

Université de Marne-La-Vallée

THÈSE

pour obtenir le grade de

Docteur de l'Université de Marne-la-Vallée

présentée et soutenue publiquement par

Frédéric Moutier

le 13 Décembre 2006

Modélisation et Évaluation des Performances des Phototransistors Bipolaires à Hétérojonction SiGe/Si pour les Applications Optique-microondes Courtes Distances

Directeur de thèse
M. Christian Rumelhard (CNAM, Paris)

Co-directeur de thèse
M. Jean-Luc Polleux (ESYCOM-ESIEE, Noisy-le-Grand)

Composition du jury

Rapporteurs :	M. Olivier Llopis (LAAS, Toulouse) M. Pierre Lecoy (Centrale, Paris)
Examinateurs :	Mme Catherine Algani (ESYCOM-CNAM, Paris) M. Jean-Claude Mollier (SUP'AREO, Toulouse) M. Christian Rumelhard (ESYCOM-CNAM, Paris) M. Jean-Luc Polleux (ESYCOM-ESIEE, Noisy-le-Grand)

© UMLV

Remerciements

Les remerciements seront inclus dans la version finale du manuscrit.

Je dédie cette thèse à ma femme Christelle qui a mis au monde notre magnifique petite fille Angélina en ce lundi 10 mai 2004.
Je dédie aussi ce mémoire à mes parents Mauricette et Jean-Noël ainsi qu'à toute ma famille.



Table des matières

Introduction Générale **1**

1
Les photodétecteurs : caractéristiques et état de l'art

1.1 La photodétection 7
1.1.1 Principe de base de la photodétection 7
1.1.2 Caractéristiques optiques des semiconducteurs 9
1.2 Les caractéristiques des photodétecteurs 12
1.2.1 Rendement quantique interne et externe d'un photodétecteur 12
1.2.2 Sensibilité ou responsivité 13
1.2.3 Bande passante à 3dB 13
1.3 Les caractéristiques spécifiques des phototransistors 14
1.3.1 Définitions des modes de fonctionnement du phototransistor 14
1.3.2 Sensibilité d'un phototransistor 15
1.3.3 Gain optique en courant 15
1.3.4 Fréquence de transition optique 15
1.3.5 Gain optique-microonde 16
1.4 Les photodétecteurs 18
1.4.1 Les photodétecteurs Métal-Semiconducteur-Métal 18
1.4.2 La photodiode PIN à éclairage vertical 20
1.4.3 La photodiode à avalanche 22
1.4.4 La photodiode à guide d'onde ou à éclairage latéral 23
1.4.5 La photodiode à cavité résonante 26
1.4.6 La photodiode UTC 27
1.4.7 Généralités sur les phototransistors 29
1.4.8 Les phototransistors III-V 31
1.4.9 Les phototransistors SiGe 34
1.5 Conclusion du chapitre 1 36

2
Le phototransistor bipolaire à hétérojonction SiGe/Si

2.1 Le Silicium-Germanium (SiGe) contraint sur Silicium (Si) 41
2.1.1 Introduction sur le SiGe 41
2.1.2 Propriétés du SiGe contraint sur Si 45
2.2 Du transistor au phototransistor 55
2.2.1 Le transistor bipolaire à hétérojonction (HBT) SiGe/Si 55
2.2.2 Le phototransistor SiGe et les prototypes réalisés 62
2.3 Résultats expérimentaux 68
2.3.1 Mesures électriques 68
2.3.2 Banc de mesure à 940nm par technique de battement de lasers 71
2.3.3 Mesures optiques 75
2.4 Conclusion du chapitre 2 76

3
Modélisation physique du phototransistor SiGe

3.1 Introduction 81
3.2 Le modèle physique 82
3.2.1 Le modèle dérive-diffusion 82
3.2.2 Les effets modélisés 84
3.2.3 L'analyse optique-microonde 89
3.3 Validation du modèle et comparaison à la mesure 93
3.4 Contributions des différentes régions du phototransistor sur les performances optiques 104
3.4.1 Contribution statique 105
3.4.2 Contribution dynamique 111
3.5 Conclusion du chapitre 3 117

4
Modélisation électrique du phototransistor SiGe

4.1 Introduction et apport de la simulation physique 121
4.2 Modèle d'Ebers & Moll avec complément opto-électrique pour les HPT 122
4.2.1 Les modèles de phototransistor 122
4.2.2 Le modèle d'Ebers & Moll modifié 124
4.3 Modèle électrique et extraction des paramètres du transistor SiGe 127
4.3.1 Les paramètres statiques 129
4.3.2 Les paramètres dynamiques 134

4.3.3 Synthèse 136
4.4 Incorporation de la partie optique pour le HPT SiGe 139
4.5 Conclusion du chapitre 4 145

5
Évaluation des performances du phototransistor SiGe et perspectives d'optimisation

5.1 Introduction 149
5.2 Évaluation des performances du phototransistor à 940nm 150
5.3 Identification des zones rapides du phototransistor 153
5.3.1 Détection dans la base seule et apport des photodiodes UTC 154
5.3.2 Analyse des zones rapides du phototransistor 156
5.3.3 Impact de la proximité des contacts 158
5.4 Étude en longueur d'onde du phototransistor 160
5.5 Voies d'optimisation du phototransistor 164
5.5.1 Éclairage direct de la base verticalement 164
5.5.2 Éclairage latéral du phototransistor 167
5.6 Le phototransistor dans une cavité résonante latérale 170
5.7 Conclusion du chapitre 5 172

Conclusion Générale **175**

Introduction Générale

Les techniques d'interconnexions optiques et de transmissions de signaux radio-microondes sur fibre prennent aujourd'hui une part croissante des activités de développement et de recherche dans le domaine de la photonique. Les interconnexions optiques, inter-cartes, inter-chips et encore intra-chip, paraissent une alternative aux limitations des interconnexions cuivres, et tendent à être une voie de remplacement de certaines d'entre-elles sur Silicium pour les besoins exprimés par l'ITRS (International Technology Roadmap for Semiconductors).

Le transport des signaux sur une sous-porteuse microonde elle même transportée par voie optique (Radio-over-Fibre, RoF) présente également un axe important pour répondre cette fois-ci à un besoin de plus large diffusion de liaisons haut débits sans fils dans les zones économiques telles que aéroports, entreprises, centres de conférence, mais également dans les habitations. Un exemple important est l'ultra-large-bande (Ultra Wide Band, UWB) avec extension sur fibre ou encore le transport sur porteuse à $60GHz$ sur fibre qui, lui aussi, permet d'envisager de l'UWB.

Le dénominateur commun entre ces deux domaines est sans aucun doute le besoin de réduire les coûts, et la nécessité croissante d'intégration des fonctions, si possible de manière monolithique.

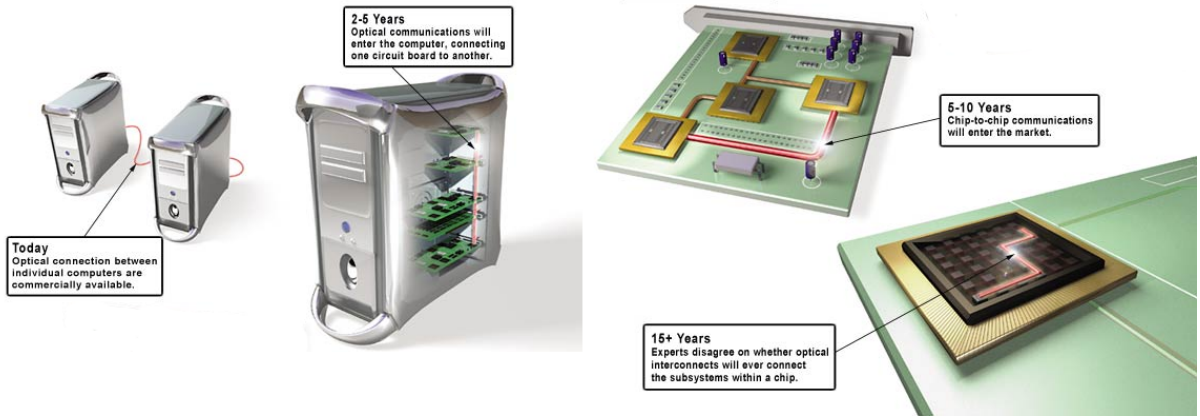


FIG. 1 – Illustration de l'utilisation de l'optique remplaçant les connexions électriques limitées en terme de bande passante sur la distance et d'immunité aux perturbations électromagnétiques, issu de [1].

La figure 1 illustre des possibilités d'utilisation de l'optique en remplacement de l'électronique classique où le transport du signal se fait par une ligne métallique (Or : Au, Aluminium : Al ou Cuivre : Cu) et qui aujourd'hui, arrive à des limitations en terme de bandes passantes suite à une perpétuelle augmentation des débits des bus et des perturbations électromagnétiques.

On peut voir sur la figure 2 une illustration d'utilisation de la radio sur fibre optique pour déporter le signal radio d'une station de base dans un tunnel routier afin de maintenir le contact permanent avec un véhicule circulant à l'intérieur de ce tunnel (figure de gauche) ou desservir en liaison haut débit sans fil supérieure à $100 Mbits/s$ en UWB, un ensemble de pièces dans une entreprise (figure de droite).

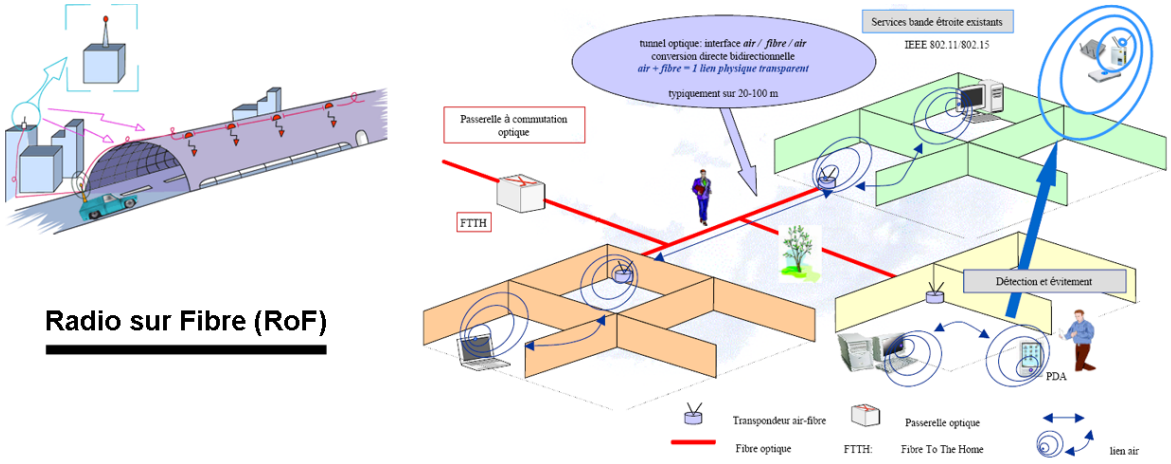


FIG. 2 – Exemple d'utilisation de la radio sur fibre avec un déportement d'antenne dans un tunnel routier (figure de gauche) et de réseaux locaux raccordés à un réseau FFTH (Fibre To The Home) (figure de droite).

De plus les services mobile, vidéo, internet, téléphonique, demandent de plus grandes bandes passantes (cf. figure 3). La radio sur fibre tend à répondre à ce besoin en proposant une solution faible perte, large bande, faible encombrement et surtout insensible aux interférences électromagnétiques.

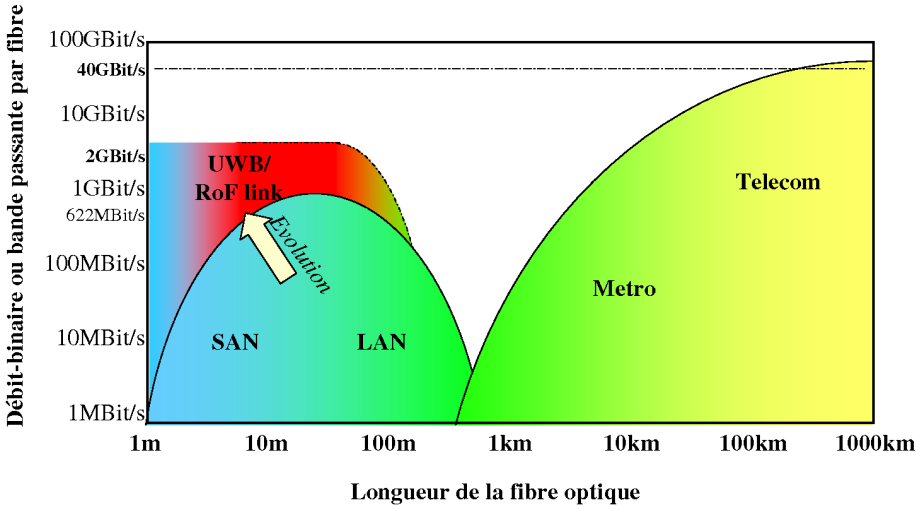


FIG. 3 – Contexte et marché de la radio sur fibre optique en fonction des distances de liaison et des besoins en débit.

L'arrivée de la fibre directement dans les foyers présenterait une possibilité de proposition

quasi-illimité de services aux utilisateurs. Cela irait de l'internet très haut débit à la vidéo haute-définition, au streaming vidéo, en passant par de la télésurveillance...

Deux approches techniques s'affrontent pour répondre à l'ensemble de ces attentes. La première s'oriente vers l'intégration sur Silicium des fonctions photoniques autour des longueurs d'onde $1,3\mu m$ et $1,55\mu m$. Elle s'appuie sur la compatibilité avec le lien dorsal des autoroutes de l'information. Cette approche est néanmoins délicate à intégrer sur Silicium. Les techniques d'hybridation III-V /Si sont exploitées, ou encore la réalisation de pseudo-substrat SiGe pour la croissance de photodétecteurs Ge.

La seconde approche, orientée sur les longueurs d'onde $0,85-1\mu m$, fait le choix de privilégier avant tout l'intégration complète avec le Silicium pour fournir une réponse au problème de coût qui devient primordial dans ce domaine de communication courte-distance. Photodétecteurs Silicium, à base de polysilicium, ou encore Silicium amorphe en font partie, tandis que les VCSELs GaAs garantissent la validité par la proposition de sources très bas coût.

Les photodétecteurs Silicium gardent cependant le besoin de gagner en performance pour atteindre les spécifications requises : des bandes passantes tendant vers les $10Gbits/s$, mais également des fréquences porteuses croissantes : $3,1-10,6GHz$ pour l'UWB, $2-35GHz$ pour couvrir les fréquences satellite pour les antennes à balayage électronique, voire le $60GHz$, fréquence aujourd'hui absolument inaccessible pour les photodétecteurs Si.

A cette impossibilité, s'oppose pourtant la croissance des performances des fonctions électroniques en technologie SiGe : amplificateur transimpédance $40Gbits/s$, transceiver 24GHz, etc.

C'est dans ce cadre que s'inscrit cette thèse sur l'évaluation des performances du phototransistor à simple couche contrainte SiGe/Si. Celle-ci a été financé par une bourse du ministère de la recherche et un monitorat, et a été effectuée au sein du groupe "Photonique et Microonde" de l'ESYCOM CNAM-ESIEE-UMLV (Equipe de Systèmes de Communication et Microsystèmes) et au sein de l'École Supérieure d'Ingénieurs en Électronique et Électrotechnique (ESIEE). L'objectif de ce travail est d'apporter des réponses sur le potentiel de ce composant et d'évaluer l'ensemble des voies possibles d'optimisation pour des liaisons optique-microondes courtes distances pour des applications de types radio sur fibre ou autres avec une technologie compatible Silicium donc bas coût. Elle s'appuie sur des modèles numériques et électriques développés au cours de cette thèse

Ce mémoire s'articulera autour de cinq chapitres de la manière suivante :

- Le chapitre 1 présentera les notions de bases sur les photodétecteurs et un état de l'art de ces composants en technologie III-V et IV-IV.

- Le chapitre 2 s'intéressera plus particulièrement au sujet du phototransistor SiGe. Nous partirons des connaissances sur les transistors bipolaires à hétérojonction SiGe/Si et leurs propriétés pour aboutir au premier phototransistor à simple couche contrainte SiGe/Si et ses premiers résultats opto-électriques expérimentaux obtenus sur un banc de mesures optique-microonde à 940nm par technique de battement de laser.

- Le chapitre 3 se concentrera sur la validation d'un modèle numérique développé sous le logiciel Atlas de Silvaco au sein de l'équipe "Photonique et Microonde", en s'appuyant sur les mesures réalisées sur les prototypes et présentées au chapitre 2. Nous utiliserons ce modèle afin de commencer l'exploration sur le fonctionnement optique-microonde de ce

composant en régime statique et dynamique.

– Le chapitre 4 présentera un premier modèle opto-électrique du phototransistor, basé sur le modèle d'Ebers & Moll modifié, de type grand signal pour le régime statique électrique et petit signal en régime dynamique électrique et optique-microonde à la polarisation mode phototransistor $V_{BE} = 0,82V$ et $V_{CE} = 1,5V$. Ce modèle s'appuiera sur des mesures dites "virtuelles" issues de la simulation physique dans le but de mieux comprendre le fonctionnement du phototransistor en utilisant la souplesse et la richesse des résultats disponibles avec le simulateur numérique.

– Enfin le chapitre 5 permettra une évaluation complète des performances optiques-microondes à $940nm$ du phototransistor en se basant sur le modèle numérique. Il présentera aussi une évaluation interne des zones rapides et lentes, et une évaluation complète des mécanisme présents au sein de ce composant en proposant des simulations originales basées sur le même modèle. Une étude en longueur d'ondes permettra d'approfondir les connaissances sur le fonctionnement du composant mais aussi de développer des voies d'optimisation de la structure. Pour finir, nous proposerons une idée d'utilisation du phototransistor dans une cavité résonante horizontale et permettant ainsi d'obtenir un système performant à la fois en terme de sensibilité et de rapidité, permettant de répondre potentiellement aux besoins exprimés précédemment.

Chapitre 1

Les photodétecteurs : caractéristiques et état de l'art

Dans les systèmes de communications par fibre optique, les récepteurs jouent un rôle primordial dans le performances du systèmes. Ces récepteurs opto-électronique sont réalisés par intégration monolithique en un seul circuit, appelés OEIC (OptoElectronic Integrated Circuit : circuit integré opto-électronique). Ces circuits regroupent les photodétecteurs tels que des photodiodes ou phototransistors avec des transistors bipolaires ou à effet de champ pour amplifier les signaux opto-microondes et réaliser une partie du traitement de signal du récepteur.

Dans ce chapitre, nous allons nous concentrer essentiellement sur la partie réception des systèmes optiques, autrement dit les photodétecteurs qui jusqu'alors ne possédaient pas les propriétés combinées de faible coût pour des marchés de masse et de très grande rapidité pour supporter des débits binaires croissants supérieurs à $10Gb/s$.

Nous introduirons le principe de la photodétection et les caractéristiques optiques des semiconducteurs, matériaux principalement utilisés pour cette fonction. Ensuite, nous ferons un état de l'art des différents types de photodétecteurs rencontrés dans la littérature. Enfin je confronterai d'une part, les photodétecteurs dits sans gain tels que les photodiodes PIN, UTC ... et d'autre part ceux comportant un gain tels que les phototransistors, les photodiodes à avalanche et les couples photodiode-transistors.

Sommaire

1.1 La photodétection 7
1.1.1 Principe de base de la photodétection 7
1.1.2 Caractéristiques optiques des semiconducteurs 9
1.2 Les caractéristiques des photodétecteurs 12
1.2.1 Rendement quantique interne et externe d'un photodétecteur 12
1.2.2 Sensibilité ou responsivité 13
1.2.3 Bande passante à 3dB 13
1.3 Les caractéristiques spécifiques des phototransistors 14
1.3.1 Définitions des modes de fonctionnement du phototransistor 14
1.3.2 Sensibilité d'un phototransistor 15
1.3.3 Gain optique en courant 15
1.3.4 Fréquence de transition optique 15
1.3.5 Gain optique-microonde 16
1.4 Les photodétecteurs 18
1.4.1 Les photodétecteurs Métal-Semiconducteur-Métal 18
1.4.2 La photodiode PIN à éclairage vertical 20
1.4.3 La photodiode à avalanche 22
1.4.4 La photodiode à guide d'onde ou à éclairage latéral 23
1.4.5 La photodiode à cavité résonante 26
1.4.6 La photodiode UTC 27
1.4.7 Généralités sur les phototransistors 29
1.4.8 Les phototransistors III-V 31
1.4.9 Les phototransistors SiGe 34
1.5 Conclusion du chapitre 1 36

1.1 La photodétection

Planck en 1900 puis Einstein, en 1905, ont introduit la notion de photon en affirmant que lors des phénomènes d'émission ou d'absorption, la lumière se présente sous la forme de grains (quantum) d'énergie. Ces grains sont assimilables à des particules et il leur a été donné le nom de photon, [3]. L'énergie du photon est donnée par le relation 1.1.

$$E = h\nu = \frac{h \cdot c}{\lambda} \tag{1.1}$$

soit

$$E(eV) = \frac{1,24}{\lambda(\mu)} \tag{1.2}$$

où h est la constante de Plank, $h = 6,6262\ 10^{-34}\ Js$,
ν la fréquence de l'onde lumineuse dans un milieu de constante diélectrique ϵ_r,
λ la longueur de l'onde dans le diélectrique
et c la célérité, $c = 2,997925\ 10^{8}\ ms^{-1}$.

La photodétection est un phénomène d'absorption dans un matériau de l'énergie lumineuse portée par les photons qui est transformée en énergie électrique portée par les électrons et les trous. Nous allons maintenant approfondir le principe de base de la photodétection.

1.1.1 Principe de base de la photodétection

Le principe de base de la photodétection est illustré par la Fig. 1.1 dans le cas d'un semiconducteur intrinsèque et extrinsèque. L'absorption d'un photon possédant une énergie au moins égale à la bande interdite E_G caractérisant le semiconducteur, permet de libérer un électron de la bande de valence E_V à la bande de conduction E_C.

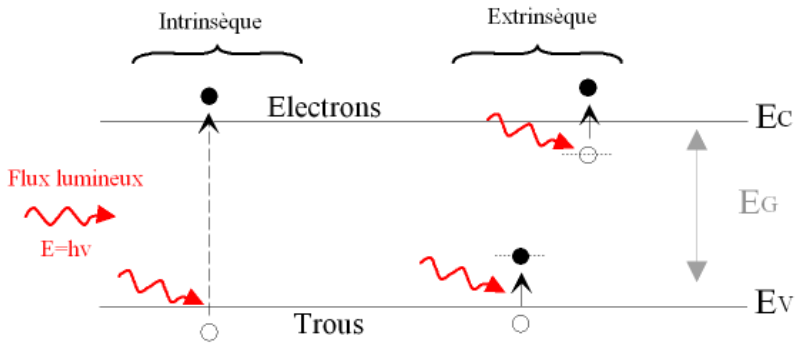


Fig. 1.1 – Principe d'absorption de la lumière dans le cas de semiconducteurs intrinsèque et extrinsèque.

Il est possible de rencontrer des niveaux d'énergie intermédiaires dans le cas de semiconducteurs extrinsèques : le niveau d'énergie des accepteurs proches de la bande de valence pour les semiconducteurs dopés P, et le niveau des donneurs proches de la bande de conduction pour ceux dopés N. (cf Fig. 1.1)

Pour générer une paire électron-trou, il faut que les photons véhiculent une énergie E_ϕ supérieure à E_G. Pour cela, il y aura une condition pour chaque semiconducteur sur la longueur d'onde maximale qu'il pourra absorber, notée λ_c et qui est régie par la relation 1.4.

$$E_\phi = \frac{h \cdot c}{\lambda} > E_G \tag{1.3}$$

$$\lambda(\mu m) < \lambda_c = \frac{h \cdot c}{E_G} = \frac{1,24}{E_G(eV)} \tag{1.4}$$

Parmi les semiconducteurs, on recense deux types de gap (distance en énergie entre le minimum de la bande de conduction et le maximum de la bande de valence) : les semiconducteurs dits à gap indirect comme le Si et le Ge (1.2 a et b) qui ont des extremums en des points différents de l'espace réciproque des vecteurs d'onde k et ceux dits à gap direct comme le GaAs (1.2 c), qui ont des extremums situés au même point de l'espace réciproque.

Le gap est représenté par la zone hachurée sur la figure 1.2.

