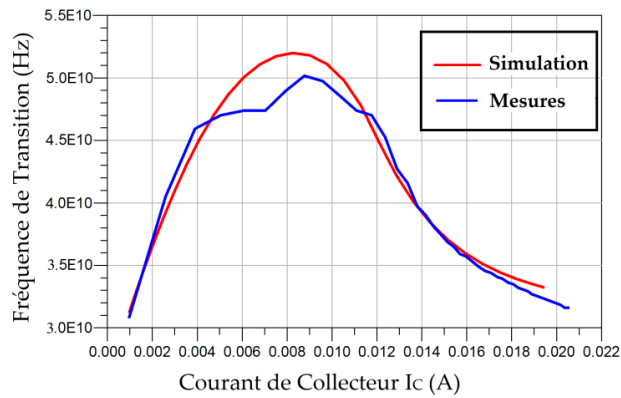


Figure 3-56 : Schéma électrique équivalent du modèle du PTH 10SQxEBC tenant en compte l'effet de la distribution spatiale des caractéristiques électriques.

Apportant ces améliorations au modèle développé, on passe maintenant à la validation de cette démarche, en vérifiant à nouveau la simulation du modèle finalisé avec les mesures des paramètres S , ainsi que la fréquence de transition [III.26].



(a)



(b)

Figure 3-57 : (a) les paramètres S du PTH 10SQxEBC sur la plage des fréquences [50 MHz, 40 GHz] et pour le point de polarisation [$V_{BE} = 0,89$ V, $V_{CE} = 2$ V]. (b) la fréquence de transition vs I_C du même PTH, les deux en comparaison avec les résultats de simulation du modèle électrique final.

Les résultats obtenus sur la Figure 3-57, sont très satisfaisants puisqu’une bonne adéquation est obtenue sur les courbes de f_T sur toute la plage du courant I_C , ainsi que sur les quatre paramètres S sur toute la plage de fréquences entre notre modèle et les données de mesures. Ceci confirme l’existence de la région étendue de la partie active du phototransistor, et qu’elle participe effectivement dans le comportement dynamique du composant.

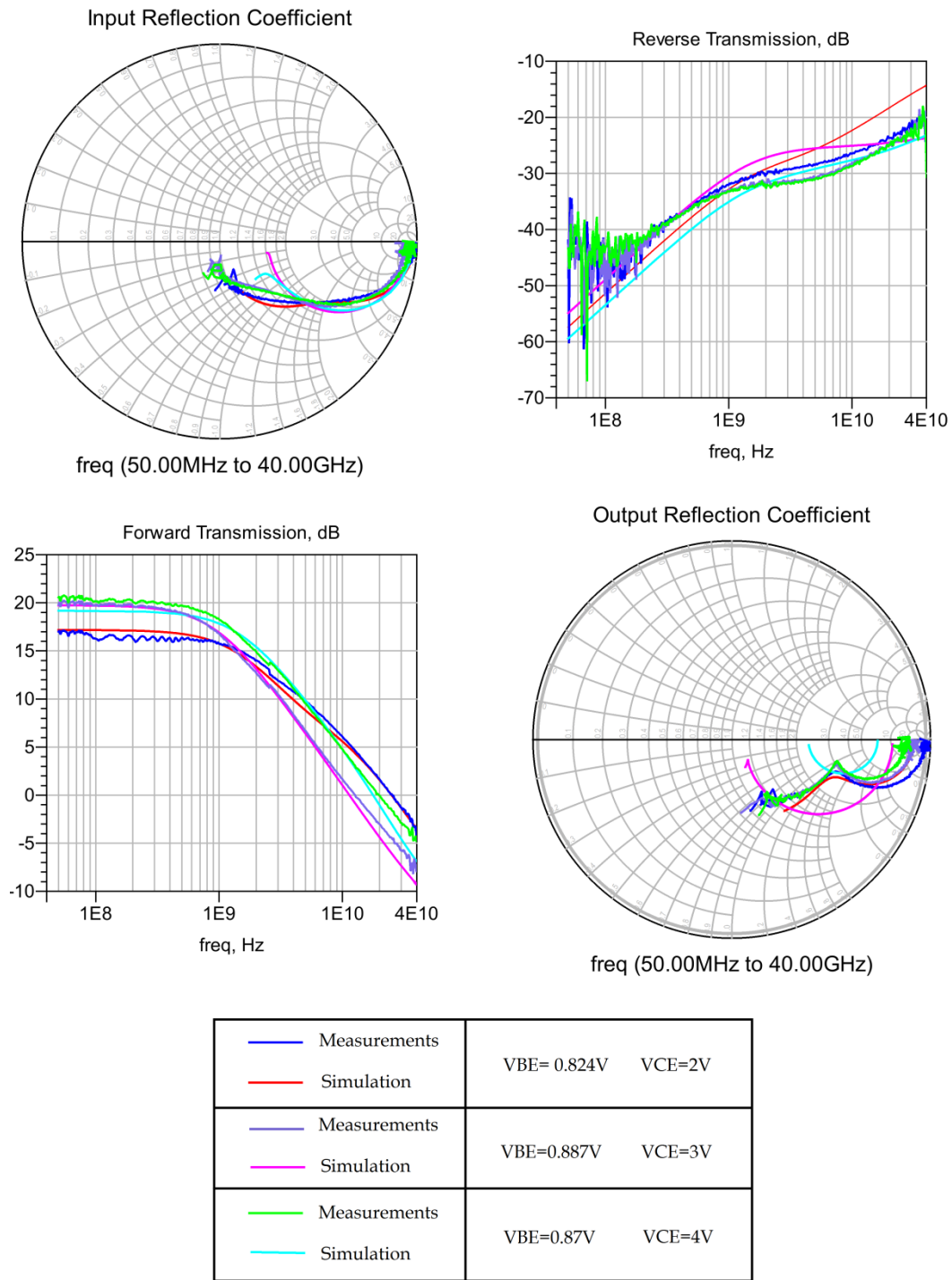


Figure 3-58 : Comparaison des résultats de simulation et données mesurés des quatre paramètres S, pour plusieurs points de polarisations du PTH 10SQxEBC.

Pour valider ce modèle dans le domaine dynamique en large signal nous avons procédé à une simulation des paramètres S, pour plusieurs points de polarisations : un point sur l'extrémité basse du fonctionnement linéaire vers la région de saturation ($V_{CE} = 2 \text{ V}$), un point au milieu de la caractéristique ($V_{CE} = 3 \text{ V}$), et enfin un point sur l'extrémité haute vers la zone d'avalanche ($V_{CE} = 4 \text{ V}$) [III.3]. Les résultats sont obtenus sur la figure 3-58.

III. Développement du modèle dynamique final

Le modèle développé reproduit le comportement dynamique grand signal du phototransistor, même si quelques déviations mineures sont observées à forte polarisation et plus particulièrement sur le paramètre S_{22} . Cette limitation reste très acceptable pour un modèle qui reste basique, et moins précis que les modèles MEXTRAM ou HICUM qui sont très complexes, gourmandes en calculs et moins flexibles.

La liste des valeurs des paramètres dynamiques de notre modèle électrique final, sont ceux données par le Tableau 3-3. On remarque que la région étendue contribue activement dans la topologie du modèle final, par les capacités de jonction qui ont des valeurs relativement plus grandes que celles de la partie active. Donc elles présentent une impédance plus faible, ce qui constitue des chemins possibles pour le signal dynamique, d'où l'impact de la zone étendue.

Tableau 3-3 : Paramètres dynamiques du modèle électrique final du phototransistor PTH 10SQxEBC.

Paramètre	Symbole	Région Active	Région Etendue
Excès de phase	P_{TF} (s)	$2,12 \cdot 10^{-15}$	$1,79 \cdot 10^{-15}$
Capacité de la jonction BC	Potentiel interne de la jonction	V_F (V)	0,37
	Facteur d'ajustement	M	0,7
	Capacitance en polarisation nulle	C_{jc0} (F)	$2,36 \cdot 10^{-15}$
	Paramètre de partage de la capacité de jonction	X	0,42
Capacité de la jonction BE	Potentiel interne de la jonction	V_F (V)	0,37
	Facteur d'ajustement	M	0,7
	Capacitance en polarisation nulle	C_{je0} (F)	$2,48 \cdot 10^{-16}$
Temps de transit direct	Temps de transit idéal direct	τ_F (s)	$1,11 \cdot 10^{-12}$
	Dépendance en tension	V_{TF} (V)	3,48
	Dépendance en tension et courant	X_{TF}	8,55
	Dépendance en Courant	I_{TF} (A)	0,14
Temps de transit inverse	Temps de transit idéal direct	τ_R (s)	$2,19 \cdot 10^{-12}$
	Dépendance en tension	V_{TR} (V)	11,81
	Dépendance en tension et courant	X_{TR}	8,26
	Dépendance en Courant	I_{TR} (A)	0,016
Résistance de base intrinsèque	Résistance de la base minimale en fort injection	R_B (Ω)	0,3
	Résistance de base intrinsèque à polarisation nulle	R_{BM} (Ω)	22,06
	Paramètre empirique	α_{RB}	1,56
	Courant de base pour $R_B = R_{BMax}/2$	I_{B0} (A)	$1,6 \cdot 10^{-5}$
Capacité de défocalisation du I_B en AC	C_{BB} (F)	$3,89 \cdot 10^{-14}$	-
Capacité de la jonction SC	Potentiel interne de la jonction	V_{Fsub} (V)	0,46
	Facteur d'ajustement	M_{sub}	0,91
	Capacitance en polarisation nulle	C_{Sub0} (F)	$4,8 \cdot 10^{-14}$
Capacité parasite BE	C_{E0x} (F)	$2,44 \cdot 10^{-13}$	-
Capacité parasite BC	C_{C0x} (F)	$3,53 \cdot 10^{-14}$	-
Capacité thermique (auto-échauffement)	C_{TH} (F)	$4,98 \cdot 10^{-5}$	$4,98 \cdot 10^{-5}$

3.9 Conclusion

Nous avons au cours de ce chapitre présenté et développé un modèle électrique grand signal pour le phototransistor 10SQxEBC SiGe/Si, fonctionnant en régime statique et dynamique électrique. Ce modèle est présumé fonctionner pour les autres structures de PTH (3 μm , 5 μm et 50 μm) en changeant seulement le jeu de paramètres, on n'a pas pu valider ceci puisqu'on ne dispose pas de toutes les mesures nécessaires pour ces composants.

Nous avons divisé ce chapitre en deux parties ; la première traitant la modélisation en régime statique et la deuxième en régime dynamique. Nous avons dans la partie statique, commencé par le modèle d'Ebers & Moll constituant notre point de départ. Puis, étape par étape nous avons enrichi ce modèle en lui ajoutant des éléments, en améliorant son schéma équivalent et en modifiant les équations du modèle pour mieux décrire les phénomènes qui gouvernent le fonctionnement du phototransistor dans tous les régimes de fonctionnement électrique. Une limitation de cette approche est rapidement atteinte, conduisant à repenser la démarche et étudier plus profondément le composant. La comparaison avec la structure de base (HBT) du phototransistor, nous a permis d'imaginer une structure développée de la structure physique du composant modélisé.

La deuxième partie traite de la modélisation du comportement dynamique, en insérant les capacités non-linéaires et parasites, et en modélisant la résistance interne de la base d'une façon plus économique, en termes de temps d'exécution. Cette partie a conduit elle aussi à repenser la topologie du modèle, confirmant l'approche suivie pour résoudre le problème de la modélisation statique. Le modèle électrique final est validé en comparant les résultats de la simulation de notre modèle avec les mesures DC grâce aux courbes de Gummel et la caractéristique I_C-V_{CE} , et en RF à travers les quatre paramètres S pour plusieurs points de polarisation.

Enfin, nous avons mis en évidence à l'aide de notre modèle, l'existence d'une extension de la partie active vers la fenêtre optique, et son influence évident sur le comportement DC et AC, ce qui nous a permis de développer correctement le phototransistor étudié. Dans le chapitre suivant nous allons nous focaliser sur la modélisation du comportement Opto-microondes, et sur le bruit interne du composant, ce qui complètera notre modèle.

Bibliographie

- [III.1] K. Levenberg, "A method for the solution of certain non-linear problems in least squares," *Quarterly Journal of Applied Mathematics*, vol. 2, no. 2, pp. 164–168, 1944.
- [III.2] D. W. Marquardt, "An algorithm for least-squares estimation of nonlinear parameters," *SIAM Journal on Applied Mathematics*, vol. 11, no. 2, pp. 431–441, 1963.
- [III.3] A. Bennour, S. Mazer, Jean-Luc Polleux, C. Algani, M. EL BEKKALI, "Modélisation grand signal d'un Phototransistor à hétérojonction SiGe pour les applications Opto-microondes", 20èmes Journées Nationales Micro-Ondes, Saint-Malo, France, 16-19 mai 2017.
- [III.4] Charles Manski, « Regression », *Journal of Economic Literature*, vol. 29, no 1, mars .50-p. 34 ,1991
- [III.5] Adrien-Marie Legendre, "Nouvelles méthodes pour la détermination des orbites des comètes", Paris, F. Didot, 1805, 80 p.
- [III.6] W. J. McCalla, "Computer-Aided Design of Integrated Bandpass Amplifiers", Ph.D, thesis, University of California, Berkeley, June 1972.
- [III.7] J. C. J. Paasschens, R. v.d. Toorn, and W. Kloosterman, The Mextram Bipolar Transistor Model level 504.6, Koninklijke Phillips Electronics N.V. 2000/2005, March 2005.
- [III.8] S. E. Laux and K. Hess, "Revisiting the Analytic Theory of p-n Junction Impedance : Improvements Guided by Computer Simulation Leading To a New Equivalent Circuit," *IEEE Transactions on Electron Devices*, vol. 46, no. 2, pp. 396–412, Feb. 1999.
- [III.9] C. Gardiola, "Contribution à l'étude du transistor bipolaire et aux techniques d'extraction des paramètres de modèle en hautes fréquences", stage de fin d'étude pour l'école supérieure d'électricité, 1998.
- [III.10] S. Lee, B. R. Ryum and S. W. Kang, "A New Parameter Extraction Technique for Small-Signal Equivalent Circuit of Polysilicon Emitter Bipolar Transistors," *IEEE Trans Electron Dev*, 41, pp. 233-238, 1994.
- [III.11] W. M. C. Sansen and R. G. Meyer, " Characterization and Measurement of the Base and Emitter Resistances of Bipolar Transistors," *IEEE Journal of Solid-State Circuits*, vol. SC-7, p. 492-498, 1972.
- [III.12] T. G. M. Kleinpenning, "Location of Low-Frequency Noise Sources in Submicrometer Bipolar Transistors," *IEEE Trans Electron Dev*, 39, p.1501, 1992.
- [III.13] T. H. Ning and D. D. Tang, "Method for Determining the Emitter and Base Series Resistances of Bipolar Transistors," *IEEE Trans Electron Dev*, ED-31, p. 409-412, 1984.
- [III.14] J. Weng, J. Holz and T. F. Meister, "New Method to Determine the Base Resistance of Bipolar Transistors," *IEEE Electron Device Letters*, vol. 13, p. 158-160, 1992.

- [III.15] L. J. Giacoletto, "Measurement of Emitter and Collector Series Resistances," IEEE Trans Electron Dev, ED-19, p. 692-693, 1972.
- [III.16] H. E. Mussman, "Characterization and model parameter determination for program SPICE," contained in R. W. Dutton, "Techniques and Applications of Computer-Aided Circuit Simulation of Integrated Circuit and system Design, " Stanford electronics Laboratories Technical Report, SEL-74-017, Stanford university, California, May 1974.
- [III.17] H. Mnif, T. Zimmer, J.-L. Battaglia et B. Ardouin, «Modeling the selfheating effect in SiGe HBTs», IEEE Bipolar/BiCMOS Circuits and Technology Meeting, 2002, pp. 96–99.
- [III.18] D. E. Dawson, A. K. Gupta and M. L. Salib, "CW Measurement of HBT Thermal Resistance", IEEE Transactions on Electron Devices, vol. 39, no. 10. pp. 2235-2239, October 1992.
- [III.19] N. Bovolon, P. Baureis, J.-E. Müller, P. Zwicknagl, R. Schultheis and E. Zanoni, "A Simple Method for the Thermal Resistance Measurement of AlGaAs/GaAs Heterojunction Bipolar Transistors", IEEE Transactions on Electron Devices, vol. 45, no. 8, pp. 1846-1847, August 1998.
- [III.20] S. P. Marsh, "Thermal Impedance Variation of HBT's at High Junction Temperature Operating Conditions", Asia Pacific Microwave Conference, vol.3, pp. 634 -637, 1999.
- [III.21] S. P. Marsh, "Direct Extraction Technique to Derive the Junction Temperature of HBT's under High Self-Heating Bias Conditions", IEEE Transactions on Electron Devices, vol. 42, no. 2, pp. 288-291, February 2000.
- [III.22] M. Olavsbråten, "A Simple Practical Technique for Estimating the Junction Temperature and the Thermal Resistance of a GaAs HBT", 2002 IEEE MTT-S International Microwave Symposium Digest, vol.2, pp. 1005-1008, Seattle 2002.
- [III.23] SULIMA, Pierre-Yvan. Contribution à la modélisation analytique tridimensionnelle de l'auto-échauffement dans les transistors bipolaires à hétérojonction de type Si/SiGe. 2005. Thèse de doctorat. Bordeaux 1.
- [III.24] B. Schaefer, M. Dunn, "Pulsed measurements and modeling for electro-thermal effects", Proceedings of the Bipolar/BiCMOS Circuits and Technology Meeting, pp. 110-117, September 1996.
- [III.25] GLORIA, D., PERROTIN, A., CARBONERO, J. L., et al. Substrate resistance effect on the Fmax parameter of isolated BJT in BICMOS process. In : Microelectronic Test Structures, 1999. ICMTS 1999. Proceedings of the 1999 International Conference on. IEEE, 1999. p. 24-29.
- [III.26] A. Bennour, S. Mazer, M. Elbekkali, J-L. Polleux, Z. G. Tegegne, C. Algani, "Modèle de phototransistor SiGe/Si haute-fréquences: effet de distribution spatiale bi-dimensionnelle", Mediterranean Telecommunications Journal, Vol. 7, No 1, ISSN: 2458-6765, January 2017.
- [III.27] Alae Bennour, F. Moutier, J-L. Polleux, C. Algani, S. Mazer, "A Distributed Extended Ebers–Moll Model Topology for SiGe Heterojunction Bipolar Phototransistors

Based on Drift–Diffusion Hydrodynamic Behavior”, IEEE Transactions on Electron Devices, Volume: 64, Issue: 5, PP. 2267- 2274, DOI: 10.1109/TED.2017.2675912, May 2017.

[III.28] Hewlett Packard, Test and Measurement Application Note 95-1, « S-Parameter Techniques », 1995.

[III.29] K. Kurokawa, “Power waves and the Scattering Matrix”, IEEE Transactions on microwave theory and techniques, Volume 13, Issue 02, pp.194–202, 1965.

[III.30] G. Massobrio, and P. Antognetti, “Semiconductor Device Modeling with SPICE,” 2nd edn, McGraw-Hill, New York, 1993, p. 89.

[III.31] U. Cilingiroglu, “Systematic Analysis of Bipolar and MOS Transistors,” Artech House. Boston. 1993. p. 89.

[III.32] F. Hebert, D.J. Roulston, “*Base Resistance of Bipolar transistors from Layout Details Including Two Dimensional Effects at Low Currents and Low Frequencies,*” Solid-State Electronics, 1988, n° 2, pp. 283-290.

[III.33] D. E. Root, M. Iwamoto, and J. Wood, “Device Modeling for III-V semiconductors - an Overview,” in IEEE Compound Semiconductor Integrated Circuit Symposium, 2004.

[III.34] Hanjin Cho, « A three-step method for de-embedding of High-frequency S parameter measurements », IEEE transactions on electron devices, vol. 38, No 6, June 1991.

[III.35] M. Rosales “Study of SiGe HPT for Radio over Fiber Applications” Ph.D. thesis, univesité paris-est, June 16, 2014.

[III.36] Frederic Moutier “Modélisation et Evaluation des Performances des Phototransistors Bipolaires à Hétérojonction SiGe/Si pour les Applications Optique-microondes Courtes Distances” Ph.D THESIS, Université de Marne-La-Vallée, December 2006.

Chapitre 4

Modélisation de la partie optique et du bruit interne du phototransistor

4.1 Introduction

Les technologies photoniques-microondes intégrées ont connu une forte croissance ces dernières années, et couvrent maintenant une large gamme d'applications, incluant les communications mobiles 5G, les communications courtes-distances (datacom), les applications biomédicales, le traitement de signal par voie optique et les interconnexions dans les véhicules. Les photorécepteurs incluant les photodétecteurs et plus particulièrement les phototransistors constituent l'élément clé de ces solutions. Pour développer ces applications, une étape de conception et de simulation de circuits photoniques-microondes (ou opto-microonde) est donc nécessaire avant leur réalisations et déploiement. C'est pour cette raison qu'une modélisation correcte et précise des composants opto-microondes est d'une grande importance. Différents modèles compacts électriques de phototransistors ont été proposés pour la conception de ce type de circuits, comme celui de Yuan et al. [IV.1]. Leur solution exploite le modèle MEXTRAM, dans lequel les effets optiques sont modélisés par une simple source de courant sur la jonction BC. Cette approche néglige de nombreux effets comme l'influence de la puissance optique sur la résistance de base et sur la capacité base-collecteur, et ne fonctionne que dans le cas de polarisation de la base par un courant électrique. Polleux et al. [IV.2] ont aussi proposé un modèle grand-signal, mais cette fois ci basé sur le modèle d'Ebers & Moll pour le PTH InGaAs/InP. Toutefois un compromis persiste entre le couplage

du modèle électrique et optique, notamment sur la répartition de la résistance de base, et l'amplification optique qui est isolée du fonctionnement électrique. Un autre type de modèle basé sur la relation de charge généralisée est proposé par [IV.3], pour évaluer les performances du composant dans les communications optiques. Le problème avec ce dernier est qu'il est analytique et ne reflète pas complètement les phénomènes physiques qui prennent place dans le composant.

Dans ce chapitre nous allons compléter le modèle électrique du phototransistor élaboré dans le chapitre précédent, en incorporant la partie optique et le bruit interne dans le composant. Nous allons dans un premier temps nous intéresser à la modélisation de la responsivité statique du PTH en mode photodiode et en mode phototransistor. Ce paramètre qualifie la conversion optique-électrique du PTH et il nécessite la localisation des sources de photocourant et la détermination de leurs comportements dans la structure du PTH. Le comportement dynamique optique sera le sujet de la deuxième partie, en étudiant la réponse fréquentielle de chaque source de photocourant. Le composant sera donc caractérisé par un certain nombre de mesures en régime dynamique. Le substrat s'avère très influent sur le comportement intrinsèque du PTH sous éclairage, il sera étudié soigneusement, ce qui nous permettra d'élaborer un modèle assez complet, correct et reflétant le fonctionnement du composant dans les différentes conditions d'opération. Ceci sera assuré par une validation du modèle en le comparant à un ensemble de mesures réalisées sur le composant.