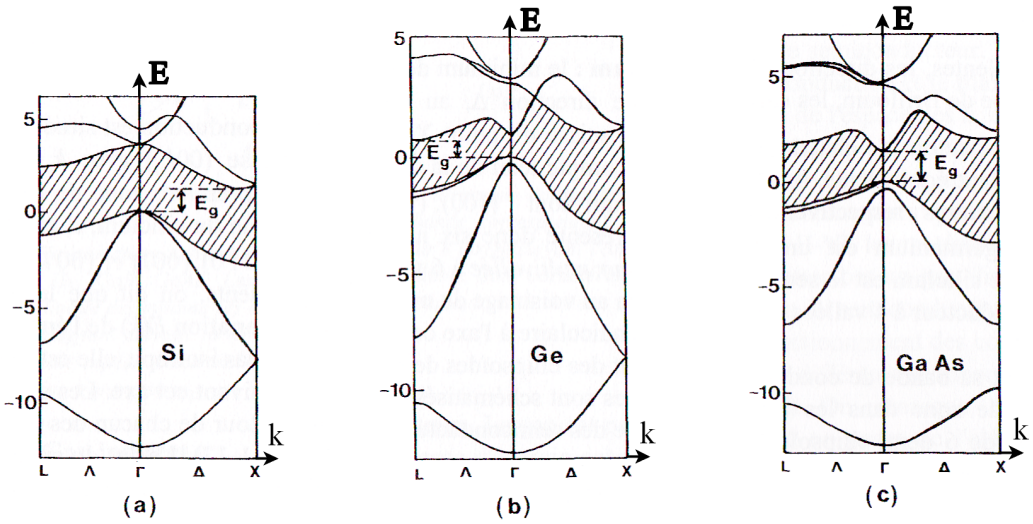


FIG. 1.2 – Structure de bandes d'énergie (E) du Si, Ge et GaAs dans l'espace réciproque des vecteurs d'onde k, d'après [4].

En l'absence de tout autre mécanisme, le passage d'un électron de la bande de valence à la bande de conduction provoqué par l'absorption d'un photon est une transition verticale dans l'espace réciproque, lorsque la condition sur l'énergie apportée par le photon est respectée ($h\nu > Eg(direct)$). Ceci est illustré sur la figure 1.3a pour les semiconducteurs à gap direct et la figure 1.3c pour les semiconducteurs à gap indirect. Pour ces derniers, un phénomène de thermalisation des électrons est rencontré avant le phénomène de conduction, lors du passage des électrons du niveau de la bande de conduction directe vers le minimum absolu de cette dernière.

La figure 1.3b présente une absorption indirecte entre deux extremums décalés dans l'espace réciproque. Ce phénomène est rencontré dans les semiconducteurs à gap indirect et n'est possible qu'avec l'aide d'une particule appelée phonon. Cette particule désigne un quantum de vibration dans un réseau cristallin. Son intervention dans le processus de photodétection permet la conservation de la quantité de mouvement.

Lors d'une absorption indirecte, un phonon sera généré ou absorbé avec une quantité de mouvement à la séparation des deux extremums des bandes de valence et de conduction à gap indirect.

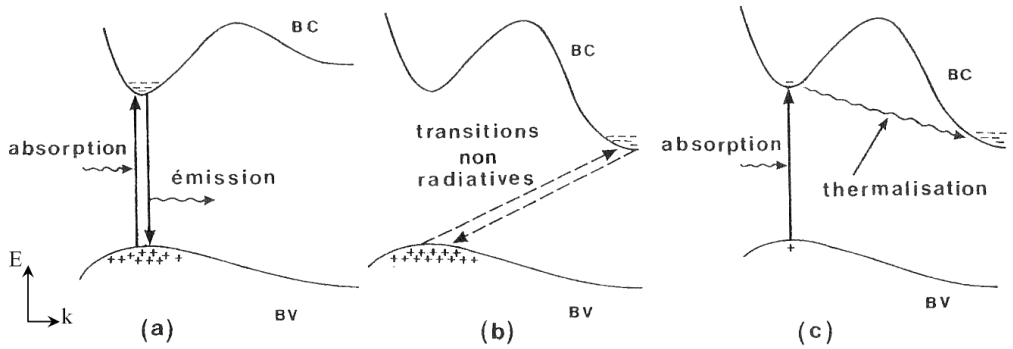


FIG. 1.3 – Transitions électroniques entre les extrema des bandes de valence et de conduction, (a) pour des semiconducteurs à gap direct (transitions verticales), (b) des semiconducteurs à gap indirect (transitions indirectes et non radiatives) et (c) absorption directe de photons dans un semiconducteur à gap indirect, d'après [4]

Le tableau 1.1 rappelle la nature du gap, la valeur de la bande interdite et la longueur d'onde maximale absorbée pour différents semiconducteurs.

	Si	Ge	$GaAs$	InP	$In_{0,53}Ga_{0,47}As$
Nature de E_G	indirect	indirect	direct	direct	direct
E_G (eV)	$1,12$	$0,66$	$1,42$	$1,35$	$0,74$
λ_c μm	1,11	1,88	0,9	0,92	1,69

TAB. 1.1 – Nature du gap, valeur de bande interdite E_G et longueur d'onde maximale absorbée pour les semiconducteurs Si, Ge, $GaAs$, InP et $In_{0,53}Ga_{0,47}As$ à $T = 300K$

Ces caractéristiques sont importantes mais non suffisantes. Il faut tenir compte des coefficients d'absorption et de réflexion du semiconducteur.

1.1.2 Caractéristiques optiques des semiconducteurs

Dans le paragraphe précédent, nous avons présenté une première caractéristique dite optique des semiconducteurs : la longueur d'onde maximale absorbée λ_c. Or l'absorption optique se fera plus ou moins bien en fonction de l'évolution du flux de photons à l'intérieur du semiconducteur. Pour cela, il est utile de connaître l'indice de réfraction et les coefficients d'absorption et de réflexion du matériau.

La figure 1.4, rappelle le principe de réflexion et de réfraction d'un faisceau lumineux à l'interface de deux milieux diélectriques différents. Un faisceau lumineux d'incidence quelconque θ_1 à la normale de l'interface, va être en partie réfléchi d'un angle $-\theta_1$ par rapport à la normale et transmis dans le deuxième diélectrique avec un angle de réfraction qui est régi par la formule de Descartes : $n_1 \cdot \sin\theta_1 = n_2 \cdot \sin\theta_2$ (avec n_1 et n_2 les indices de réfraction des milieux 1 et 2 expliqués au paragraphe ci-dessous et l'équation 1.6).

On pourra donc, connaissant ces valeurs, caractériser les pouvoirs de réflexion et de réfraction à l'interface des deux diélectriques. Ces caractéristiques seront expliquées ci après par les équations 1.8 et 1.10

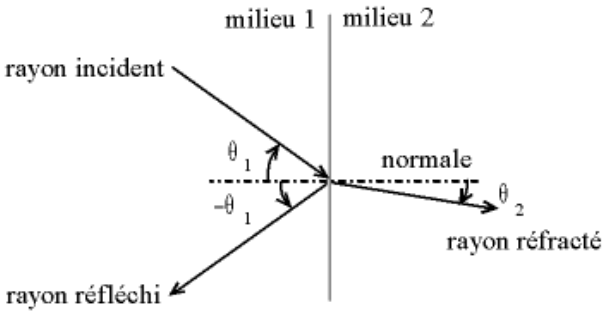


FIG. 1.4 – Schéma de principe de réflexion et réfraction d'un faisceau lumineux.

Indice de réfraction

L'indice de réfraction d'un matériau est habituellement rencontré sous sa forme réelle. Néanmoins, on peut le rencontrer sous sa forme complexe (cf 1.5).

$$\underline{n} = n + j\kappa \tag{1.5}$$

avec $\underline{n}$ l'indice de réfraction complexe, n l'indice de réfraction réel, κ le coefficient d'extinction du matériau.

L'indice de réfraction caractérise la vitesse de propagation d'une radiation monochromatique dans le matériau et est directement relié à la valeur du diélectrique du matériau. Il est définit par :

$$n = \frac{c}{\nu} = \sqrt{\epsilon_r} \tag{1.6}$$

avec c la célérité de la lumière dans le vide, ν vitesse de l'onde lumineuse dans un milieu de constante diélectrique relative ϵ_r.

Le coefficient d'extinction d'un matériau, est une mesure qui caractérise la capacité du matériau à absorber une onde électromagnétique à une longueur d'onde particulière. Dans le cas des matériaux dits diélectriques transparents, comme le verre, l'absorption de la lumière visible est très petite et donc le coefficient d'extinction κ est considéré comme nul pour de nombreuses applications.

Il est relié au coefficient d'absorption α en fonction de la longueur d'onde λ par la relation 1.7.

$$\kappa = \frac{\lambda}{4\pi}\alpha \tag{1.7}$$

Nous allons maintenant exprimer les coefficients de réflexion et de transmission d'une interface en fonction des indices de réfraction des deux milieux.

Coefficient de réflexion

Le coefficient de réflexion d'une interface est défini pour une incidence normale comme le rapport de la puissance du faisceau réfléchi sur la puissance du faisceau incident :

$$R = \left(\frac{n_2 - n_1}{n_2 + n_1}\right)^2 \tag{1.8}$$

Il est fonction de la nature du matériau et varie peu en fonction de l'énergie du rayonnement. Néanmoins, il reste sensible à l'angle d'incidence et devient plus complexe dans son écriture.

Coefficient de transmission

Le coefficient de transmission est régi par la conservation de puissance et s'exprime donc par le rapport de la puissance du faisceau transmis à celle du faisceau incident ou bien plus simplement le complément à 1 de la puissance réfléchie :

$$T = 1 - R \tag{1.9}$$

Toujours pour une onde incidente, en introduisant l'équation 1.8 dans 1.9, on obtient :

$$T = \frac{4 \cdot n_1 \cdot n_2}{(n_2 + n_1)^2} \tag{1.10}$$

L'indice de réfraction des semiconducteur varie entre 3 et $4,2$ à $300K$, nous obtenons donc pour une incidence normale, un coefficient de réflexion compris entre $0,25$ et $0,38$ et donc un coefficient de transmission de 62 à 75%. Par conséquence lorsque l'on fait de la photodétection sans traitement particulier des surfaces, nous avons dans le meilleur des cas environ 70% du rayonnement qui penètre dans le semiconducteur.

Semiconducteurs	Ge	Si	GaAs	InP	InGaAs
Indice de réfraction	4,0	3,5	3,6	3,5	3,6

TAB. 1.2 – Indices de réfraction des principaux semiconducteurs pour les photodétecteurs, à 300K, pour des énergies de photon proches de l'énergie de bande interdite du matériau ($h\nu \approx E_g$).

Coefficient d'absorption

Une fois l'interface passée, le flux de photons se propage dans le semiconducteur et décroît suivant une loi exponentielle proportionnellement à la distance parcourue x, décrite par 1.11.

$$\phi(x) = \phi_0 \cdot e^{-\alpha(\lambda) \cdot x} \ (cm^{-2} \cdot s^{-1}) \tag{1.11}$$

ϕ_0 est le flux de photons monochromatiques à l'intérieur du semiconducteur et $\alpha(\lambda)$ est le coefficient d'absorption du semiconducteur en fonction de la longueur d'onde.

Cette diminution se traduit par la probabilité qu'un photon soit absorbé, d'où la dépendance directe avec le coefficient d'absorption en fonction de la longueur d'onde du matériau.

$$\alpha(\lambda) = \frac{4\pi}{\lambda} \cdot \kappa \ (cm^{-1}) \tag{1.12}$$

La figure 1.5 montre l'évolution en fonction de la longueur d'onde du coefficient d'absorption pour quatre semiconducteurs : le silicium Si, le germanium Ge, l'arséniure de gallium $GaAs$ et un composé ternaire $In_{0,53}Ga_{0,47}As$. On peut déduire facilement de cette figure les plages d'utilisation et les longueurs d'onde limites d'absorption de chacun des semiconducteurs. Ce coefficient permettra donc une première sélection pour la conception d'un photodétecteur. D'autres caractéristiques comme la mobilité des porteurs, la technologie utilisée, le coût de fabrication, etc, interviendront par la suite.

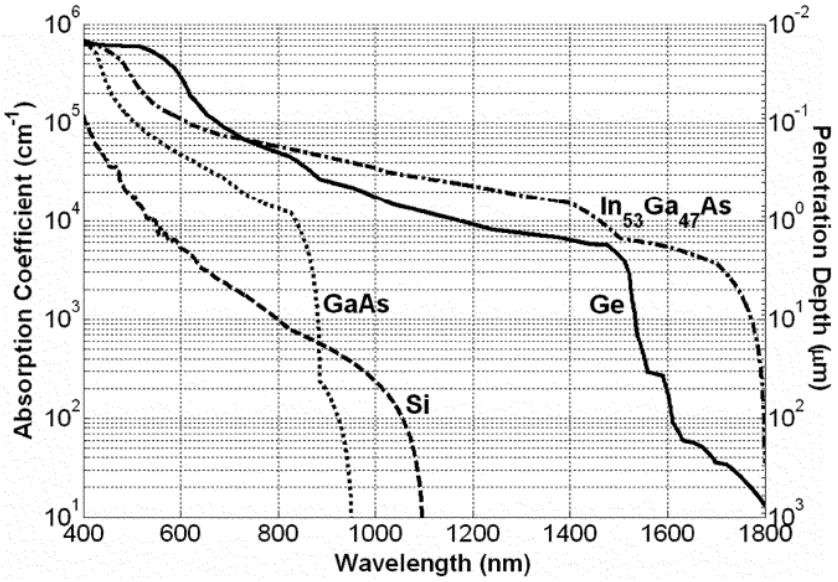


FIG. 1.5 – Coefficient d'absorption en fonction de la longueur d'onde pour divers semiconducteurs, [5].

Taux de photo-génération

Le flux de photons diminuant pour donner lieu à la génération de paires électrons-trous, il est utile d'exprimer le taux de photo-génération dans le semiconducteur.

Celui-ci exprime le nombre de porteurs photo-générés par unité de volume et par unité de temps.

$$G(x) = -\frac{d\phi}{dx} = \phi_0 \cdot \alpha(\lambda) \cdot e^{-\alpha(\lambda)x} \ (cm^{-3}s^{-1}) \tag{1.13}$$

Si on fait intervenir la puissance optique à l'entrée du semiconducteur, on peut exprimer le taux de photo-génération de la manière suivante :

$$G(x) = \frac{P_{opt}}{h\nu}(1-R) \cdot \alpha(\lambda) \cdot e^{-\alpha(\lambda)x} \ (cm^{-3}s^{-1}) \tag{1.14}$$

Cette expression tient compte du flux de photons incidents exprimé en fonction de la puissance optique et l'énergie photonique unitaire et des réflexions à l'interface des deux milieux, qui pourrait être par exemple l'interface air/semiconducteur.

1.2 Les caractéristiques des photodétecteurs

1.2.1 Rendement quantique interne et externe d'un photodétecteur

Le rendement quantique est défini comme le nombre de porteurs générés par photons incidents ou absorbés dans un photodétecteur. On peut l'exprimer sous deux formes :

– le rendement quantique interne : qui exprime le rapport entre le nombre de paires électrons-trous générées et le nombre de photons absorbés (1.15). Celui-ci avoisine les 100%.

$$\eta_{int} = \frac{\text{nbre de paires électrons-trous générées}}{\text{nbre de photons absorbés}} \leq 1 \tag{1.15}$$

– le rendement quantique externe tient compte, par rapport au rendement quantique interne, du nombre de photons incidents global dans le semiconducteur (1.16) et du nombre de porteurs réellement collectés. Il peut être écrit en fonction des grandeurs mesurables : le courant photo-généré I_{ph}, la puissance optique incidente P_{opt} et la longueur d'onde du faisceau optique λ (1.17).

$$\eta_{ext} = \frac{\text{nbre de paire électrons-trous collectées}}{\text{nbre de photons incidents}} \tag{1.16}$$

$$\eta_{ext} = \frac{I_{ph}(\lambda)/q}{P_{opt}/h\nu} = \frac{1,24}{\lambda(\mu m)} \cdot \frac{I_{ph}(\lambda)}{P_{opt}} \tag{1.17}$$

Si le rendement quantique externe est supérieur à 1, cela signifie que le courant photo-généré est amplifié, et que le photodétecteur possède un mécanisme de gain (défini en 1.3.3).

On peut aussi exprimer le rendement quantique externe en fonction du rendement quantique interne par l'expression suivante :

$$\eta_{ext} = \eta_{int} \cdot \Big(1 - R\Big) \cdot \Big(1 - e^{-\alpha W}\Big) \tag{1.18}$$

avec α le coefficient d'absorption du matériau à la longueur d'onde utilisée, R le coefficient de réflexion à l'interface et W la largeur de la zone d'absorption.

1.2.2 Sensibilité ou responsivité

Une des caractéristiques principales des photodétecteurs est appelée responsivité[1] ou sensibilité du photodétecteur. Elle caractérise la conversion optique-électrique du photodétecteur. Elle est définie comme le rapport du courant photo-généré sur la puissance optique incidente en court-circuitant la sortie et est exprimée en Ampère par Watt (1.19).

$$S_{ph}|_{c.c.}(\lambda) = \frac{I_{ph,c.c}(\lambda)}{P_{opt}} = \eta_{ext} \cdot \frac{q}{h\nu} = \eta_{ext} \cdot \frac{\lambda(\mu m)}{1,24} \ (A/W) \tag{1.19}$$

Elle peut également s'exprimer pour une sortie sur 50Ω de la façon suivante :

$$S_{ph}|_{50\Omega}(\lambda) = \frac{I_{ph,50\Omega}(\lambda)}{P_{opt}} \approx \eta_{ext} \cdot \frac{q}{h\nu} \ (A/W) \tag{1.20}$$

avec pour approximation que l'impédance 50Ω apparaît faible devant l'impédance de sortie du photodétecteur.

1.2.3 Bande passante à 3dB

Une autre caractéristique est la bande passante ou la fréquence de coupure à $3dB$. Cette valeur est schématisée sur la figure 1.6 et représente la fréquence à laquelle le courant utile de sortie est divisé de moitié par rapport à la réponse maximale de sortie.

[1] Dans les premiers textes traitant d'optoélectronique en anglais, la réponse en courant par unité de puissance optique (A/W) d'un photo-détecteur était appelée "sensitivity". Ce terme ayant une signification très générale a été peu à peu remplacé par le mot "responsivity" qui décrit plus spécifiquement la sensibilité d'un photodétecteur.
En français, la même démarche conduit à remplacer le mot "sensibilité" en A/W par le mot "responsivité" qui s'applique plus spécifiquement à un photodétecteur. Cette pratique se répand peu à peu.

Cette caractéristique est utilisée surtout pour les photodiodes. Nous verrons dans le paragraphe 1.3.4 que lorsque l'on s'intéresse aux phototransistors, cette grandeur apporte moins d'intérêt. En effet, on s'intéressera plutôt à la fréquence de transition optique, f_{Topt}, fréquence à laquelle le photodétecteur n'amplifie plus par rapport à son fonctionnement sans gain, en mode photodiode.

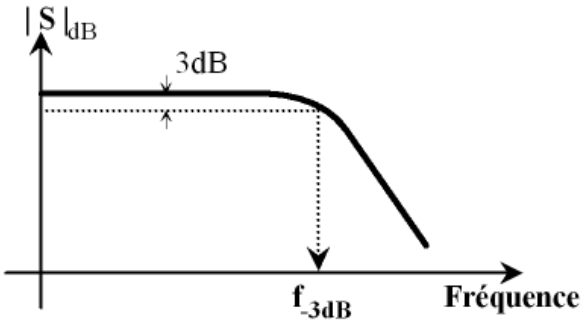


FIG. 1.6 – Fréquence de coupure à $3dB$ ou bande passante d'un photodétecteur : f_{-3dB}

1.3 Les caractéristiques spécifiques des phototransistors

Nous allons maintenant nous intéresser aux grandeurs qui caractérisent particulièrement les phototransistors. Elles seront utilisées tout au long de ce mémoire. Il est ainsi utile de bien les définir afin de comprendre les nuances avec d'autres grandeurs similaires des photodétecteurs.

La figure 1.8 résume ces différentes caractéristiques à partir des sensibilités du phototransistor en mode photodiode et en mode phototransistor.

1.3.1 Définitions des modes de fonctionnement du phototransistor

Nous verrons plus en détail le fonctionnement d'un phototransistor mais afin de bien définir les grandeurs des phototransistors, il nous faut définir les modes de fonctionnement de ce composant.

– Symbole du phototransistor : la figure 1.7 présente le symbole d'un phototransistor éclairé.

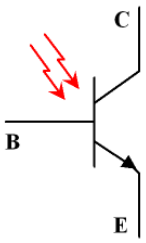


FIG. 1.7 – Symbole d'un phototransistor éclairé

– Mode photodiode : c'est le mode où seule la photodiode, "formée" par la jonction base-collecteur est utilisée comme photodétecteur. Il est nécessaire pour cela, de couper l'effet transistor soit en court-circuitant la jonction base-émetteur, soit en appliquant V_{BE}= 0. Nous verrons par la suite au chapitre 3, que ce mode peut être étendu à une plage de fonctionnement plus large, en prenant comme critère l'amplification du courant photo-généré.

La sensibilité dans ce mode, S_{ph}, utilisera dans son écriture le courant photo-généré I_{ph} en mode photodiode.

– Mode phototransistor : ce mode tient compte du phénomène d'amplification dû à l'effet transistor sur le courant photo-généré. On applique cette fois une tension positive à la jonction base-émetteur suffisante pour obtenir l'effet transistor. Le courant I_{ph} est amplifié et on obtient en sortie du collecteur une composante de courant I_{C-opt} due au flux d'éclairement, utilisée dans l'écriture de la sensibilité, S_{hpt}, au paragraphe suivant.

1.3.2 Sensibilité d'un phototransistor

Au paragraphe 1.2.2, nous avons défini la sensibilité pour un photodétecteur de type photodiode, en tenant compte du courant photo-généré. Pour le cas des phototransistors, il faut prendre en considération l'amplification du photo-courant. La sensibilité de ce composant s'écrira donc comme le rapport du courant de collecteur dû à la photodétection I_{C-opt} sur la puissance optique P_{opt} (1.21).

$$S_{hpt}(\lambda) = \frac{I_{C-opt}}{P_{opt}} \ (A/W) \tag{1.21}$$

avec $I_{C-opt} = I_C - I_{C-dark}$.

Les conditions de charge de sortie sont les mêmes que pour les photodiodes, sortie soit en court-circuit soit 50Ω, mais il est également nécessaire de préciser les conditions de charges sur la base. En effet, la charge présentée du côté base peut influencer la valeur finale de la sensibilité comme nous le montrerons par la suite.

Pour des conditions de charge de 50Ω sur la base et le collecteur, la sensibilité sera notée $S_{hpt}|_{50\Omega}$.

1.3.3 Gain optique en courant

Les sensibilités en mode photodiode basse fréquence $S_{ph}\Big|_{b.f.} = I_{ph}\Big|_{b.f.}/P_{opt}$ et en mode phototransistor $S_{hpt} = I_{C-opt}/P_{opt}$ d'un phototransistor diffèrent d'un coefficient qui caractérise l'amplification interne du photocourant. C'est le gain optique en courant, noté G_{optC}. Il est défini comme le rapport entre le courant de collecteur I_{C-opt} sur le courant photo-généré basse fréquence en mode photodiode $I_{ph}\Big|_{b.f.}$, mais aussi comme le rapport de la sensibilité en mode phototransistor sur la sensibilité basse fréquence en mode photodiode.

$$G_{optC} = \frac{I_{C-opt}}{I_{ph}\Big|_{b.f.}} = \frac{S_{hpt}}{S_{ph}\Big|_{b.f.}} \tag{1.22}$$

Le gain optique en courant permet de caractériser ainsi l'amplification du courant photo-généré mais aussi la fréquence limite d'utilisation du phototransistor avec I_{C-opt} qui évolue avec la fréquence.

1.3.4 Fréquence de transition optique

La caractéristique, appelée fréquence de transition optique, est la duale dans sa définition de la fréquence de transition des transistors f_T. C'est la fréquence pour laquelle le gain optique en courant est unitaire en linéaire ou nul en décibel. Elle peut être vue aussi comme la fréquence

pour laquelle la sensibilité en mode phototransistor est égale à la sensibilité basse fréquence en mode photodiode, alors qu'il n'y a plus d'amplification.

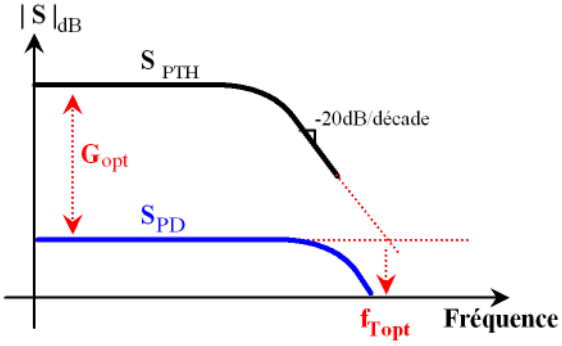


FIG. 1.8 – Caractéristiques spécifiques aux phototransistors : la responsivité ou sensibilité mode phototransistor S_{HPT}, le gain optique en courant G_{optC} et la fréquence de transition optique f_{Topt}

1.3.5 Gain optique-microonde

Le gain optique-microonde est une grandeur, introduite dans la thèse de J.L. Polleux [143] qui permet de caractériser en puissance opto-microonde le phototransistor.

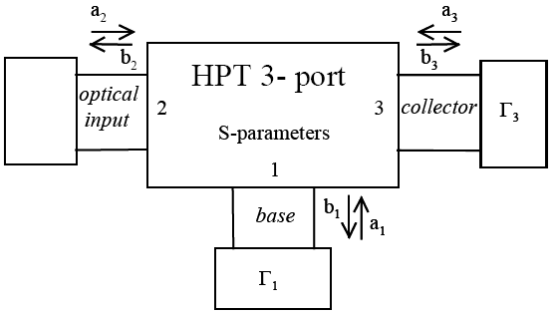


FIG. 1.9 – Représentation schématique du triporte optique-microonde équivalent au phototransistor.

Pour cela, il faut considérer le phototransistor comme un triporte, comme le montre la figure 1.9, avec pour port 1, le port électrique entre la base et l'émetteur, port 2, l'entrée optique et port 3, le port électrique entre le collecteur et l'émetteur.

Pour l'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 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 du triporte sont nuls : $S_{22} = S_{21} = S_{23} = 0$.

La figure 1.10, représente un circuit qui permet de satisfaire aux conditions sur les paramètres S, présentées ci-dessus. L'entrée optique est modélisée par un générateur de courant délivrant Dans une résistance R_0 un courant I_{opt}. Ce courant entrant dans le phototransistor représente la puissance optique injectée par :

$$I_{opt} = P_{opt} \cdot \alpha_{c_a} \tag{1.23}$$

avec $\alpha_{c_a} = 1A/W$, coefficient permettant de respecter l'homogénéité de l'équation.

Numériquement et en prévision d'une simulation par une grandeur électrique équivalente à l'optique 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 $1A/W$.

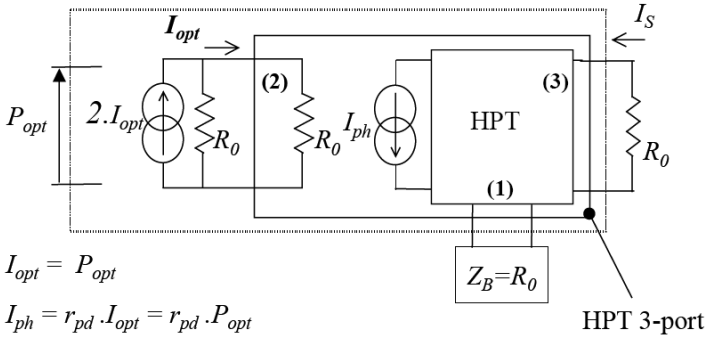


FIG. 1.10 – Schéma optique-microonde global équivalent au phototransistor.

Si on ne considère dans cette figure que la partie électrique, soit le triporte de la figure 1.9, il est possible d'écrire le gain transducique de la manière suivante du fait des charges 50Ω sur les ports 1 et 3 :

$$G_T = |S_{32}|^2 = \frac{\frac{1}{2} \cdot R_0 \cdot I_S^2}{\frac{1}{2} \cdot R_0 \cdot I_{opt}^2} = \frac{I_S^2}{I_{opt}^2} = \frac{I_S^2}{P_{opt}^2} \tag{1.24}$$

En utilisant la définition de la sensibilité d'un phototransistor, équation 1.21, mais en tenant compte des conditions de charges qui diffèrent, on peut écrire :

$$G_T = |S_{32}|^2 = \frac{I_S^2}{P_{opt}^2} = (S_{hpt}|_{50\Omega}(\lambda))^2 \tag{1.25}$$

Il est alors possible de parler d'un gain optique-microonde défini de la même manière par :

$$G_{OM} = \frac{\frac{1}{2} \cdot R_0 \cdot I_S^2}{\frac{1}{2} \cdot R_0 \cdot P_{opt}^2} = |S_{32}|^2 = (S_{hpt}|_{50\Omega}(\lambda))^2 \tag{1.26}$$

De manière générale, le gain optique-microonde peut être exprimé en fonction des coefficients de réflexion des charges sur les ports 1 et 3. Les développements pour obtenir ce résultats sont présentés dans [143].

$$G_{OM} = \left| \frac{1 - M \cdot \Gamma_1}{1 - S_{11} \cdot \Gamma_1} \right|^2 \cdot |S_{32}|^2 \cdot \frac{1 - |\Gamma_3|^2}{|1 - sp_3 \cdot \Gamma_3|^2} \tag{1.27}$$

avec M et sp_3 des paramètres exprimés par les équations 1.28 et 1.29

$$M = S_{11} - S_{31} \cdot S_{12}/S_{32} \tag{1.28}$$

$$sp_3 = S_{33} \cdot \frac{1 - (S_{11} - S_{31} \cdot S_{13}/S_{33}) \cdot \Gamma_1}{1 - S_{11} \cdot \Gamma_1} \tag{1.29}$$

Nous verrons dans le chapitre 3, comment ce gain peut être relié à la sensibilité sur court circuit (caractéristique générale des photodétecteurs).

1.4 Les photodétecteurs

Cette partie va nous permettre d'énumérer et d'expliquer les principaux photodétecteurs de la littérature, tels que les photodétecteurs MSM (Métal-semiconducteur-Métal), les photodiodes PIN, UTC (Uni-Traveling-Carrier)... mais aussi les phototransistors de type bipolaire et à effet de champs, ainsi que de présenter les différentes technologies utilisées pour concevoir ces photodétecteurs.

1.4.1 Les photodétecteurs Métal-Semiconducteur-Métal

Les photodétecteurs Métal-Semiconducteur-Métal (MSM) ont été utilisés ces deux dernières décennies dans de nombreuses applications optique-microondes, [7] à [13].

La structure d'un photodétecteur MSM est constituée de structures de métal inter-digitées déposées sur un semiconducteur non-dopé formant des jonctions Schottky, comme le montre la figure 1.11. On obtient ainsi deux diodes Schottky tête-bêche, l'une polarisée en direct et l'autre en inverse. Cette disposition inter-digitée permet d'augmenter la surface photodétectrice et aussi d'obtenir des temps de transit intrinsèques très courts [14].

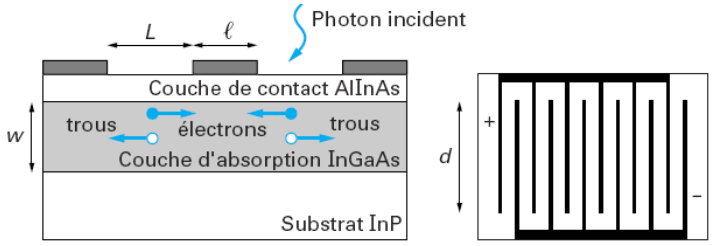


FIG. 1.11 – Vues en coupe et de dessus d'un photodétecteur métal-semiconducteur-métal, [15]

La clé du succès de ces structures réside dans leur simplicité d'intégration dans les process de production de transistors à effet de champ (HEMT et MESFET).

Le composant est éclairé verticalement. Les photons incidents pénètrent le semiconducteur entre les électrodes où réside le champ électrique qui permet après absorption des photons de séparer les paires électrons-trous. Les trous vont être attirés vers les électrodes négatives et les électrons vers les électrodes positives.

Néanmoins, la zone d'absorption des photodétecteurs MSM sera limitée par l'effet d'ombre dû à la surface des électrodes. Le rendement quantique externe sera alors dépendant du rapport entre la largeur de la zone d'absorption inter-électrodes (L) et la largeur totale éclairée comme écrit dans 1.30 :

$$\eta_{ext} = (1 - R) \cdot \frac{L}{L + l} \cdot (1 - e^{-\alpha W}) \tag{1.30}$$

avec R coefficient de réflexion à l'interface air-semiconducteur, L largeur de la zone d'absorption inter-électrodes et l largeur de l'électrode.

Les valeurs typiques pour les sensibilités de ces photodétecteurs sont d'environ $0,1-0,6A/W$ pour les photodiodes PiN et MSM III-V, dépendant du rendement quantique et des autres paramètres optiques [16].

Il est possible d'améliorer le rendement, et donc la sensibilité, soit en utilisant des électrodes semi-transparentes, soit en éclairant par la face arrière [18]. [17] utilise des électrodes semi-transparentes en oxyde d'indium-étain (ITO : Indium-Tin-Oxyde) et obtient sur GaAs une sensibilité de $0,8A/W$ à $\lambda = 850nm$. [19] utilise un éclairement face arrière et ainsi obtient une sensibilité jusqu'à $0,96A/W$ à $\lambda = 1,3\mu m$ sur InGaAs, soit un rendement quantique de 92%.

Pour certains matériaux composés, comme InGaAs, il est possible d'utiliser des matériaux au paramètre de maille de $In_xGa_{1-x}As$ non adapté, avec $x > 0,53$, pour une croissance sur une couche InP [20]. La contrainte sur le paramètre de maille permet d'augmenter l'absorption du matériau par rapport au cas relaxé. Mais cela ne marche pas systématiquement et il peut alors apparaître une dégradation des performances en cas de défauts ou de dislocations de la couche d'absorption contrainte.

En 1995, Sethi, présente une structure MSM en Arséniure de Gallium $GaAs$ dopé à l'Erbium Er pour des concentrations allant de 10^{18} à $10^{20}cm^{-3}$ et de largeur de doigt d'électrode et d'espace inter-électrode de $2\mu m$, [21]. Il atteint une sensibilité de $1,38A/W$ pour un dopage de $10^{18}cm^{-3}$ mais avec une réponse impulsionnelle de $22ps$ et un courant d'obscurité de $3,5\mu A$. Avec un dopage d'Erbium plus élevé, $10^{20}cm^{-3}$, pour les mêmes dimensions, la sensibilité chute à $0,5mA/W$ mais est obtenu une réponse impulsionnelle de $3,1ps$, soit une fréquence de coupure d'environ $150GHz$ et un courant d'obscurité de $0,1\mu A$.

Pour ce qui est des performances en fréquence, elles seront principalement limitées par le temps de transit des porteurs qui dépendra à la fois de la profondeur de la couche d'absorption et de l'espace inter-électrodes.

Des fréquences de coupures dépassant les $350GHz$ ont déjà été publiées, [22] et [23], du fait de faibles capacités de jonction pour des structures en GaAs avec des longueurs d'onde autour de $600nm$. Fréquence et sensibilité sont antinomiques. Les sensibilités pour ces photodétecteurs, bien que faibles alors, sont restées cependant acceptables, allant de $0,1$ à $0,2A/W$. Pour obtenir de telles performances, une faible longueur d'onde de $632nm$ est utilisée afin d'augmenter la sensibilité et un faible espacement des doigts interdigités de l'ordre de 100nm à 300nm pour améliorer et réduire le temps de transit des porteurs photogénérés. En technologie Si, [23] et [24] publient respectivement des bandes passantes de $41GHz$ à $\lambda = 632nm$ et $75GHz$ $\lambda = 725nm$.

Pour résumer, les photodétecteurs métal-semiconducteur-métal sont bien adaptés aux applications optique-microondes et compatibles pour l'intégration avec des transistors à effet de champ dans des MMICs (Monolithic Microwave Integrated Circuits) optiques. Malgré l'amélioration des réponses en fréquence au fil des années, ces structures souffrent principalement d'un rendement quantique relativement faible, mais aussi d'un compromis rendement - bande-passante qu'il est nécessaire d'établir. Enfin, surtout, elles ne permettent pas des courants de saturation élevés et elles ont donc une faible puissance de sortie. Pour les applications nécessitant des puissances élevés, une autre structure de photodiode appelée PIN,voire PIN-UTC, lui sera préférée.

1.4.2 La photodiode PIN à éclairage vertical

Introduction : La photodiode PN classique

Une photodiode classique est une simple jonction PN polarisée en inverse afin d'obtenir une grande zone de charge d'espace ou zone déplétée afin de favoriser la photodétection.

Les porteurs photo-générés dans la zone déplétée dérivent sous l'action du champ électrique vers les zones où ils sont majoritaires.

Des paires électrons-trous peuvent aussi être générées dans les zones dopées. Ceux-ci interviennent surtout pour les photodiodes UTC, présentées dans la suite de ce chapitre. Les porteurs minoritaires diffusent vers la zone de charge d'espace, où ils sont accélérés par le champ électrique pour participer au photocourant. Ils peuvent au cours de leur déplacement se recombiner.

La première évolution des photodétecteurs au début des années 60, s'est tournée vers l'augmentation de la zone d'absorption à l'aide d'une couche supplémentaire non dopée ou faiblement dopée, pour accroître la sensibilité : cette évolution a donné naissance à la photodiode PIN.

La photodiode PIN

La photodiode PIN est basée sur une simple jonction PN au milieu de laquelle a été inséré une couche intrinsèque, absorbante à la longueur d'onde.

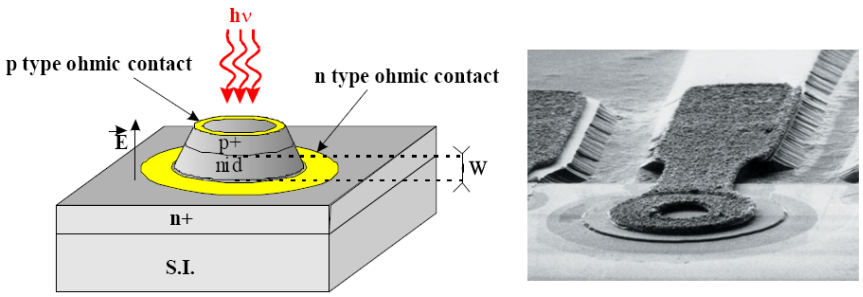


FIG. 1.12 – Schéma dune photodiode PIN classique à éclairage vertical, d'après [30] et photographie, d'après [31].

L'idée de cette structure est d'augmenter artificiellement la zone de charge d'espace et donc la zone d'absorption principale de la photodiode, W, comme illustré par la figure 1.12. Sous une polarisation inverse suffisante, toute la zone intrinsèque est soumise à un fort champ électrique quasi-uniforme et ainsi les porteurs photo-générés atteignent rapidement la vitesse de saturation. Cette structure de photodiode a très rapidement été utilisée comme démodulateur optique-microonde, [25] à [29].

Dans ce type de composant, des temps de réponse très brefs sont recherchés pour pouvoir permettre des montées en débit pour les communications. On remarque que dans les premières structures PIN, certains porteurs photo-générés étaient soumis au phénomène de diffusion dans certaines zones. Or, la diffusion est un phénomène très lent qui réduit la bande passante et donc est contraire aux applications optique-microondes. De plus la réponse en fréquence des photodiodes à zone déplétée est limitée principalement par les effets de temps de transit des porteurs [32] et de la capacité de jonction de la diode.

Afin d'améliorer la réponse en fréquence, il est nécessaire de limiter la région d'absorption à la zone intrinsèque pour réduire les temps de transit des porteurs. Les hétérojonctions ainsi que

les nouveaux matériaux composés binaires et ternaires ont apporté cette possibilité [33]. L'idée a été d'utiliser un matériau absorbant à la longueur d'onde souhaitée pour la zone intrinsèque et deux autres matériaux fortement dopés et transparents pour les deux autres zones N et P. Nous développerons plus en détail au chapitre 3 les hétérojonctions.

La figure 1.13 résume le principe de fonctionnement d'une photodiode PIN à éclairage vertical avec pour zone active, la zone intrinsèque. L'éclairage vertical peut être effectué par dessus ou par dessous suivant les structures et matériaux utilisés. L'éclairage latéral permettra de lever le compromis rapidité/détection.

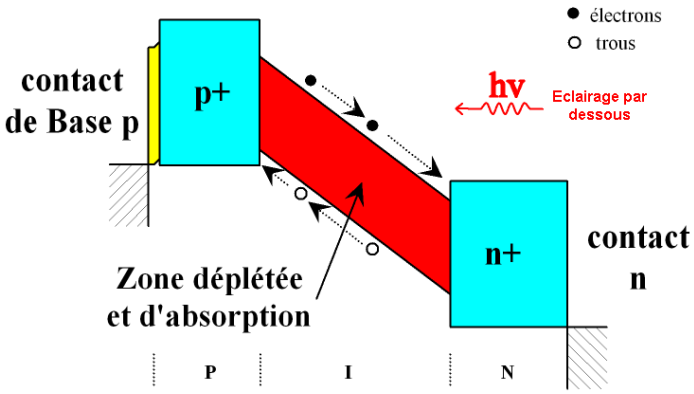


FIG. 1.13 – Principe de fonctionnement d'une photodiode PIN

Nous rappelons que pour des photodiodes PIN ultra-rapides, c'est à dire que $\alpha(\lambda) \cdot W << 1$, avec W épaisseur de la zone d'absorption, le rendement quantique externe, qui est proportionnel à l'épaisseur d'absorption, est défini par l'équation 1.18 et peut être approximé par :

$$\eta_{ext} = \eta_{int} \cdot \Big(1 - R\Big) \cdot \Big(1 - e^{-\alpha W}\Big) \tag{1.31}$$

en considérant $\eta_{int} \approx 1$ et $\alpha(\lambda) \cdot W << 1$ (R : coefficient de réflexion).

La sensibilité des photodiodes PIN, en appliquant les mêmes simplifications que le rendement externe, s'approxime alors en fonction de la longueur d'onde comme suit :

$$S(\lambda) = \frac{\lambda(\mu m)}{1,24}\eta_{ext} \approx \frac{\lambda(\mu m)}{1,24}(1 - R) \cdot \alpha(\lambda) \cdot W \tag{1.32}$$

Une étude, [35], a présenté un modèle électrique de photodiode PIN à éclairage vertical qui permet d'exprimer la réponse en fréquence du composant en fonction de l'aire de ses électrodes et de l'épaisseur de sa zone d'absorption. Celui-ci permet d'affirmer que pour obtenir un composant fonctionnant à 80GHz, l'aire des électrodes doit être approximativement de $5\mu m \times 5\mu m$ pour une épaisseur de zone active de $0,2\mu m$ en $GaInAs$. Parmi les mesures faites pour développer ce modèle, nous pouvons retenir celles effectuées sur une structure en $GaInAs/InP$ à $\lambda = 0,97\mu m$, qui présente une bande passante de $110GHz$ pour un rendement de 50% pour une aire d'électrode de $4\mu m^2$.

En technologie Si, les meilleures performances sont obtenues par des structures de photodiodes Germanium sur Silicium (Ge-on-Si) avec des fréquence de coupure atteignant les $39GHz$

pour une sensibilité de $0,15A/W$ à $\lambda = 850nm$ [36]. Sur SiGe, les fréquences dépassent difficilement le GHz. Pour exemple, Qasaimeh et al. présente un système de photodétection à base de PiN SiGe et HBT SiGe fonctionnant à $\lambda = 880nm$ et obtenant une bande passante de $0,8GHz$ une sensibilité de $0,3A/W$, [37].

Pour résumer, ces photodiodes ont pour intérêt :
- une grande sensibilité, proportionnelle à la largeur et à la profondeur de la zone intrinsèque
- élimination des phénomènes de diffusion par l'utilisation d'hétérojonction
- diminution du temps de transit des porteurs pour une épaisseur de zone intrinsèque fixe en augmentant la tension de polarisation inverse, dans le cas où la vitesse de saturation n'est pas déjà atteinte.

Pour ce dernier point, il faut noter aussi l'effet de l'augmentation du temps de transit avec l'augmentation de la zone intrinsèque. L'augmentation de l'épaisseur de la zone active optique engendre une diminution de la capacité de jonction et donc dans le même temps une diminution de la constante de temps RC. On retrouve cette dernière dans l'écriture du temps de transit global mais en général elle reste négligeable comparé au temps de transit des porteurs à travers la zone intrinsèque.

1.4.3 La photodiode à avalanche

Les photodiode à avalanche (APD) sont utilisées pour accroître la sensibilité des photodétecteurs dans les communications sur fibre optique. Cette augmentation de la sensibilité est obtenue grâce à une amplification interne du courant photo-généré due à un effet d'avalanche. Les premières études sur ces photodétecteurs datent de 1966 par Emmons et Lucovsky, [38].

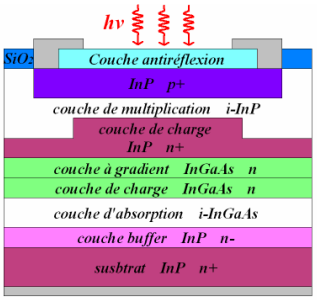


FIG. 1.14 – Structure typique d'une photodiode à avalanche ultra-rapide en InGaAs, [39]

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, cf. figure 1.14. 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.

Pour obtenir un effet d'avalanche, il faut appliquer une polarisation inverse très élevée, typiquement supérieure à $20V$, aux bornes de la photodiode. Au niveau de la couche de mul-

tiplication intrinsèque règne alors un fort champ électrique qui permet de ioniser le matériau, générant électrons et trous, par impact des porteurs photo-générés qui la traverseront. Dans la couche active pour la photodétection, le champ électrique ne permet pas l'ionisation, mais suffit à la dérive des porteurs photo-générés.

Le facteur de multiplication M dépend des coefficients d'ionisation des électrons α_n et des trous α_p, il est décrit par l'équation 1.33, [6] :

$$M = \frac{1 - k_\alpha}{e^{-((1-k_\alpha)\alpha_n \cdot W)} - k_\alpha} \tag{1.33}$$

avec le taux d'ionisation, $k_\alpha = \frac{\alpha_p}{\alpha_n}$.

Pour obtenir de forts facteurs de multiplication et donc une meilleur sensibilité associés à faible facteur de bruit, il faut nécessairement que les coefficients d'ionisation diffèrent l'un de l'autre. Le produit gain-bande se verra ainsi augmenté. Dans le cas où la polarisation est faible, la photodiode se comporte comme une simple photodiode PIN.

Au regard de la littérature, les photodiodes à avalanche atteignent des fréquences de coupure relativement équivalentes à celles des photodiodes PIN classiques. On peut citer les $17GHz$ à gain unitaire, publiés par Kagawa en 1993, [40], avec une structure en InGaAs pour la zone d'absorption et InGaAsP-InAlAs pour la zone de multiplication. Elle est illuminée par la face arrière à $\lambda = 1,3\mu m$, avec un rendement quantique de 74% et un produit gain-bande maximum de 110 GHz avec une bande passante d'environ $10GHz$. Campbell présenta une structure avec une zone de multiplication en Si cette fois, éclairée sur la gamme $\lambda = 1,3 - 1,6\mu m$, qui atteignait une fréquence de coupure supérieure à $10GHz$ à gain unitaire et un rendement de 42%. Le produit gain-bande était estimé à environ 400GHz, [41].

Les études plus récentes publiées ne se limitent pas à de simples photodiodes à avalanche, mais elles intègrent des structures ou des configurations différentes qui permettent d'améliorer leurs caractéristiques initiales. Un premier exemple est un éclairage latéral de la photodiode InGaAs-InP-InAlAs en intégrant un guide d'onde illustré par la figure 1.15 obtenant une bande passante de $28GHz$ et une sensibilité de $0,6A/W$ à $\lambda = 1,55\mu m$.

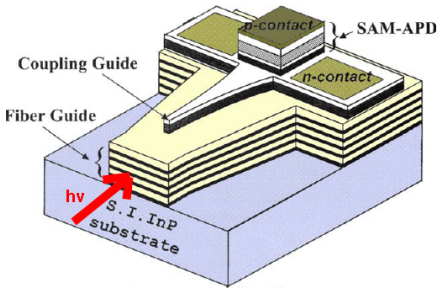


FIG. 1.15 – Photodiode à avalanche à double guide d'onde, d'après [42]

1.4.4 La photodiode à guide d'onde ou à éclairage latéral

Nous avons exploré dans les paragraphes précédents, différents types de photodiodes à éclairage vertical et présenté leurs états de l'art. Nous avons à chaque fois conclu qu'il y avait

un compromis entre sensibilité et réponse en fréquence du fait de leur interdépendance avec les caractéristiques de la zone active.