La seconde partie traitera de la modélisation du bruit interne généré par le transistor bipolaire à hétérojonction SiGe, en identifiant les phénomènes qui les gouvernent. Pour ce type de transistors bipolaires, le bruit est principalement dû au bruit de grenaille (shot noise) du courant collecteur, et le bruit en $1/f$ de la jonction B/E qui n'est influent qu'aux basses fréquences. Cette modélisation est importante, plus particulièrement pour les applications sensibles qui traitent de faibles signaux, et pour les oscillateurs où le bruit près de la porteuse doit être minimisé. Le modèle en bruit qu'on a proposé n'est pas entièrement validé car il nous manque les données de mesures pour comparer, néanmoins une comparaison avec quelques résultats de la littérature sur des TBH SiGe permet de connaître l'ordre de grandeur et l'évolution générale des paramètres modélisant le bruit.

4.2 Modèle statique optique

Dans cette partie on va s'intéresser à la modélisation de l'impact de l'illumination du phototransistor sur ses performances en photodétection. Avant d'entamer cette étude, il faut

savoir que dans le fonctionnement optique des PTHs on distingue deux modes d'opérations : le mode phototransistor ; où le composant est polarisé en direct afin d'activer l'effet transistor et d'amplifier le photocourant détecté, ou le mode photodiode ; où on exploite la jonction BC pour la photodétection, et dans lequel la jonction base-émetteur est court-circuitée de façon à couper l'effet transistor. Le paramètre le plus relevant pour caractériser ces deux modes de fonctionnement est la responsivité.

4.2.1 Caractérisation optique statique du PTH.

La responsivité optique en régime statique du phototransistor, comme on l'a déjà définie dans le premier chapitre, est une grandeur fondamentale dans la caractérisation des photodétecteurs. Elle peut être mesurée en utilisant la même caractérisation DC utilisée pour les mesures électriques, telles que les courbes I_C-V_{CE} et les courbes de Gummel, mais en éclairant la fenêtre optique par un faisceau lumineux. Le schéma de la Figure 4-1, montre le banc de test sous pointes utilisé pour mesurer l'influence de la puissance optique absorbée sur la caractéristique électrique statique du phototransistor. La polarisation et les mesures sur les contacts de la base et du collecteur se font à l'aide d'un analyseur paramétrique semi-conducteur, qui est directement connecté à un analyseur de réseau vectoriel VNA. L'éclairage est assuré par une diode laser VCSEL 10 GHz (Diode laser à cavité verticale émettant par la surface), rayonnant à 850nm (pour le *low cost*) dont le signal optique est divisé à travers un coupleur optique. 90% de cette puissance optique est guidée vers la fenêtre optique du phototransistor à l'aide d'une sonde optique, les 10% restant est utilisé pour mesurer la puissance appliquée à l'aide d'un wattmètre optique pour assurer le bon fonctionnement du banc de test.

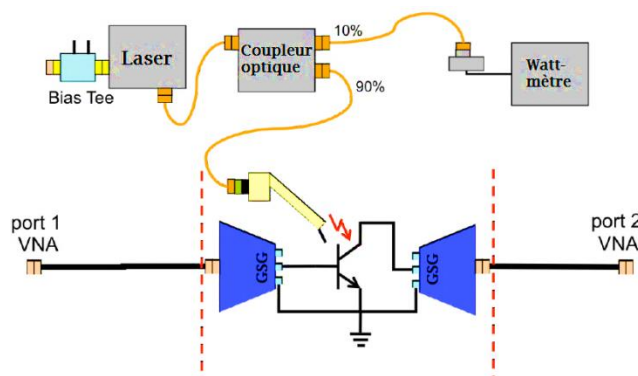


Figure 4-1 : Schéma du banc de test sous pointes pour la caractérisation optique statique du phototransistor.

La Figure 4-2 montre les courbes de Gummel du PTH sans éclairage et avec éclairage par une onde optique de 2,28 mW à 850 nm, pour un phototransistor ayant une fenêtre optique de dimension $10 \times 10 \mu\text{m}^2$.

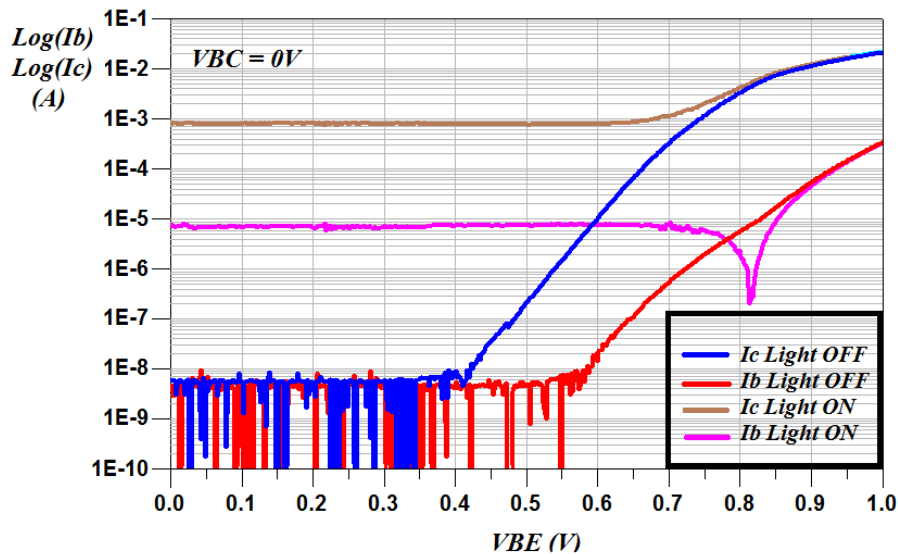


Figure 4-2 : Courbes de Gummel mesurées du PTH 10SQxEBC éclairé par une puissance optique de 2,28 mW et non-éclairé, le courant I_B est tracé en valeur absolue.

Sous éclairage, on constate qu'à une polarisation de base élevée, $V_{BE} > 0,9 \text{ V}$, les effets de l'absorption optique sont négligeables devant les courants générés uniquement par polarisation électrique (non-éclairage). Aux faibles polarisations de base ($V_{BE} < 0,67 \text{ V}$), le courant de base I_b sature à environ $7 \mu\text{A}$ s'écoulant en dehors du contact de base (puisque négatif), et le courant de collecteur I_c sature à environ $800 \mu\text{A}$. Ces courants correspondent aux photocourants générés par l'absorption optique, qui sont bien supérieurs que ceux dus au fonctionnement purement électrique du PTH dans cette plage de polarisation.

La courbe de Gummel en I_B , et sa valeur absolue pour le PTH éclairé, présente un pic vers $0,82\text{V}$. Ce pic est dû à l'inversion du courant de base dans le phototransistor, à savoir pour $V_{BE} < 0,82\text{V}$, I_B est négatif (sortant du contact de base) et au-delà de $0,82\text{V}$, I_B devient positif (entrant au contact de base). En effet, à faibles polarisations de base et sous éclairage suffisant, l'injection des trous dans la base par photo-absorption peut dépasser celle requise pour la recombinaison avec des électrons qui sont injectés à partir de l'émetteur. Cela produit un flux net de trous véhiculés en dehors du contact de base. Il en résulte donc des courants de base sous éclairage qui ont une valeur inférieure (et négative) par rapport au courant de base sans éclairage. En revanche, à polarisation de base élevée, l'injection des trous due à l'absorption optique devient négligeable comparé à celle du contact de base dans le cas de non-éclairage.

La différence entre les valeurs absolues des courants I_C et I_b à faible V_{BE} montre qu'à la longueur d'onde de fonctionnement de 850 nm, l'augmentation du courant de collecteur, alors qu'il n'y a pas d'effet d'amplification ne peut être attribuée qu'à l'absorption de la puissance optique dans la photodiode parasite formée par le sous-collecteur et le substrat de type P du PTH. Il s'agit d'une différence claire par rapport aux PTH InGaAs/InP, qui ne connaissent pas d'absorption dans le substrat, ce point sera bien détaillé dans la section suivante.

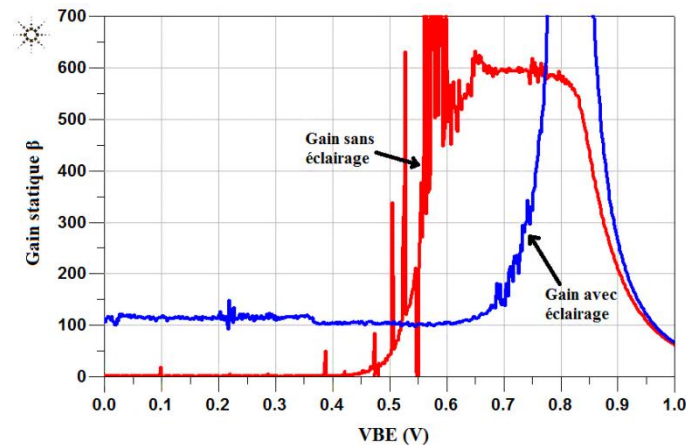


Figure 4-3 : Comparaison du gain statique en mode émetteur commun dans le cas d'éclairage du PTH et dans les conditions d'obscurité, extraits à partir des courbes de Gummel ($V_{BC}=0V$, $P_{opt}=2,28mW$).

La Figure 4-3 montre le gain en courant statique (β) en montage émetteur commun, extrait de la courbe de Gummel mesurée en fonction de la tension V_{BE} , dans le cas d'éclairage ou non. On remarque qu'un gain constant de presque 110 est atteint pour les faibles polarisations sous éclairage, et ce sans existence de mécanisme d'amplification dans ce mode d'opération. Ce gain est la conséquence de l'absorption dans la photodiode parasite du substrat (formée par la jonction sous-collecteur-substrat). Le gain augmente rapidement à partir de $V_{BE} = 0,7 V$, vers une valeur très grande correspondante à l'inversion du sens du courant de la base. Puis il diminue et tend vers la courbe du gain en obscurité à fortes polarisations où l'effet de l'absorption optique s'éclipse devant le comportement purement électrique du composant.

La Figure 4-4 montre la courbe I_C-V_{CE} du PTH 10SQxEBC dans des conditions d'éclairage et d'obscurité. V_{CE} varie de 0 V à 4,5 V (de l'état bloqué jusqu'à l'avalanche) et I_B de 10 nA à 80 μA , afin de couvrir tous les modes de fonctionnement. Dans ces mêmes conditions de polarisation, le PTH est éclairé verticalement par une puissance optique de 2,28 mW. Il en résulte donc une courbe I_C-V_{CE} illuminée (courbes rouges), dont le courant de collecteur I_C est plus élevé que pour celle en obscurité. Néanmoins, cette augmentation du courant collecteur varie inversement avec la valeur du courant I_B . La responsivité statique

peut être extraite de ces mesures en soustrayant le courant collecteur en obscurité du courant de collecteur éclairé, et ceci pour le même courant de base. Cet écart de courant I_C divisé par la puissance optique donne la responsivité du composant.

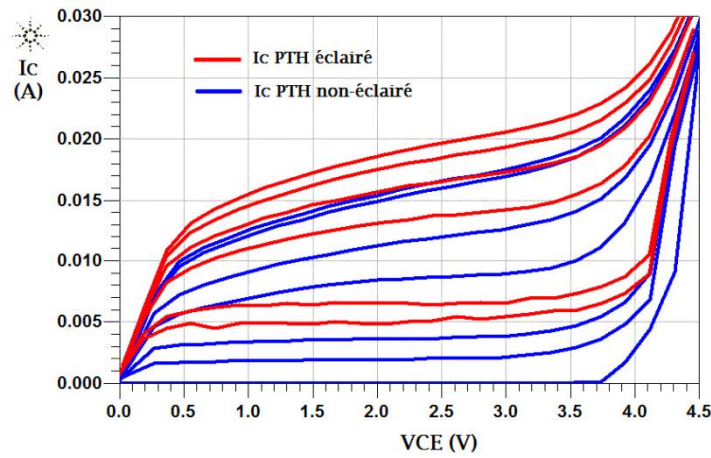


Figure 4-4 : Caractéristique I_C - V_{CE} mesurée du PTH 10SQxEBC sous éclairage par une puissance optique de 2,28 mW et en obscurité.

L'élévation de la valeur de I_C dans le cas éclairé est attribuée au photocourant généré par l'absorption de la puissance optique, qui s'ajoute au courant de base initial (purement électrique) et qui est amplifié par l'effet transistor du PTH. Sans éclairage, le courant de polarisation I_B définit le point de polarisation du PTH. Sous éclairage, ce point de polarisation est modifié de $(I_B + I_{ph})$, et la valeur du gain en courant statique (β) varie également. Par conséquent, le courant de collecteur mesuré I_{C-ecl} à la sortie du PTH est donné par:

$$I_{C-ecl} = (I_B + I_{ph})\beta + I_{ph} \quad (IV.1)$$

Il faut noter que sous une polarisation en courant constant de base, l'éclairage du PTH entraîne une augmentation de la tension V_{BE} . Ceci est principalement dû à l'addition du photocourant dans la base qui augmente le potentiel (V_B) de ce dernier.

Les courants de collecteur mesurés à partir des courbes de Gummel, et des mesures I_C - V_{CE} peuvent être utilisés pour extraire la responsivité DC du PTH. Nous pouvons donc déterminer la responsivité absolue R_{abs} , et la responsivité intrinsèque R_{int} , selon les expressions suivantes :

$$R_{abs}(A/W) = \frac{I_{C-ecl} - I_{C-obs}}{\Gamma P_{opt-in}} \quad (IV.2)$$

$$R_{int}(A/W) = \frac{I_{C-ecl} - I_{Sub-opt}}{P_{opt-in}} \quad (IV.3)$$

Avec $P_{\text{opt-in}}$ est la puissance optique injectée dans la fenêtre optique, $I_{C\text{-cc1}}$ est le courant de collecteur mesuré au contact de collecteur dans le cas de l'éclairage du PTH. $I_{\text{sub-opt}}$ est le photocourant généré par le substrat (qui sera déterminé par la suite), enfin Γ est le facteur de couplage du faisceau optique sur la fenêtre optique, c'est-à-dire le rapport entre la puissance optique qui pénètre dans le phototransistor et celle qui est perdue par le désaccord entre le diamètre du faisceau d'éclairage et la surface de la fenêtre, en plus de pertes dues aux réflexions sur la fenêtre optique liées aux différences d'indices de réfraction des matériaux. Il est déterminé dans notre cas à 32,3% pour la fenêtre optique de $10 \times 10 \mu\text{m}^2$.

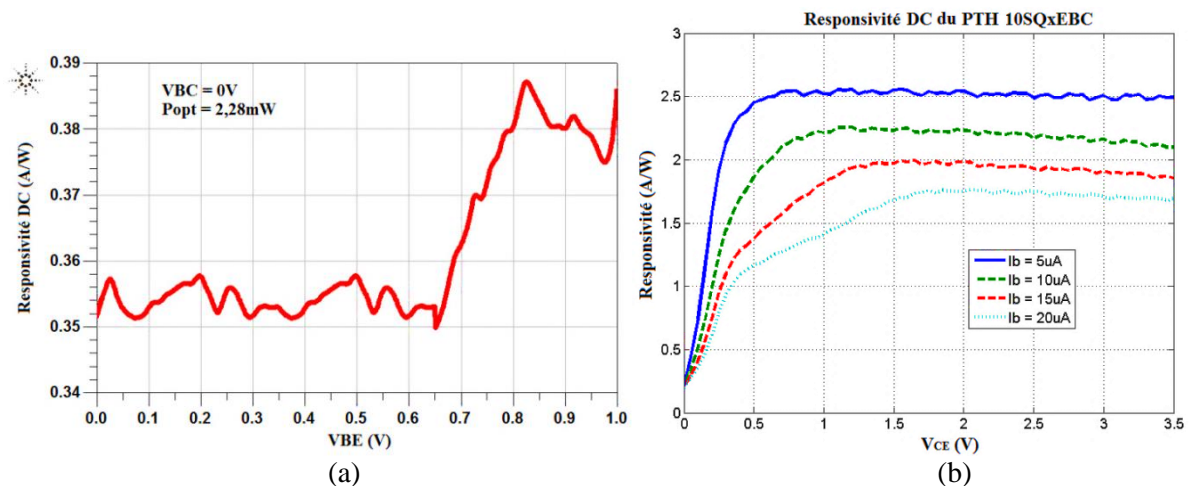


Figure 4-5 : (a) Responsivité DC extraite à partir des courbes de Gummel, du PTH 10SQxEBC. (b) Responsivité DC extraite à partir de la caractéristique I_C - V_{CE} pour quatre points de polarisation I_B .

La Figure 4-5 montre la responsivité DC résultante après extraction à partir des mesures sur le PTH $10 \times 10 \mu\text{m}^2$ sous un éclairage optique de 2,28 mW en fonction de la polarisation V_{BE} , puis de la polarisation (I_B , V_{CE}). L'illumination du PTH (Figure 4-5 (a)) sous une faible tension base-émetteur ($V_{BE} < 0,65$ V) provoque une augmentation initiale significative de la responsivité DC mesurée de valeur constante de 0,355 A/W. Cette dernière est due principalement au photocourant de la photodiode parasite du substrat. Au fur et à mesure que la région de base-émetteur devient plus polarisée en direct, la responsivité commence à augmenter jusqu'à ce qu'elle atteigne une valeur crête de 0,388 A/W aux alentours de ($V_{BE} = 0,85$ V), puis elle commence à diminuer vers des valeurs inférieures lorsque V_{be} augmente davantage. La Figure 4-5 (b) montre la responsivité extraite sous différents points de polarisations (I_B , V_{CE}). La responsivité DC maximale est plate de presque 2,5 A/W dans la gamme V_{CE} de [0,6 V - 3,5 V]. On peut observer aussi que cette dernière diminue lorsque I_B augmente, en particulier pour les faibles valeurs de V_{CE} . Cela peut être expliqué par la modulation de la zone de charge d'espace BC, qui affecte le courant photogénéré (en modifiant l'épaisseur de la couche absorbante). Cette observation est cohérente avec le fait

que le photocourant généré est dû principalement à l'absorption optique dans la jonction BC, qui sera détaillé dans la section suivante.

4.2.2 Localisation des sources de photocourant.

Pour localiser les régions principales qui sont sources du photocourant dans la structure du PTH, et afin de déterminer leurs intensités et contributions, un scan DC par microscopie optique en champ proche (*Scanning Near-field Optical Microscopy* SNOM), a été effectuée [IV.4]. Cette technique consiste à mesurer la réponse du PTH en balayant le faisceau lumineux sur toute la surface du composant avec un pas de $2\ \mu\text{m}$. En effet, pour chaque position du spot sur la surface du PTH de coordonnées (x, y) , le courant et les tensions sur les terminaux sont mesurés, et ce pour différents points de polarisation du composant. Les résultats obtenus indiquent que toutes les régions de la structure verticale contribuent à la photodétection avec une prédominance de la région intrinsèque du PTH en particulier en mode phototransistor, tandis que la région du substrat est celle dominante en mode photodiode.

Un exemple des résultats de ce scan est montré sur la Figure 4-6 (a), il présente l'intensité du photocourant mesuré sur le contact de base (qu'on qualifiera par la suite de photocourant primaire) en tout point de la surface éclairée du PTH. On constate qu'en mode phototransistor, la valeur maximale de I_B ($-11\ \mu\text{A}$) est obtenue lorsque le spot éclaire le centre de la fenêtre optique ($X = 0\ \mu\text{m}$, $Y = 0\ \mu\text{m}$), de plus une symétrie de révolution autour de ce centre est observée, ce qui montre que la puissance optique est absorbée de façon identique dans le composant, seule l'intensité change en s'éloignant du centre.

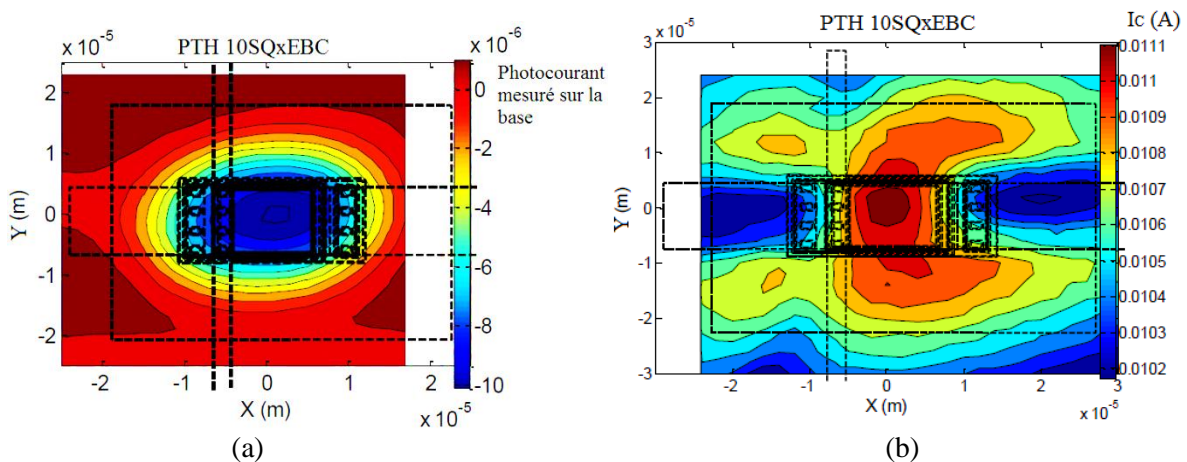


Figure 4-6 : Distribution du photocourant dans la structure du PTH en mode phototransistor ($V_{CE} = 3\text{V}$, $V_{BE} = 0,86\text{V}$), a) photocourant primaire sur le contact de base, b) photocourant total collecté au contact de collecteur.

La Figure 4-6 (b) présente la cartographie du photocourant collecté I_C sur le contact du collecteur. On note cette fois une dissymétrie selon l'axe X et une symétrie en Y. En mode PTH, le pic du courant I_C est situé en ($X = 0 \mu\text{m}$, $Y = 0 \mu\text{m}$) avec une valeur de 11,1 mA. Ce pic provient de la contribution du courant d'obscurité, du courant photogénéré dans le transistor (Primaire et photocourant amplifié) et également celui de la photodiode de substrat, ce qui sera expliqué en détail un peu plus loin. Les courants d'obscurité et photogénérés sont amplifiés par l'effet transistor. D'autres pics secondaires sont également observés autour de $X = 5 \mu\text{m}$ et $Y = \pm 15 \mu\text{m}$, et il y a aussi deux pics de faibles intensité autour de $X = -17 \mu\text{m}$ et $Y = \pm 15 \mu\text{m}$. Ces pics sont dus clairement à la photodétection de la photodiode du substrat.

Nous allons donc dans la suite donner une explication physique de l'origine de chaque source de photocourant et de la distribution de ces derniers, en dérivant les expressions qui les décrivent et de développer la partie optique de notre modèle. Pour cela on va partager notre étude qui est basée sur le diagramme des bandes d'énergie du PTH SiGe/Si, en deux parties ; la première s'intéressera à la photodétection en mode photodiode, la deuxième en mode phototransistor.

En mode photodiode

Le photocourant le plus pertinent est celui généré au centre de la fenêtre optique du phototransistor, c'est-à-dire le flux de charge créé par l'absorption de la puissance optique dans la couche de la base SiGe, et la ZCE BC qui est principalement en Si. Puisque toute la structure est réalisée en Si et en SiGe et l'épaisseur des couches de la pile verticale est relativement faible (700 nm), et pour la longueur d'onde choisie, toutes les régions (émetteur, base, collecteur et substrat) contribuent donc au photocourant collecté par le contact de collecteur du fait du coefficient d'absorption à 850 nm ou du profondeur de pénétration (21 μm) qui est bien supérieur à l'épaisseur du composant. Ce courant est alors exprimé par la relation suivante :

$$I_{Ph-prim} = q \frac{P_{opt}\lambda}{hc} \eta_{int} (1 - R) e^{-\alpha_{Si}W_{Si}} \Gamma (1 - e^{-\alpha_{SiGe}W_{SiGe}}) \quad (IV.4)$$

Ici P_{opt} est la puissance optique de longueur d'onde λ d'illumination du PTH, R est le coefficient de réflexion à la surface du composant. η_{int} est le rendement quantique interne, Γ est le facteur de confinement du faisceau optique. Les coefficients d'absorption dans les couches en Si (émetteur et collecteur) et SiGe (base) sont α_{Si} ($5 \cdot 10^2 \text{ cm}^{-1}$) et α_{SiGe} ($\approx 7 \cdot 10^3 \text{ cm}^{-1}$ pour 22% de Ge) respectivement. W_{Si} et W_{SiGe} sont les épaisseurs des couches en Si et en SiGe respectivement.

Sachant que dans ce mode la jonction BE est court-circuitée, le photocourant total créé par la structure est distribué comme schématisé sur la Figure 4-7.

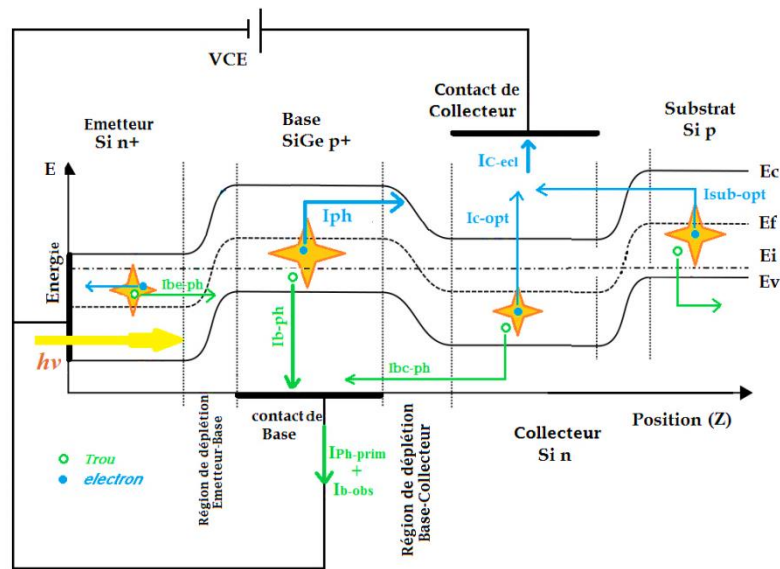


Figure 4-7 : Distribution des photocourants générés dans la structure du PTH en mode photodiode ($V_{BE} = 0$ V et $V_{CE} > 0$ V).

Les électrons, générés par l'absorption optique dans la couche de base et de collecteur, sont divisés en deux flux: quelques-uns vont se diriger vers l'émetteur, et la plupart vers le collecteur, en raison du champ électrique introduit par la tension V_{CE} . Par contre, la majorité des trous créés dans la base est déchargée (évacuée) par le contact de base. Certains trous peuvent rester dans la base ou peuvent traverser la barrière de potentielle BC et/ou BE, pour atteindre le collecteur et/ou l'émetteur, mais cet effet est mineur et généralement négligé.

Les électrons générés dans l'émetteur circulent vers le contact émetteur. Les trous générés dans la zone de charge d'espace se déplacent vers la base et le contact de base. La même chose s'applique au collecteur. Ainsi, les trous générés dans l'émetteur et principalement dans le collecteur contribuent au photocourant primaire et donc au courant de base s'écoulant vers le contact de base, comme montré sur le schéma de la Figure 4-7. En outre, les électrons photogénérés par le substrat Si à proximité du sous-collecteur dans la zone de charge d'espace induite par la jonction Substrat-Sous-Collecteur, sont injectés dans la couche de collecteur et atteignent le contact du collecteur (donc contribuent au photocourant du collecteur). Les trous de substrat s'écoulent vers le contact du substrat (et donc ne contribuent pas au photocourant primaire ni au photocourant du collecteur). Par conséquent, le courant mesuré au contact de base est exempt du courant du substrat, ce qui explique la différence de niveau entre le courant de base et le courant de collecteur observé en mode photodiode sur la courbe de Gummel de la Figure 4-2.

Le photocourant collecté par le contact de base ou le photocourant primaire, est exprimé à partir du schéma par l'équation suivante:

$$I_{Ph-prim} = I_{b-ph} + I_{be-ph} + I_{bc-ph} \quad (IV.5)$$

Où I_{b-ph} est le photocourant créé par la couche de base (plus précisément la ZCE BE), I_{bc-ph} est celui venant du collecteur et I_{be-ph} le photocourant crée par l'émetteur. Le courant de base observé sur le contact de la base dans le cas d'éclairement du phototransistor, en mode photodiode sera donc :

$$I_{B-ecl} = I_{Ph-prim} + I_{b-obs} \quad (IV.6)$$

Avec I_{b-obs} est le courant en obscurité mesuré au contact de base dans le fonctionnement en mode phototransistor. Puisque la très grande partie des trous photogénérés atteignent le contact de la base, alors le photocourant primaire peut être extrait aisément à partir des mesures selon cette même équation.

En mode photodiode, la jonction base-émetteur étant désactivée, les électrons photogénérés du photocourant primaire ne peuvent s'écouler que vers le collecteur, et par conséquent, le courant primaire dû aux trous est égal à celui dû aux électrons ($I_{Ph-Prim} = (I_{C-ecl} - I_{sub-opt})$) sachant que I_{be-ph} est négligeable à cause de la barrière de potentiel BE). Ceci est remarqué dans les phototransistors comme InGaAs/InP, comme on va le voir dans la section suivante. Cependant, dans notre PTH SiGe/Si, le courant de collecteur à faible V_{BE} (I_{C-ecl}) est largement supérieur au courant de base (à cause du terme $I_{sub-opt}$), comme il est clair sur les courbes de Gummel de la Figure 4-2. Ceci est dû au photocourant parasite généré dans le substrat comme indiqué sur le schéma. Le courant de collecteur I_{C-ecl} lorsque le PTH est éclairé est donc :

$$I_{C-ecl} = I_{Ph} + I_{C-opt} + I_{sub-opt} + I_{C-obs} = I_{Prim} + I_{sub-opt} + I_{C-obs} \quad (IV.7)$$

Avec bien évidemment, I_{C-obs} est le courant de collecteur dans les conditions d'obscurité. $I_{sub-opt}$ est le photocourant du substrat et I_{C-opt} le photocourant généré dans la couche du collecteur et collecté par le contact collecteur.

En mode phototransistor :

En mode phototransistor, la jonction base-émetteur est polarisée en direct pour activer l'effet transistor. Le courant électrique traversant la base est injecté dans l'émetteur, du fait de la réduction de la barrière de potentiel qui empêche la diffusion des électrons de l'émetteur vers le collecteur. Par conséquent, un courant de collecteur apparaît égal au courant de base

multiplié par le gain en courant β . Ceci est le fonctionnement classique des transistors qui est schématisé sur la Figure 4-8 par les flèches en rouge. Une partie du photocourant qui est généré dans la structure en raison de l'absorption de la puissance optique incidente, subit le même phénomène d'amplification électrique, comme indiqué sur la Figure 4-8.

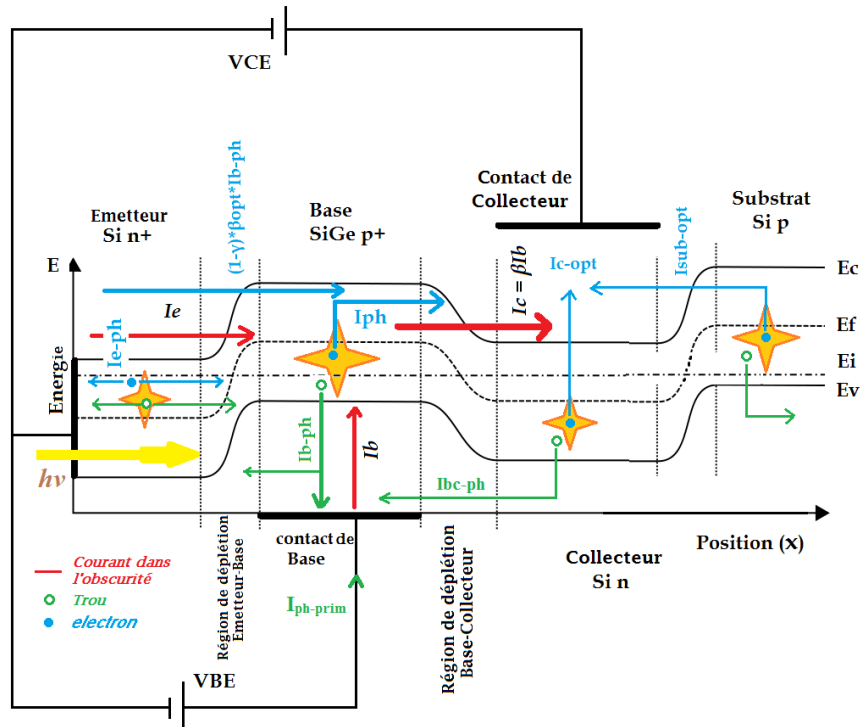


Figure 4-8 : Distribution des photocourants générés dans la structure du PTH polarisé pour fonctionner en mode phototransistor.

Les trous photogénérés dans l'émetteur sont séparés en deux : les uns diffusent vers le contact de l'émetteur, et les autres sont injectés dans la région de base en raison du phénomène de diffusion et de la proximité du champ électrique qui règne dans la zone de charge d'espace base-émetteur. Quant aux électrons photogénérés, ils se répartissent également vers le contact émetteur et vers la région de base. Comme dans le mode photodiode, certains trous photogénérés dans la base sont ainsi collectés par le contact de base, générant le courant de base sous éclaircissement I_{B-ecl} . Cependant, il y a une importante quantité de trous photogénérés qui sont injectés dans l'émetteur et ne se dirigent pas vers le contact de base, à cause de la réduction de la barrière d'énergie. Ceci crée l'effet transistor pour le photocourant, à cause de l'injection des électrons vers la base pour compenser ou neutraliser les trous accumulés sur la jonction BE. Le photocourant observé sur la base devient ainsi :

$$I_{Ph-prim} = \gamma_{bb} I_{b-ph} + I_{be-ph} + I_{bc-ph} \quad (IV.8)$$

Avec $(1-\gamma_{bb}) \cdot I_{b-ph}$ est la fraction du photocourant I_{b-ph} généré par la base, qui s'écoule de la région de base vers l'émetteur, c'est-à-dire la portion qui active l'effet transistor et $\gamma \cdot I_{b-ph}$ est la fraction qui atteint le contact de la base. γ_{bb} est donc l'efficacité d'injection « optique » de l'émetteur, qui est le rapport du photocourant mesuré au contact de base au photocourant primaire généré dans le PTH.

$$\gamma_{bb} = \frac{I_{Ph-prim}}{I_{b-ph}} \quad (IV.9)$$

C'est un paramètre important qu'il faut prendre en compte dans l'élaboration de la partie optique du modèle du PTH. Enfin pour le courant total de collecteur dans le cas d'éclairage du PTH on aura :

$$I_{C-ecl} = I_{Ph} + I_{C-opt} + I_{Sub-opt} + I_{C-obs} + (1 - \gamma_{bb})\beta_{opt}I_{b-ph} \quad (IV.10)$$

Dans ce cas on peut définir le gain optique du phototransistor β_{opt} , qui est bien différent du gain en courant β , puisque il est défini comme étant le rapport entre le photocourant amplifié (collecté par le collecteur sans le photocourant du substrat) et le photocourant circulant de la base vers l'émetteur, c'est-à-dire la fraction responsable de l'activation de l'effet transistor.

4.2.3 Effets du substrat sur la responsivité.

Pour confirmer l'existence de l'effet de la photodiode parasite du substrat, une modélisation physique Hydrodynamique du Drift-Diffusion du phototransistor SiGe/Si a été effectuée par [IV.5], en utilisant le logiciel commercial COMSOL. La simulation est réalisée sans tenir compte de la photodiode du substrat. Les dimensions et les niveaux de dopage de la structure du phototransistor sont définis en se basant sur des données de la technologie SiGe bipolaire de Telefunken SARL. On rappelle ici les données les plus pertinentes, à savoir : La taille de l'ouverture optique du phototransistor de $10 \times 10 \mu m^2$. Le profil de la couche mince de la base de 100nm, est abrupte de SiGe et avec une teneur en Ge de 22%. La base est fortement dopée P à $3 \cdot 10^{19} cm^{-3}$. Le collecteur a 400 nm d'épaisseur et est faiblement dopé N. Une couche Si n+ de 120 nm est utilisée pour former la région de l'émetteur.

La Figure 4-9 montre la comparaison des courbes de Gummel issues des mesures et de la modélisation physique du PTH sur COMSOL. Les courbes du modèle physique suivent le même comportement que celles prévues par l'expérimentation, et ce pour les courants de base et de collecteur. La forme d'encoche du courant de base apparaît également dans le modèle même si elle est décalée un peu vers la gauche par rapport à celle expérimentale

correspondant à l'inversion de signe. Cela pourrait être lié aux valeurs approximatives prises en simulation pour les niveaux de dopage et les dimensions des couches du phototransistor par rapport au phototransistor réel testé.

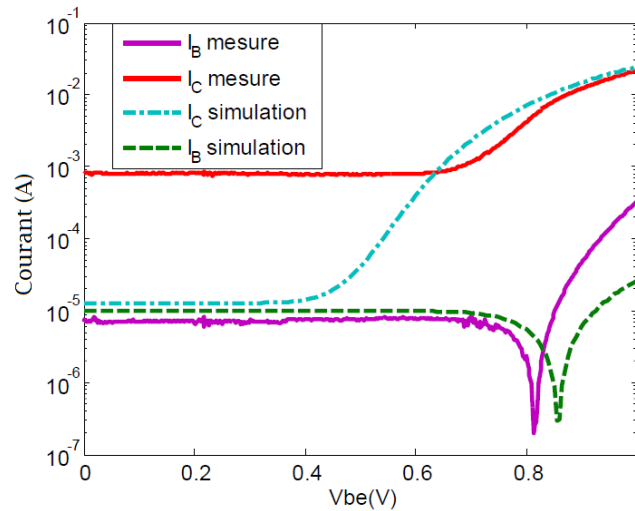


Figure 4-9 : Comparaison des simulations physique sans substrat et mesures de la courbe de Gummel éclairée du PTH 10SQxEBC ($V_{BC} = 0V$, $P_{opt} = 2,28mW$).

La région de cette courbe la plus intéressante se situe à faible tension V_{BE} , dans laquelle le phototransistor n'amplifie pas le courant. On constate que les courants I_B et I_C simulés sont de même ordre de grandeur, la différence observée est due au courant de l'émetteur. Lorsque nous comparons le courant de collecteur mesuré avec sa valeur simulée à V_{BE} faible, nous déduisons facilement que la différence entre le photocourant mesuré au niveau du collecteur et celui au niveau du contact de base est un photocourant supplémentaire introduit par la photodiode de substrat (qui n'est pas simulée ici). En raison de la présence inévitable de ce courant, le comportement physique général du transistor est modifié, et il faut en tenir compte dans la modélisation du PTH.

Le photocourant du substrat est défini comme étant la différence entre le photocourant généré dans le collecteur et mesuré en mode photodiode ($I_{C_ecl} - I_{C_obs}$) et le photocourant de base généré par les trous ($|I_{B_ecl}| - I_{B_obs}$) mesuré en mode photodiode. Le photocourant de substrat comprend donc, le photocourant généré par la photodiode formée par le sous-collecteur n+ et le substrat Si de type P sous la région active, en plus du substrat extrinsèque à côté et sous la fenêtre optique, comme le montre la Figure 4-10.

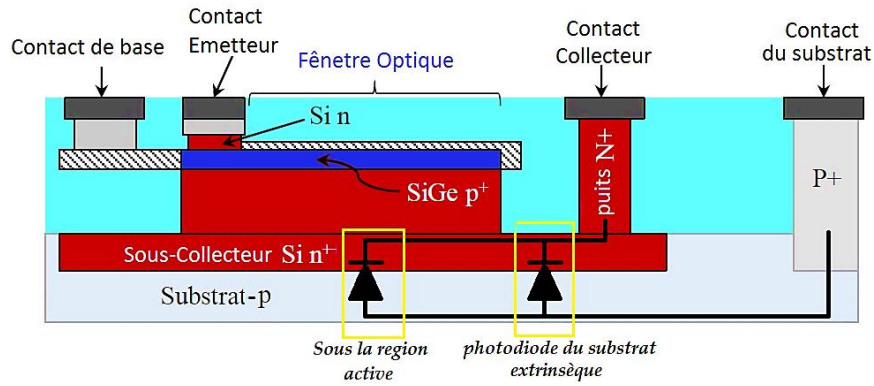


Figure 4-10 : Schéma simplifié de la structure du PTH montrant la photodiode du substrat extrinsèque et celle sous la fenêtre optique.

Par conséquent, le courant photodéecté par le substrat peut être isolé en utilisant seulement les courants mesurés sur la base et le collecteur en mode photodiode, dans le cas éclairé et non-éclairé comme suit :

$$I_{sub-opt} = (I_{C-ecl} - I_{C-obs}) - (|I_{B-ecl}| - I_{B-obs}) \quad (IV.11)$$

La carte topologique donnée sur la Figure 4-11, du photocourant du substrat par rapport à la position de la sonde optique est déduite en utilisant les données des cartes sur la Figure 4-6 et l'équation IV.11. On constate qu'il y a deux pics principaux (atteignant un maximum de 600 μA) en dehors de la fenêtre optique près des contacts de la base et du collecteur (comme marqué sur la Figure 4-11). Par contre, un photocourant substrat très faible (de à peu près 250 μA) est obtenu au centre de la structure.

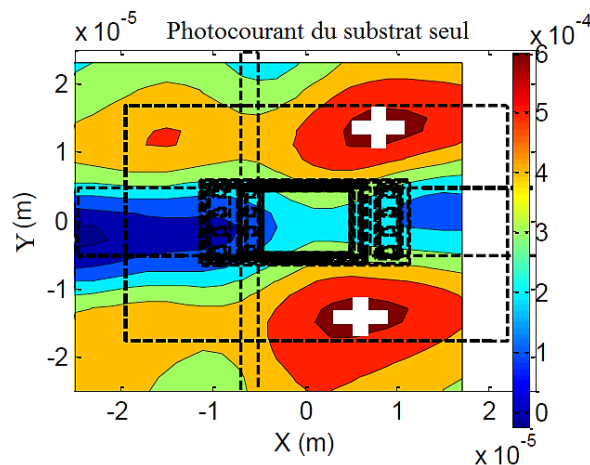


Figure 4-11 : Distribution du photocourant de la photodiode parasite du substrat en mode PTH ($V_{CE} = 3 \text{ V}$, $V_{BE} = 0,86 \text{ V}$ et $P_{opt} = 2,28 \text{ mW}$).

Ceci est logique puisque sous la fenêtre optique la lumière doit traverser chacune des couches (émetteur-base-collecteur) où elle est majoritairement absorbée avant d'atteindre le

substrat. En dehors de cette fenêtre, le faisceau optique passe seulement à travers le sous collecteur N++ et rejoint la couche de substrat Si de type P.

4.2.4 Modélisation optique statique.

Les différentes sources de photocourant dans la structure du PTH, étant identifiées, on peut compléter le modèle électrique développé (Figure 3-56) pour tenir compte des effets de l'absorption optique. Ceci est réalisé en y ajoutant cinq sources de photocourant quatre sur les jonctions BC et BE, de chacune des deux parties du modèle (active et étendue) et une sur la jonction substrat-collecteur (contenant la photodiode extrinsèque et celle sous la fenêtre optique). La Figure 4-12, montre le schéma électrique équivalent de notre modèle final du PTH.

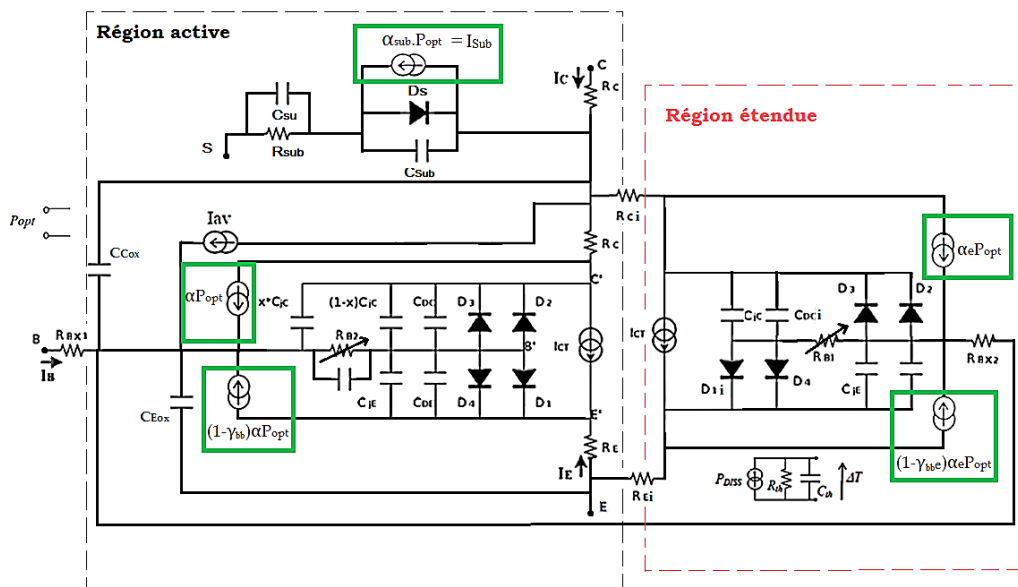


Figure 4-12 : Schéma du modèle final du phototransistor 10SQxEBC en tenant compte des effets de l'absorption optique : 5 sources de photocourant sont ajoutées au modèle électrique développé.

Cinq générateurs de photocourant ont été intégrés, pour répartir l'effet de photodétection dans l'ensemble de la structure. La validité de cette distribution des sources de photocourant dans le modèle de phototransistor a été déjà montrée dans [IV.6]. L'expression du photocourant collecté au contact de collecteur du PTH est rappelée ici :

$$I_{C_{opt}} = \beta_{opt}(1 - \gamma_{bb})I_{Ph} + I_{Ph} + I_{Sub} \quad (IV.12)$$

Le photocourant I_{Sub} est celui généré par la photodiode parasite du substrat, à l'aide du générateur de courant placé entre le contact du substrat et du collecteur interne (Figure 4-12). Le photocourant I_{Ph} est le photocourant principal généré par l'absorption de la puissance optique dans la jonction BC avec une faible contribution dans la jonction BE et dans le

collecteur. Ce photocourant est distribué entre la région active et étendue (comme on l'a vu dans la cartographie du photocourant sur la Figure 4-6). Enfin l'amplification de ce photocourant par le PTH est assurée par l'injection d'une partie du photocourant principal vers l'émetteur. Activant ainsi l'effet transistor pour cette contribution supplémentaire au courant total de trous venant de la polarisation électrique du PTH (courant de base dans l'obscurité). Ceci est exprimé par la quantité $\beta_{opt}(1-\gamma_{BB})I_{Ph}$.

L'originalité de notre solution est que l'effet du phototransistor ou de l'amplification optique est obtenu d'une façon naturelle en injectant le photocourant des trous dans la base, qui est amplifié par la suite électriquement par le gain en courant statique du phototransistor. Ce qui n'est pas le cas de plusieurs modèles développés dans la littérature, où un paramètre de modèle supplémentaire est utilisé pour qualifier l'amplification optique, rendant le modèle découplé entre fonctionnement purement électrique et optique. De plus, notre modèle opère qu'elle que soit le type de la polarisation appliquée sur le PTH (en courant ou en tension), ce qui rend notre modèle très complet et adapté à la conception des circuits opto-microonde.