Les structures à guide d'onde et donc à éclairage latéral permettent ce découplage optique-électrique. Elles permettent d'augmenter la bande passante tout en gardant une grande sensibilité, par élimination de la dépendance du rendement quantique avec l'épaisseur de la zone d'absorption.

En 1986, les premiers résultats d'une structure à guide d'onde ont été démontrés avec une bande passante de $28GHz$ et un rendement de 25% [43]. Le principal inconvénient de ces premières structures résidait dans leur couplage optique. Le fait est que le diamètre d'un spot lumineux à la sortie d'une fibre même lentillée est au minimum de $5\mu m$ à $850nm$ alors que l'épaisseur des zones absorbantes des photodiodes rapides sont inférieures au micromètre. Une valeur typique d'épaisseur de zone absorbante est $0,4\mu m$ et même moins pour une fréquence de coupure supérieure à $60GHz$ [30]. Pour améliorer le couplage optique, il faut augmenter la distribution du champ optique dans la photodiode sans toucher à l'épaisseur de la zone absorbante.

C'est en 1991, que des premières structures à guide d'onde multimode à $\lambda = 1,55\mu m$ furent publiés, [44] et [45]. Des fréquences de coupure, respectivement, de $40GHz$ et $50GHz$ et des sensibilités de $0,55A/W$ et de $0,5A/W$, soit des rendements quantiques de 44% et 40%, ont été atteints.

Nous allons traiter pour illustrer ce type de composant le cas d'une photodiode PIN à guide d'onde multimode dont nous avons un exemple illustré par la figure 1.16, sur substrat InP. Ces structures sont aussi utilisées avec d'autres corps de photodiodes : photodiode à avalanche, [47] à [49] et même photodiode UTC (Uni-Traveling-Carrier), [50], photodiode que nous détaillerons par la suite.

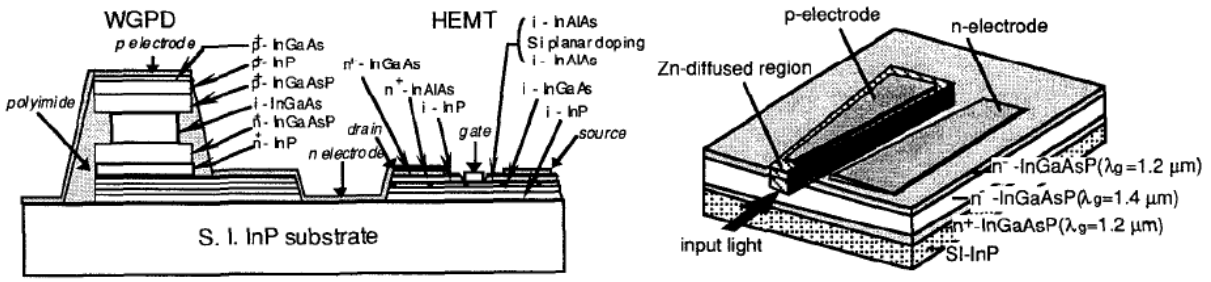


FIG. 1.16 – Structure d'une photodiode PIN à guide d'onde couplé à un amplificateur HEMT, d'après [51]

Comme nous le montre la figure 1.16, la lumière pénètre latéralement le photodétecteur, se propage dans un guide d'onde formé par la couche absorbante i-InGaAs entourée de deux couches en InGaAsP dopées N et P afin d'améliorer le couplage ou confinement optique et donc augmenter le rendement quantique externe en optimisant l'épaisseur des couches en InGaAsP. Ces deux couches à bande interdite intermédiaire entre InGaAs et InP ont une longueur d'onde de coupure à $\lambda = 1,3\mu m$ et sont donc transparentes à la longueur d'onde de fonctionnement $\lambda = 1,55\mu m$. Il en résulte que les paires électrons-trous photo-générées ne transitent que dans la couche déplétée en InGaAs.

Du fait que l'onde lumineuse arrive perpendiculairement au déplacement des porteurs, il n'y a plus de dépendance entre le rendement quantique et la bande passante de la photodiode. Le rendement quantique dépendra du confinement optique et surtout de la longueur de la couche active, ici en InGaAs. La bande passante sera, elle, limitée par le temps de transit à travers l'épaisseur de la couche active et le filtre RC de la jonction.

Certes, la longueur de la zone active influe sur la sensibilité mais aussi sur l'aire de la photodiode et donc la capacité. Il subsiste alors un paramètre commun aux deux caractéristiques. Une possibilité pour diminuer alors le temps RC, est d'utiliser une structure dite 'mushroom' (champignon) où la couche absorbante est moins large que les couches dopées, [52], comme le présente la figure 1.16. Cette structure sur InP permet d'obtenir une bande passante de $110GHz$ et une sensibilité de $0,63A/W$, soit un rendement quantique de 50% pour $\lambda = 1,55\mu m$.

L'inconvénient de ces structures réside dans l'alignement fibre optique - composant. A savoir que pour un diamètre de mode injecté inférieur à $3\mu m$, l'erreur de positionnement de la fibre par rapport au guide d'onde de la photodiode doit être inférieure de $\pm 0,6\mu m$ pour une perte de $-1dB$, [53] comparé à un diamètre de $4\mu m$ ou la tolérance à $-1dB$ est de $\pm 1\mu m$ verticalement et $\pm 1,3\mu m$ horizontalement, [42].

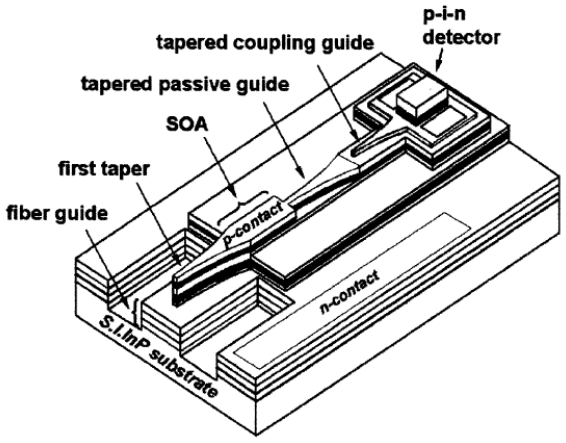


FIG. 1.17 – Structure d'une photodiode PIN à double guide d'onde asymétrique, d'après [61].

Afin d'améliorer ces problèmes de couplage, une structure a été déclinée à partir de celle précédente en séparant le guide d'onde de la couche d'absorption. Cette structure appelée photodiode à couplage évanescent a été présentée théoriquement par Déri en 1992, [54] et 1993, [55]. La première réalisation a été obtenue en 1996 par Umbach, [56] et a fait l'objet de la thèse de Stéphane Demiguel, [58]. Les premiers résultats ont présenté des sensibilités inférieures à $0,3A/W$ pour une bande passante de $45GHz$ avec un guide monomode à $\lambda = 1,55\mu m$. L'évolution vers des guides multimodes ont permis d'améliorer la sensibilité jusqu'à $0,96A/W$ pour une bande passante de $40GHz$ à $\lambda = 1,55\mu m$, [59]. Ces composants ont été intégrés pour faire des photo-récepteurs $80Gb/s$ [60]. La photodiode utilisée obtenait des performances de $72GHz$ et $0,64A/W$. L'intégration avec un HEMT permet un système présentant un gain de conversion de $45,4V/W$ sur 50Ω et une bande passante de $80GHz$.

Des structures plus évoluées utilisant des 'tapers' (des adaptateurs de mode qui permettent un déconfinement de la lumière et donc d'améliorer le couplage d'une fibre clivée de faible divergence avec la photodiode) et des amplificateurs optiques à semiconducteur permettent d'obtenir de fortes sensibilités, $11A/W$, pour des bandes passantes de $36GHz$, [61]. Cette structure est présentée par la figure 1.17.

1.4.5 La photodiode à cavité résonante

Un autre type de photodiode permet d'augmenter la sensibilité dans le cas d'un éclairage vertical. L'idée est de piéger le faisceau lumineux dans une cavité résonante, comme le montre la figure 1.18, avec des miroirs de Bragg à haut indice de réflexion, pour absorber la quasi -totalité du faisceau, d'où leur nom de photodiode améliorer par cavité résonante (RCE-Pd : Resonant Cavity Enhanced Photodiode).

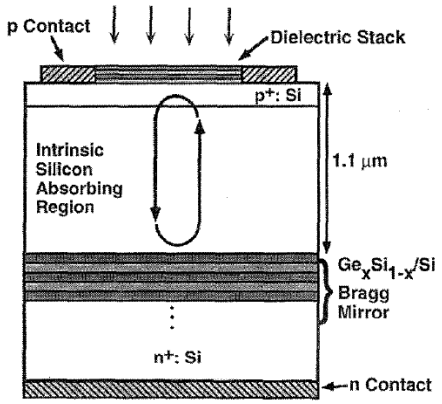


FIG. 1.18 – Structure d'une photodiode à cavité résonante $SiGe - Si$, d'après [62].

Le faisceau lumineux incident pénètre par le miroir semi-réfléchissant du haut, est une première fois absorbé en partie dans la fine couche active puis est réfléchi par le miroir du bas et repasse dans la zone active. La cavité est étudiée de telle sorte que l'onde incidente interfère de façon constructive avec l'onde réfléchie. Le champ optique est ainsi augmenté dans la cavité Fabry-Perot, ce qui permet d'utiliser une couche active fine tout en obtenant des rendements quantiques élevés, 99% théoriquement, [63], et pratiquement 90%, 94% et 99%, d'aprés respectivement [64] (sur InGaAs à $\lambda = 1,52\mu m$), [65] (sur InGaAs à $\lambda = 1,3\mu m$) et [66] (sur GaAs à $\lambda = 0,812\mu m$), pour des photodiodes PIN.

L'intégration de photodiodes dans une cavité résonante a été démontrée pour la première fois avec des photodiodes Schottky en 1990, [67]. L'utilisation de cavités résonantes engendre une limitation de la plage de fonctionnement en longueur d'onde de la photodiode, inférieure à $50nm$. Ces composants peuvent être très intéressants pour des systèmes WDM (Wavelength Division Multiplexing) pour sélectionner une longueur d'onde particulière, [68] à [71].

L'utilisation de cavités résonantes a été appliquée sur tous les types de photodiode à éclairage vertical, [72]. Les photodétecteurs seuls n'affichent pas spécialement de meilleures performances de sensibilité, du fait d'une réduction des couches d'absorption pour maintenir les performances fréquentielles. Les cavités ont permis à la fois de relaxer les dimensions des composants dans le but de faciliter le couplage avec les fibres mais aussi de compenserr la perte de sensibilité due à

la réduction de la couche absorbante. Pour les longueurs d'onde autour de $850nm$, on trouve des photodiodes PIN $GaAs$ et Si présentant des diamètres de $60\mu m$, avec des bandes passantes de $10GHz$ et des rendements quantiques respectifs de 90% et 40% pour des épaisseurs d'absorption d'environ $600nm$, [73] et [74].

Pour les photodiodes à base de jonction Schottky à cavité résonante, on peut citer Gökkavas et al. en 1997, [75] et 1998, [76], présentant une structure Schottky InGaAs, d'épaisseur de zone active de $130nm$ qui atteignait $100GHz$ de bande passante pour un rendement de 20% à $\lambda = 900nm$ soit un produit $\eta_{ext} \cdot f_{3dB}$ de $20GHz$. Cette dernière valeur peut être comparée à celle présentée par Ata en technologie GaAs, [77], de $22GHz$ avec un rendement quantique de 55% et une bande passante mesurée à $40GHz$, mais étant limitée par les moyens de mesures et estimée autour de $100GHz$. Récemment, en technologie Ge sur SOI, les travaux de Dosunmu et al., [78] à [80], ont permis des performances de bande passante de $13GHz$ ($25GHz$ simulée, [5]) et des rendements quantiques entre 38% et 75% autour de $\lambda = 1,55\mu m$ avec une épaisseur de la couche d'absorption en Ge de $1430nm$. Les meilleurs résultats publiés atteignent $29GHz$ et $34GHz$.

Les photodiodes PIN à cavité résonante obtiennent des rendements quantiques jusqu'à 99%. Cela leur permet d'obtenir des produits $\eta_{ext} \cdot f_{3dB}$ élevés supérieurs à 10 fois leur valeur sans cavité résonante, [72]. Sur technologie Si des fréquences de $15GHz$ pour 67% de rendement sont obtenues à $\lambda = 608nm$ par [62] (avec $W_{abs} = 1,1\mu m$). Le record avec une structure PIN Silicium à éclairement latéral est publié par Schaub et al. en 1999, [81], atteignant une fréquence de coupure de $34GHz$ et des rendements quantiques de 42% à $\lambda = 704nm$ et 31% à $\lambda = 836nm$.

En technologie III-V, on trouve des composants très sélectifs en longueur d'onde, [82], de largeur de bande de $1,8nm$ à $\lambda = 1,3\mu m$ sur InGaAs avec un rendement de 48% pour une épaisseur de $15nm$ de couche active. Des produits rendement-bande passante autour de $20GHz$ sont obtenus sur GaAs à $\lambda = 812nm$, [66] et sur InGaAs à $\lambda = 1,55\mu m$, [83]. Cette dernière structure obtient même une réponse linéaire de sortie avec une puissance optique incidente jusqu'à $6mW$ pour $5mA$ en sortie.

Pour les photodiodes à avalanche à cavité résonante, la première structure à cavité fut publié par Kuchibhotla en 1991 avec une fine épaisseur de couche active de $90nm$ en InGaAs, [84]. Le rendement quantique a été multiplié par 6 pour atteindre 50% comparé à la photodiode sans cavité. Des records de produits gain-bandes passantes sont battus : $210GHz$ [85] et $290GHz$,[86] et [87], avec des rendement à 70%, des bandes passantes à gain unitaire supérieures à $24GHz$.

Toutes les structures présentées précédemment ont un point commun négatif, la fréquence de fonctionnement à forte puissance optique incidente. Une des dernières structures en date, appelée photodiode UTC, (Uni-Traveling-Carrier : un seul porteur se déplaçant) va permettre de résoudre ce manque.

1.4.6 La photodiode UTC

Comparé aux photodiodes classiques, un moyen pour améliorer à la fois le produit bande passante-rendement et le courant de saturation du composant est d'utiliser seulement les porteurs les plus rapides, les électrons, à leur vitesse dite 'd'overshoot' afin d'éviter l'effet de charge d'espace (space-charge effect). L'effet de charge d'espace est un effet qui limite la vitesse des

porteurs à fort courant photogénéré [88]. Il en résulte un effet de forte injection qui créé une réduction du champ électrique dans la ZCE, voire un champ électrique contraire, qui ralentit les photo-porteurs.

La photodiode UTC combat cet effet. Elle a été présentée pour la première fois en 1997 par les chercheurs du laboratoire japonais NTT, Ishibashi et al., [89] et [90]. Des structures similaires avaient été présentées antérieurement pour diminuer le courant d'obscurité, [91] et réduire la capacité de jonction, [92]. La structure UTC utilise la vitesse élevée des électrons (comparée à celle des trous) et le phénomène d'overshoot dans la couche de collection des porteurs pour retarder l'effet de charge d'espace, ce qui entraîne un meilleur courant de saturation par rapport aux photodiodes PIN conventionnelles, [93].

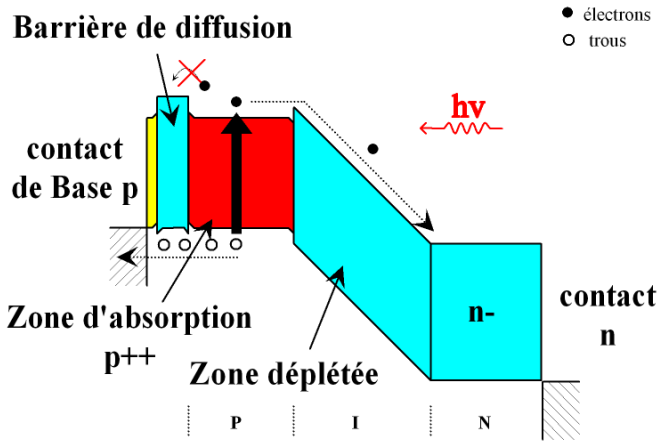


FIG. 1.19 – Principe de fonctionnement d'une photodiode UTC

La figure 1.19, résume le fonctionnement d'une photodiode UTC. La structure rappelle celle d'une photodiode PIN dans laquelle on a dissocié la zone d'absorption et la zone de déplétion. En effet, la zone active est la zone fortement dopée P de la photodiode, appelée aussi "base". Elle est entourée d'un côté par une barrière de diffusion du côté du contact de base pour empêcher les électrons photo-générés de diffuser dans la mauvaise direction et de l'autre côté d'un semiconducteur à grand gap non-dopé et transparent à la longueur d'onde de fonctionnement. Celui-ci constitue la zone de collection des électrons.

Les paires électrons-trous sont photo-générées dans la base fortement dopée P. Les trous étant fortement en excès sont majoritaires et vont être évacués rapidement vers le contact de base par effet de relaxation diélectrique. Les électrons, porteurs minoritaires, vont diffuser dans la base jusqu'à la zone déplétée où ils seront accélérés sous l'effet du champ électrique et dériveront jusqu'à la zone dopée N.

Seuls les électrons sont considérés comme porteurs minoritaires se déplaçant dans la zone de charge d'espace et ainsi eux seuls déterminent le temps de transit.

Ces nouvelles structures ont permis de battre des records en terme de bande passante avec $310GHz$ à $\lambda = 1,55\mu m$ pour $30nm$ de couche absorbante en InGaAs et une puissance de sortie à près de $13mW$ à $100GHz$ pour un photocourant de $33mA$, mais une faible sensibilité de $0,07A/W$, [95], [96].

On peut comparer les performances des photodiodes PIN et UTC, en terme de puissance de sortie en fonction de la fréquence de fonctionnement sur la figure 1.20 ou en terme de bande passante en fonction de l'énergie optique incidente, figure 1.21 de droite. Cette comparaison montre bien l'avantage des photodiodes UTC face aux photodiodes PIN au delà de $20GHz$ de bande ou de $70pJ/pulse$ d'énergie en impulsionnel.

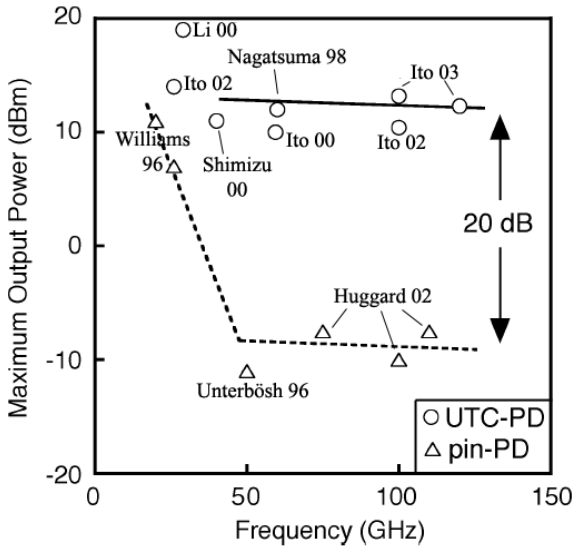


FIG. 1.20 – Comparaison des puissances de sortie microondes publiées en fonction de la fréquence de fonctionnement pour les photodiodes PIN et UTC, d'après [97]

Toutefois, les photodiodes PIN ne s'inclinent pas dans toutes les situations. Au regard de la figure de gauche 1.21, on remarque que la réponse des photodiodes UTC varie proportionnellement à l'inverse du carré de l'épaisseur d'absorption W_A alors que la photodiodes PIN varient en $1/W_A$. Comme la sensibilité est proportionnelle à l'épaisseur d'absorbant, pour des rendements quantiques élevés, c'est à dire au delà d'une certaine épaisseur, la photodiode UTC aura de moins bonnes performances comparées à la photodiode PIN.

En conclusion, une photodiode UTC obtient une photo-réponse rapide et un fort courant de saturation au détriment de la sensibilité, du fait de sa limitation en épaisseur d'absorption. Comme nous l'avons déjà mentionné, les structures à guide d'onde et donc éclairage latéral permettent d'améliorer cette caractéristique, comme le montre aussi [98] avec une bande passante de $55GHz$, un photo-courant maximum de 26mA et un rendement quantique de 32%. Enfin la photodiode UTC dans une structure à couplage évanescent intègre des modules de photorécepteurs fonctionnant à des débits supérieurs à $40Gb/s$ et présente ainsi une sensibilité maximum de $0,72A/W$ et supérieure à $0,6A/W$ sur la plage $\lambda = 1460 - 1640\mu m$, une bande passante supérieure à $50GHz$ quelle que soit la puissance optique en entrée jusqu'à $12dBm$ pour un courant de saturation de $10mA$, [50] et [99].

1.4.7 Généralités sur les phototransistors

Nous avons vu précédemment que les photodétecteurs sont constamment confrontés à un compromis sensibilité - bande passante. Souvent la sensibilité est délaissée pour privilégier la

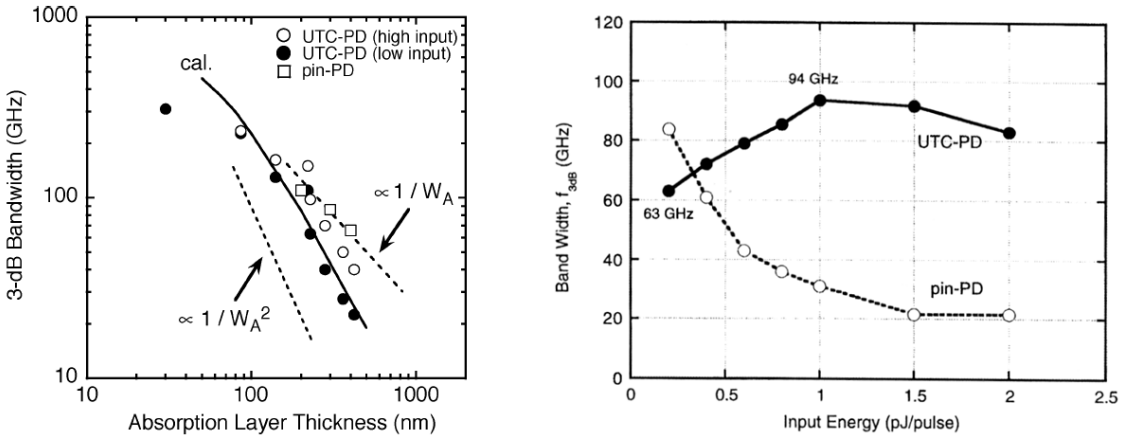


FIG. 1.21 – Comparaison des bandes passantes des photodiodes PIN et UTC en fonction de l'épaisseur de la zone d'absorption (gauche) et de l'énergie optique incidente (droite), d'après [94]

fréquence de coupure. Afin de compenser ce manque, ces photodétecteurs sont jumelé avec des composants électriques à gain tels que des transistors HBT ou HEMT, [100]-[103]. La figure 1.22 est un état de l'art fait par Huber et al. sur les performances de gain de conversion en fonction de la bande passante des photo-récepteurs (photodiode + amplificateur).

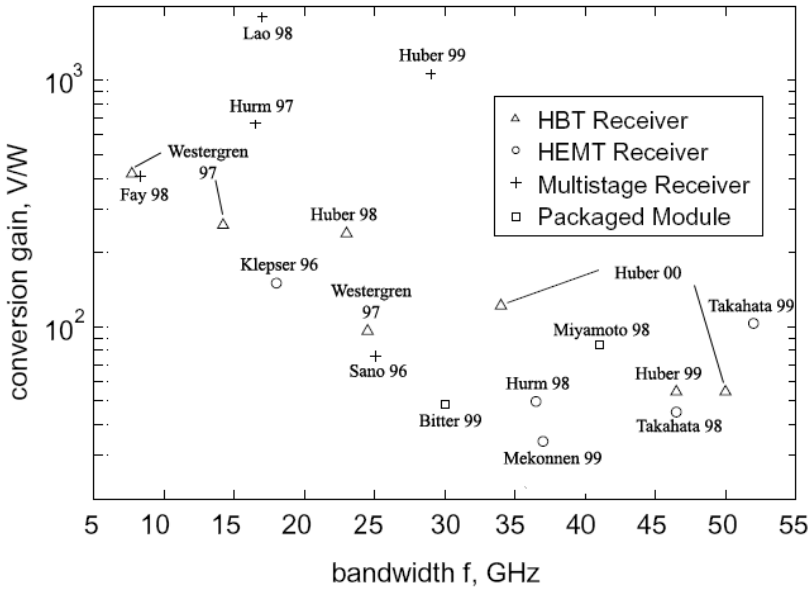


FIG. 1.22 – Comparaison des performances de récepteurs opto-électroniques publiées d'après [103] (le gain de conversion est exprimé pour une charge de 50Ω).