La caractéristique de sortie du PTH éclairé a été simulée en utilisant notre modèle, les résultats obtenus sont ceux présentés sur la Figure 4-13. Un très bon accord a été obtenu entre simulation et mesures. Néanmoins, on retrouve une erreur plus élevée identique au modèle électrique pur vers la région d'avalanche et pour les faibles courants I_B , ceci est dû aux limitations de notre modèle pour cette zone de fonctionnement, comme déjà discuté dans la modélisation de la partie électrique.

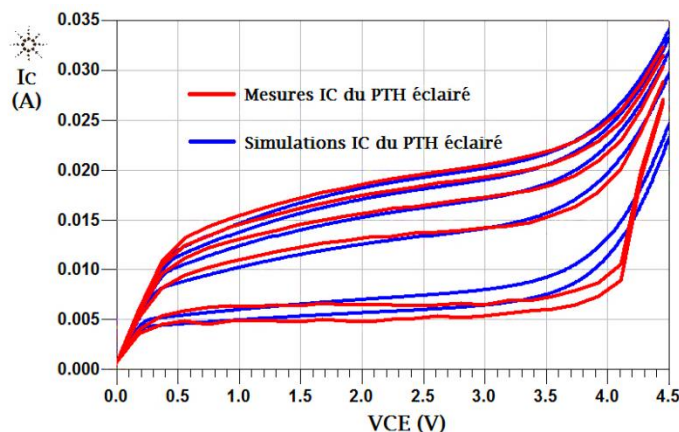


Figure 4-13 : Comparaison des résultats de simulation de notre modèle de la caractéristique de la sortie du PTH éclairé par une puissance optique de 2,38 mW, avec les mesures.

Les résultats de la simulation des courbes de Gummel du PTH éclairé sont présentés sur la Figure 4-14. Les simulations sont en excellent accord avec les mesures. En effet, on obtient la même forme d'encoche et le même point d'inversion du courant I_B et les mêmes

comportements pour les modes photodiode et phototransistor pour le courant I_B comme au courant I_C . Ceci prouve que l'approche développée est correcte et reflète réellement la nature distribuée du photocourant, l'injection du photocourant vers l'émetteur déclenchant l'effet transistor, ainsi que la contribution de la photodiode parasite du substrat.

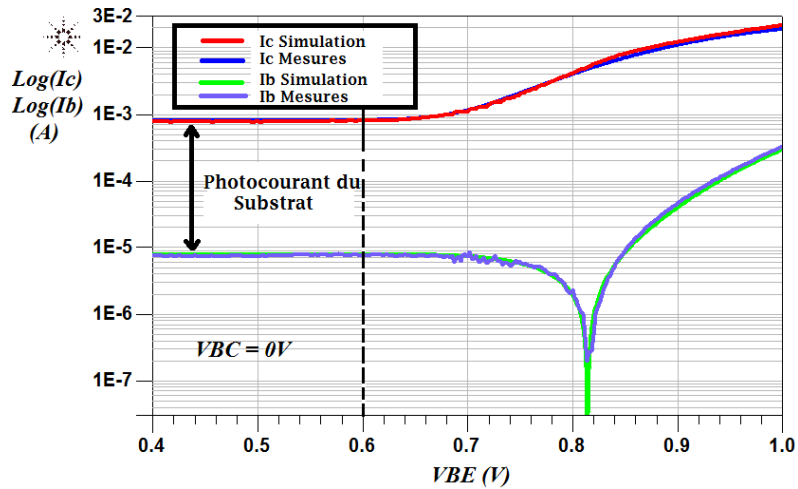


Figure 4-14: Résultats de simulation du modèle final comparés aux mesures pour les courbes de Gummel sous éclairage ($P_{opt} = 2,28\text{mW}$).

Des simulations de la responsivité DC en fonction de la polarisation du PTH sont données dans les Figures 4-15 et 4-16. Pour la responsivité en fonction du courant I_C on constate qu'on a bien modélisé la partie des faibles polarisations ou une bonne concordance est obtenue avec les mesures. Néanmoins, pour les forts courant I_C une déviation maximale de 2% est observée, encore une fois ceci est la conséquence de la limitation de notre modèle électrique vers la zone d'avalanche (I_C élevé). Ceci reste acceptable puisque la marge d'erreur est relativement faible dans une zone qui n'est généralement pas exploitée dans la majorité des applications opto-microonde.

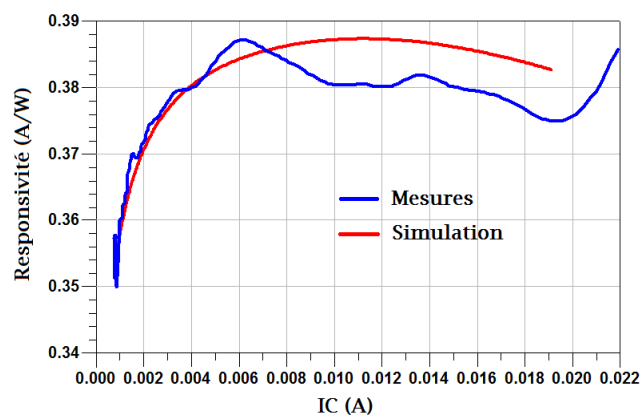


Figure 4-15 : Simulation de la responsivité DC du modèle en comparaison avec celle mesurée en fonction du courant I_C , $V_{CB} = 0V$.

La Figure 4-16 montre la responsivité DC en fonction de la polarisation V_{BE} , comme nous pouvons le voir on a obtenu de bonnes simulations. La responsivité en mode photodiode est bien modélisée comme en mode phototransistor, les mêmes pentes et courbures ont été retrouvées. Les ondulations obtenues sur les mesures sont dus aux erreurs de mesures ainsi qu'au processus d'extraction de ce paramètre. Une petite différence persiste encore entre simulation et mesures vers la zone de forte injection ($V_{BE} > 0,85$ V).

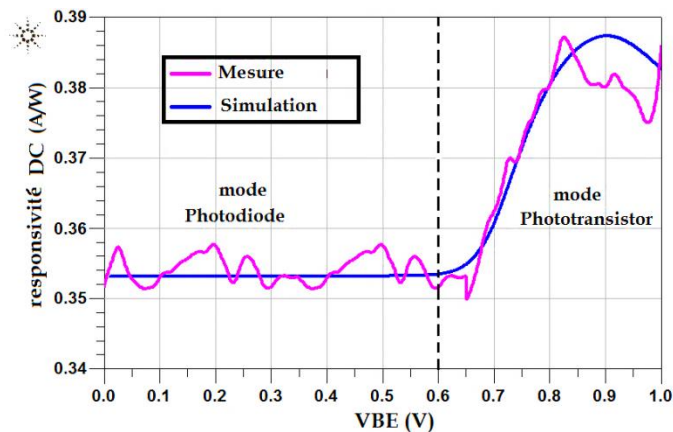


Figure 4-16 : Responsivité DC de notre modèle en comparaison de celle mesurée en fonction de la tension d'entrée V_{BE} , $V_{CB} = 0V$.

Les bons résultats de simulations obtenus par notre modèle pour la partie optique statique, permet de valider l'approche utilisée pour modéliser le PTH. Le Tableau 4-1, résume les valeurs des paramètres obtenues des éléments modélisant le comportement optique.

Tableau 4-1 : Valeurs des paramètres du modèle optique statique de notre modèle de PTH.

Paramètre	Symbole	Région active	Partie étendue
Responsivité	α_{ph} (A/W)	0,0018	0,0043
Efficacité d'injection optique de la base	γ_{bb}	0,55	0,57
Responsivité du substrat	α_{ph-SUB} (A/W)	0,347	

4.3 Modèle opto-microonde du PTH

Cette partie se focalise sur la présentation, l'extraction et la modélisation des caractéristiques décrivant le comportement dynamique optique qu'on appelle opto-microondes. Ces caractéristiques sont déduites à partir des paramètres S, mais cette fois-ci en ajoutant un troisième accès considéré comme l'entrée optique du phototransistor. Ces caractéristiques, définies dans le chapitre I, sont : le gain opto-microonde en mode photodiode (PD) et en mode phototransistor (PTH), la fréquence de coupure optique et la fréquence de transition optique. La réponse fréquentielle de chaque source de photocourant dans le PTH, comme la photodiode du substrat sera déterminée. Puis l'expression de la variation des

capacités de jonction et du temps de transit en fonction de la puissance optique absorbée seront déduites. Ces éléments une fois modélisés vont nous permettre de retrouver le comportement cherché du modèle du phototransistor à travers les caractéristiques opto-microondes.

4.3.1 Paramètres S et Gain opto-microondes

Les paramètres S opto-microondes sont une extension dans le domaine opto-microondes des paramètres de diffusion tels que définis dans le domaine hyperfréquence [IV.7] [IV.8]. Nous pouvons donc considérer un phototransistor comme étant un composant à 3 ports, dont les accès sont étiquetés 1, 2 et 3, où 1 représente l'accès de base, 2 est l'accès optique et 3 est l'accès du collecteur, comme le montre la Figure 4-17.

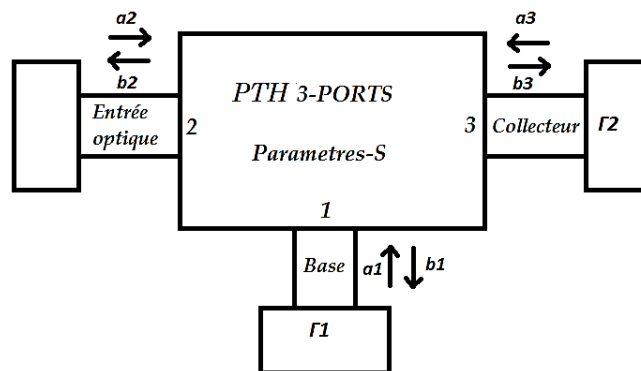


Figure 4-17 : Représentation tri-port d'un phototransistor où l'accès 2 est l'entrée optique.

L'extension de la modélisation du PTH repose sur l'ajout du port optique comme un 3^{ème} port électrique qui a une impédance de 50Ω à l'entrée. Pour cette entrée optique, a_2 et b_2 sont les ondes incidente et réfléchie équivalentes représentant l'enveloppe de la puissance optique au niveau du port. Le phototransistor ne génère pas d'onde lumineuse et ne reflète pas la puissance détectée, donc b_2 est fixé à 0. De même il n'y a aucune influence des ports 1 et 3 sur le port 2, donc les paramètres S suivants sont nuls : $S_{22} = S_{21} = S_{23} = 0$.

L'entrée optique est modélisée par un générateur de courant délivrant dans une résistance $R_0 = 50 \Omega$ un courant I_{opt} . Ce courant entrant dans le phototransistor représente la puissance optique injectée dans la fenêtre optique, il a la même amplitude que la puissance optique modulée d'éclairement, permettant ainsi de modéliser le signal optique d'une façon électrique. On peut considérer que le signal a été détecté par une photodiode virtuelle de responsivité $1A/W$ avant de pénétrer dans le phototransistor. L'information de l'amplitude, de la phase et de la puissance des ondes peut être transposée à l'information du courant [IV.7] [IV.8]. Cette

approche est l'origine de la définition du gain en puissance opto-microonde et la définition du facteur de bruit opto-microondes [IV.8]. Ce courant est exprimé donc par :

$$I_{opt} = P_{opt}\alpha_a \quad (IV.13)$$

Avec $\alpha_a = 1 \text{ A/W}$, coefficient permettant de respecter l'homogénéité de l'équation.

Numériquement et puisqu'on opte pour une simulation par une grandeur électrique équivalente dans le logiciel ADS, on peut définir une équivalence $I_{opt} = P_{opt}$. Cette équivalence revient à dire que l'on travaille sur l'enveloppe de la puissance optique comme si elle était détectée par une photodiode ayant une responsivité de 1 A/W .

Le Gain opto-microonde comme défini dans [IV.7] [IV.8] [IV.9], et montré par l'équation suivante, représente le rapport de la puissance de la sortie du PTH (P_{S-PTH}), sur la puissance de la sortie (P_{S-PD-R}) d'une photodiode de référence possédant une responsivité de 1 A/W , chargée par une impédance de 50Ω .

$$G_{OM} = \left. \frac{P_{S-PTH}}{P_{S-PD-R}} \right|_{50\Omega} \quad (IV.14)$$

Sachant, que la charge de la sortie est R_0 on peut écrire :

$$G_{OM} = \frac{\frac{1}{2} R_0 I_C^2}{\frac{1}{2} R_0 P_{opt}^2} = R_{PTH}^2 \quad (IV.15)$$

On constate que le gain opto-microonde est le carré de la responsivité, ou la responsivité en dB ($G_{OM|dB} = R_{PTH|dB}$) ce qui simplifie beaucoup sa manipulation après. On peut également extraire un autre paramètre qui peut être déduit de ce dernier. Le Gain optique G_{opt} . Il est défini comme étant la différence entre le G_{OM-PTH} (en dB) du PTH en fonction de la fréquence en mode phototransistor et celui en mode photodiode G_{OM-PD} (en dB) à basse fréquence, tous mesurés sous conditions de charge de 50Ω . Il représente l'amélioration du gain en courant entre les modes de fonctionnement PTH et PD (gain interne du phototransistor grâce à son effet d'amplification). De même les autres caractéristiques dynamiques tels que la fréquence de transition optique f_{T-opt} , et la fréquence de coupure optique $f_{-3dB,OM}$, peuvent être extraites. La modélisation de l'ensemble des performances du domaine opto-microonde se résume donc à la modélisation du Gain OM qui contient toutes les informations nécessaires.

4.3.2 Caractérisation Opto-microonde, Calibration et De-embedding.

Le banc d'essai mis en place, est schématisé sur la Figure 4-18, est utilisé pour mesurer les performances opto-microondes des PTH éclairés par-dessus, ceci est réalisé en mesurant les paramètres S du tri-port.

Le port 1 de l'analyseur de réseau vectoriel (VNA) qui est considéré comme l'entrée optique, module directement une diode laser (VCSEL) de 10 Gb/s à 850 nm, de *Philips ULM photonics* [IV.10]. Le signal optique modulé directement est connecté à un diviseur optique 90/10. La sortie à 10% du coupleur est surveillée en permanence pour s'assurer que le système est bien connecté. De plus, elle est également utilisée pour calculer la puissance optique qui est injectée dans la sonde optique. La sortie à 90% du coupleur est injectée dans une fibre à lentille focalisée placée verticalement au-dessus de la fenêtre optique du PTH pour l'éclairage.

La sonde optique est montée sur un nano-positionneur de façon à avoir des mouvements très précis sur les trois axes et à optimiser le rapport de couplage optique au PTH. Avec l'aide d'un miroir incliné de 45°, nous pouvons observer et contrôler la hauteur de la sonde optique au-dessus de la fenêtre optique du PTH par un microscope. La sonde optique a une fibre à lentille supposée générer un faisceau optique à profil gaussien de diamètre de 28 μm . La base du PTH est connectée à une sonde GSG. La base est alors polarisée à l'aide d'un *bias tee* (Té de polarisation) avec une charge 50 Ω attachée à l'entrée RF du Té de polarisation. Le port 2 du VNA qui représente la sortie du composant, est lié à l'accès collecteur du PTH pour polariser le transistor et collecter le signal de sortie. Le VNA utilisé pour l'expérience est un *VNA 8753ES* de 40 GHz de bande passante, et il est connecté à un analyseur de paramètres de semi-conducteurs *Agilent B1500*.

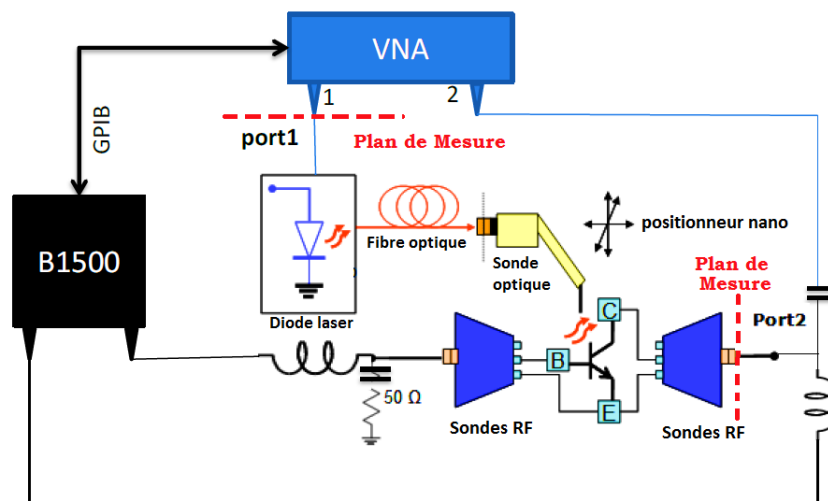


Figure 4-18 : Schéma du banc de mesure pour la caractérisation opto-microondes.

Ces appareils de mesure sont également pilotés via une liaison par câble standard GPIB, ce qui permet de synchroniser les mesures avec les déplacements du support de plaquettes du testeur sous pointes, puis de stocker les données de mesures sous le format de fichier informatique voulu.

Il est très important de noter qu'on mesure ici la liaison complète, qui est composée de la diode laser, de la fibre optique, des câbles et connecteurs électriques et enfin du phototransistor. Pour caractériser uniquement le PTH, il est nécessaire de surmonter les pertes et les déphasages introduits par cette liaison de test. Il est donc important de corriger mathématiquement les erreurs du comportement mesuré du composant sous test, afin de bien modéliser le composant seul et non la liaison complète mesurée. Pour cela, la mesure s'effectue en deux étapes, d'abord avec un photodétecteur de référence (pour isoler le comportement de la liaison seule), puis avec le phototransistor testé.

Techniques de calibration et d'épluchage optique.

Dans cette section on va démontrer comment extraire la caractéristique propre du composant sous test de la liaison complète de mesure. L'extraction des caractéristiques optiques du PTH à partir des mesures est une étape indispensable pour la modélisation de ce dernier. Ces mesures sont toujours affectées d'erreurs et de parasites nécessitant une calibration et une élimination de ces éléments indésirables. Puisqu'ici on s'intéresse au domaine optique, une calibration hybride (optique-électrique) est alors utilisée. La mise en œuvre de l'une des techniques d'extraction est connue sous le nom de la "matrice T" [IV.11].

Le problème avec ce type de calibrage est que la chaîne des éléments au port 1 d'entrée est compatible avec un câble coaxial du type K, tandis que le port 2 de sortie est sous la forme

d'une ligne d'accès coplanaire, uniquement compatible avec une sonde GSG. Il n'est donc pas possible d'utiliser une calibration conventionnelle SOLT, car les charges utilisées pour cette dernière (Open, Short, Load et Thru) ne peuvent pas être connectées aux deux ports simultanément. Ainsi, une technique de calibrage appropriée avec une technique d'épluchage précise et adaptée doit être mise en œuvre [IV.5].

Avant de commencer, il est nécessaire de définir les plans de mesures, comme montré sur la Figure 4-18, plans où sont connectés simultanément les ports d'entrée et de sortie de l'analyseur par des connecteurs de type K. Le composant testé est donc constitué du laser, de la fibre optique, du coupleur et la sonde optique, du phototransistor et de la sonde RF du port 2 du GSG.

La technique de la « matrice T » contient deux phases, dans la première étape, une calibration complète à 2 ports est effectuée à l'aide des normes de calibration SOLT en connecteur K (en utilisant les plans de références définis précédemment). À cette étape, le système est prêt à effectuer des mesures sur le DST. Dans la dernière étape, deux sondes GSG sont connectées en entrée et en sortie du DST et l'on effectue des mesures de court-circuit, circuit-ouvert, charge et ligne de transmission à l'aide du kit d'étalonnage des sonde GSG. Après cette étape, l'après traitement (*De-embedding*) est fait lui aussi en deux étapes. La première étape permet d'extraire les caractéristiques des sondes GSG et la deuxième étape d'extraire les paramètres du PTH.

Pour le processus de traitement et d'épluchage des données de mesures, on considère la liaison de mesure comme le montage de 4 réseaux cascades, comme indiqué dans la Figure 4-19, de sorte que nous pouvons caractériser chaque bloc indépendamment en utilisant les matrices de transfert T, nous définissons ainsi chaque bloc comme :

- Le bloc N°1 : Le câble RF et le connecteur du port 1, $[T_{Port1}]$.
- Le bloc N°2 : La diode laser, le coupleur, la sonde et la fibre optique, $[T_{opt}]$.
- Le bloc N°3 : Le phototransistor, $[T_{PTH}]$.
- Le bloc N°4 : Le câble et la sonde RF du GSG, le connecteur du port 2, $[T_{Port2}]$.

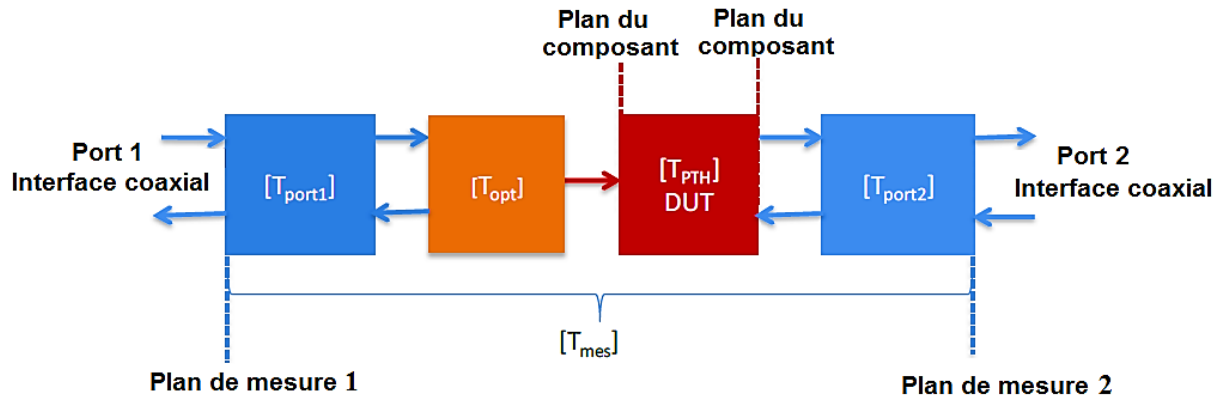


Figure 4-19 : Représentation matricielle du montage de test du phototransistor.

Par conséquent, la mesure de la liaison complète, donne la matrice T de l'ensemble du circuit cascades $[T_{mes}]$, qui est définie comme étant le produit des matrices T de chaque bloc :

$$[T_{mes}] = [T_{port1}][T_{opt}][T_{PTH}][T_{port2}] \quad (IV.16)$$

La première étape consiste à éliminer les erreurs électriques: la matrice d'erreur des plots d'accès RF électriques peut être déterminée en utilisant les données mesurées dans l'étape de la calibration SOLT. On rappelle que les techniques d'étalonnage sont décrites dans [IV.11] [IV.12]. Ainsi, en utilisant de telles techniques, les matrices d'erreur électrique du port 1 et du port 2 peuvent être déterminées indépendamment ($[S_{port1}]$ et $[S_{port2}]$). On convertit ensuite ces paramètres S en matrices T , car il est plus facile pour les calculs qui suivent. Une fois que nous connaissons l'erreur introduite par les câbles RF et les blocs GSG, nous pouvons extraire les paramètres opto-microondes $[T]$ qui comprennent l'ensemble des composants optiques (sondes optique, laser, coupleur optique et le PTH), par l'équation suivante:

$$[T] = [T_{opt}][T_{PTH}] = [T_{port1}]^{-1}[T_{mes}][T_{port2}]^{-1} \quad (IV.17)$$

Au port 1, il n'y a pas d'erreur électrique introduite dans la chaîne de mesure, car l'étalonnage K-SOLT se fait à l'entrée du laser (Figure 4-18). Par conséquent, la matrice $[T_{port1}]$ est la matrice unité, ce qui simplifie le processus d'extraction.