Les photo-récepteurs dont les performances sont résumées dans la figure ci-dessus, ont été développés avec une technologie III-V. La plupart des systèmes publiés utilisent des photodiodes PIN classiques comme [103] ou encore PIN à guide d'onde comme les travaux de Takahata [104]. Avec une photodiode à guide d'onde associée à un HEMT, Takahata obtient la meilleure bande passante avec $52GHz$ et un gain de conversion de $105V/W$ sur 50Ω. Huber privilegie le gain avec une valeur de $1000V/W$ sur 50Ω tout en conservant une bande passante de $30GHz$ [105].

Il est possible d'intégrer les deux en un et ainsi obtenir un phototransistor. Ce type de photodétecteur utilise la jonction PN polarisée en inverse comme une photodiode et le courant photogénéré est directement amplifié par effet transistor. Une description plus détaillée sera faite dans le chapitre 2.

Les phototransistors sont le plus souvent éclairés verticalement par le dessus. La figure 1.23 présente les différentes configurations d'éclairage par le dessus. La structure peut être un simple HBT dont l'éclairement se fait entre les plots de contact de base et d'émetteur [106], [107] sans modification de la structure. Le faisceau peut être injecté par l'émetteur via une fenêtre ouverte dans le contact [108]-[109] ou via un contact d'émetteur transparent [110]. Enfin la dernière configuration possible est la suppression d'un contact de base ou d'une partie afin de pouvoir injecter la lumière directement dans la base et la jonction base-collecteur [111]-[112].

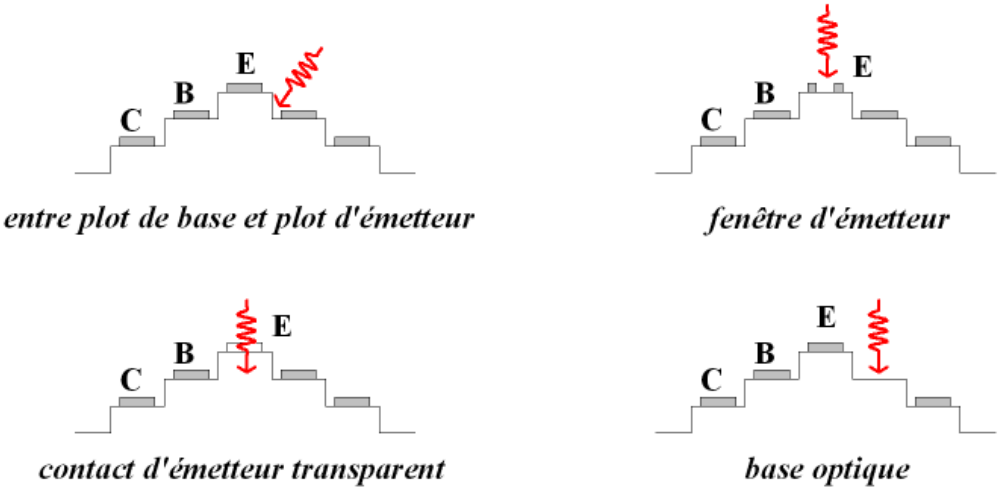


FIG. 1.23 – Différentes configurations d'éclairement par le dessus des phototransistors.

L'éclairement par la face arrière est utilisé dans certaines structures afin de pouvoir illuminer toute la largeur de la jonction base-collecteur sans être gêné par les contact de base ou justement en utilisant les contacts de base et d'émetteur comme réflecteur, améliorant ainsi l'absorption [113]-[117].

Plus récemment, les phototransistors se sont orientées vers des structures de types guide d'onde avec un éclairage latéral [118] et [119] ou par couplage évanescent [120].

Il peut être recensé deux types de phototransistor d'un point de vue fonctionnel : ceux à deux terminaisons, dits 2T-HPT, c'est à dire sans contact de base, et les 3T-HPT, avec contact de base. Si les premiers phototransistors étaient sans contact de base, Fritzche et al. en 1981 [121] et par la suite Chandrasekhar et al. [122], 10 ans plus tard ont montré l'intérêt du contact de base dans l'amélioration des performances fréquentielles.

1.4.8 Les phototransistors III-V

Si les premiers travaux sur les phototransistors datent des années 50 par Shockley qui proposa un transistor avec une polarisation de base optique et sa réalisation sur Germanium à $\lambda = 1,2\mu m$ par Shive en 1953, les premières études théoriques sur les phototransistors à hétérojonction de type 2T-HPT ont débuté dans les années 70 [123]. Les premières réalisations en GaAs ont suivi et

présenté des gains de 300 à 2000 [124]-[126] pour une photo-détection dans la plage $0,65-0,9\mu m$. Ces composants étaient extrêmement lents avec des temps de montée de l'ordre de la microseconde pour un gain unitaire. Milano présenta en fin des années 70 [127] un temps de montée de $2ns$, soit un composant ≈ 1000 fois plus rapide. Ces phototransistors nécessitaient aussi des puissances optiques assez élevées, supérieures à $100\mu W$, pour obtenir des gains élevés.

Le début des années 80 voit naître les phototransistors $InP/InGaAs$ pour la photo-détection aux longueurs d'onde $1,3-1,55\mu m$ [113]-[114]. Le phototransistor est mis en avant par ses performances en terme de gain [108], de bruit et de sensibilité [128]. Cette dernière caractéristique peut être comparable aux systèmes de photodétection PIN-FET et APD-FET [129]. Pour la plupart des publications de cette décennie, les structures de phototransistors sont à deux terminaux, soit sans contact de base. La barre du GHz est obtenue avec un des rares 3T-HPT du moment fonctionnant à $\lambda = 1,15\mu m$ [121].

Comme nous l'avons déjà mentionné précédemment, c'est au début des années 90 avec la nécessité d'améliorer la rapidité de ces composants que va s'imposer le phototransistor comportant un contact de base [122]. La barre des $10GHz$ est alors atteinte, accompagnée d'une sensibilité mode phototransistor de $370mA/W$ à $\lambda = 1,3\mu m$. Il va s'en suivre une course à la réduction des dimensions des composants qui limitaient les performances dynamiques par effet capacitif. L'épaisseur de la zone d'absorption va se voir elle-aussi diminuée afin de réduire le temps de transit des porteurs photo-générés. Ceci va induire une baisse de la sensibilité.

Pour pallier cette diminution, des structures de phototransistors vont utiliser les contacts comme réflecteur avec un éclairage par le dessous [116], doublant ainsi le trajet optique et permettant d'obtenir à sensibilité mode phototransistor égale de $380mA/W$ à $\lambda = 1,3\mu m$, une fréquence de transition optique double de $22GHz$ sur InP/InGaAs. La surface base-émetteur passe à $3 \times 3\mu m^2$ comparée au $12 \times 12\mu m^2$ de [122]. L'épaisseur d'absorption diminue d'un facteur 3 pour atteindre $400nm$ répartie en $100nm$ pour la base et $300nm$ pour le collecteur.

Des structures intégrant des cavités verticales ont commencé à faire leur apparition. Certaines en technologie GaAs [130] sont composées de multi-puits quantiques InGaAs/GaAs. Une sensibilité mode phototransistor de $2,1A/W$ est alors obtenue à la longueur d'onde de résonance de $0,94\mu m$.

Les performances des phototransistors à la longueur d'onde de $1,55\mu m$ passent en terme de f_{T-opt} de $14GHz$ [131] à $20GHz$ [132] avec des sensibilités mode phototransistor respectives de $260mA/W$ et $140mA/W$.

Les structures à éclairement vertical semblent voir leurs performances être limitées par les dimensions géométriques de l'ordre du diamètre du faisceau optique et par l'épaisseur d'absorption pour maintenir une bonne sensibilité tout au moins comparable à celle des photodiodes.

De nouvelles structures sont apparues, éclairées cette fois latéralement, s'inspirant des photodiodes à guide d'onde, présentant de bonnes sensibilités combinées avec de bonnes performances fréquentielles. Le premier HPT éclairé latéralement a été réalisé à l'IEMN en InP/InGaAs par Van de Castle [133]. Cette structure a permis d'atteindre les $40GHz$ de fréquence de transition optique avec une sensibilité mode phototransistor élevée de $450mA/W$ à $\lambda = 1,3\mu m$. La figure 1.24 présente un schéma en coupe et une photo du HPT à éclairage latéral.

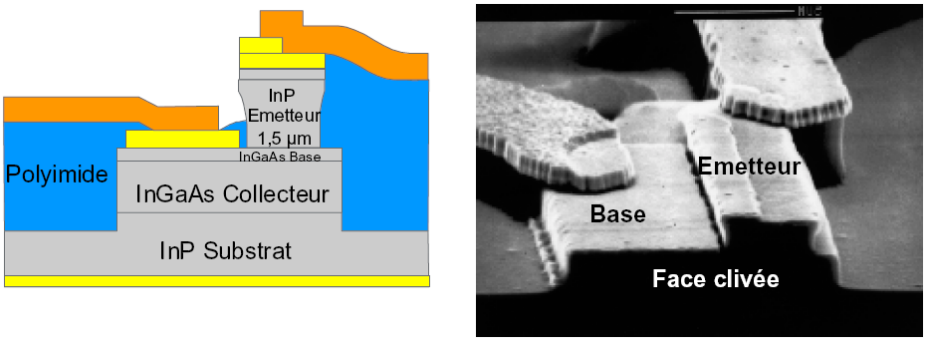


FIG. 1.24 – Schéma et photo d'un HPT InP/InGaAs à guide d'onde à trois terminaison [134].

Plus élaboré, Prakash et al. présenta en 1997, une structure de HPT à onde progressive [135]. Le faisceau optique est injecté dans un guide d'onde en polymère et absorbé par couplage évanescent tout au long du composant. Un f_{T-opt} de $20GHz$ est obtenu avec une sensibilité mode phototransistor record de $520mA/W$ à $\lambda = 1,3\mu m$.

L'état de l'art en terme de fréquence de transition est résumé par la figure 1.25 en fonction de la surface de la jonction base-émetteur.

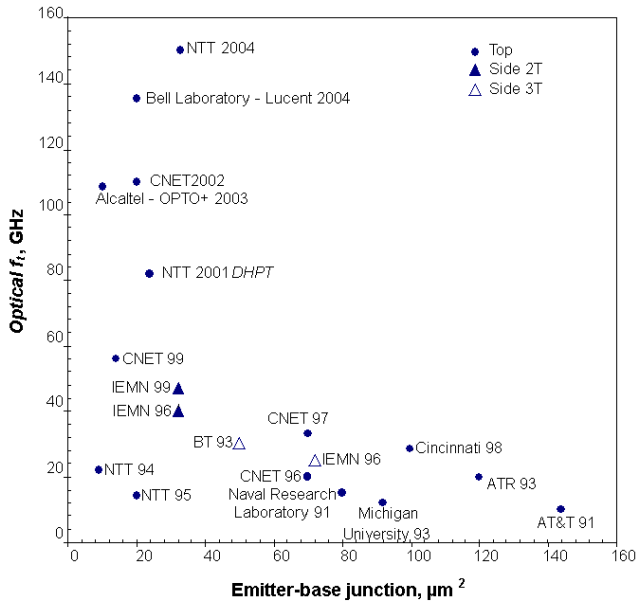


FIG. 1.25 – Fréquence de transition optique F_{T-opt} en fonction de la largeur de la jonction émetteur-base, état de l'art issue de [136] et complété jusqu'à aujourd'hui

Celle-ci montre bien une corrélation entre la surface de la jonction et la rapidité du composant. Aujourd'hui on obtient des phototransistors éclairés verticalement avec des f_{T-opt} au delà des $100GHz$ [109],[112] et [137] avec respectivement des sensibilités en mode phototransistor de $6,3A/W$ et $7A/W$, et $0.25A/W$ et $0.2A/W$ en mode photodiode pour les deux premiers. Ces structures sont déjà intégrées à des systèmes de transmission de données et d'horloge fonctionnant à $43Gb/s$ ou des mélangeurs opto-électroniques à $28GHz$.

1.4.9 Les phototransistors SiGe

Dans cette dernière partie, nous allons nous intéresser au sujet principal de ce mémoire : les phototransistors SiGe pour les applications optique-microonde. Ce type de composant est très récent. Si les systèmes opto-électroniques à base de SiGe datent du début des années 90, combinant photodiode et guide d'onde fonctionnant à $\lambda = 1,3\mu m$ [138], la première étude de phototransistor compatible Silicium date de 1997 avec l'étude théorique d'une structure à multi-puits quantiques $Si_{0,4}Ge_{0,6}$ insérée dans une cavité résonante verticale [139] fonctionnant à $\lambda = 1,3\mu m$. Cette structure est dite MQW-HPT, phototransistor à multi-puits quantiques. Il faudra attendre 2003 pour voir les premiers prototypes de phototransistors caractérisés en fréquence, soit avec des MQW SiGe HPT, soit avec des HPT SiGe dits "vrais", sans multi-puits quantiques. Nous allons faire une présentation non exhaustive des différentes structures dans l'ordre chronologique d'après nos connaissances.

Le phototransistor SiGe à puits quantiques

La première publication en date sur les phototransistors SiGe concerne une structure à multi-puits quantiques $Si_{0,5}Ge_{0,5}/Si$ d'une équipe de recherche de Taiwan en 2002 [140]. La figure 1.26 présente le schéma et une photo du HPT.

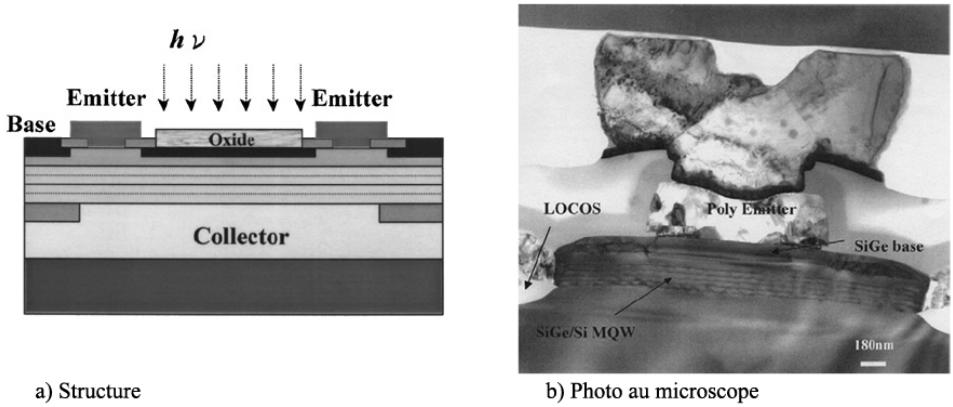


FIG. 1.26 – Structure et photo d'un phototransistor SiGe à multi-puits quantiques, d'après [141] et [142].

Cette structure est basée sur un process de HBT avec un f_T électrique de $50GHz$ dans lequel il a été inséré une structure à multi-puits quantique. L'aire de la jonction base-émetteur est de $6\mu m^2$ et une fenêtre optique de $14,4\mu m^2$ permet une illumination verticale à travers la jonction base-collecteur. Le f_T électrique de cette structure finale atteint les $25GHz$. Elle est ralentie du fait de l'ajout du multi-puits quantique et de l'augmentation de surface, et il en est de même pour le f_{max} de $25GHz$.

Ce phototransistor a été caractérisé à $850nm$ et $1,31\mu m$ en obtenant respectivement une sensibilité de $1,9A/W$ et $0,2A/W$ à $V_{CE} = 1,5V$ d'après [141] en configuration 2T-HPT, soit avec la base en circuit ouvert. Une bande passante de $1,5GHz$ est extraite d'une mesure impulsionnelle en polarisation mode photodiode à $V_{BE} = 0,4V$.

L'évolution de cette structure a permis d'atteindre une sensibilité de $17A/W$, [142], en modifiant les caractéristiques du HBT intrinsèque au détriment d'une bande passante mode photodiode de $0,5GHz$. Cette sensibilité a été obtenue en combinant l'effet transistor et le régime

d'avalanche.

Le phototransistor à simple couche SiGe contrainte sur Si

Le premier phototransistor à simple couche SiGe contrainte sur Si a été réalisé dans le cadre de la thèse de Jean-Luc Polleux [143] avec une collaboration de notre équipe avec l'université d'Ulm en Allemagne. Cette structure éclairée verticalement va être présentée en détail dans le chapitre suivant. Les premiers résultats ont été présentés en 2003 [144]-[145] avec principalement une sensibilité en mode phototransistor de $1,49A/W$ à $\lambda = 940nm$ et $V_{CE} = 1,5V$ avec une polarisation de base de $60\mu A$. La bande passante à cette polarisation est de l'ordre de $400MHz$ en mode phototransistor. Le mode photodiode n'a pas été caractérisé à cause du manque de sensibilité du banc de mesure par battement disponible.

Pei et al. a présenté une amélioration de la bande passante de ses HPT en 2003 en enlevant son multi-puits quantique [146] et en polarisant la base. Il revient ainsi à une structure à simple couche SiGe contrainte sur Si, comparable à la nôtre. La sensibilité est réduite à $0,43A/W$ pour une augmentation de la bande passante jusqu'à $3GHz$ à $\lambda = 850nm$ et une polarisation électrique de $V_{BE} = 0,4V$ et $V_{CE} = 2V$. Ces résultats seront discutés dans la suite du mémoire.

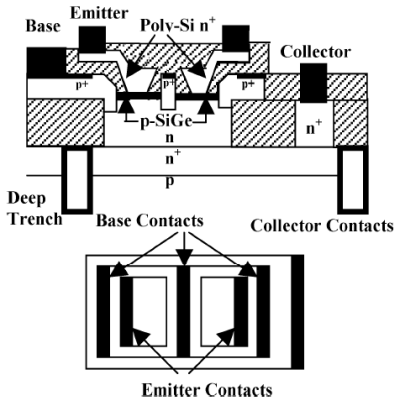


FIG. 1.27 – Structure d'un phototransistor SiGe sur technologie BiCMOS $0,25\mu m$ d'IBM, d'après [148]

En 2006, Yin et al. [148] présente des prototypes de phototransistors basés sur une technologie $0,25\mu$-BiCMOS d'IBM et éclairés verticalement avec une base $80nm$ dont $\approx 60nm$ de SiGe. Ceux-ci apparaissent après une première étude théorique d'un prototype à guide d'onde [147]. Par absence de résultats, on peut supposer du'ils n'ont pas réussi à obtenir de couplage satisfaisant. Des sensibilités de $2,7A/W$, $0,13A/W$ et $0,07mA/W$ sont mesurées respectivement aux longueurs d'onde de $850nm$, $1060nm$ et $1310nm$ pour un prototype avec une région active de $6 \times 10\mu m^2$ sous une polarisation de $I_B = 5\mu A$ et $V_{CE} = 1,3V$. Des fréquences de coupures à $-3dB$ de $2,0GHz$, $2,1GHz$ et $5,3GHz$ sont publiées respectivement pour des prototypes de $6 \times 10\mu m^2$, $5 \times 5\mu m^2$ et $2 \times 2\mu m^2$ à $\lambda = 850nm$ pour une polarisation de $I_B = 2\mu A$ et $V_{CE} = 2V$. Yin démontre aussi que l'insertion d'un doigt de contact au milieu de la base, cf. figure 1.27, monté sur les prototypes $6 \times 10\mu m^2$ et $2 \times 2\mu m^2$, diminue les effets capacitifs et donc améliore les performances fréquentielles.

Le tableau 1.28 ci-dessous, récapitule les performances publiées des différents phototransistors SiGe.

	R_{HPT} @ 850nm (A/W)	f_{Topt} (GHz)	$f_{-3dB-HPT}$ (GHz)	Beta	$f_{-3dB-PD}$ (GHz)
HPT Esycom [13,17,18]	3.39 * 1.49 @ 940nm	13* (25µm²) 7* (100µm²)	0.4 (0.1*)	145	2*
Cornell HPT [9,10]	2.7 0.2 @ 1060 nm (0.07 @1310nm)		5,3 (4µm²) 2,1(25µm²) 2 (60µm²)	100	
MQW HPT [1,2,3,5,7]	1.3 1.47 (0.15 @ 1310nm) 17.5			200 160 3000	0.55 1.25 <0.5
Without MQW HPT [2,6,7]	0.43			100	3

*** (Simulated Values)**

FIG. 1.28 – Récapitulatif des performances des différents phototransistors SiGe

1.5 Conclusion du chapitre 1

Nous avons au cours de ce chapitre rappelé les principes de base de la photodétection et ses équations ainsi que les caractéristiques optiques des semiconducteurs.

Nous avons ensuite présenté les grandeurs qui caractérisent les photo-détecteurs de manière générale : le rendement quantique, la sensibilité et la bande passante à $-3dB$.

Nous nous sommes ensuite focalisés sur les caractéristiques spécifiques des phototransistors afin de pouvoir les utiliser tout au long de ce mémoire. Nous avons décrit les différents modes de fonctionnement des phototransistors : photodiode et phototransistor, la sensibilité, le gain optique en courant et la fréquence de transition optique. Afin de pouvoir caractériser en puissance ce composant, une caractéristique récente, le gain optique microonde qui fait appel aux paramètres S opto-microonde, a été rappelée.

Pour finir nous avons présenté un état de l'art des photo-détecteurs optique-microondes allant de la photodiode PIN au phototransistor SiGe en passant par les photodiodes à guide d'onde, à cavité résonante et UTC.

Pour résumer l'état de l'art, les photo-détecteurs MSM présentent des maximums en terme de sensibilité de $0,96A/W$ à $\lambda = 1,3\mu m$ en technologie InGaAs et $0,8A/W$ à $\lambda = 0,85\mu m$ en GaAs, par exemple, mais avec des bandes passantes faibles, ou alors des maximums en terme de fréquence de coupure avec $350GHz$ à $\lambda = 0,6\mu m$ mais avec une sensibilité alors faible de $0,1 - 0,2A/W$ obtenue avec une structure en GaAs. Cependant ces performances ne sont pas compatibles entre elles, une même structure ne peut maximiser sa bande passante et sa sensibilité.

Les photodiodes PIN rencontrent ce même compromis. Il est tout de même possible d'obtenir sur InGaAs des sensibilités de $0,4A/W$ à $\lambda = 0,97\mu m$ pour une bande passante supérieure à $100GHz$.

Les photodiodes à avalanche, dérivées structurellement des photodiodes PIN présentent l'avantage d'un gain interne et ainsi d'obtenir de meilleurs produits gain-bandes allant jusqu'à $110GHz \cdot A/W$ à $\lambda = 1,3\mu m$ avec une couche absorbante en InGaAs et une zone d'amplification en InGaAsP-InAlAs.
Les photodiodes à guide d'onde ont permis d'améliorer la bande passante tout en gardant une grande sensibilité en différenciant le trajet optique du trajet électrique. Il est ainsi obtenu des performances records jumelées de $110GHz$ de bande passante avec une sensibilité de $0,63A/W$ à $\lambda = 1,55\mu m$, ou alors en privilégiant la sensibilité : $0,96A/W$ pour une bande passante de $40GHz$ à la même longueur d'onde.

Les photodiodes à cavité résonante améliorent l'absorption jusqu'à des rendements quantiques de 99% sur GaAs avec des structures PIN. Les produits rendement quantique - bande passante peuvent augmenter jusqu'à un facteur 10.

Enfin, en terme de courant de saturation ou de puissance optique incidente associés à la bande passante du photodétecteur, les photodiodes UTC présentent les meilleures solutions. Ces structures obtiennent des fréquences supérieures à $100GHz$ donc comparables avec les photodétecteurs MSM et PIN avec des sensibilités de quelques dizaines de milli-Ampères par Watt et des puissances de sorties supérieures à $10dBm$ soit 100 fois supérieures aux photodiodes PIN.

Enfin les phototransistors sont des photodétecteurs qui permettent de réaliser la fonction de photodétection avec des performances comparables aux différentes photodiodes, voire supérieures en technologie III-V. Par exemple des structures en InP/InGaAs ont obtenu une bande passante de $110GHz$ à $\lambda = 1,3\mu m$ et des sensibilités de l'ordre de $6 - 7A/W$ grâce a l'effet transistor du composant soit un gain de $\approx 32dB$ par rapport à leur sensibilité en mode photodiode de $\approx 0,2A/W$. Ce type de composant peut être utilisé comme mélangeur opto-électronique.