Il reste à retirer la matrice $[T]$ de l'ensemble des éléments optiques d'éclairage (laser, coupleur optique et pertes dans la fibre optique). Pour cela pour caractériser le comportement de la liaison optique, une photodiode de référence multimode (modèle 1414-50) est utilisée en réception au lieu du PTH [IV.13].

Cette photodiode a une réponse linéaire et plate en amplitude et en phase jusqu'à la fréquence de 25 GHz, puisqu'elle est optimisée pour les applications dans le domaine fréquentiel. Cette information simplifiera l'extraction de la réponse fréquentielle du laser car il

a une fréquence de coupure de 12 GHz à -3 dB [IV.14]. Par conséquent, le PTH est remplacé par cette photodiode et nous effectuons la même mesure sur la nouvelle liaison. Connaissant la réponse de la PD à partir du datasheet du composant, et en éliminant les erreurs électriques des ports d'accès, la réponse de la liaison optique peut être extraite simplement par la relation suivante :

$$[T_{opt+PD}] = [T_{opt}][T_{PD}] = [T_{port1}]^{-1}[T_{mes-PD}][T_{port2}]^{-1} \quad (IV.18)$$

Où la matrice $[T_{PD}]$ correspond à la réponse de la PD qui a remplacé le PTH. $[T_{opt+PD}]$ est la réponse de la chaîne de mesure optique complète contenant la PD. $[T_{opt}]$ est la matrice recherchée, elle contient la réponse de la chaîne optique seule, sans le composant de réception à tester. Enfin, $[T_{mes-PD}]$ est la matrice mesurée de la chaîne complète de mesure (électrique + optique) utilisant la PD. $[T_{PD}]$ étant connue $[T_{opt}]$ est obtenu facilement par :

$$[T_{opt}] = [T_{opt+PD}][T_{PD}]^{-1} \quad (IV.19)$$

Enfin la réponse du phototransistor qu'on cherche à modéliser est extraite par :

$$[T_{PTH}] = [T][T_{opt}]^{-1} \quad (IV.20)$$

Les paramètres S opto-microondes et donc le gain opto-microonde sont mesurés en utilisant la configuration du banc de test décrite au début de cette section. La Figure 4-20 montre un exemple de résultat de mesure du gain opto-microondes (G_{OM}) du PTH $10 \mu\text{m} \times 10 \mu\text{m}$ en fonction de la fréquence, et pour les deux modes de fonctionnement PD et PTH. Tous les effets parasites sont éliminés par la procédure de de-embedding. Les mesures sont réalisées dans la gamme de fréquence [50 MHz, 20 GHz].

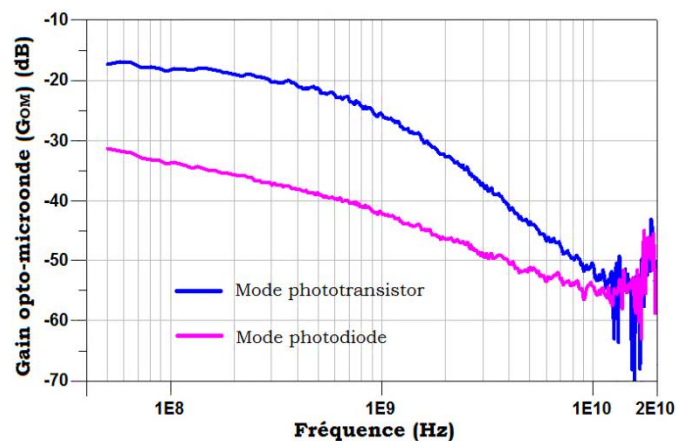


Figure 4-20 : Gain Opto-microonde G_{OM} du phototransistor 10SQxEBC en mode phototransistor ($V_{CE} = 2 \text{ V}$, $V_{BE} = 0,857 \text{ V}$), et en mode photodiode ($V_{BE} = 0 \text{ V}$), $P_{opt} = 2,38 \text{ mW}$.

Les résultats de mesures montrent que pour une polarisation de $V_{BE} = 0$ V et une tension de collecteur 2 V (c'est-à-dire en mode PD), on observe un G_{OM} de -32 dB à 50 MHz contre une valeur G_{OM} maximale de -17 dB à 50 MHz pour une tension de base de 0,857 V et de 2 V pour la tension du collecteur (c'est-à-dire en mode PTH), pour notre phototransistor 10SQxEBC. Ce qui donne un gain optique G_{opt} de 15 dB à 50 MHz. La fréquence de coupure optique peut être estimée à 400 MHz.

4.3.3 Impact de la photodiode du substrat sur le comportement Opto-microonde.

D'après les résultats de mesure du gain opto-microonde présentés sur la Figure 4-20, on remarque que pour les fréquences inférieures à 3 GHz, la pente de la courbe G_{OM} en mode PD du PTH est plus raide, qu'il n'y a aucun plateau marquant le comportement basses fréquences. De plus, elle décroît d'une façon quasi-linéaire (échelle semi-logarithmique) par une pente de près de 10 dB/décade, qui est caractéristique comme on va le voir, du photocourant de substrat.

La Figure 4-21 montre les résultats expérimentaux du scan de la responsivité basse fréquence du PTH en mode photodiode. On remarque que la responsivité est maximale dans le substrat et non pas au niveau de la fenêtre optique du PTH. Ces résultats permettent également de sélectionner la position optimale pour isoler la réponse optique du substrat de la réponse intrinsèque, et ainsi de mieux modéliser le comportement opto-microonde de chaque contribution de la structure du PTH. Par la suite la position choisie pour la photodiode du substrat est ($X = 5 \mu\text{m}$, $Y = 15 \mu\text{m}$) où la réponse est maximale.

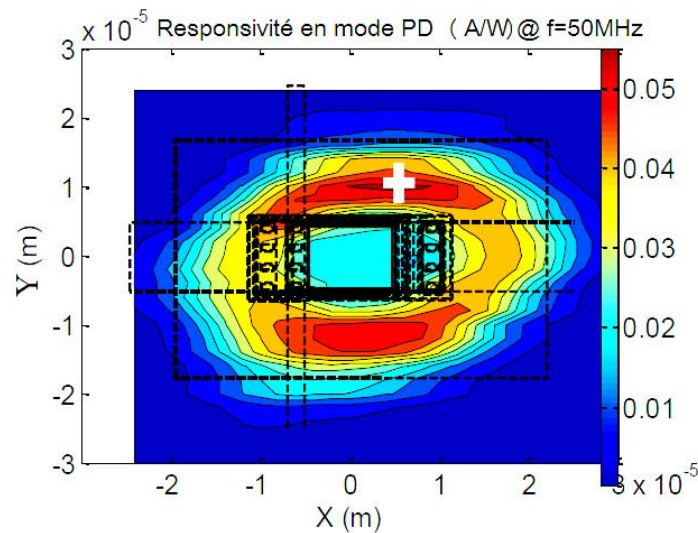


Figure 4-21 : Cartographie de la responsivité en mode PD ($V_{BE} = 0$ V, $V_{CE} = 3$ V) du PTH 10SQxEBC : la réponse du substrat est la plus élevée pour ($x = 5$ μm , $y = 15$ μm).

Les caractéristiques intrinsèques du PTH sont liées au comportement des porteurs en excès dans les régions émetteur, base et collecteur comme décrit précédemment dans la partie statique. Ils peuvent cependant être éclipsés par la photodiode de substrat créée par le sous-collecteur n++ et le substrat de type p à certaines positions données. Il est alors important de séparer les deux contributions, aussi bien en terme de réponse fréquentielle qu'en terme d'intensité.

La réponse en fréquence de ces différentes contributions est influencée par l'intensité de la lumière atteignant chaque couche de la structure, et la distance parcourue par les porteurs de charges photogénérés pour atteindre les contacts métalliques. De même, la réponse fréquentielle de la photodiode du substrat dépend également de la profondeur de pénétration de la lumière dans la structure et de la position latérale de la sonde optique pour éclairer le composant.

Le courant de substrat peut être considéré comme étant la somme de contributions individuelles de chaque profondeur de pénétration spécifique dans la structure. Par exemple l'amplitude et la vitesse du photocourant généré sur la surface au-dessus sont différentes de celles obtenues en dessous à l'intérieur du PTH. Cette différence est liée au nombre de photons atteignant la profondeur spécifique et aussi à la distance que les porteurs doivent parcourir pour atteindre les contacts métalliques. Par conséquent, chacune de ces contributions individuelles devient plus petite en amplitude et plus lente lorsque la profondeur augmente. Cet effet est distribué verticalement le long de la structure (Figure 4-22 (a)). On peut donc tracer leur responsivité (ou gain OM en dB) respective comme montré sur la Figure 4-22 (b). Chacune d'elles en théorie a une pente typique de 20 dB/décade. La combinaison de

celle-ci fournit une pente qui dépend de la loi de variation de l'absorption et de la fréquence de coupure en fonction de la profondeur. Il est également considéré comme lié uniquement à la distance de pénétration au plan de la jonction sous-collecteur/substrat où l'absorption est maximale, puis il peut être transposé à tous les autres points de la structure du PTH.

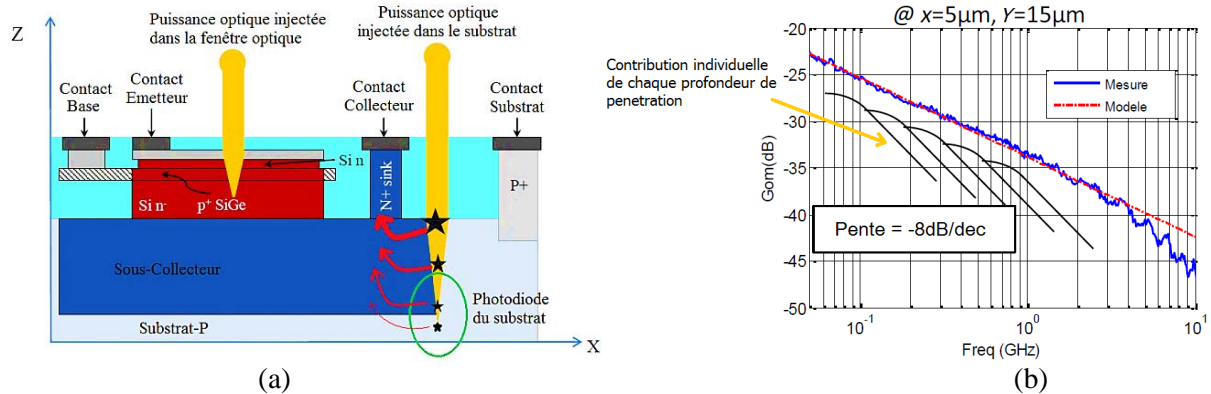


Figure 4-22 : a) Les différentes contributions du photocourant du substrat en fonction de la profondeur où la lumière est absorbée, b) Réponse fréquentielle de la photodiode du substrat en comparaison avec la droite de pente de -8 dB/déc.

Nous déterminons la réponse en fréquence du substrat en pointant la sonde optique sur le substrat pour éclairer la photodiode du substrat extrinsèque (Figure 4-22 (a)) à la position $X = 5 \mu m$ et $Y = 15 \mu m$ (Figure 4-21). Ensuite, la réponse du substrat basse fréquence est calculée à la position donnée en soustrayant la responsivité Opto-microonde complète mesurée de la responsivité statique. La réponse fréquentielle du substrat seule ainsi obtenue est celle de la Figure 4-22 (b). Comme prévu, la responsivité a une pente de -8 dB/déc., qu'on a modélisée en utilisant la fonction de transfert suivante :

$$R_{Sub}(f) = \frac{R_{Sub_BF}}{\left(1 + j f / f_0\right)^\alpha} \quad (IV.21)$$

Où $f_0 = 50$ MHz est la fréquence pour laquelle la responsivité basse fréquence est définie. Le paramètre α est l'ordre du filtre ou de la fonction de transfert, dans notre cas pour obtenir la pente de -8 dB/déc. recherchée α doit prendre la valeur de 0,4.

La simulation de cette fonction décrite par la droite tracée en pointillé rouge sur la Figure 4-22 (b), correspond bien à la réponse en fréquence du substrat mesurée. Cette comparaison permet donc de valider la réponse propre de la photodiode de substrat.

4.3.4 Modélisation du comportement Opto-microonde du PTH.

Pour modéliser le comportement opto-microonde il faut donc trouver la réponse fréquentielle de chaque source de photocourants dans la structure, comme on l'a montré pour la partie statique optique. La responsivité OM de la photodiode du substrat a été déjà modélisée, il ne reste plus qu'à modéliser la réponse en fréquence du photocourant intrinsèque et l'impact de l'éclairage du PTH sur le temps de transit et les capacités de jonction. C'est ce qui va être abordé par la suite.

Impact de la puissance optique absorbée sur les paramètres dynamiques du composant

L'extraction des capacités de jonction et du temps de transit du composant en cas d'illumination, est importante pour observer l'impact de la lumière sur les paramètres dynamiques internes du PTH. La méthode d'extraction de ces grandeurs est celle employée pour les extraire dans la partie dynamique électrique, c'est-à-dire à partir des paramètres H du phototransistor mais ici en cas d'éclairage.

L'évolution du temps de transit direct global τ_{OM} en fonction de $1/I_C$ sous les conditions d'éclairage du PTH, est présenté sur la Figure 4-23. Ce temps est mis en comparaison avec le temps de transit global purement électrique du PTH 10SQxEBC. Ceci nous permet d'observer l'effet de l'absorption optique sur ce paramètre.

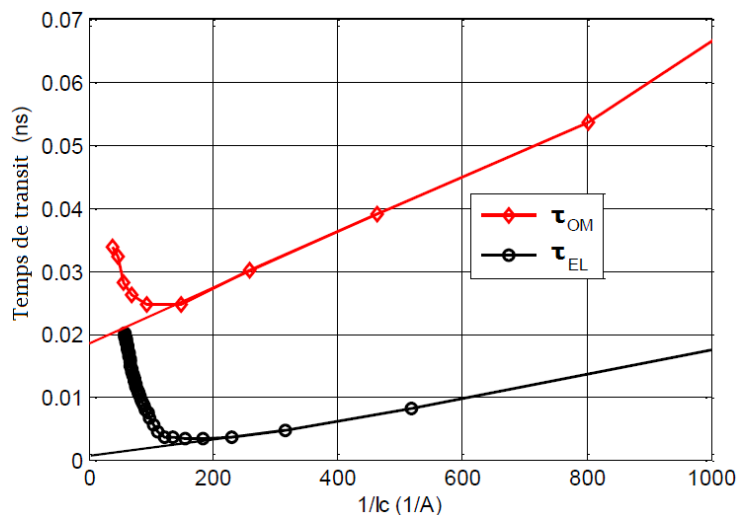


Figure 4-23 : Temps de transit global direct du PTH 10SQxEBC, dans le cas d'éclairage par une puissance optique de 2,38 mW et sous obscurité.

En observant les résultats donnés sur la Figure 4-23, on constate qu'effectivement la fréquence de transition optique f_{T-opt} , est beaucoup plus faible que la fréquence de transition électrique f_T . Cela s'explique par l'ajout d'autres termes capacitifs et de temps de transit qui

sont liés au mécanisme de photodétection. Les termes qui interviennent dans le comportement électrique dynamique restent inchangés. Ainsi, il est possible de développer une expression simple pour la fréquence de transition optique f_{T-opt} en tenant compte les effets optique, comme suit:

$$f_{T-opt} = \frac{1}{2\pi\tau_{EC-opt}} = \frac{1}{2\pi \left[(C_{EC} + C_{EC-opt}) \frac{kT}{qI_C} + \tau_F + \tau_{F-opt} \right]} \quad (IV.22)$$

Où, τ_F est le temps de transit électrique direct de l'émetteur vers le collecteur, la capacité C_{EC} est la capacité de jonction électrique (sans effet de lumière) de la jonction base-émetteur. τ_{F-opt} est l'augmentation optique du temps de transit direct de l'émetteur vers le collecteur, il reflète le temps de transit supplémentaire, principalement en raison des mouvements sur des chemins verticaux et/ou latéraux des porteurs de charges photogénérés, qui est sont plus long que ceux du mouvement purement électrique. Ces trajets sont longs puisque les porteurs sont créés dans la fenêtre optique qui est plus éloignée de la partie active du PTH. Ce terme est donc dû à des effets d'éclairage optique, et il peut être exprimé en fonction des temps de transit de base, d'émetteur et de collecteur comme suit :

$$\tau_{F-opt}(P_{opt}) = (R_c + R_e) \cdot C_{BC-opt}(P_{opt}) + \tau_{b-opt}(P_{opt}) + \tau_{e-opt}(P_{opt}) + \tau_{bc-opt}(P_{opt}) \quad (IV.23)$$

C_{EC-opt} est l'augmentation de la capacité de la jonction base-émetteur et de la base-collecteur due à l'éclairage optique. Ceci peut être expliqué par l'augmentation de la surface équivalente des capacités de jonctions et/ou de la largeur de la zone de déplétion, par la modulation de la ZCE de chaque jonction par les porteurs de charges photogénérés. Cette augmentation peut être exprimée simplement par :

$$C_{EC-opt}(P_{opt}) = C_{BE-opt}(P_{opt}) + C_{BC-opt}(P_{opt}) \quad (IV.24)$$

A partir de ces résultats, on peut extraire les termes du temps de transit et de la capacité de transition opto-microonde. La valeur de la capacité opto-microonde C_{EC-OM} est déduite par la pente de l'asymptote de la courbe de τ_{OM} , pour les valeurs de $1/I_C$ élevées. L'interception avec l'axe des ordonnées y de cette droite donne la valeur du temps de transit opto-microonde τ_{EC-OM} . Les effets optiques associés à la photodétection peuvent être séparés facilement des termes opto-microondes mesurés comme suit:

$$\begin{cases} C_{EC-OM} = C_{EC} + C_{EC-opt} \\ \tau_{EC-OM} = \tau_F + \tau_{F-opt} \end{cases} \quad (IV.25)$$

Ainsi, il est possible de soustraire le temps de transit électrique τ_F et la capacité de jonction électrique C_{EC} présentée dans la partie dynamique électrique, des valeurs mesurées

des termes opto-microondes mesurés, pour obtenir les termes du temps de transit direct purement optique τ_{F_opt} et de la capacité de jonction purement optique C_{EC_opt} . Les résultats de cette extraction en fonction de la puissance optique injectée sont ceux présentés sur le tableau suivant :

Tableau 4-2 : La capacité entre l'émetteur et le collecteur et le temps de transit à différentes puissances optique.

Puissance optique (mW)	Opto-microonde		Purement optique	
	C_{EC_OM} (pF)	τ_{EC_OM} (ps)	C_{EC_opt} (pF)	τ_{EC_opt} (ps)
2,38	2,657	31,2	1,859	29,7
1,14	4,480	44,4	3,682	42,9
0,83	5,350	53,6	4,552	52,1

Sur le Tableau 4-2 on observe que les termes du temps de transit « optique » augmentent avec la diminution de la puissance optique. La même remarque s'applique sur les termes de la capacité de jonction « optique ». Cette augmentation est due à l'augmentation de la densité des porteurs photogénérés, qui a un impact sur la dérive/diffusion des trous photogénérés pour atteindre la région de base pour l'amplification, et sur l'extension de la capacité équivalente vue par les électrons injectés par l'émetteur par effet phototransistor. C'est-à-dire que plus la densité des porteurs est élevée plus les porteurs ont une facilité ou une fluidité de parcourir la structure du PTH, et plus la densité est élevée plus la largeur de la ZCE augmente ce qui réduit la valeur de l'augmentation optique de la capacité de transition.

Les courbes de f_{T_opt} (ou temps de transit) en fonction de la puissance optique injectée sur la Figure 4-24, ont des pentes différentes à faible courant I_C pour différents niveaux de puissance optique injectée. Ceci confirme l'hypothèse de l'existence d'une capacité de jonction supplémentaire au niveau de la photodiode du substrat, et qui dépend du niveau de puissance optique injectée. Pour une puissance optique injectée de 2,38 mW, la pente de f_{T_opt} est plus raide que celle à une puissance optique inférieure. La raison possible pourrait être que le niveau élevé de la puissance optique contribue localement à l'élargissement de la région de déplétion de différentes jonctions et surtout de la photodiode du substrat, réduisant ainsi la valeur des capacités (effet d'auto-polarisation). Le même raisonnement s'applique sur les puissances optiques de 0,83 mW et 1,14 mW, où la pente f_{T_opt} à 1,14 mW est plus raide que celle à 0,83 mW. Ce qui renforce l'explication donnée. La valeur maximale de f_{T_opt} (pour les courants entre $I_C = 6$ mA et 12 mA) augmente avec la puissance optique. Cela s'explique par la présence de nombreux trajets pour les porteurs photogénérés, dont ceux venant du substrat

à 0,83 mW et 1,14 mW, ces trajets sont lents comparés aux trajets d'une puissance optique de 2,38 mW.

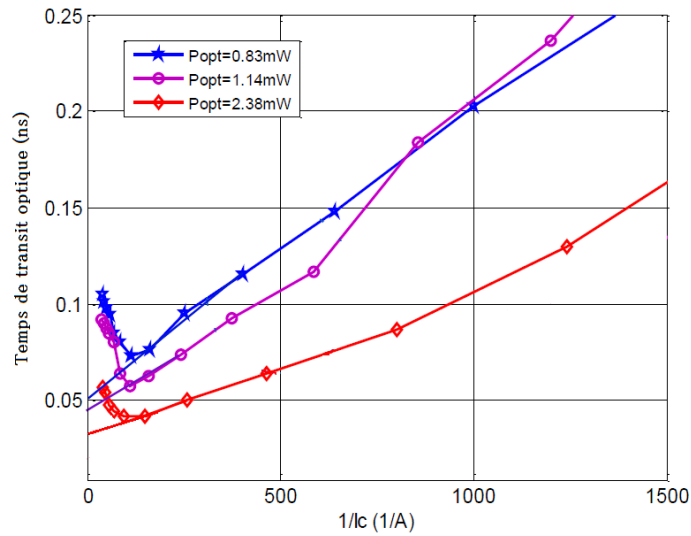


Figure 4-24: Temps de transit global optique du PTH 10x10 μm^2 en fonction de $1/I_c$ pour trois différents niveaux de puissances optiques.

La variation du temps de transit et des capacités de jonctions dont celle du substrat en fonction de la puissance optique, est prise en compte dans notre modèle en modifiant les modèles des capacités de jonction fonction de la puissance optique injectée. Le paramètre du temps de transit est aussi modifié en ajoutant la dépendance en puissance optique. La réponse en fréquence de la responsivité du substrat a été implémentée selon le modèle précédent, et la responsivité dynamique intrinsèque du PTH est prise en compte par une réponse en fréquences d'ordre adéquat à la source de photocourant. Ce qui complète notre modèle pour le domaine optique dynamique. Il reste à vérifier les performances de notre modèle en simulant les caractéristiques opto-microondes, selon le montage donné sur la Figure 4-25.