Toutes ces expériences, généralement obtenues sur III-V, peuvent être étendues aux photodétecteurs Si. Pour le moment, la plupart des résultats significatifs concernant les bandes passantes disponibles ont été obtenus pour des structures MSM avec un record à $110GHz$ par Chou et al [24]. De manières très récentes, sont apparus les détecteurs GeOSi pour les communications à $1,55\mu m$ avec des fréquences maximales de $39GHz$ pour des sensibilités encore faible de l'ordre de $0,035A/W$ à $\lambda = 1,55\mu m$ ou $0,15A/W$ à $\lambda = 0,85\mu m$.

S'appuyant complètement sur les technologies SiGe existantes les phototransistors apparaissent dès 2002 et prétendent avoir un avenir prometteur dans les applications courtes distances pour des photodétection autour de $0,8-1\mu m$. Les performances records sont obtenues très récemment par une structure basée sur une technologie $0,25\mu m$-BiCMOS d'IBM avec une bande passante en mode phototransistor de $2GHz$ pour une sensibilité de $2,7A/W$ à $\lambda = 0,85\mu m$. Des structures plus petites permettent des bandes passantes supérieures jusqu'à $5,3GHz$.

Chapitre 2

Le phototransistor bipolaire à hétérojonction SiGe/Si

Un phototransistor bipolaire est un transistor bipolaire dont la jonction base-collecteur polarisée en inverse est utilisée comme une photodiode. Le courant photo-généré est amplifié par l'effet transistor. Le phototransistor obtient ainsi une meilleure responsivité comparée à celle des photodiode PiN.

L'idée du phototransistor remonte en 1951 à William Shockley [149]. Il proposa une structure de transistor bipolaire polarisé par un courant de base généré par une onde lumineuse. Le premier phototransistor a été réalisé en 1953 sur Germanium par John Northrup Shive du Laboratoire Bell Telephone [150].

Les premiers phototransistors ont été principalement réalisés sur Germanium et Silicium pour des détections dans le visible jusqu'à l'infrarouge, avant que les matériaux III-V comme l'Arséniure de Gallium (GaAs) ou le Phosphure d'Indium (InP) apparaissent avec des performances dynamiques supérieures et des longueurs d'onde de détection jusqu'à $1,55\mu m$.

Dans ce chapitre, nous allons présenter le phototransistor bipolaire à double hétérojonction SiGe/Si et expliquer son fonctionnement à partir du fonctionnement des transistors bipolaires à hétérojonction et des propriétés du matériau IV-IV Silicium-Germanium (SiGe). Les prototypes de phototransistors réalisés en collaboration avec l'Université d'Ulm en Allemagne seront introduits avec leurs caractérisations électriques et optiques.

Sommaire

2.1 Le Silicium-Germanium (SiGe) contraint sur Silicium (Si) 41
2.1.1 Introduction sur le SiGe 41
2.1.2 Propriétés du SiGe contraint sur Si 45
2.2 Du transistor au phototransistor 55
2.2.1 Le transistor bipolaire à hétérojonction (HBT) SiGe/Si 55
2.2.2 Le phototransistor SiGe et les prototypes réalisés 62
2.3 Résultats expérimentaux 68
2.3.1 Mesures électriques 68
2.3.2 Banc de mesure à 940nm par technique de battement de lasers 71
2.3.3 Mesures optiques 75
2.4 Conclusion du chapitre 2 76

2.1 Le Silicium-Germanium (SiGe) contraint sur Silicium (Si)

2.1.1 Introduction sur le SiGe

Le premier phototransistor comme le premier transistor a été réalisé sur Germanium. Le premier transistor à base de Silicium a vu le jour en mai 1954. Grâce à des coûts de production moins élevés et à une plus grande facilité d'utilisation que le Germanium, le Silicium va se développer très rapidement et devenir le principal matériau de l'électronique. Texas Instrument joua un rôle majeur dans les premiers jours du Silicium avec les tous premiers transistors en Silicium en 1954 et le premier circuit intégré Si en 1958.

Quand William Shockley présenta le brevet du premier transistor bipolaire à jonction et le premier phototransistor en 1951, [151], il parla déjà du concept d'hétérojonction et donc de transistor à hétérojonction (HBT). Il envisagea de mélanger le Silicium et le Germanium et ainsi obtenir l'alliage Silicium-Germanium pour l'intégrer dans les composants Silicium. Les premières études théoriques sur les transistors à hétérojonction ont été réalisées par Kroemer en 1957, [152] à [154], à peu près en même temps que les premières études sur le SiGe sous forme massif relaxé, [155].

Il aura fallu attendre près de 20 ans pour obtenir la première couche SiGe contrainte sur Si, [156] et 30 ans avant de voir apparaître le premier transistor HBT SiGe, [157].

Le problème principal dans le développement d'une hétérojonction dans les process Silicium provient du fait qu'il n'existe aucun matériau présentant une maille cristalline compatible avec celle du Silicium. La structure cristalline du Silicium est identique à celle du diamant : elle est constituée de deux réseaux cubiques à faces centrées, imbriquées, et décalés d'un quart de la diagonale, cf. Fig. 2.1.

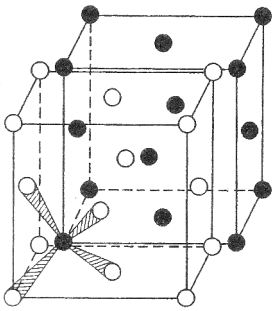


FIG. 2.1 – Réseau du Silicium [4].

Au regard de la Fig. 2.2, on peut constater que certains matériaux comme GaP, AlP et ZnS présentent un paramètre de maille équivalent à celui du Silicium ($a = 0,5431nm$). Mais toutefois, leurs réseaux cristallins sont différents de celui du diamant et par conséquence ne peuvent être utilisés pour des hétérostructures avec le Silicium.

Le Germanium ($a = 0,5658nm$) possède une différence de longueur de maille de $4,2\%$, mais un réseau cristallin compatible avec le Silicium du fait qu'il est un élément de la colonne IV-A du tableau de périodique des éléments de Mendeleïev. Il est alors possible de créer un alliage Sillicium-Germanium basé sur le réseau cristallin du diamant dans lequel des atomes

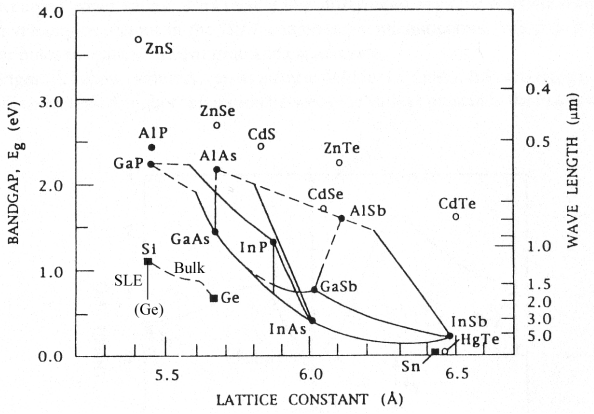


FIG. 2.2 – Largeur de bande interdite et longueur d'onde optique maximale d'absorption en fonction du paramètre de maille pour différents composés et alliages semiconducteurs d'après [158]. La bande interdite du SiGe contraint est annotée par la mention (SLE).

de Silicium seraient remplacés par des atomes de Germanium de façon aléatoire et homogène, ou inversement. Le paramètre de maille de l'alliage $Si_{1-x}Ge_x$ va varier proportionnellement en fonction de la fraction x de Germanium, allant d'un extrême à l'autre, soit du paramètre de maille du Silicium pour $x = 0$ à celui du Germanium pour $x = 1$. Celui-ci est illustré par la figure 2.3.

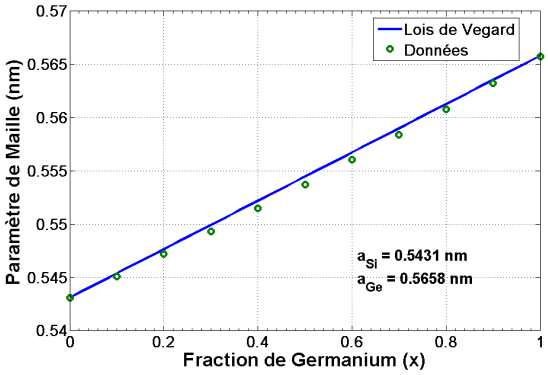


FIG. 2.3 – Variation du paramètre de maille du cristal en fonction de la fraction de Germanium x. Les cercles sont les données mesurées, [159]

L'approximation linaire du paramètre de maille faite par la loi de Vegard, donnée par l'équation 2.1, est représentée par le trait plein. Elle présente une infime déviation par rapport aux données mesurées (cercles). Il est possible d'approximer plus finement les mesures par une relation parabolique donnée par l'équation 2.2, [159].

$$a_{Si_{1-x}Ge_x} = a_{Si} + x(a_{Ge} - a_{Si}) \tag{2.1}$$

$$a_{Si_{1-x}Ge_x} = 0,002733x^2 + 0,01992x + 0,5431 \quad (nm) \tag{2.2}$$

La fraction x de Germanium va influer aussi sur d'autres paramètres de l'alliage : la largeur de bande interdite, la constante diélectrique relative, les densités effectives d'état de la bande

de conduction et de valence... Ces paramètres comme celui du paramètre de maille évoluent progressivement des valeurs du Silicium à celles du Germanium.

La figure 2.4 illustre les diagrammes de bandes d'énergies dans l'espace réciproque de l'alliage $Si_{1-x}Ge_x$ pour deux valeurs de fraction de Germanium, $x = 0,5$ et $x = 0,9$. Dans le premier cas, $x = 0,5$, l'alliage est dit "Si-like", c'est à dire que l'alliage présente des caractéristiques similaires au Silicium. Son minimum de bande interdite se trouve dans la vallée X de Brillouin. Dans le deuxième cas, $x = 0,9$, l'alliage est dit "Ge-like", ses caractéristiques sont similaires à celles du Germanium, avec un minimum de bande interdite dans la vallée L de Brillouin.

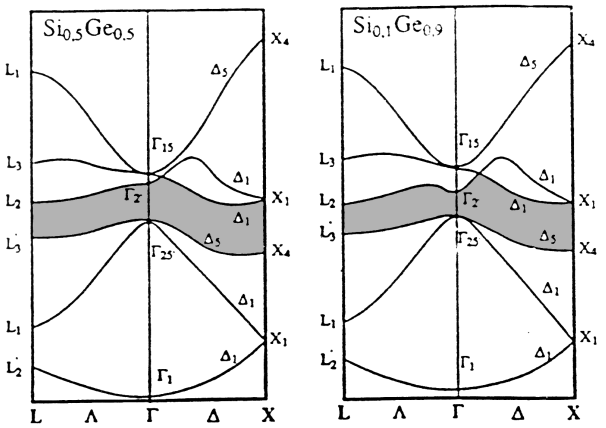


FIG. 2.4 – Diagrammes de bandes d'énergies dans l'espace réciproque de l'alliage $Si_{1-x}Ge_x$ pour 50% et 10% de Silicum. d'après [160].

La frontière entre le comportement "Si-like" et le comportement "Ge-like" de l'alliage $Si_{1-x}Ge_x$ s'obtient pour 85% de Germanium, comme le montre la figure 2.5.

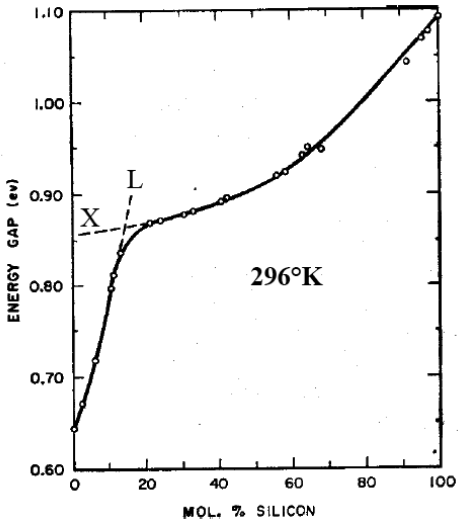


FIG. 2.5 – Bande interdite de l'alliage $Si_{1-x}Ge_x$ en fonction de la fraction de Silicium à $296K$, d'après [155].

L'évolution de la bande interdite va avoir des répercussions sur l'absorption du matériau. Le SiGe est lui aussi un semiconducteur à gap indirect quelle que soit la fraction de Germanium.

Les travaux de Braunstein et al., en 1958, [155], ont permis d'établir les spectres d'absorption du SiGe à $296K$, pour des alliages riches en Silicium, (cf figure 2.6) et riches en Germanium, (cf figure 2.7).

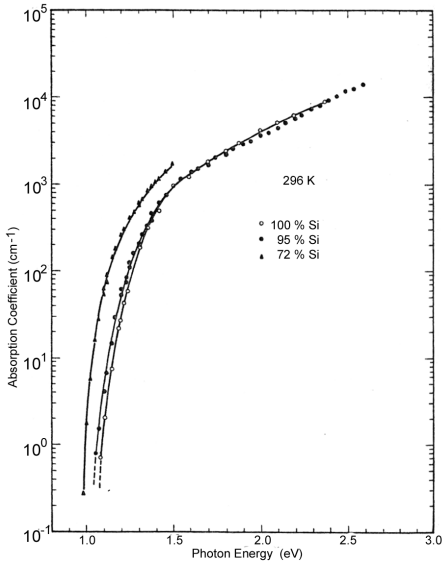


FIG. 2.6 – Spectre d'absorption d'alliage $Si_{1-x}Ge_x$ riche en Silicium à $296K$, d'après [155].

Au regard de ces deux figures, on remarque que pour l'alliage riche en Silicium, le coefficient d'absorption évolue lentement jusqu'à 30% de Germanium. Cela rejoint l'évolution quasi-linéaire de la bande-interdite de la figure 2.5, jusqu'à 40% de Germanium. Entre 0 et 20% de Silicium pour les alliages riches en Germanium, le spectre d'absorption évolue très rapidement. Le niveau d'énergie de la bande L croît très rapidement jusqu'à devenir supérieur à celui de la bande X à 15% de Silicium.

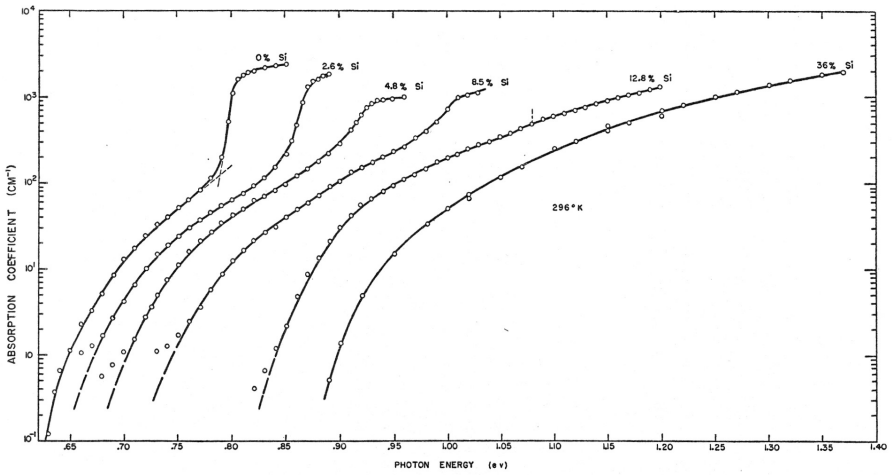


FIG. 2.7 – Spectre d'absorption d'alliage $Si_{1-x}Ge_x$ riche en Germanium à $296K$, d'après [155].

Nous verrons dans le paragraphe suivant que l'évolution de la bande interdite et donc du spectre d'absorption diffère lorsque l'alliage SiGe est déposé sur un autre substrat, donc contraint.

Pour finaliser l'introduction sur le SiGe, nous pouvons faire référence au tableau 2.1 qui résume les grandes étapes dans l'évolution de la technologie bipolaire SiGe, d'après [161]. Cet historique permet aussi de faire un bilan sur les différentes techniques de croissance de couche SiGe contrainte, de faire un petit état de l'art sur les performances des HBT SiGe et d'avoir un aperçu des différents systèmes utilisant cette nouvelle technologie.

Événement Historique	Année	Référence
Brevet sur les fondamentaux des HBT	1951	[151]
Concept des HBT avec un champ interne dans la base	1954	[162]
Théorie de base des HBT	1957	[152], [153], [154]
1ere croissance d'une couche de SiGe contrainte	1975	[156]
1ere croissance d'une épitaxie MBE de SiGe	1985	[163]
1ere croissance d'une épitaxie UHV/CVD de SiGe	1985	[164]
1er HBT SiGe	1987	[157]
1er HBT SiGe fonctionnel avec technique CVD	1989	[165]
1er HBT SiGe à performances élevées	1990	[166], [167]
1er HBT "self-aligned"	1990	[168]
1er oscillateur en anneau ECL en techno. HBT SiGe	1990	[169]
1er HBT SiGe pnp	1990	[167]
1er HBT en technologie BiCMOS	1992	[170]
1er circuit intégré LSI en techno. HBT SiGe	1993	[171]
1er HBT SiGe à $f_T > 100GHz$	1993	[172], [173]
1er HBT SiGe sur technologie $200mm$ industrielle	1994	[174]
1er HBT SiGe optimisé pour 77K	1994	[175]
1er HBT SiGeC	1996	[176]
1er HBT SiGe de forte puissance	1996	[177], [178]
1er circuits ECL ultra-rapide ($< 10ps$) techno. HBT SiGe	1997	[179]
1er HBT SiGe à $f_T > 200GHz$	2001	[180]
1er HBT SiGe à $f_T > 300GHz$	2002	[181]

TAB. 2.1 – Grandes étapes dans l'évolution de la technologie des transistors bipolaires à hétérojonction SiGe, d'après [161]

2.1.2 Propriétés du SiGe contraint sur Si

Nous allons maintenant nous intéresser à l'évolution des propriétés de l'alliage SiGe contraint sur Silicium.

Si il a fallu attendre 1975 pour voir la première couche de SiGe contrainte, cela est dû à la différence de paramètre de maille entre l'alliage et le substrat. La croissance de couches minces contraintes fait appel à des techniques de déposition bien spécifiques afin d'éviter des défauts de structures, voire des dislocations. Parmi les techniques existantes, nous pouvons citer celles utilisées pour la croissance de couches minces SiGe :

- MBE (Molecular Beam Epitaxy) : épitaxie par jet moléculaire,
- implantation ionique
- UHV/CVD (Ultra-High Vacuum / Chemical Vapor Deposition) : dépôt par vapeur chimique sous ultra-vide,

- RPCVD (Reduced-Pressure Chemical Vapor Deposition) : dépôt par vapeur chimique à pression réduite,
- APCVD (Atmospheric-Pressure Chemical Vapor Deposition) : dépôt par vapeur chimique à pression atmosphérique,
- RTCVD (Rapid-Thermal Chemical Vapor Deposition) : dépôt par vapeur chimique à chauffage rapide par lampe.

Les différents cas de contrainte sont illustrés par la figure 2.8. La figure de droite montre la différence de paramètres de mailles entre le Silicium et le Silicium-Germanium massifs, les deux autres figures présentent un film SiGe contraint stable, c'est à dire sans défaut, et un film avec des dislocations. Ces dislocations apparaissent lorsque le film est trop épais et donc que l'alliage tend à se relaxer. Cela engendre des ruptures entre les atomes du réseau cristallin et donc une dégradation importante des caractéristiques du matériau.

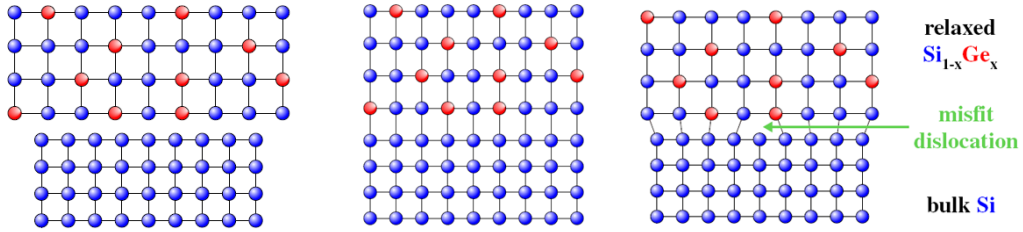


FIG. 2.8 – Représentation plane du réseau cristallin des hétérostructures SiGe/Si : matériaux relaxés sans jonction, matériaux contraints sans dislocations et matériaux avec dislocations.

La stabilité d'un film SiGe sur Si va dépendre de deux paramètres essentiels : l'épaisseur du film et le bilan thermique de la réalisation. La figure 2.9 présente trois espaces de stabilité des films SiGe.

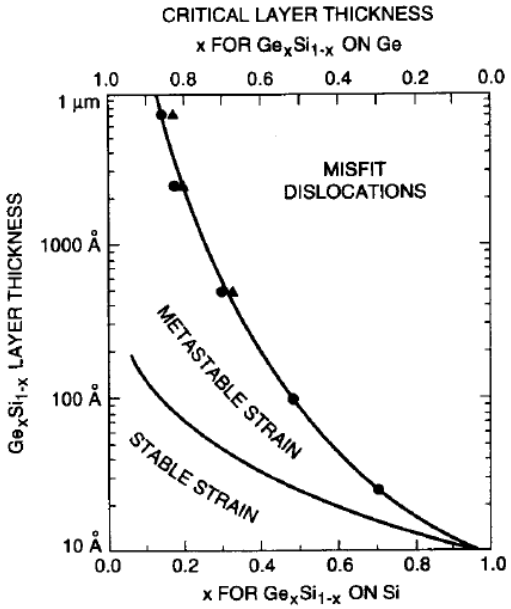


FIG. 2.9 – Limites de stabilité d'un film SiGe contraint sur Silicium, d'après [158]. Les cercles indiquent les résultats expérimentaux en MBE par Bean et al. et les triangles des résultats en CVD.

Le premier, délimité par la courbe inférieure dite épaisseur critique, définit la zone de stabilité thermodynamique en fonction de la fraction de Germanium du film SiGe qui a été établi par le modèle d'équilibre de Matthews and Blakeslee en 1974, [182]. Dans cette zone, le film SiGe est inconditionnellement stable et sans défaut. Une illustration en trois dimensions est présentée par la figure 2.10.

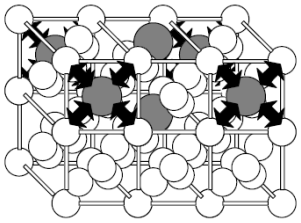


FIG. 2.10 – Illustration en 3d d'un film SiGe contraint sur substrat Si, d'après [143]. Les flèches noires symbolisent la contrainte sur les liaisons Si-Ge.

Plus tard en 1984, Bean et al. ont démontré expérimentalement qu'il était possible de dépasser cette épaisseur critique par une épitaxie par jet moléculaire à $550^{\circ}C$, [183]. Cela a permis de délimiter une deuxième zone, dite métastable. Elle définit une plage d'épaisseur de film SiGe en fonction de la fraction de Germanium, dans laquelle le film peut être contraint sans dislocation. Mais ce résultat dépendra particulièrement de la technique de fabrication et du budget thermique du process.

Des films de SiGe épais ont été réalisés trois ans après par dépôt sous vapeur chimique (CVD) atteignant la limite haute de la zone métastable. Ces résultats sont illustrés par les triangles sur la figure 2.9 et ont été publiés par [184] à [186].

Les différents résultats obtenus pour les différentes techniques de dépôt seront essentiellement relatifs au budget thermique du process. Aujourd'hui, les techniques UHV-CVD, RPCVD et APCVD sont les plus matures, [187]. L'UHV-CVD est utilisée dans la technologie BiCMOS d'IBM et c'est avec cette technique de dépôt que les records de fréquence de transition des HBT SiGe ont été obtenus, [180] à [181].

Nous allons maintenant nous intéresser aux caractéristiques d'un film SiGe contraint sur substrat de Silicium. Nous nous intéresserons à la constante diélectrique, à la réduction de bande interdite, puis à la mobilité des porteurs et enfin à l'absorption optique de l'alliage.

Le tableau 2.2 permet d'avoir les valeurs des principaux semiconducteurs en tête pour la comparaison avec les caractéristiques du SiGe.

Constante diélectrique

La constante diélectrique du SiGe, comme tous les alliages, est égale aux constantes diélectriques des matériaux qui le composent pondérées par les fractions molaires (éq. 2.3). Elle varie ainsi linéairement entre celle du Silicium $\varepsilon_{r_{Si}} = 11,7$ et celle du Germanium, $\varepsilon_{r_{Ge}} = 16,2$.

$$\varepsilon_{r_{SiGe}}(x) = (1-x) \cdot \varepsilon_{r_{Si}} + x \cdot \varepsilon_{r_{Ge}} = 11,7 + 4,5 \cdot x \tag{2.3}$$

De manière générale, nous rappelons que la constante diélectrique complexe porte l'informa-

tion de l'indice de réfraction et de l'absorption optique par la relation 2.4.

$$\varepsilon_r(x) = (n + j\kappa)^2 \tag{2.4}$$

où n est l'indice de réfraction et κ, le coefficient d'extinction du matériau.