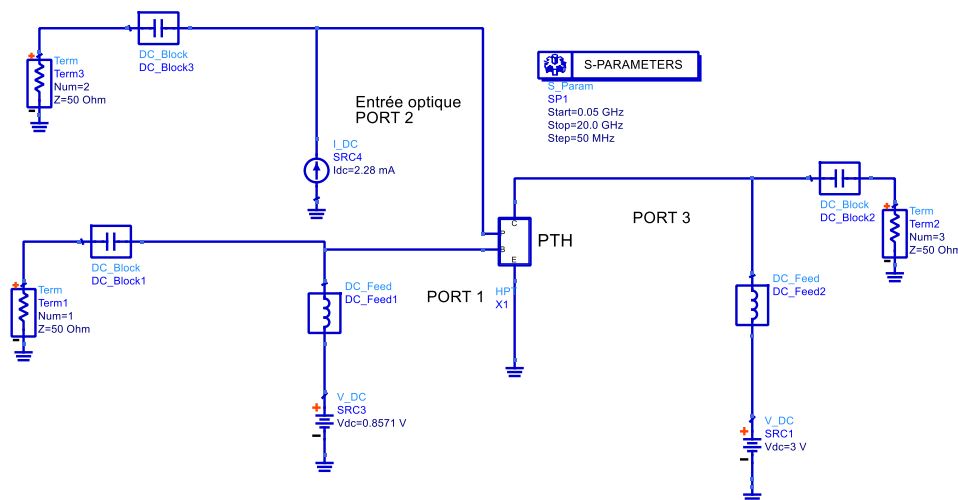


Figure 4-25 : Montage de la simulation opto-microonde des paramètres S.

Comme on a déjà mentionné, la caractéristique la plus importante du phototransistor dans le domaine optique dynamique, est le Gain opto-microonde G_{OM} en mode photodiode et en mode phototransistor. Donc si on arrive à bien modéliser ce paramètre toutes les autres caractéristiques se découlent naturellement, puisque elles sont déduites de ce dernier. La simulation du G_{OM} en mode photodiode en comparaison avec les mesures effectuées sur le PTH 10SQxEBC sous la polarisation ($V_{BE} = 0$ V, $V_{CE} = 2$ V) et dans la plage de fréquences [50 MHz - 20 GHz] sont représentées sur la Figure 4-26.

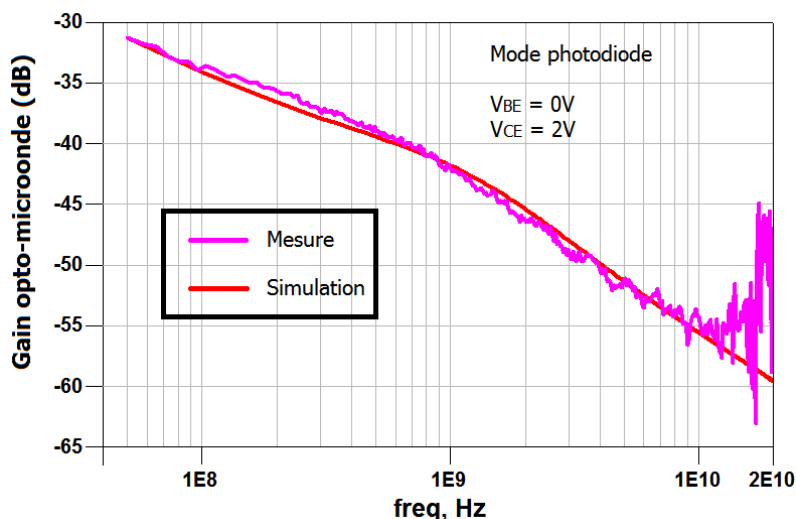


Figure 4-26 : Simulation du Gain opto-microonde en comparaison avec les mesures en mode photodiode, $P_{opt} = 2,38$ mW.

Les résultats de la simulation sont en très bon accord avec les mesures, ce qui confirme notre démarche pour la modélisation optique dynamique. La même concordance est obtenue pour la modélisation du G_{OM} en mode phototransistor ($V_{BE} = 0,857$ V, $V_{CE} = 3$ V), qui est montré sur la Figure 4-27. Pour cette caractéristique on remarque qu'on a trois pentes différentes ; la première (zone 1), la plus faible (≈ -8 dB/déc.) est dans les basses fréquences [50 MHz - 1 GHz], cette pente est bien évidemment celle due à la réponse de la photodiode du substrat où elle est plus dominante. La deuxième (zone 2), plus raide (≈ -20 dB/déc.) au milieu [1 GHz - 10 GHz] est la réponse de la responsivité intrinsèque du PTH. La dernière (zone 3) est celle encore du substrat où la réponse intrinsèque du PTH devient négligeable et seule la réponse du substrat persiste vers les hautes fréquences, à cause de sa proximité du contact du collecteur.

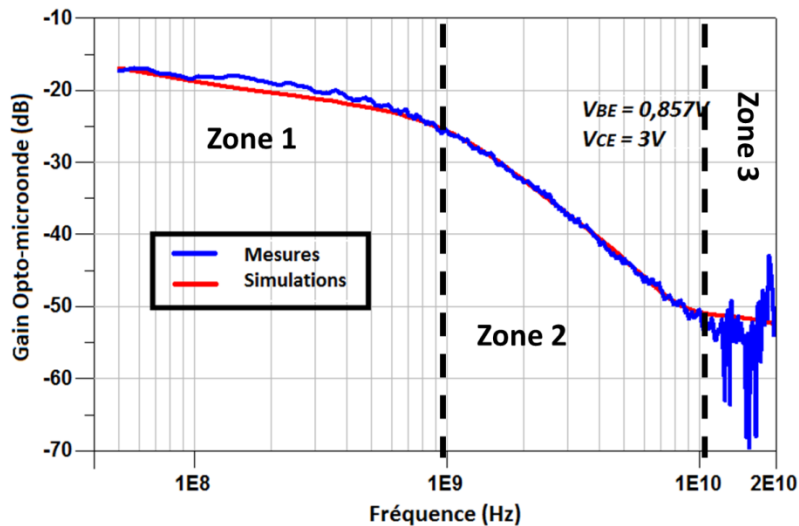


Figure 4-27 : Comparaison de la simulation du Gain opto-microonde par notre modèle avec les mesures en mode phototransistor, $P_{opt} = 2,38$ mW.

L'ensemble des paramètres du modèle de la partie opto-microonde sont ceux présentés dans le Tableau 4-3. On constate que la réponse optique dynamique de la partie intrinsèque dans la région active est plus rapide, ceci est logique puisque cette région est plus proche des contacts de base et d'émetteur, permettant l'apparition du photocourant amplifié plus tôt que celui venant du centre de la fenêtre optique. D'où la constante du temps plus longue comparée à celle de la partie active.

Tableau 4-3 : Valeurs des paramètres du modèle opto-microonde de notre modèle de PTH.

Paramètre		Symbole	Région active	Partie étendue
La réponse intrinsèque	Ordre du filtre	n_{int}	3	1,67
	La constante du temps	$\tau_{int}(s)$	$1,93 \cdot 10^{-11}$	$1,17 \cdot 10^{-10}$
La réponse du substrat	Ordre du filtre	n_{sub}	0,46	--
	La constante du temps	$\tau_{sub}(s)$	$2,5 \cdot 10^{-8}$	--

Les valeurs des paramètres de la réponse de la photodiode du substrat sont modifiées de ceux obtenues dans la section 4.3.2, où le problème est traité. Cette modification ($n_{sub} : 0,4 \rightarrow 0,46$ et $\tau_{sub} : 2 \cdot 10^{-8}(s) \rightarrow 2,5 \cdot 10^{-8}(s)$) était nécessaire pour bien faire correspondre les simulations aux mesures dans la phase d'optimisation. De plus, on remarque que cette réponse est la plus lente ce qui se justifie par la localisation éloignée de la photodiode parasite des contacts du PTH.

Pour conclure, une comparaison entre simulations et mesures du gain opto-microonde est réalisée pour deux points de polarisation différents (Figure 4-28). On voit bien que les résultats restent cohérents avec la mesure. La comparaison avec d'autres niveaux de la puissance optique n'est pas envisageable puisqu'on ne dispose pas de mesures nécessaires.

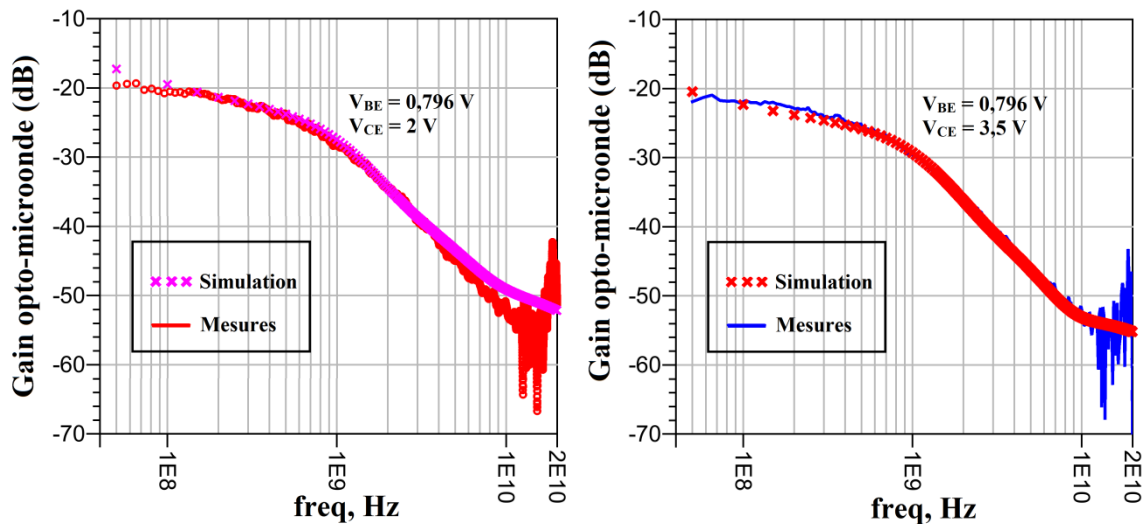


Figure 4-28 : Simulation du Gain opto-microonde en comparaison avec les mesures pour deux points de polarisation différents, $P_{opt} = 2,38$ mW.

4.4 Modélisation du bruit interne dans le phototransistor

Le bruit dans les composants semi-conducteurs, est un facteur très important de la qualité d'un dispositif, particulièrement en réception. C'est un paramètre complexe qui dépend de nombreux facteurs, comme le type du composant (matériaux), le processus de fabrication, et les conditions de fonctionnement.

Le bruit étant défini comme des fluctuations aléatoires et spontanées autour du courant et de la tension, il est très présent dans tous les composants semi-conducteurs. Il est généralement dû soit à des fluctuations de concentration de porteurs, soit à des fluctuations de la vitesse des porteurs de charges. Le bruit peut être classifié en trois catégories :

- Le bruit thermique : Il s'agit du bruit lié à l'agitation thermique des électrons.
- Le bruit de grenaille, ou *shot noise* : Il est créé lors du passage d'une barrière de potentiel par les électrons. Il est dû à la nature quantique des porteurs de charges et a été découvert par Schottky.
- Le bruit basse fréquence (BF), ou bruit en $1/f$: Ce bruit est généralement causé par les défauts d'états de surface et les défauts volumiques.

Le bruit électrique présente donc une figure de mérite importante qui limite les performances en termes de bande passante. Etant un signal parasite présent sur les fréquences utiles d'application, le bruit est susceptible de venir perturber le bon fonctionnement des composants et des systèmes électroniques [IV.15]. Dans la suite on s'intéressera au développement d'un modèle équivalent large signal du bruit interne généré par notre

phototransistor. La conception et l'optimisation du facteur de bruit d'un circuit ou du bruit de phase des oscillateurs ne peuvent être réussies avec succès sans ajout de sources de bruit. Les origines physiques et leurs expressions analytiques sont largement décrites dans la littérature, on ne donnera par la suite qu'un rappel des résultats les plus importants et nécessaires pour développer le modèle du bruit de notre composant.

4.4.1 Sources de bruit dans les composants semi-conducteurs.

4.4.1.1 Bruit thermique

Le bruit thermique est une conséquence du mouvement brownien des porteurs de charge dans un matériau conducteur. En effet, Il s'agit d'un bruit blanc, provoqué par l'agitation thermique des porteurs de charge dans le réseau cristallin. A une température T donnée du réseau cristallin et dans des conditions d'équilibre, les porteurs de charge dans une région semiconducteur, telle qu'une résistance, possèdent une énergie thermique (c'est-à-dire cinétique). La diffusion avec les atomes du réseau conduit à un mouvement aléatoire. Cette agitation thermique provoque des collisions aléatoires et affecte ainsi les trajectoires des porteurs de charge [IV.16]. Ce mouvement aléatoire des porteurs dans les métaux a été identifié comme l'origine du bruit thermique par Johnson en 1928 [IV.17]. En même temps, Nyquist a fourni une dérivation théorique de la densité spectrale de puissance (DSP) du bruit thermique [IV.18]. La formulation générale de cette dernière est la suivante :

$$S_{thvR} = 4 \left[\frac{hf}{2} + \frac{hf}{\exp\left(\frac{hf}{KT}\right) - 1} \right] R \quad (\text{IV.26})$$

Cette formule générale inclut ce qu'on appelle le bruit quantique (à travers l'énergie électromagnétique hf). Le premier terme entre crochets de l'équation correspond à l'énergie du «point zéro» et semble être encore une question contentieuse dans la littérature. À des températures supérieures à 200 K, la fréquence minimale correspondante à laquelle hf est égal à kT est 4.2 THz, qui est une fréquence très éloignée des applications microondes. Par conséquent, pour des applications pratiques, $hf \ll kT$ et l'équation se réduit à la fameuse relation de la DSP du bruit thermique, qui est indépendante de la fréquence et du point de polarisation :

$$S_{thvR} = 4kTR \quad (\text{IV.27})$$

K : est la constante de Boltzmann, $1,38.10^{-23} \text{ JK}^{-1}$.

T : est la température absolue en Kelvin (K°), la quantité $4kT$ est donc égale à $1,61.10^{-20} \text{ V.C}$ à la température ambiante.

R : est la valeur de la résistance bruyante en Ohm (Ω).

La densité spectrale est le spectre en fréquence du bruit. On la qualifie de densité spectrale car on mesure l'énergie contenue dans une petite bande de fréquence Δf . Elle est exprimée en W.Hz^{-1} pour la puissance, en $\text{V.Hz}^{-1/2}$ pour la tension et en $\text{A.Hz}^{-1/2}$ pour le courant.

Dans la pratique on exprime le bruit en terme de quantité RMS (valeur efficace), qui est définie par l'intégrale de la densité spectrale sur la bande passante du circuit étudié. La densité spectrale d'un bruit blanc est constante jusqu'à approximativement 6 THz. Elle peut s'écrire de deux façons équivalentes, selon qu'on veut le mettre en série (tension) ou en parallèle (courant) avec l'élément générateur du bruit, elles sont données par les équations de Nyquist, selon le modèle de la Figure 4-29.

$$\overline{v_{th}^2} = 4kTR\Delta f \quad (\text{IV.28})$$

Ou :

$$\overline{i_{th}^2} = \frac{4kT\Delta f}{R} \quad (\text{IV.29})$$

Dans un dispositif bipolaire, cette composante de bruit est induite principalement par la jonction B/C [IV.19] on parle uniquement de densité spectrale relatives à la base et au collecteur.

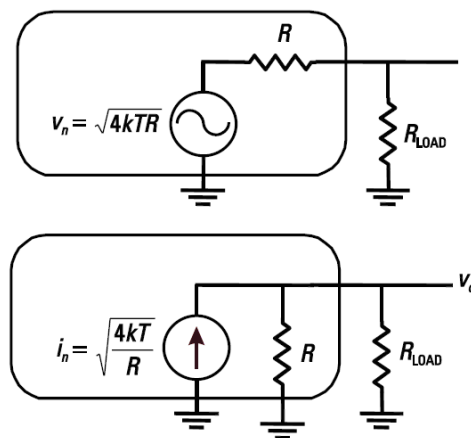


Figure 4-29 : Modélisation du bruit thermique d'une résistance R à l'aide de deux représentations : une par une source de tension, l'autre par une source de courant, pour une bande de 1Hz.

Le bruit thermique associé à une résistance est considéré comme le bruit minimum généré par le composant, il subsiste même en l'absence de champ électrique (pas de polarisation). De plus, il est utilisé pour déterminer indirectement la température du composant, la dispersion de la résistance de base et la qualité des connexions des contacts.

Bruit de grenaille (shot noise)

Le bruit thermique est toujours présent même si aucun courant ne circule dans le composant. En revanche, le bruit de grenaille (ou *shot noise*), est uniquement généré lorsqu'un flux de porteurs de charge traversent une barrière d'énergie selon les statistiques de ce processus. Dans les transistors, cela peut se produire à n'importe quelle jonction P-N. Par conséquent, un courant continu $I \neq 0A$ est toujours associé à une composante de bruit en raison de la nature statistique du courant et ne dépend que de la valeur moyenne de ce dernier. Ce bruit est inévitable dans tous les composants à jonctions.

En effet, le bruit de grenaille n'existe que lorsque le courant électrique est collecté sous la forme d'une quantité aléatoire dans le temps de « grains d'électricité » identiques et décorrélés. Ce type de bruit est associé à la structure discrète de l'électricité et à l'injection individuelle par l'intermédiaire de la jonction PN. Dans chaque jonction polarisée en direct, il existe une barrière de potentielle qui peut être surmontée par les porteurs à énergie thermique très élevée. Il s'agit d'un processus aléatoire et le courant de bruit (courant efficace de bruit) est donné par :

$$\overline{i_{sh}^2} = 2qI\Delta f \quad (IV.30)$$

q : est la charge de l'électron, $q = 1,6 \cdot 10^{-19}$ C.

I : est le courant direct traversant la jonction.

La densité spectrale du bruit de grenaille (shot noise) est une fonction uniquement du courant qui travers la jonction et il est indépendant de la température.

$$S_{shi} = 2qI \quad (IV.31)$$

Le bruit de grenaille doit être proportionnel au courant et tout écart par rapport à cette relation peut être exploité pour évaluer les résistances parasites de fuite. Il peut être utilisé également pour le diagnostic de photodiodes, de diodes Zener, de diodes à avalanche et de diodes Schottky.

Bruit de recombinaison-génération

Il s'agit d'un processus propre aux matériaux semi-conducteurs caractéristique de la qualité cristallographique du matériau. Il est lié à la présence d'un défaut (des pièges) dans le semi-conducteur qui se traduit par l'existence d'un niveau d'énergie, dont les fluctuations de l'occupation de ce niveau au cours du temps entraînent celle du nombre de porteurs libres du réseau. Trois processus peuvent être à l'origine de ces fluctuations :

- Une capture successive d'électrons de la bande de conduction et de trous de la bande de valence : ce défaut est appelé centre de recombinaison.
- Une émission successive d'électrons et de trous dans la bande de valence et de conduction: ce défaut est appelé centre de génération.
- Il s'agit cette fois de l'émission et de la capture alternative d'un même type de porteurs : ce défaut est appelé piège à électrons ou piège à trous.

Ce type de bruit est fonction de la température et des conditions de polarisation. La fonction de densité spectrale du bruit de génération-recombinaison est décrite par la relation suivante :

$$\frac{S_{G-R}(f)}{N^2} = \frac{(\overline{\Delta N})^2}{N^2} \frac{4\tau}{1 + (2\pi f \cdot \tau)^2} \quad (\text{IV.32})$$

$(\overline{\Delta N})^2$: est la variance du nombre de porteurs de charges N.

τ : est la durée de vie des porteurs de charges.

La densité spectrale est constante jusqu'à la fréquence $f_{G-R} = 1/(2\pi\tau)$, et au-delà elle diminue proportionnellement à $1/f^2$. Dans la pratique pour un processus de modélisation dans les simulateurs, la densité spectrale est modélisée par l'équation suivante :

$$S_{G-R}(f) = C_0 \frac{1}{1 + \left(\frac{f}{f_g}\right)^2} \quad (\text{IV.33})$$

La dépendance en courant du bruit de génération/recombinaison, également appelée bruit d'éclatement ou bruit de pop-corn [IV.20], est généralement reflétée par une équation de modélisation comme suit :

$$S_{G-R}(f) = K_B \frac{I^{AB}}{1 + \left(\frac{f}{FB}\right)^2} \quad (\text{IV.34})$$

Avec K_B , AB et FB se sont les paramètres du modèle.

La distribution spectrale du bruit de génération/recombinaison peut être utilisée pour étudier et localiser les différents centres de recombinaison/génération. Il s'agit donc d'une méthode alternative à la spectroscopie transitoire de niveau profond (DLTS), pour étudier les processus de génération-recombinaison dans les dispositifs semi-conducteurs.

Bruit en $1/f$ ou de scintillation

Du point de vue des applications de télécommunications, un niveau du bruit Basse Fréquence BF important est handicapant, il peut s'avérer majeur dans un grand nombre de fonctions électroniques qui nécessitent la présence d'un niveau continu (tels que les amplificateurs audio utilisés par exemple dans les récepteurs à zéro IF), ou qui nécessitent une très large bande passante à partir du continu (tels que les amplificateurs large bande pour les télécommunications à fibres optiques à haut débit). Il est ensuite essentiel pour toutes les applications où la stabilité de fonctionnement est très contraignante (telles que la génération de signaux de référence, dans les oscillateurs et en transposition de fréquences).

En raison du traitement basé sur Silicium, le bruit basse fréquence dans les HBTs SiGe est comparable à celui des BJTs Si, qui est généralement plus faible que dans les HBT composés III-V [IV.21]. Le bruit en $1/f$ ou de scintillement, qui domine aux basses fréquences est d'une grande importance, puisqu'il peut être converti en bruit de phase dans les oscillateurs RF, via les relations non linéaires I-V et C-V inhérentes au transistor. Il en résulte donc des bandes latérales de bruit sur la fréquence porteuse, ce qui limite fondamentalement la pureté spectrale. Le bruit basse-fréquence est également très important pour les récepteurs sans fil utilisant des architectures à fréquence nulle ou à très faible fréquence intermédiaire (IF).

La principale source de bruit $1/f$ dans le HBT SiGe est le courant de base, comme c'est le cas dans les BJTs Si typiques d'émetteurs polysilicium. Dans une représentation de circuit équivalente, ceci est décrit en utilisant une source de courant de bruit placée entre les nœuds de la base et de l'émetteur internes. On peut mesurer ce courant de bruit soit indirectement en mesurant la tension de bruit du collecteur soit directement en mesurant le courant de bruit de base.

Les origines physiques exactes du bruit $1/f$ ne sont pas bien comprises, tant les mécanismes précis impliqués dans ce type de bruit sont complexes. Une théorie populaire, proposée par McWhorter [IV.22], décrit le bruit en $1/f$ comme superposition du bruit individuel de génération-recombinaison (g-r). Chaque piège inter-facial génère du bruit g-r avec une densité spectrale de forme Lorentzienne. Pour les transistors bipolaires, le modèle

empirique de Hooge est plus adéquat. Dans ce modèle de bruit, Hooge utilise dans le transport des porteurs deux mécanismes de diffusion: la diffusion sur le réseau en silicium et la diffusion des impuretés. Il a supposé que seule la diffusion sur le réseau du cristal est la source du bruit $1/f$, alors que la diffusion sur les impuretés n'a aucun effet sur le niveau de bruit. Toutes les imperfections du réseau cristallin entraînent un bruit en $1/f$ élevé. L'expression de la densité spectrale du bruit $1/f$ selon le modèle Hooge est la suivante :

$$S_{1/f} = \frac{\alpha_H \cdot I_B^\alpha}{f^\gamma \cdot N} \quad (\text{IV.35})$$

α_H : est la constante de Hooge [IV.23], elle est généralement égale à $2 \cdot 10^{-3}$, mais peut aller jusqu'à $5 \cdot 10^{-6}$. C'est un paramètre lié aux fluctuations de nombre de porteurs, et aux fluctuations de la mobilité.