	Si	Ge	GaAs	InP
$\varepsilon_r = \varepsilon/\varepsilon_0$	11,7	16,2	12,9	12,5
N_C $(10^{19} cm^{-3})$	2,8	1,04	0,047	0,054
N_V $(10^{19} cm^{-3})$	1,04	0,6	0,8	1,2
n_i (cm^{-3})	10^{10}	$2 \cdot 10^{13}$	$2,1 \cdot 10^6$	$1,2 \cdot 10^7$
E_G (eV)	1,12	0,66	1,43	1,34
Nature de E_G	indirect	indirect	direct	direct
μ_n $(cm^2 \cdot V^{-1} \cdot s^{-1})$	1450	3900	8500	4600
μ_p $(cm^2 \cdot V^{-1} \cdot s^{-1})$	500	1900	400	150

TAB. 2.2 – Principales caractéristiques des semiconducteurs Si, Ge, GaAs et InP

Réduction de la bande interdite

Nous avons vu précédemment que la bande interdite de l'alliage SiGe massif évoluait entre celle du Silicium et celle du Germanium. Lorsque le film de SiGe est déposé sur un substrat de paramètre de maille différent, il est alors contraint et sa bande interdite évolue différemment de celle du SiGe massif. Iyer et al. [188] ont synthétisé les calculs théoriques des largeurs de bandes interdites du SiGe sur différents substrats et ces résultats sont résumés par la figure 2.11.

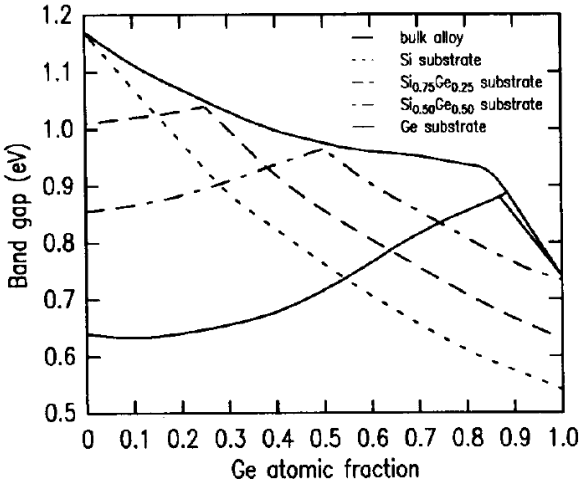


FIG. 2.11 – Variation de la largeur de bande interdite en fonction de la fraction de Germanium du film SiGe contraint sur différents substrats, d'après [188].

Il est intéressant de remarquer que suivant le substrat nous n'avons pas nécessairement une évolution monotone de la largeur de bande interdite. Cette évolution n'est monotone que pour le cas où l'on utilise un substrat Silicium. Lorsque le film de SiGe est contraint sur un substrat de Silicium, nous avons un alignement des bandes de type I, avec une discontinuité dans la bande de conduction toutefois négligeable face à celle de la bande de valence. Cette faible discontinuité

dans la bande de conduction permet de pouvoir considérer l'hétérostructure SiGe/Si comme de type III.

La figure 2.12 nous rappelle les différents types d'alignement des bandes dans les hétérostructures.

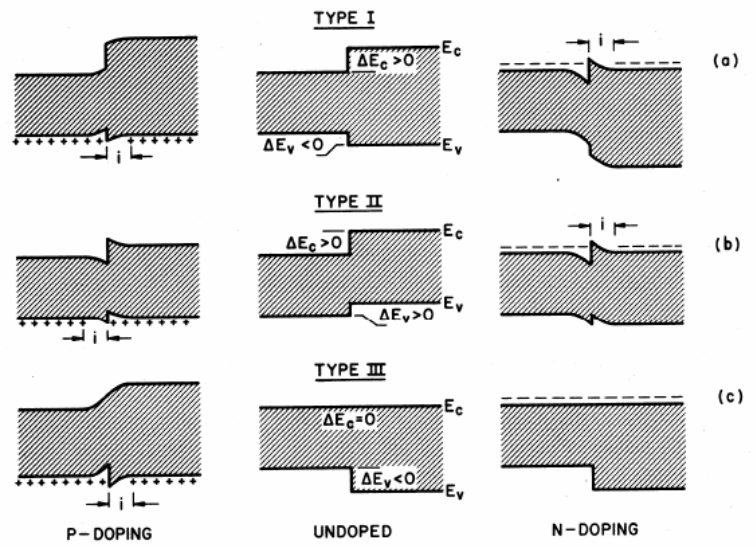


FIG. 2.12 – Différents types d'alignement des bandes dans les hétérostructures, issus de [143].

Dans le cas où le substrat est différent du Silicium, le type d'alignement peut évoluer du type I au type II suivant la fraction de Germanium de l'alliage. Par exemple, prenons le cas du substrat $Si_{0,5}Ge_{0,5}$, tant que la fraction de Germanium du film déposé sur ce substrat est inférieure à $0,5$, l'hétérostructure est de type II, ensuite elle passe au type I.

Nous allons maintenant nous concentrer sur l'évolution de la largeur de bande interdite de la couche SiGe contraint sur un substrat Silicium uniquement.

Lang et al., [189], ont établi la relation de réduction de la bande interdite du SiGe contraint sur Si à $90K$ et comparé avec des mesures faites sur des échantillons allant de 25% à 70% de Germanium. Leurs résultats sont montrés sur la figure 2.13. Cette réduction est aussi comparée à celle du SiGe massif établie par Braunstein.

La réduction de la largeur de bande interdite s'effectue essentiellement par un déplacement de la bande de valence vers la bande de conduction. On peut voir sur la figure que la bande de valence se sépare en deux plages distinctes de niveaux d'énergie : l'une appelée bande basse qui est remplie de trous légers (Light-Holes : LH) et la bande haute remplie de trous lourds (Heavy-Holes : HH). Pour le cas du Silicium, ces deux bandes sont dégénérées et ont le même maxima dans l'espace réciproque. Pour le SiGe contraint, elles se séparent et forment donc deux plages avec une incertitude de calcul, d'où les zones hachurées. Nous nous intéresserons dorénavant à la bande haute de valence qui est la plus importante dans notre cas.

L'avantage des hétérostructures SiGe/Si est que l'on peut obtenir une bande interdite inférieure à celle du Germanium. Au delà de 60% de Germanium, la valeur $E_{G_{SiGe-strained}}$ est inférieure

à $E_{G_{Ge}} = 0,72eV$ à $90K$, alors que pour le SiGe relaxé on obtient $E_{G_{SiGe-bulk}} = 0,98eV$ à la même température.

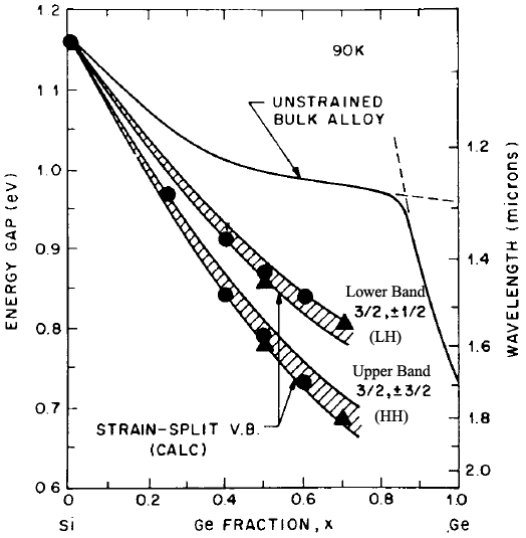


FIG. 2.13 – Variation de la largeur de bande interdite en fonction de la fraction de Germanium du film SiGe contraint mesurée à $90K$, d'après [189]. Les ronds et les triangles sont les mesures réalisées.

Une première approximation linéaire, équation 2.5, de cette réduction est donnée dès 1986, par People [190], dépendant du type de substrat et de sa fraction de Germanium x_S.

$$\Delta E_{G_{SiGe-strained}} = (0,74 - 0,53 \cdot x_S)x \tag{2.5}$$

avec x la fraction de Germanium du film contraint et x_S la fraction de Germanium du substrat.

J.C. Bean [158]a développé cette approximation selon un polynôme du troisième ordre donné par l'équation 2.6.

$$\Delta E_{G_{SiGe-strained}} = 0,96 \cdot x - 0,43 \cdot x^2 + 0,17 \cdot x^3 \tag{2.6}$$

avec x la fraction de Germanium du film contraint.

J.L. Polleux [143], dans le cadre de sa thèse et du développement d'un modèle physique pour les couches SiGe contraintes, a comparé les différentes approximations avec les courbes de la figure 2.13, de même que les différentes valeurs de réduction de bande interdite publiées pour 10% de Germanium. Ces valeurs sont résumées dans le tableau 2.3.

Date	1989	1994	1996	1998	2000
$\Delta E_{G-Si_{0,9}Ge_{0,1}}(meV)$	70	73,5 - 73	68,8	73,5 - 90 ($\pm 40meV$)	70
Références	[191]	[192] - [193]	[194]	[195] - [196]	[197]

TAB. 2.3 – Valeurs publiées de la réduction de bande interdite du $Si_{0,9}Ge_{0,1}$ contraint sur substrat Silicium

Il en résulte que la première approximation linéaire, 2.5, est souvent vérifiée ou approchée jusqu'à 40% de Germanium (même si il subsiste des écarts), mais n'est jamais remise en cause étant donné les incertitudes de mesures. On retrouve aussi cette approximation dans les livres traitant sur le SiGe, [161] et [198]. En cas de besoin de précision, la deuxième approximation 2.6

peut être utilisée. Il est possible aussi de trouver des approximations quadratiques comme dans [198]. Les approximations sont plus ou moins valables selon la fraction de Germanium du film SiGe.

On retiendra pour l'instant l'approximation linéaire 2.5 qui donne une pente pour la réduction de largeur de bande interdite de $7,4meV/\%Ge$. Nous reviendrons sur cette caractéristique dans le chapître 3.

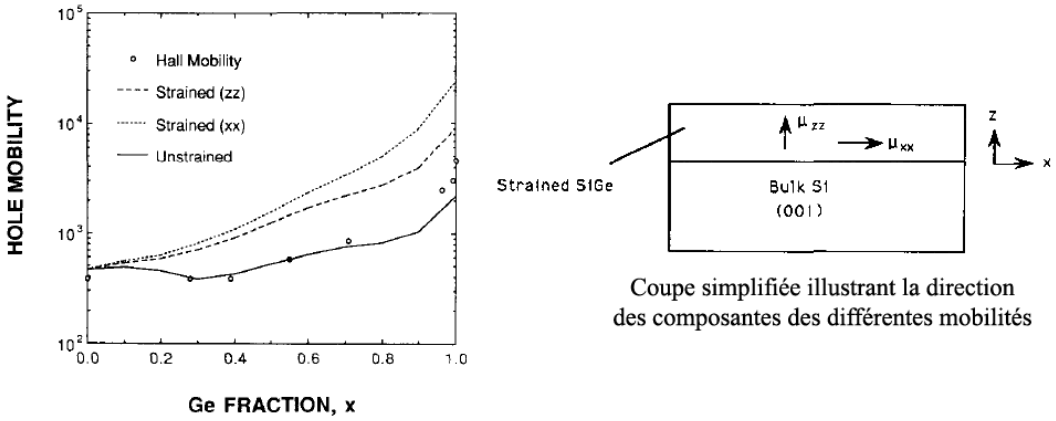
Mobilité des porteurs

Du fait de la modification des bandes d'énergie du SiGe, les mobilités des porteurs de l'alliage vont se voir modifiées elles aussi.

Le film de SiGe sur le substrat Si subit une compression biaxiale dans le plan de la croissance et une élongation dans le plan normal à l'interface. Le film est alors caractérisé par des propriétés anisotropes dont la mobilité de ses porteurs. Les études théoriques sur la mobilité des porteurs dans le SiGe contraint, faites par Manku et al., [199] - [201], ont montré cette propriété d'anisotropie de la mobilité des porteurs.

Mobilité des trous, porteurs majoritaires

Si l'on s'intéresse tout d'abord à la mobilité des trous, on remarque que dans la littérature, la plupart des articles publiés concernent la mobilité des trous majoritaires dans un film SiGe dopé P, [201], [203] et [204].



Coupe simplifiée illustrant la direction des composantes des différentes mobilités

FIG. 2.14 – Mobilité des trous calculée pour des films de SiGe contraint et relaxé en fonction de la fraction de Germanium à température ambiante, d'après [199]. Les résultats sont comparés aux données expérimentales pour un film SiGe relaxé de [205], (cercles sur la figure).

Des modèles théoriques ont été établis tout d'abord sans tenir compte du dopage mais en différenciant bien la mobilité latérale (dans le plan du film) μ_{xx} et la mobilité verticale (perpendiculaire au plan du film) μ_{zz}, [199]. La figure 2.14 présente les résultats du modèle établi par Manku. Les mobilités des trous pour le film contraint sont bien supérieures à celle du film relaxé. Ces dernières se comportent de manière "Si-Like" jusqu'à 50% de Germanium avant de croitre jusqu'à la valeur de la mobilité du Germanium. Dans le but de valider leurs modèles, ils ont comparé la courbe de mobilité du SiGe massif aux résultats de [205] qui ont été mesurés

par effet Hall. Le modèle coincide jusqu'à 70% et diffère pour les valeurs au delà de 95% et les valeurs des matériaux purs de Silicium et Germanium.

Pour les mobilités suivant la direction de déplacement des trous sur film contraint, elles montrent que les trous se déplacent plus rapidement dans la direction de la compression biaxiale du film. Les modèles ont évolué pour tenir compte du dopage comme le montre la figure 2.15. Les mobilités théoriques des trous des films SiGe contraint et relaxé diminuent avec l'augmentation du dopage comme pour le Silicium. Pour les mobilités contraintes, la composante latérale est toujours supérieure à la composante verticale et croit avec la fraction de Germanium.

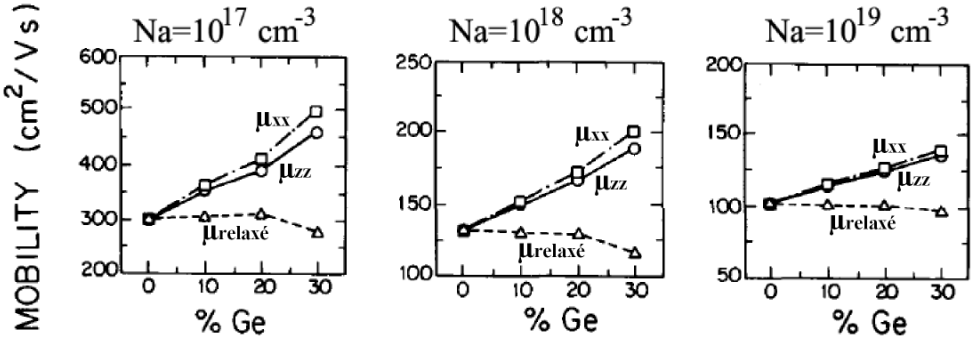


FIG. 2.15 – Comparaison des mobilités latérale μ_{xx} et verticale μ_{zz} des trous majoritaires d'un film SiGe contraint par rapport au film de SiGe relaxé pour différents dopages Na, d'après [201].

Matutinovic et al. [194] ont fait des mesures expérimentales de mobilités de trous par effet Hall et par effet de dérive, pour des dopages de $10^{18} - 10^{20} cm^{-3}$ et des concentrations de Germanium de $0 - 27\%$, qui ont confirmé la propriété d'anisotropie du SiGe contraint. Des résultats similaires à ceux théoriques de Manku et al. sont montrés pour les mesures faites par effet Hall, alors que les mesures par effet dérive montrent une décroissance avec l'augmentation du dopage mais pas de dépendance définie avec la fraction de Germanium. Il résulte de ces mesures de mobilité par effet dérive, un modèle indépendant de la fraction de Germanium qui approxime plus ou moins, 90% de ces mesures.

Les travaux de Carn et al., [204], ont montré une augmentation de la mobilité latérale par effet de dérive avec la fraction de Germanium allant de $0 - 22\%$, alors que la mobilité latérale par effet Hall décroit pour les mêmes échantillons à tous les niveaux de dopages étudiés ($10^{18} - 10^{20} cm^{-3}$).

Mobilité des électrons, porteurs minoritaires

Dans la continuité des travaux de Manku et al., la figure 2.16 montre les résultats théoriques pour les électrons en tant que porteurs majoritaires. Ces résultats théoriques sont comparés et concordent avec ceux de la simulation Monte Carlo de [206]. Il est important de noter que les mobilités latérales du film contraint μ_{xx} et celles du SiGe relaxé μ_{relaxe} sont inférieures à la mobilité verticale du film SiGe contraint et à celle du Silicium ($x = 0$). Ceci peut facilement s'expliquer par la compression biaxiale latérale et la dilatation verticale du film SiGe.

Ces résultats semblent être en accord avec ceux extraits par Bufler et al [202] à l'aide de simulations de Monte Carlo et présentés sur la figure 2.17. Il a été simulé les cas où les électrons sont majoritaires comme pour Manku et aussi dans le cas de porteurs minoritaires. Ces derniers

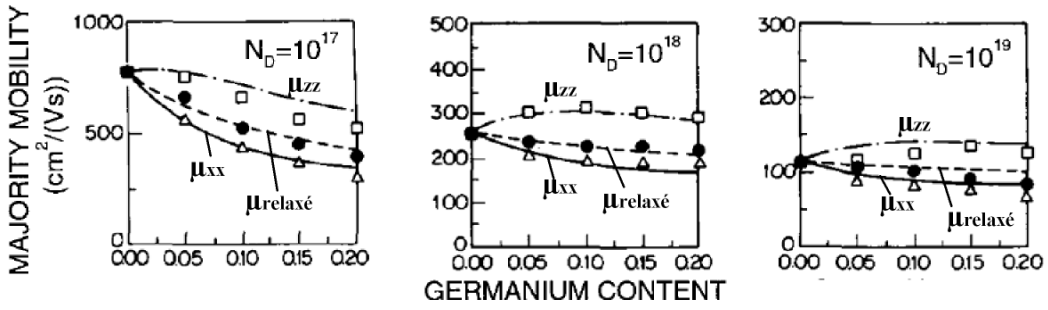


FIG. 2.16 – Mobilités latérale μ_{xx} et verticale μ_{zz} des électrons dans un film de SiGe contraint et mobilité des électrons dans un film relaxé μ_{relaxe}, en fonction de la fraction de Germanium pour trois niveaux de dopage, d'après [200]. Ces résultats sont comparés avec ceux de la simulation Monte Carlo de Kay et al. [206].

résultats peuvent être comparés aux mesures réalisées par Rieh et al., [207] et [208] pour 20% de Germanium, qui cependant semblent plus proches des simulations Monte Carlo de Kay et al.

On peut retenir dans tous les cas que la mobilité des électrons décroît en général avec l'augmentation de la fraction de Germanium et le dopage.

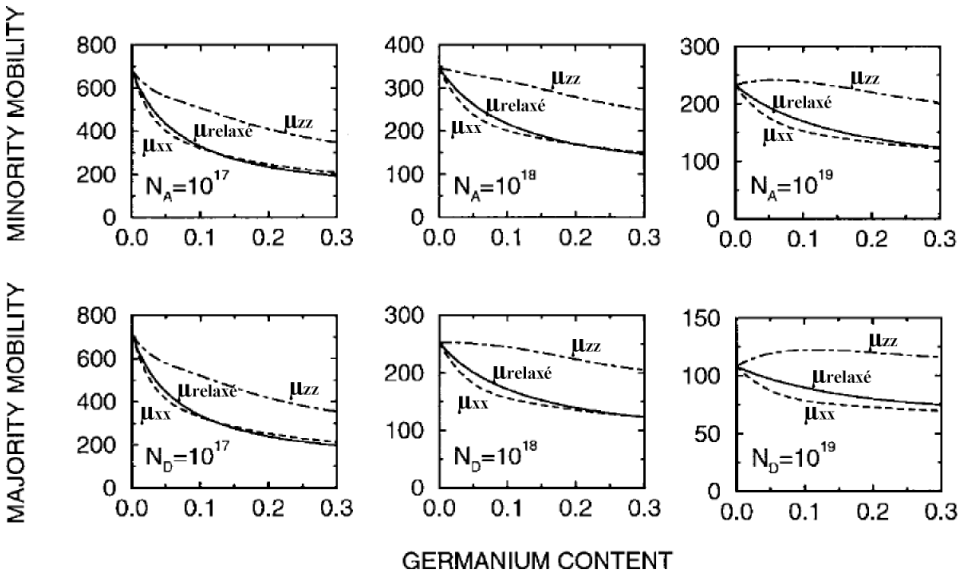


FIG. 2.17 – Mobilités latérale μ_{xx} et verticale μ_{zz} du SiGe contraint des électrons majoritaires et minoritaires comparées à la mobilité du SiGe relaxé μ_{relaxe} pour trois niveaux de dopage à $300K$, d'après [202].

En résumé, aucune loi théorique, à notre connaissance, n'a été établie afin de pouvoir modéliser la mobilité des porteurs suivant la direction de déplacement, la fraction de Germanium et le dopage. Ce manque est dû en grande partie aux problèmes de mesures. Les mesures, qu'elles soient par effet Hall, par effet dérive..., ne permettent pas facilement de dissocier les composantes latérale et verticale des mobilités des porteurs.

Pour des premières simulations physiques ou résolutions théoriques, il est courant d'utiliser les

valeurs du Silicium surtout jusqu'à des valeurs de 30% de Germanium où le film se comporte de manière "Si-like". Dans certains simulateurs numériques comme atlas de Silvaco, le modèle pour le Silicium de Klaassen [209]-[211] est souvent utilisé pour de premiers résultats indépendamment pour le Silicium ou le SiGe. Nous nous repencherons sur le problème des mobilités dans le chapitre 3 et présenterons le choix qui a été utilisé au cours de ma thèse.

Absorption optique

La littérature sur l'absorption optique du SiGe contraint reste limitée. A notre connaissance, seuls Lang et al. [189] ont présenté des résultats d'absorption optique complets de SiGe contraint sur Si pour trois fraction de Germanium : 25%, 40% et 60%. Ces résultats sont rapportés sur la figure 2.18 et sont normalisés par rapport au spectre d'absorption du Silicium. Elles ont été réalisées par spectroscopie du photo-courant sur des photodiodes PIN avec une zone intrinsèque de multicouches SiGe/Si à $90K$ et à polarisation $0V$. La structure sous test a été étudiée afin d'éviter l'élargissement de la bande interdite par effet quantique dû aux multicouches SiGe/Si.

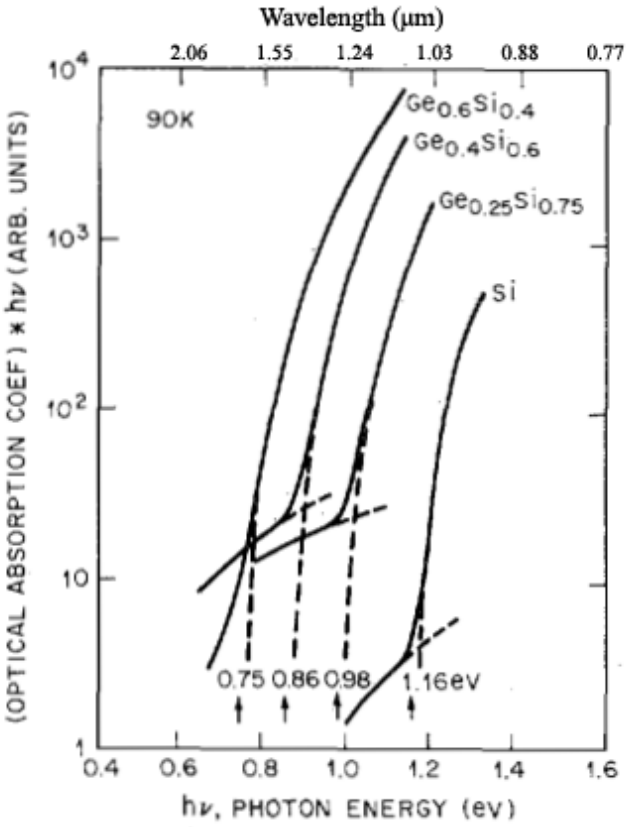


FIG. 2.18 – Spectres d'absorption optique normalisés du SiGe contraint à 90K, issus de [189]. Les énergies indiquent le plus bas seuil quadratique de bande interdite pour chaque échantillon.