α et γ sont des constantes du matériau. α pour les HBT SiGe typiques est proche de 2, et varie légèrement avec le profil SiGe et le profil de dopage du collecteur (2 + 0,2). γ est compris entre 0,8 et 1,4 pour des fréquences allant de 1 Hz à 10 kHz.

N : est le nombre de porteurs de charges dans la région où le bruit est généré (N dépend donc des dimensions de cette région) et f la fréquence d'analyse.

Traditionnellement, la performance du bruit en $1/f$ se caractérise par la figure de mérite de la fréquence de coude (f_c), définie comme étant la fréquence à laquelle le bruit $1/f$ est égal au niveau du bruit de grenaille $2qI_B$. Cette égalité conduit à (dans le cas $\alpha = 2$ et $\gamma = 1$) :

$$f_c = \frac{\alpha_H \cdot I_B}{2q \cdot N} \quad (\text{IV.36})$$

Sa densité spectrale de bruit est globalement inversement proportionnelle à la fréquence de fonctionnement, dans la bande de fréquences d'observation; comme le montre la Figure 4-30, d'où sa dénomination de bruit en $1/f$.

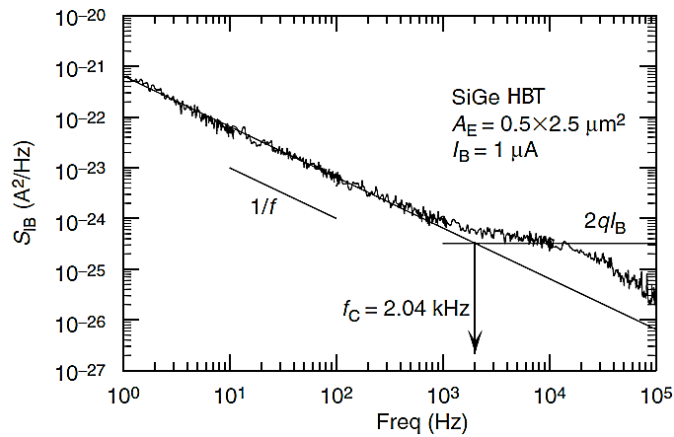


Figure 4-30 : Spectre du bruit à basse fréquence d'un HBT SiGe de taille très proche de notre PTH pour un courant I_B de $1 \mu\text{A}$, montrant la pente décroissante de cette densité dans les faibles fréquences [IV.24].

Le spectre du bruit de la Figure 4-30, montre clairement la composante en $1/f$ ainsi que le niveau de bruit de grenaille $2qI_B$. La fréquence de coude f_C est déterminée à partir de l'intersection de la composante $1/f$ et du niveau de bruit de grenaille $2qI_B$. Aux valeurs supérieures de I_B , le niveau du bruit de grenaille ne peut être observé directement pour diverses raisons. Dans ce cas la valeur $2qI_B$ calculée peut être utilisée pour déterminer f_C au lieu de celle mesurée.

La plupart des résultats de recherche concluent que ce bruit existe même pour des fréquences très basses jusqu'à 10^{-6} Hz (une période de plusieurs semaines). Ce bruit est parfois utilisé pour modéliser les fluctuations des paramètres de l'appareil avec le temps. De plus, Le bruit en $1/f$ augmente avec la miniaturisation des dimensions de l'appareil et, en tant que tel, devient un véritable problème pour les appareils fabriqués à l'échelle nanométrique.

Le bruit d'avalanche

Le bruit d'avalanche dans les dispositifs semi-conducteurs est associé aux jonctions polarisées en inverse. Pour les tensions élevées de jonction inverse, le courant de fuite peut être multiplié par le phénomène d'avalanche. Les porteurs dans ces jonctions gagnent des énergies dans un champ électrique élevé et ensuite ils entrent en collision avec le réseau cristallin. Si l'énergie acquise entre les collisions est assez grande, alors, pendant la collision, une autre paire de porteurs (électron et trou) peut être générée. Il s'agit d'un processus aléatoire et, évidemment, la source de bruit est associée à la génération par avalanche. L'intensité du bruit d'avalanche est généralement beaucoup plus grande que toute autre composante de bruit, mais uniquement pour une tension proche de la tension de claquage. Le phénomène d'avalanche est souvent utilisé pour construire les sources de bruit. La fonction de densité spectrale du bruit d'avalanche est généralement indépendante de la fréquence, et elle

est semblable à celle du bruit de grenaille multipliée par un facteur multiplicatif M compris entre 1 et 10:

$$S_{Ai} = 2MqI \quad (\text{IV.37})$$

Dans le cas où il y a dépendance en fréquence M n'est plus constante et elle est exprimée par :

$$M = \frac{1}{(2\pi f\tau)^2} \quad (\text{IV.38})$$

Avec τ la durée de vie des porteurs dans le matériau.

Le phénomène d'avalanche est dans la plupart des cas réversible. Par conséquent, les composants semi-conducteurs, soumis à ce phénomène retrouvent leurs propriétés de faible bruit une fois que ces dispositifs ne fonctionnent plus dans la région d'avalanche. Néanmoins, si les tensions appliquées sont très fortes, le composant peut être endommagé.

4.4.2 Modélisation du bruit dans le Phototransistor.

La Figure 4-31 présente le modèle de bruit du transistor bipolaire en configuration émetteur commun, qui constituera la base du modèle du bruit de notre phototransistor. Il présente l'avantage de localiser les sources de bruit internes à des emplacements où elles sont physiquement présentes. S_{nb} ou $\overline{i_{nb}^2}$ est une source de bruit en courant associée aux différentes composantes du bruit du courant de base du transistor. La source en courant S_{nc} ou $\overline{i_{nc}^2}$ est associée au courant du collecteur. Nous avons ensuite trois sources de bruit en courant associées aux parties résistives du composant, c'est-à-dire aux résistances d'accès. La densité spectrale de bruit S_{nRB} est associée aux fluctuations (bruit thermique) de la résistance distribuée de la base R_B , alors que les autres sont associées aux fluctuations de la résistance d'accès côté émetteur R_E et côté collecteur R_C .

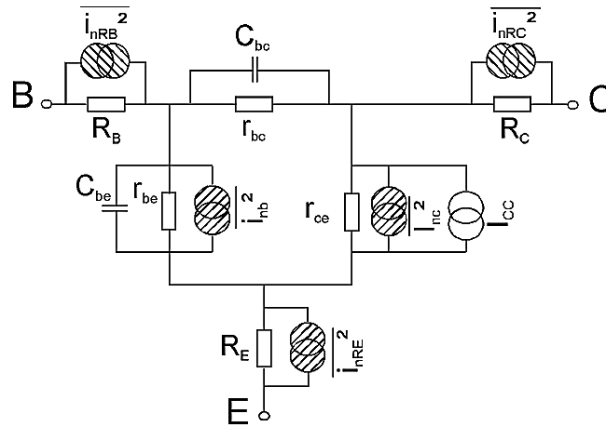


Figure 4-31 : Schéma électrique du modèle du bruit d'un transistor bipolaire.

Chaque résistance physique interne du modèle (R_E , R_{BX} , R_C , R_{BI}) est donc associée à sa source de bruit thermique à travers les sources de courant : $\overline{i_{nRB}^2}$, $\overline{i_{nRE}^2}$ et $\overline{i_{nRC}^2}$, qui sont montés en parallèle à ces résistances.

Dans la modélisation du bruit, les courants de base et du collecteur sont considérés comme indépendants (donc leurs bruits respectifs sont décorrelés). Ce qui présente une simplification acceptable pour les TBH SiGe et InP, puisque des études récentes ont montré que cette corrélation est négligeable [IV.25]. Mais, en réalité dans les modèles compacts qui existent aujourd'hui il faut prendre en compte la corrélation de ces deux sources (comme dans le modèle HICUM). Le bruit total associé au courant I_B dans le transistor est décrit alors par une source de bruit en parallèle à la jonction Base-Emetteur. Cela conduit à l'expression suivante de la source de bruit sur la base :

$$\overline{i_{nb}^2} = 2qI_B\Delta f + K_F \frac{I_B^{AF}}{f^{BF}} \Delta f + K_B \frac{I_B^{AB}}{1 + \left(\frac{f}{FB}\right)^2} \Delta f \quad (\text{IV.39})$$

Cette source de bruit contient le bruit de grenaille (premier terme), le bruit de scintillation ou en $1/f$ (deuxième terme), et le bruit de génération/recombinaison. Ce dernier doit être ajouté, puisque les transistors TBH SiGe étudiés sont des composants résultant de la superposition de couches de matériaux hétérogènes présentant des paramètres de maille différents, d'où la probabilité non nulle de présence de défauts dans ces structures.

Le courant du collecteur comprend une source de bruit supplémentaire de $1/f$ en plus du bruit de grenaille qui est toujours présente. Cela donne l'expression suivante de la densité spectrale du bruit généré dans la jonction BC:

$$\overline{i_{nc}^2} = 2qI_C\Delta f + K_F \frac{I_C^{AF}}{f^{BF}} \Delta f \quad (\text{IV.40})$$

Avec, à nouveau, K_F , A_F , B_F , K_B , A_B , et F_B sont les paramètres du modèle de bruit. Toutes ces sources de bruit sont extraites à partir de caractérisations en bruit BF des transistors en fonction des conditions de polarisation.

Il faut noter que S_{nc} est négligeable devant S_{nb} à cause du gain en courant statique qui est élevé ($S_{nb} = S_{nc}/\beta^2$). Ainsi, le bruit observé sur la sortie est en grande partie dû au générateur de bruit de la jonction BE, d'où l'intérêt de bien le modéliser.

Le modèle en bruit du PTH est ainsi complet. Il est désormais nécessaire de procéder à sa validation. Pour cela on a réalisé un montage électrique sur le simulateur ADS, comme montré sur la Figure 4-32. Ce montage permet de polariser notre phototransistor et de calculer le bruit généré sur sa sortie qui est chargée sur une impédance de 50Ω .

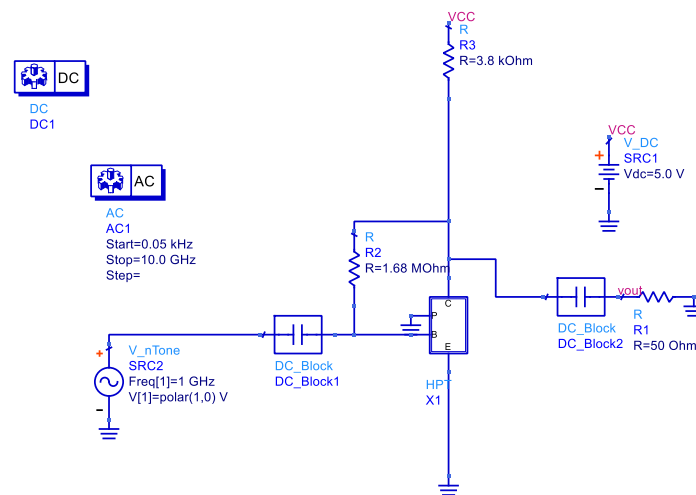


Figure 4-32 : Simulation sur ADS de notre modèle de phototransistor pour déterminer le bruit sur la sortie de 50Ω ($I_B = 1 \mu\text{A}$, $V_{CE} = 2,4 \text{ V}$).

Sur la Figure 4-33, nous avons présenté la densité spectrale du bruit équivalente à la sortie du PTH simulée en fonctionnement sans éclairage, le PTH est polarisé à $I_B = 1 \mu\text{A}$ et $V_{CE} = 2,4 \text{ V}$. Ici nous sommes intéressés par la partie basse fréquence où il faut bien modéliser le bruit en $1/f$. Comme nous ne disposons pas de mesures en bruit du PTH, nous allons comparer les résultats simulés aux résultats de la littérature sur les HBT possédant les mêmes caractéristiques et pour des conditions de fonctionnement proches.

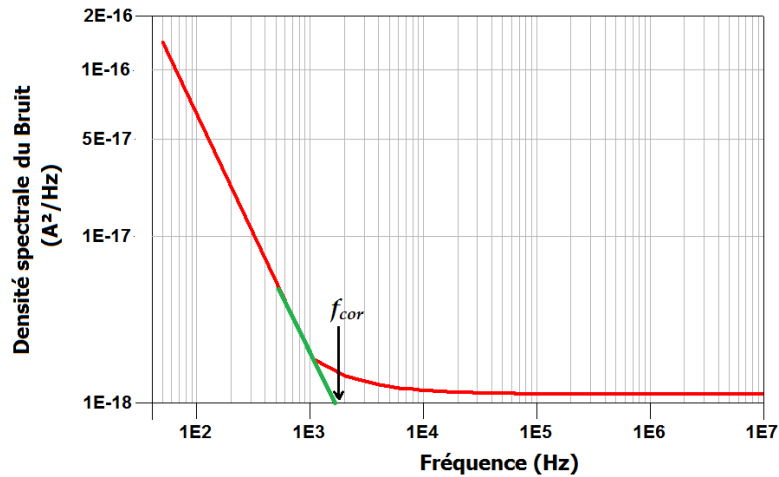


Figure 4-33 : Résultat de simulation de la densité spectrale du bruit à la sortie du PTH polarisé par ($I_B = 1 \mu\text{A}$, $V_{CE} = 2,4 \text{ V}$), dans les basses fréquences (jusqu'à 10 MHz).

La fonction de la densité spectrale simulée devrait avoir une pente de -10 dB/décade dans la gamme de basse fréquence inférieure à la fréquence de coude du bruit de scintillement. Pour $f < f_{cor}$, le bruit en $1/f$ est la composante dominante et pour $f > f_{cor}$, c'est le bruit blanc (thermique et de grenaille) qui domine ou le bruit de recombinaison/génération s'il existe. La fréquence de coude est égale à 2 KHz (Figure 4-33). La simulation du bruit sur une plage de fréquences étendue est représenté sur la Figure 4-34.

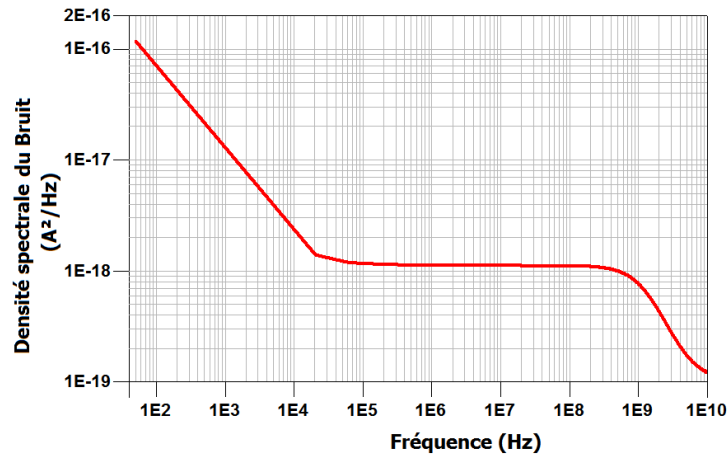


Figure 4-34 : Résultat de simulation de la densité spectrale du bruit à la sortie du PTH sur une large plage de fréquence (jusqu'à 10 GHz).

Ici on distingue bien la contribution de chaque source de bruit selon la plage de fréquence, par exemple pour les basses fréquences on a vu que c'est le bruit du scintillement qui domine. Un plateau est observé après la fréquence de coude du bruit $1/f$ pour le bruit de génération/recombinaison, enfin une chute du niveau est observée à la fréquence de 1 GHz, caractérisant la région où le bruit de grenaille et le bruit thermique sont prédominant. La courbe obtenue par la simulation de notre modèle sur la Figure 4-34 est la courbe typique

qu'on trouve sur presque tous les transistors bipolaires qui sont fabriqués aujourd'hui. Néanmoins, on ne connaît pas bien les sources de bruit existant dans un PTH et surtout l'influence de l'éclairage optique sur ce bruit, ce qui pourra faire l'objet d'un sujet de recherche ultérieur car peu abordé dans la littérature.

Une comparaison des ordres de grandeur des caractéristiques des bruits internes de certaines technologies de transistors d'AMS 0,8 μm est donnée dans le Tableau 4-4:

Tableau 4-4 : Valeurs typiques de certaines caractéristiques du bruit dans les transistors.

Technologie	Bipolaire	JFET	NMOS	PMOS
e_n (nV/ $\sqrt{\text{Hz}}$)	0.5	0.3	5	8
i_n (pA/ $\sqrt{\text{Hz}}$)	0.5 – 5	0.005	0	0
f_c (Hz)	10-10k	1k	40k	6k

On voit que la densité spectrale du bruit blanc dans les transistors bipolaires a un ordre de grandeur aux alentours de 10^{-19} A²/Hz, chose qu'on a bien modélisé dans notre modèle de PTH.

Un autre paramètre très important caractérisant le bruit dans un composant est le facteur de bruit. Le facteur de bruit, ou NF, d'un circuit est une quantité utilisée comme « figure de mérite » pour comparer le bruit dans un réseau avec le bruit dans un réseau idéal ou sans bruit. C'est une mesure de la dégradation du rapport signal/bruit (SNR) entre les ports d'entrée et de sortie du réseau, pour une température de bruit standard de T_0 (= 290 K). Le facteur de bruit (F) est le rapport numérique de NF, il est toujours supérieur à 1. En conséquence il est très souvent exprimé en dB. Ainsi :

$$NF = 10 \log_{10} F \quad (\text{IV.41})$$

Avec :

$$F = \frac{SNR \text{ de l'entrée}}{SNR \text{ de la sortie}} \quad (\text{IV.42})$$

En réalité ce paramètre dépend de la configuration du composant dans un circuit. En effet, le facteur de bruit possède une dépendance quadratique en fonction de l'admittance présentée (Y_s) en sa sortie. L'admittance présentée en entrée du dispositif peut s'écrire à l'aide d'une composante réelle (G_s) et une imaginaire (B_s), permettant ainsi la représentation du facteur de bruit.

$$NF(Y_s) = NF_{min} + \frac{R_n}{G_s} |Y_s - Y_{opt}|^2 \quad (\text{IV.43})$$

Un transistor est ainsi entièrement caractérisé en bruit si l'on connaît ses quatre paramètres de bruit : son facteur de bruit minimum NF_{min} , qui est inhérent au composant, sa résistance équivalente de bruit R_n , l'admittance présentée à l'entrée et Y_{opt} l'admittance optimale qui lui est présentée à la sortie, qui correspond à NF_{min} . R_n représente la sensibilité à la désadaptation du transistor ; en effet, si R_n est faible, la différence d'admittance entre Y_s et Y_{opt} aura peu d'influence sur le facteur de bruit total, qui restera proche de NF_{min} . Au contraire, si R_n est fort, un faible écart d'admittance par rapport à l'admittance optimale se traduit par une forte augmentation du facteur de bruit. D'où l'intérêt de bien modéliser le facteur de bruit minimum. Sur le Tableau 4-5, on voit que ce facteur est élevé dans les TBH comparé aux autres technologies bipolaires.

Tableau 4-5 : Un aperçu sur l'importance de quelques figures de mérite du bruit de certaines technologies de transistors.

	MESFET	HEMT	BJT	HBT	DHBT
Facteur de Bruit	Moyen	Faible	Moyen	Elevé	Elevé
Bruit de phase	Moyen	Elevé	Moyen	Faible	Faible

La Figure 4-35 montre l'évolution du facteur de bruit minimum d'un HBT SiGe, possédant la même fréquence de transition que notre PTH, en fonction de la fréquence de fonctionnement. On remarque que ce facteur se dégrade avec la fréquence, puisque il augmente proportionnellement à la fréquence où il atteint presque 4 dB pour la fréquence de 40 GHz.

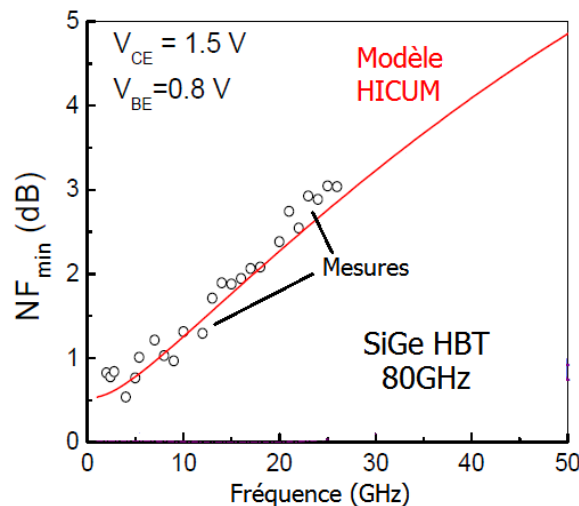


Figure 4-35 : Variation du facteur de bruit minimum en fonction de la fréquence d'un TBH SiGe de fréquence de transition 80 GHz [IV.26].

La Figure 4-36 présente le résultat de simulation du facteur de bruit minimum NF_{min} de notre modèle de PTH. NF_{min} simulé présente une valeur minimale de 1 dB vers les basses

fréquences pour augmenter proportionnellement en fonction de cette dernière. On ne peut rien dire de plus, puisqu'on ne possède pas de mesures qui valident ce résultat. De plus ce facteur dépend fortement du point de polarisation du composant et de ses caractéristiques physiques, ce qui rend la comparaison un peu délicat avec les résultats de la littérature comme celle de la Figure 4-35, où ces informations ne sont pas précisées. L'intérêt ici de notre simulation sera donc de montrer la capacité de notre modèle à modéliser les paramètres concernant le bruit, qui doivent être ajustés aux mesures réalisées sur le composant pour obtenir les simulations performantes.

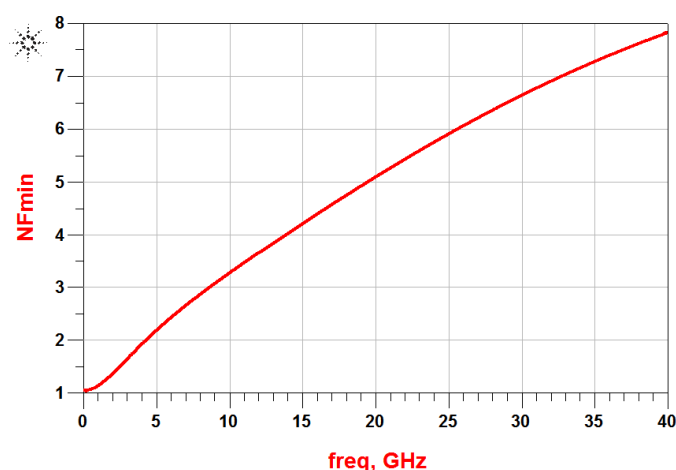


Figure 4-36 : Simulation du facteur de bruit minimum de notre PTH pour le point de polarisation ($I_B = 1\mu A$, $V_{CE} = 2,4 V$), jusqu'à la fréquence de 40 GHz.

Avec cette simulation on conclut notre modélisation proposée du phototransistor SiGe. Le bruit est présent dans chaque transistor, et pour de nombreuses applications de circuit, il doit être modélisé avec précision, car il détermine, par exemple, la sensibilité d'un récepteur. Cette partie a présenté d'abord les concepts de base de bruit dans les semi-conducteurs, en commençant par lister les différentes sources de ce dernier, la façon de décrire ces signaux de bruit et puis leur origine physique. Ensuite, nous avons montré comment incorporer ces sources de bruits dans notre modèle de phototransistor afin de modéliser les différents types de bruit générés dans le composant. Malheureusement nous ne possédons pas de mesures pour valider cette partie, mais de bonnes simulations ont été obtenues en comparaison avec des TBH SiGe de caractéristiques proches de celles de notre PTH.

4.5 Conclusion

Au cours de ce chapitre nous avons réussi à modéliser le phototransistor de notre étude en incorporant la partie optique statique et dynamique, en plus du bruit interne généré par ce dernier. De bons résultats de simulations en comparaison avec les mesures ont été obtenus.

Dans la première partie on a enrichi, étape par étape, notre modèle de PTH purement électrique, afin de prendre en compte les effets statiques de l'absorption de la puissance optique. Pour cela une étude un peu plus approfondie a été réalisée pour mieux comprendre le comportement statique optique du PTH. Cette étude a consisté à déterminer les différentes sources de photocourant, ainsi que d'extraire leurs comportements en statique. On a trouvé que l'ensemble de la structure du PTH contribue à la photodétection, avec une domination en mode photodiode de la photodiode formée par le sous-collecteur et le substrat. En mode phototransistor, un phénomène d'amplification électrique du photocourant généré dans la jonction BC est observé. Puis, on a montré que cette amplification est due à l'injection d'une grande partie du photocourant de trous vers l'émetteur, activant ainsi l'effet transistor pour cette contribution. Enfin toutes ces considérations ont été prises en compte par notre modèle en incorporant cinq sources de photocourant distribuées le long de la structure.

La deuxième partie était le sujet de la modélisation opto-microonde ou le comportement optique dynamique. Ici nous avons montré que chaque source se comportait différemment, en raison de sa localisation dans la structure. Une méthode d'extraction des données de mesures opto-microonde utiles à la modélisation a été proposée. Puis, on a mis en exergue l'influence de l'intensité de la puissance optique absorbée sur les paramètres dynamiques du phototransistor. La capacité de jonction ainsi que le temps de transit global direct connaissent une chute de leurs valeurs plus la puissance optique absorbée est élevée. Une explication a été proposée concernant ce point. Enfin nous avons implémenté tous ces phénomènes dans notre modèle final, qui a été validé par la simulation du gain opto-microonde, un paramètre très important caractérisant le domaine opto-microonde des phototransistors.

Dans la troisième partie, un modèle du bruit interne du PTH a été proposé. Pour cela une énumération des différentes sources de bruit rencontrées dans les composants semi-conducteurs surtout dans les HBT, a été donnée. Le modèle développé pour le bruit n'est pas entièrement validé, à cause de l'indisponibilité des mesures en bruit. En revanche, ce modèle a permis une bonne description du comportement en bruit du PTH, en comparaison avec les résultats disponibles dans la littérature.

Enfin, pour conclure notre travail, un ensemble de tests sur les conditions de fonctionnement de notre modèle a été effectué. En effet, afin de s'assurer que le modèle fonctionne proprement sans échec ou risque d'erreurs durant la simulation, une série de conditions de polarisations en dehors des plages autorisées par le composant a été appliquée. Les résultats obtenus sont sur les Figure 4-37, Figure 4-38 et Figure 4-39. Comme il est

montré, le modèle ne signale aucune erreur ou avertissement pendant la simulation même pour des conditions qui ne sont pas applicables réellement sur le composant. Mais il faut faire attention que l'exactitude du modèle n'est assurée que dans les plages autorisées par les mesures, et ce test n'est là que pour éviter l'échec de la simulation durant l'usage impropre du modèle. Les résultats très satisfaisants confirment que notre modèle est prêt à être utilisé dans la conception des circuits opto-microonde.

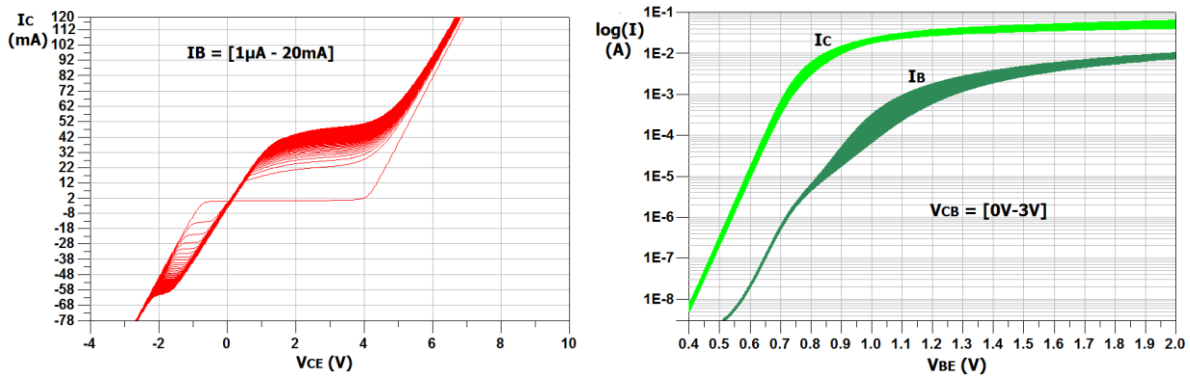


Figure 4-37: Vérification du modèle complet par la caractéristique de la sortie pour $V_{CE} = [-4 V - 10 V]$ et $I_B = [1 \mu A - 20 mA]$ (à gauche), à droite par la courbe de Gummel pour $V_{BE} = [0 V - 2 V]$ et $V_{CB} = [0 V - 3 V]$.

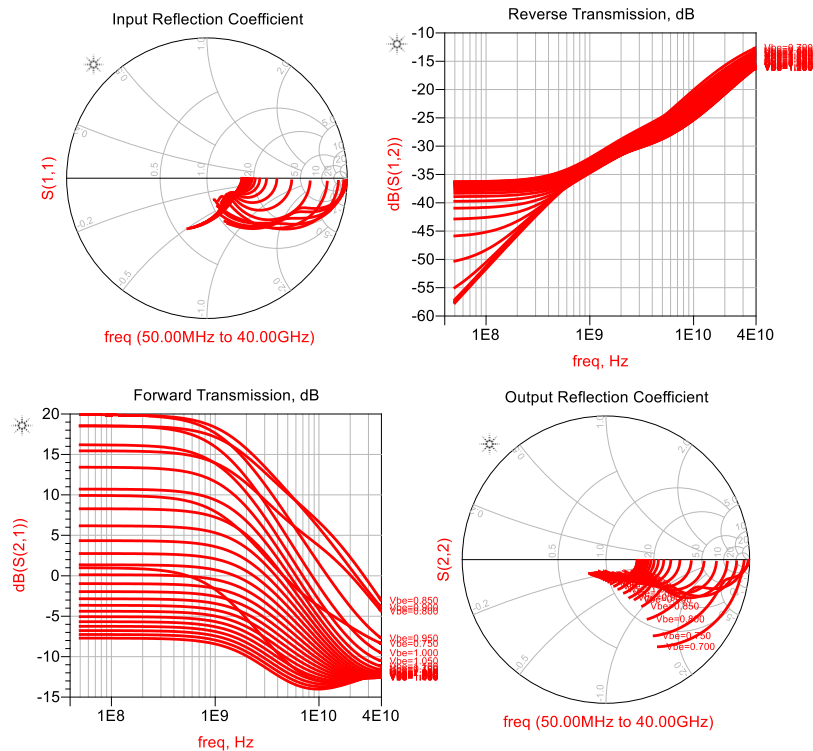


Figure 4-38 : Vérification du modèle complet par la simulation des paramètres S pour plusieurs points de polarisation ($V_{BE} = [0,7V - 2V]$ et $V_{CB} = [2V - 4V]$).

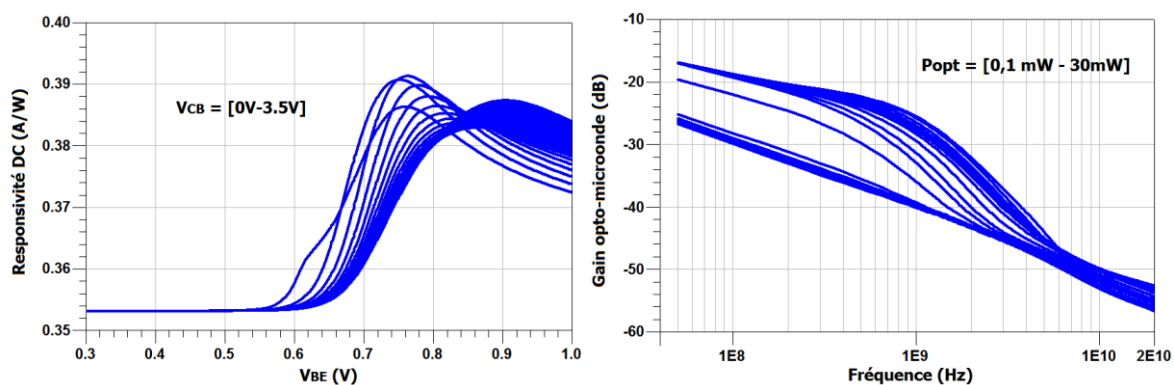


Figure 4-39 : Vérification du modèle complet par la simulation de la responsivité statique (à gauche) pour $V_{BE} = [0 \text{ V} - 1 \text{ V}]$ et $V_{CB} = [0 \text{ V} - 3,5 \text{ V}]$, à droite par le gain opto-microonde pour plusieurs puissance optique $P_{opt} = [0,1 \text{ mW} - 30 \text{ mW}]$ en mode phototransistor.

Bibliographie

- [IV.1] F. Yuan, J.-W. Shi, Z. Pei, and C. W. Liu, "MEXTRAM Modeling of Si-SiGe HPTs," *IEEE Trans. Electron Devices*, vol.51, pp.870-876, June 2004. (SCI).
- [IV.2] J.L. Polleux, L. Paszkiewicz, A.L. Billabert, J.Salset, C. Rumelhard, "Optimization of InP/InGaAs HPT's gain: Design and Realization of an Opto-microwave Monolithic Amplifier," in *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, vol.52, n°3, pp. 871-881, Mar. 2004.
- [IV.3] Helme.J.P, Houstron.P.A,"Analytical modeling of speed response of heterojunction bipolar phototransistors". *Lightwave Technology*. 25(5) (20007), 1247-1255.
- [IV.4] Z.G. Tegegne, C. Viana, M. Rosales, J.L. Polleux et al. "Substrate diode effect on the performance of Silicon Germanium phototransistors," *Microwave Photonics (MWP)*, 2015 International Topical Meeting on. IEEE, pp. 1-4, 2015.
- [IV.5] Z.G. Tegegne, "SiGe/Si Microwave Photonic Phototransistors and Interconnects towards Silicon-based full Optical Links," Thèse de doctorat, Université Paris-Est, 2016.
- [IV.6] Alae Bennour, F. Moutier, J-L. Polleux, C. Algani, S. Mazer, "A Distributed Extended Ebers-Moll Model Topology for SiGe Heterojunction Bipolar Phototransistors Based on Drift-Diffusion Hydrodynamic Behavior", *IEEE Transactions on Electron Devices*, Volume: 64, Issue: 5, PP. 2267- 2274, DOI: 10.1109/TED.2017.2675912, May 2017.
- [IV.7] Jean-Luc Polleux, Laurent Paszkiewicz, Anne-Laure Billabert, Jacques Salset, and Christian Rumelhard, "Optimization of InP-InGaAs HPT Gain: Design of an Opto-Microwave Monolithic Amplifier" *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, Vol. 52, No. 3, March 2004.
- [IV.8] Jean-Luc Polleux "Contribution à l'étude et à la modélisation de phototransistors bipolaires à hétérojonction SiGe/Si pour les applications opto-microondes" These Docteur du Conservatoire National des Arts et Métiers, oct 2001.
- [IV.9] J.L. Polleux, F. Moutier, A.L. Billabert, C. Rumelhard1, E. Sönmez, H. Schumacher "A Strained SiGe layer Heterojunction Bipolar Phototransistor for Short-Range Opto-Microwave Applications" *IEEE international Topical Meeting on MWP*, pp.113-116, Sept 2003.
- [IV.10] Carlos Viana "Technological development and system integration of VCSELs and SiGe HPT receivers for 60GHz low cost Radio-over-Fiber applications" Université Paris-Est, Ecole Doctorale MSTIC, PhD Thesis, 2014.
- [IV.11] Julien Schiellein "Etude de Phototransistors bipolaires à hétérojonction InP/InGaAs pour applications d'oscillateurs photoinjectés très faible bruit de phase" Thèse de doctorat, Université Paris-Est, 2012.
- [IV.12] Agilent, "Measuring noninsertable devices, agilent 8510-13 product note," Agilent Technologies, Tech. Rep., 1999.

- [IV.13] New Focus™ (Newport Corporation) NFPD, <http://www.newport.com/15-and-25-GHz-Photodetectors/918055/1033/info.aspx>, consulté 30/09/2017.
- [IV.14] C. Viana, J-L Polleux, C. Algani, "VCSEL characterizations at the circuit- and system-levels for low-cost RoF applications," IEEE MMS 13th Mediterranean, pp1-4, Sept 2013.
- [IV.15] L.S. Vempati, J.D. Cressler, F. A.Babcock, R.C. Jaeger and D.L. Hareme, "Low frequency noise in UHV/CVD epitaxial Si and SiGe bipolar transistors," IEEE J. Solid State Circuits, pp.1458-1467, 1996.
- [IV.16] F.N.H. Robinson, "Noise and fluctuations in electronic devices and circuits. Oxford, Clarendon Press," 252 p, 1974.
- [IV.17] J. Johnson, "Thermal agitation of electricity in semiconductors", Phys. Rev., Vol. 32, pp. 97-109, 1928.
- [IV.18] W. Nyquist, "Thermal agitation of electric charge in conductors", Phys. Rev., Vol. 32, pp. 110-113, 1928.
- [IV.19] S. M. Sze, "Physics of Semiconductor Devices," 2nd ed., New York: John Wiley & Sons, 1981.
- [IV.20] G. Massobrio, P. Antognietti, "Semiconductor Device Modeling with SPICE," McGraw- Hill, New York, 1993.
- [IV.21] DL Hareme, DC Ahlgren, DD Coolbaugh, JS Dunn, GG Freeman, JD Gillis, RA Groves, GN Hendersen, RA Johnson, AJ Joseph, S Subbanna, AM Victor, KM Watson, CS Webster, and PJ Zampardi. Current status and future trends of SiGe BiCMOS Technology. IEEE Trans. Electron Dev. 48:2575–2594, 2001.
- [IV.22] AL McWhorter. "1/f noise and germanium surface properties," Semicond. Surf. Phys. 207, 1980.
- [IV.23] F. N. Hooge, "1/f noise is no surface effect. Physics Letters," 29A(3), pp 139–140, 1969.
- [IV.24] J. Tang, G. Niu, Z. Jin, J. D. Cressler, S. Zhang, A. J. Joseph, D. L. Hareme, "Modeling and characterization of SiGe HBT low-frequency noise figures-of-merit for RFIC applications", IEEE Trans. Microw. Theory Tech., vol. 50, no. 11, pp. 2467-2473, Nov. 2002.
- [IV.25] P. Sakalas, M. Schroter, H. Zirath "mm-Wave noise modeling in advanced SiGe and InP HBTs," Journal of Computational Electronics 14, DOI 10.1007/s10825-015-0664-6, pp.62–71, 2015.
- [IV.26] P. Sakalas, J. Herricht, M. Ramonas, M. Schroter, "Noise modeling of advanced technology high speed SiGe HBTs", Proc. IEEE Bipolar BiCMOS Circuits Technol. Meeting, pp. 169-172, 2010.

CONCLUSION GÉNÉRALE

Le travail qu'on a présenté dans cette thèse a porté sur la modélisation d'un phototransistor bipolaire à hétérojonction SiGe de la fonderie Telefunken. Le modèle qu'on a développé servira par la suite dans des travaux futurs de conception et de simulation des circuits intégrés optique-microondes. Après avoir présenté les bases nécessaires pour comprendre les phénomènes physiques mis en jeu dans le fonctionnement des transistors, ainsi que dans les phototransistors, une synthèse assez complète sur les modèles compacts, qui existent dans la littérature et une comparaison des performances de ces derniers a été donnée dans le chapitre II. Le déroulement du développement de notre modèle proposé peut être divisé en deux étapes essentielles :

La première était le sujet du chapitre III, qui a présenté le processus de l'élaboration d'un modèle électrique complet du phototransistor en fonctionnement purement électrique, que ce soit en mode statique DC ou en mode dynamique grand-signal. Durant cette phase, des phénomènes propres à ce composant ont été observés et modélisés. Citons l'extension de la partie active du phototransistor vers la fenêtre optique, la contribution de la région du substrat, la variation de la vitesse du composant à travers sa fréquence de transition due aux différents chemins possibles pour les porteurs de charges (phénomènes «d'extension électrique 2D»). Dans cette partie, l'approche suivie et le modèle proposé sont validés par une comparaison des caractéristiques DC (Courbes de Gummel, I_C-V_{CE}) et des caractéristiques dynamiques (paramètres-S, fréquence de transition) avec les mesures.

La deuxième étape, qui est le sujet du quatrième chapitre, a traité la modélisation de la partie optique, c'est-à-dire les performances du composant lors de la détection d'une puissance optique. Dans cette partie on a réussi à déterminer et à modéliser les différentes sources de photocourant dans le composant. On a trouvé que dans cette technologie, la photodiode formée par la couche du substrat et du sous-collecteur contribue remarquablement dans les performances optiques que ça soit en mode statique (à travers la responsivité DC) ou en mode dynamique (à travers le Gain opto-microonde). De plus, la puissance absorbée modifie d'une façon claire les paramètres dynamiques du composant, en modifiant les valeurs des capacités de jonctions et du temps de transit vu par les porteurs de charges. L'amplification du photocourant par le fonctionnement intrinsèque du phototransistor a été développée aussi. Là encore, la démarche adoptée pour la modélisation a été validée grâce

aux mesures des caractéristiques optiques statiques (par la responsivité DC et les caractéristiques statiques dans les conditions d'éclairement optique), et optiques dynamiques (à travers le gain optique-microonde). Enfin, un modèle du bruit interne du composant a été aussi proposé, mais non entièrement validé dû aux manques des mesures propres en bruits. Ce modèle contient toutes les sources du bruit interne et fournit des simulations adéquates aux résultats trouvés dans la littérature.

Pour conclure, ce qu'il faut retenir de ce mémoire de recherche :

1. Une description détaillée de la démarche de la modélisation des composants électroniques, dans notre cas le phototransistor a été fournie.
2. Un modèle électrique compact complet est élaboré et prêt à être utilisé dans des travaux futurs de conceptions et de simulations des circuits opto-microonde.
3. La solution proposée requière un nombre minimal de mesures, chose qu'on ne trouve pas dans les modèles actuels où plusieurs mesures sont nécessaires pour extraire le modèle.
4. Le modèle est simple donc rapide en simulation, et il est très flexible et facilement extensible vers d'autres technologies de composants.
5. Le modèle est stable et ne contient pas de singularités, donc ne génère pas d'erreurs de simulation si le point de fonctionnement n'est pas fonctionnel.
6. Le modèle est développé sur une base physique, et reflète au maximum le comportement réel du composant. Il est indépendant de la nature de la polarisation appliquée et l'amplification optique est prise en compte d'une façon naturelle.

Les perspectives de ce travail que nous envisageons, peuvent être résumées par les points suivants :

1. Valider le modèle en bruit par des mesures.
2. Investiguer plus sur l'effet de l'éclairage optique sur le bruit interne dans le composant.
3. Pousser l'étude du modèle pour différentes puissances optiques afin de compléter la non-linéarité du modèle.
4. Exploiter le modèle proposé pour réaliser des fonctions et des circuits intégrés optoélectroniques.

Liste des publications :

Articles de journaux

- 1) Alae Bennour, F. Moutier, J-L. Polleux, C. Algani, S. Mazer, "A Distributed Extended Ebers–Moll Model Topology for SiGe Heterojunction Bipolar Phototransistors Based on Drift–Diffusion Hydrodynamic Behavior", IEEE Transactions on Electron Devices, Volume: 64, Issue: 5, PP. 2267- 2274, DOI: 10.1109/TED.2017.2675912, May 2017.
- 2) A. Bennour, S. Mazer, M. El bekkali, J. L. Polleux, Z. G. Tegegne, C. Algani, "Modèle de phototransistor SiGe/Si haute-fréquences: effet de distribution spatiale bi-dimensionnelle", Mediterranean Telecommunications Journal, Vol. 7, No 1, ISSN: 2458-6765, January 2017.
- 3) Alae Bennour, Z. G. Tegegne, S. Mazer, J.L. Polleux, M. El Bekkali, C. Algani, «Large-signal static compact circuit model of SiGe heterojunction bipolar phototransistors: effect of the distributed nature of currents », soumis au journal IEEE Transactions on Electron Devices, (en cours de révision).
- 4) Alae Bennour, Z. G. Tegegne, S. Mazer, J.L. Polleux, M. El Bekkali, C. Algani, « Electrical modeling of SiGe phototransistor: Impact of the distributed nature on dynamic behavior », en cours de préparation à soumettre au journal IEEE Transactions on Electron Devices.

Communications

- 1) A. Bennour, S. Mazer, Jean-Luc Polleux, C. Algani, M. El bekkali, "Modélisation grand signal d'un Phototransistor à hétérojonction SiGe pour les applications Opto-microondes", 20èmes Journées Nationales Micro-Ondes, Saint-Malo, France, 16-19 mai 2017.
- 2) A. Bennour, S. Mazer, M. El bekkali, J. L. Polleux, C. Algani, "Développement d'un modèle grand signal d'un Phototransistor à hétérojonction SiGe pour les applications Opto-microondes", Workshop International sur les Systèmes de Transports Intelligents WISTI'2017, ENSA de Fès, avril 2017.
- 3) A. Bennour, S. Mazer, M. El bekkali, J. L. Polleux, Z. G. Tegegne, C. Algani, "High Frequency SiGe/Si Heterojunction Phototransistor Model: two-Dimensional Distribution Effects", Colloque International sur le Monitoring des Systèmes Industriels (CIMSI 2016), Fès-Maroc, Octobre 2016.

- 4) A. Bennour, S. Mazer, M. El bekkali, J. L. Polleux, Z. G. Tegegne, C. Algani, "Modèle de phototransistor SiGe/Si haute-fréquences: effet de distribution spatiale bi-dimensionnelle", Congrès Méditerranéen des Télécommunications'2016, Tétouan-Maroc, mai 2016.
- 5) A. Bennour, S.Mazer, M. EL Bekkali, J. L.Polleux, Z.G. Tegegne, C. Algani, "Modélisation statique grand signal d'un phototransistor bipolaire a hétérojonction SiGe pour des applications opto-microondes", TELECOM'2015 & 9ème JFMMA, Meknès-Maroc, mai 2015.
- 6) A. Bennour, S. Mazer, M. El bekkali, J. L. Polleux, Z. G. Tegegne, C. Algani, "A static large signal model of an Heterojunction Phototransistor SiGe/Si for Opto-microwave applications", 1st International Conference On Electrical and Information Technologies, Marrakech, Maroc, avril 2015.
- 7) A. Bennour, S. Mazer, M. El bekkali, J. L. Polleux, C. Algani, "A static large signal model of an Heterojunction Phototransistor SiGe/Si for Opto-microwave applications", International Conference on Electrical and Information Technologies (ICEIT), PP. 020-024, DOI: 10.1109/EITech.2015.7162976, March 2015.