D'après Braunstein [155], à cette température on voit principalement le processus d'émission de phonon dans la transition indirecte de la bande de valence à la plus basse bande de conduction. Dans ce cas $\alpha \cdot h\nu$ est proportionnelle à $(h\nu - E_g)^2$, où E_g est la valeur expérimentale de la bande interdite et $h\nu$ l'énergie des photons. L'énergie E_g est reliée à son fondamental E_0 par la relation $E_g = E_0 + \hbar w$, où $\hbar w$ est l'énergie moyenne du phonon émis.

Ces résultats ont servi de base pour le modèle développé par J.L. Polleux, [143] - [213], que nous développerons dans le chapitre 3.

Après ce développement sur l'alliage de Silicium-Germanium contraint et ses propriétés, nous allons pouvoir voir l'intérêt et l'intégration de ce nouveau matériau dans les transistors et phototransistors bipolaires.

2.2 Du transistor au phototransistor

Cette partie va permettre de rappeler le fonctionnement d'un transistor bipolaire à hétérojonction et les avantages de l'hétérojonction. Le but principal est de présenter le phototransistor SiGe, l'intérêt de l'hétérojonction SiGe/Si et la structure de base du phototransistor pour aboutir au principe de fonctionnement de ce nouveau composant.

2.2.1 Le transistor bipolaire à hétérojonction (HBT) SiGe/Si

Avant de rappeler le fonctionnement d'un transistor bipolaire classique, nous allons présenter rapidement la structure d'un transistor bipolaire à hétérojonction SiGe/Si.

Structure

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 HBT SiGe sont toujours, pour le moment à double hétérojonction, c'est pour cette raison que l'on dit par abus de langage simplement transistor bipolaire à hétérojonction SiGe.

La figure 2.19, montre le schéma et la photographie en coupe d'un HBT SiGe de technologie BiCMOS $0,18\mu m$ de IBM. Le HBT présente une structure planaire auto-alignée.

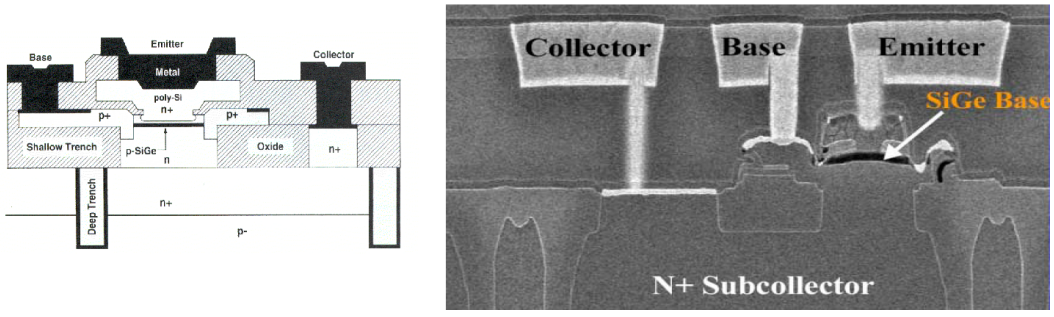


FIG. 2.19 – Schéma et photo en coupe d'un transistor bipolaire à hétérojonction SiGe/Si de technologie BiCMOS $0,18\mu m$ de IBM, issus de [161].

Le profil SIMS correspondant à la structure 2.19 est présenté sur la figure 2.20. La base en SiGe présente un profil de Germanium trapézoïdal de $3-8\%$ sur $90nm$ d'épaisseur et est dopé P à $N_A = 4 \times 10^{18} cm^{-3}$. Nous verrons par la suite que l'on peut rencontrer divers profils de Germanium jusqu'à 31% et aussi de forts dopages de base. Il sera alors présenté les conséquences de ce fort dopage sur, entre autre, la résistance de base et le gain du HBT.

Nous allons maintenant rappeler le fonctionnement d'un transistor bipolaire classique avec ses équations.

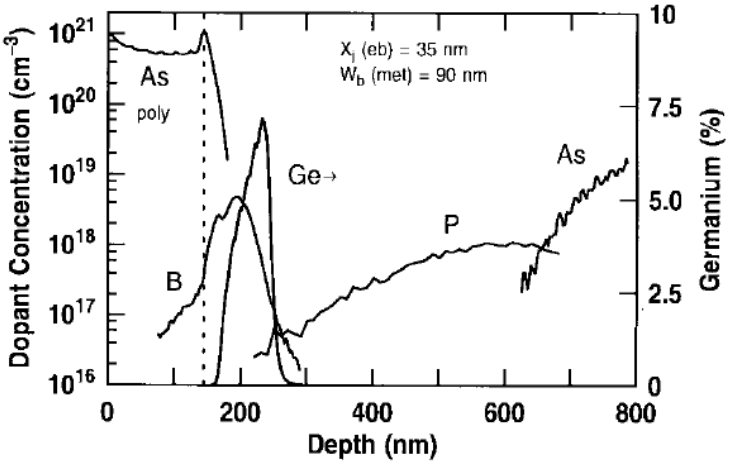


FIG. 2.20 – Profil SIMS d'un HBT SiGe d'IBM de première génération ($W_{E,eff} = 0,42\mu m$) avec un profil de Germanium trapézoïdal, issu de [214]. La ligne en pointillé indique l'interface du cristal Polysilicium.

Rappel sur les transistor bipolaire à homojonction

Le fonctionnement du transistor bipolaire NPN polarisé en émetteur commun est rappelé par la Fig. 2.21. Elle décrit les différentes composantes des courants à travers le transistor.

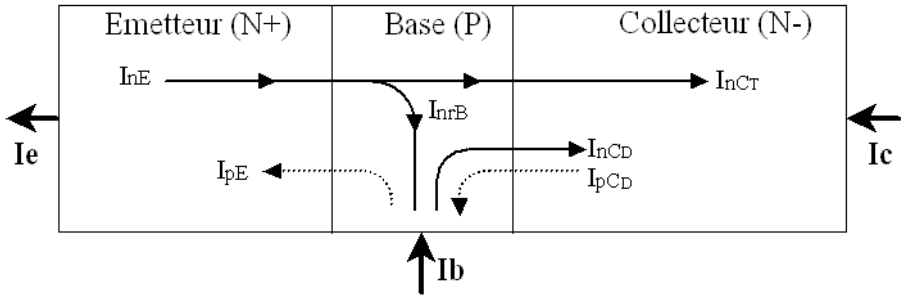


FIG. 2.21 – Différents courants du transistor bipolaire NPN

I_{nE} : courant d'électrons injecté par l'émetteur dans la base
I_{pE} : courant de trous injecté de la base vers l'émetteur
I_{nC_T} : courant d'électrons dans le collecteur dû à l'effet transistor
I_{nC_D} : courant d'électrons relatif à la diode base-collecteur
I_{pC_D} : courant de trous relatif à la diode base-collecteur
I_{nrB} : courant de recombinaison de paires électron-trou dans la base

Lorsque l'on polarise un transistor NPN en émetteur commun, la jonction base-émetteur est polarisée en direct $V_{BE} > 0$, rétrécissant la zone de charge d'espace de cette jonction alors que la diode base-collecteur est polarisée en inverse, $V_{BC} << 0$, élargissant cette dernière. Il règne

ainsi dans cette zone un champ électrique important.

La polarisation directe de la diode base-émetteur engendre l'injection d'un courant d'électrons I_{nE} de l'émetteur vers la base. Étant donnée la finesse de la base W_B, bien inférieure à la longueur de diffusion des électrons L_n, la majorité des porteurs minoritaires traverse la base et atteint la zone de transition du collecteur, soit la zone de charge d'espace base-collecteur. Ils sont, ici, accélérés par le champ électrostatique pour atteindre la zone neutre N du collecteur : on obtient ainsi le courant d'électrons du collecteur dû à l'effet transistor I_{nC_T}.

Les courants de trous I_{pC_D} et d'électrons I_{nC_D} sont les courants relatifs à la diode base-collecteur. Ils composent le courant de fuite I_{CB0} de la jonction base-collecteur lorsque l'émetteur est non polarisé.

$$I_{CB0} = I_{nC_D} + I_{pC_D} \tag{2.7}$$

Le courant de base est composé du courant de trous injecté par la base vers l'émetteur I_{pE} et des trous qui se sont recombinés avec une infime partie du courant d'électrons I_{nE}, indiquée sur la Fig. 2.21 par I_{nrB}.

On peut ainsi écrire les expressions des courants des trois terminaux du transistor comme suit :

$$I_E = I_{nE} + I_{pE} \tag{2.8}$$

$$I_B = I_{pE} + I_{nrb} - I_{nC_D} - I_{pC_D} \tag{2.9}$$

$$I_C = I_{nC_T} + I_{nC_D} + I_{pC_D} \tag{2.10}$$

On vérifie bien à partir des équations (2.10) et (2.9), l'équation (2.8) :

$$I_E = I_C + I_B \tag{2.11}$$

avec $I_{nC_T} = I_{nE} - I_{nrb}$.

Il est bon de rappeler pour la suite, les équations connues qui régissent le transistor. Tout d'abord le gain en courant en base commune, α_F, qui est défini par :

$$\alpha_F = \frac{I_C}{I_E} = \frac{I_{nC_T}}{I_{nE} + I_{pE}} = \frac{I_{nE} - I_{nrB}}{I_{nE} + I_{pE}} \tag{2.12}$$

On peut alors écrire le courant de collecteur I_C en fonction du α_F comme suit :

$$I_C = -\alpha_F \cdot I_E + I_{pC_D} + I_{nC_D} \tag{2.13}$$

On définit l'efficacité d'injection γ comme le rapport entre le courant d'électrons injecté dans la base I_{nE} et le courant d'émetteur total I_E :

$$\gamma = \frac{I_{nE}}{I_{nE} + I_{pE}} \tag{2.14}$$

Le plus souvent on utilise le transistor en émetteur commun. Les courants I_C et I_E sont dépendants du courant I_B, respectivement par les équations 2.15 et 2.16.

$$I_C = \beta \cdot I_B \tag{2.15}$$

$$I_E = (\beta + 1) \cdot I_B \tag{2.16}$$

avec β le gain en courant du transistor en émetteur commun. Il peut s'exprimer aussi en fonction des composantes des courants du transistor comme suit :

$$\beta = \frac{I_C}{I_B} = \frac{I_{nC_T}}{I_{pE} + I_{nrB}} \tag{2.17}$$

On peut relier le gain en émetteur commun avec celui en base commune par la relation suivante :

$$\beta = \frac{\alpha_F}{1 - \alpha_F} \tag{2.18}$$

Les expressions des courants seront développées en détails au chapitre 4.2 au cours de la modélisation électrique du phototransistor.

Nous allons maintenant nous intéresser à l'intérêt de l'hétérojonction SiGe/Si dans le fonctionnement du transistor.

L'apport de l'hétérojonction SiGe/Si

L'intérêt général des hétérojonctions est d'utiliser les différentes propriétés physiques des matériaux dans le but d'améliorer les performances du composant. Pour le transistor bipolaire NPN que nous allons étudier par la suite, l'hétérojonction va permettre l'amélioration de l'efficacité d'injection des électrons de l'émetteur vers la base et le blocage des trous dans la base.

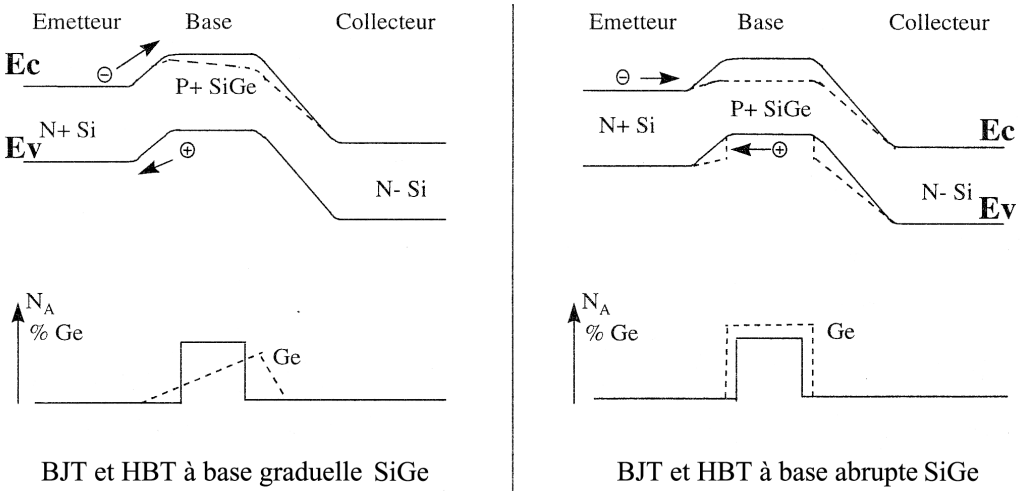


FIG. 2.22 – Modifications des diagrammes des bandes d'énergie pour des transistors bipolaires à hétérojonction (HBT) à base graduelle et à base abrupte, comparées à celles du transistor bipolaire à homojonction (BJT), issus de [215].

L'incorporation de Germanium dans la base va engendrer une modification des bandes d'énergie en fonction du profil choisi. La figure 2.22 illustre deux types de profils de Germanium, l'un graduel ou trapézoïdal et l'autre abrupt ou carré. Le premier s'apparente au choix fait par les technologies d'IBM [216]-[217], de ST Microelectronics [218]-[219] et d'Infineon [220] notamment, alors que l'autre est celui d'Atmel [221] et auparavant de Daimler-Chrysler [222]-[224].

Dans le cas d'un profil de Germanium graduel, nous observons que le niveau de la bande de conduction est quasi-identique du côté de la jonction base-émetteur, puis décroît avec l'augmentation de la fraction de Germanium. Le profil graduel dans la zone quasi-neutre de la base engendre alors un champ électrique qui provoque un courant de dérive.

La principale conséquence de ce profil de base SiGe sur les caractéristiques continues ou dc, apparaît sur la densité de courant de collecteur $J_{C,SiGe}$. Sa définition en fonction des différents paramètres physiques est introduite par l'équation 2.19, d'après [161].

$$\begin{aligned} J_{C,SiGe} &= \frac{q \cdot D_{nB,Si} \cdot n_{i0,Si}^2}{W_B \cdot N_{A,B}} \left(e^{q \cdot V_{BE}/kT} - 1 \right) \cdot e^{\Delta E_{gb}^{app}/kT} \\ &\quad \times \left\{ \tilde{\gamma} \cdot \tilde{\eta} \cdot \frac{\Delta E_{g,Ge}(grade)}{kT} \frac{e^{\Delta E_{g,Ge}(0)/kT}}{1 - e^{-\Delta E_{g,Ge}(grade)/kT}} \right\} \end{aligned} \tag{2.19}$$

D_{nB} représente le coefficient de diffusion des électron dans la base, n_{i0} la densité intrinsèque de porteurs, W_B, la largeur de la base, $N_{A,B}$, le dopage de base. Le paramètre ΔE_{gb}^{app} tient compte de la réduction de bande interdite due au fort dopage de base, le "bandgap narrowing", de même que celui $DeltaE_{g,Ge}$ décrit la réduction due au profil de Germanium. Enfin les paramètres $\tilde{\gamma}$ et $\tilde{\eta}$ décrivent respectivement la réduction moyenne spatiale de la densité effective d'états possibles et l'accroissement moyen spatial de la mobilité des électrons, dus à la présence de Germanium dans la base. Ces deux derniers paramètres sont les rapports entres les valeurs pour le SiGe et celles du Si comme définies par les équations ci-dessous :

$$\gamma = \left[\left(N_C \cdot N_V \right)_{SiGe} \Big/ \left(N_C \cdot N_V \right)_{Si} \right] \tag{2.20}$$

$$\eta = D_{nB,SiGe}/D_{nB,Si} > 1 \tag{2.21}$$

La figure 2.23 illustre la comparaison des courants de base et de collecteur pour un HBT SiGe et un BJT Si à structures identiques, d'après [161]. Le profil de Germanium du HBT a été développé de manière à ne pas changer trop le courant de base par rapport à celui du BJT. Cela permet de voir l'influence de la base SiGe sur le courant de collecteur qui est ainsi nettement amélioré.

Dans ce cas, on peut alors noter que le gain en courant est lui aussi, amélioré proportionnellement au rapport des courants de collecteur entre le HBT SiGe et le BJT Si comme précisé par l'équation 2.22.

$$\left. \frac{\beta_{SiGe}}{\beta_{Si}} \right|_{V_{BE}} \equiv \left. \frac{J_{C,SiGe}}{J_{C,Si}} \right|_{V_{BE}} = \tilde{\gamma} \cdot \tilde{\eta} \cdot \frac{\Delta E_{g,Ge}(grade)}{kT} \frac{e^{\Delta E_{g,Ge}(0)/kT}}{1 - e^{-\Delta E_{g,Ge}(grade)/kT}} \tag{2.22}$$

Pour rappel, le gain en courant pour un BJT Si en fonction des paramètres physiques et des dimensions de la structure est donné par la relation suivante :

$$\beta_{Si} = \frac{D_{nE} \cdot N_E \cdot W_E}{D_{pB} \cdot N_B \cdot W_B} \tag{2.23}$$

Le but des HBT SiGe n'est pas d'obtenir un gain en courant très élevé, pour cela on peut intervenir sur le rapport de dopage N_E/N_B, qui est en général de 100 pour les BJT Si, et donc

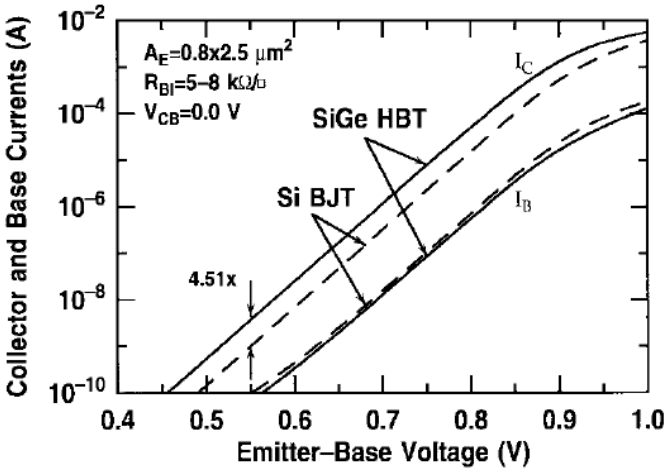


FIG. 2.23 – Comparaison des courbes de Gummel entre HBT SiGe et un BJT Si, d'après [161]

inverser le rapport afin d'obtenir un rapport de gain constant. Ceci aura comme conséquence intéressante de diminuer la résistance de base pour une même dimension de base et donc améliorer la fréquence maximale d'oscillation ou alors de diminuer les dimensions de base à résistance de base constante et donc pouvoir obtenir une meilleure fréquence de transition du transistor.

La simple introduction de Germanium dans la base permet déjà de faire évoluer les caractéristiques dynamiques du transistor. La meilleure illustration se fait sur la fréquence de transition f_T qui est donnée par l'équation suivante :

$$f_T = \frac{1}{2\pi\tau_{EC}} = \frac{1}{2\pi}\left[\frac{kT}{q \cdot I_C} \cdot (C_{EB} + C_{BC}) + \tau_B + \tau_E + \tau_C\right] \tag{2.24}$$

où τ_{EC} est le temps de transit total des porteurs au travers du transistor, C_{EB} et C_{BC} sont respectivement les capacités de jonction base-émetteur et base-collecteur, et τ_B, τ_E et τ_C sont respectivement les temps de transit des porteurs au travers de la base, l'émetteur et le collecteur.

Le profil graduel de Germanium qui engendre un champ électrique dans la zone quasi-neutre de la base, va permettre l'accélération des électrons, ce qui va diminuer le temps de transit de ces dernier dans la base et qui vont atteindre plus rapidement leur vitesse de saturation. L'équation 2.25 exprime le temps de transit dans la base en fonction du profil de Germanium et des caractéristiques physiques de la base SiGe.

$$\tau_{B,SiGe} = \frac{W_B^2}{\tilde{D}_{nB,SiGe}}\left(\frac{kT}{\Delta E_{g,Ge}(grade)}\right) \times \left[1 - \frac{1 - e^{-\Delta E_{g,Ge}(grade)/kT}}{\Delta E_{g,Ge}(grade)/kT}\right] \tag{2.25}$$

Le calcul du temps de transit dans la base pour un simple BJT Si est rappelé par l'équation 2.26.

$$\tau_{B,Si} = \frac{W_B^2}{2D_{nB,Si}} \tag{2.26}$$

On obtient alors que le rapport entre les temps de transit de base du HBT SiGe, équation 2.25, et celui du BJT Si, équation 2.26 est :

$$\frac{\tau_{B,SiGe}}{\tau_{B,Si}} = \frac{2}{\tilde{\eta}}\left(\frac{kT}{\Delta E_{g,Ge}(grade)}\right) \times \left[1 - \frac{1 - e^{-\Delta E_{g,Ge}(grade)/kT}}{\Delta E_{g,Ge}(grade)/kT}\right] \tag{2.27}$$

qui pour une valeur de Germanium finie est inférieur à l'unité. Donc, sachant que le temps de transit de base est le facteur limitant d'un transistor bipolaire, on obtient une amélioration de la fréquence de transition.

Le temps de transit d'émetteur est inversement proportionnel au gain en courant petit signal β_{AC} et donc exploite l'amélioration du gain en courant due au Germanium. Le rapport entre les temps de transit d'émetteur du HBT SiGe et du BJT Si est donné par l'équation 2.28 :

$$\frac{\tau_{E,SiGe}}{\tau_{E,Si}} \equiv \frac{J_{C,Si}}{J_{C,SiGe}} = \frac{1 - e^{-\Delta E_{g,Ge}(grade)/kT}}{\tilde{\gamma} \cdot \tilde{\eta} \frac{\Delta E_{g,Ge}(grade)}{kT} e^{\Delta E_{g,Ge}(0)/kT}} \tag{2.28}$$

La figure 2.24 illustre ces propos sur l'amélioration des temps de transit, pour des structures identiques de transistors HBT et BJT excepté pour la base. On obtient une augmentation maximale d'un facteur $1,7$ de la fréquence de transition pour une aire d'émetteur de $0,5 \times 2,5\mu m^2$.

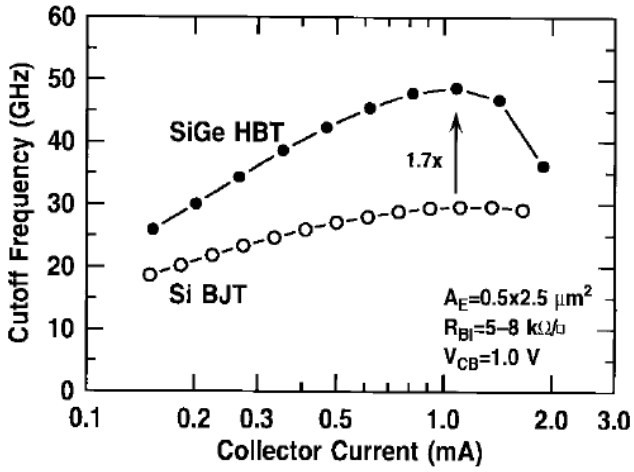


FIG. 2.24 – Comparaison des fréquences de transition f_T entre HBT SiGe et un BJT Si, d'après [214]

Pour finir, la dernière amélioration due à l'adjonction de Germanium dans la base s'effectue sur la tension d'Early qui permet de déterminer la conductance de sortie. Elle caractérise la déplétion possible du profil de base quasi-neutre en fonction de la polarisation inverse de la jonction base-collecteur et se détermine par la pente du courant de collecteur dans les caractéristiques $I_C - V_{CE}$ au régime de saturation. Le rapport entre la tension Early du HBT SiGe et du BJT Si équivalent est exprimé par l'équation 2.29 et est supérieure à l'unité.

$$\frac{V_{A,SiGe}}{V_{A,Si}} = e^{\Delta E_{g,Ge}(grade)/kT}\left[\frac{1 - e^{-\Delta E_{g,Ge}(grade)/kT}}{\Delta E_{g,Ge}(grade)/kT}\right] \tag{2.29}$$

La figure 2.25 illustre l'amélioration de la tension d'Early par sa détermination sur les caractéristiques $I_C - V_{CE}$. De cette figure, on remarque aussi un offset en tension pour le HBT SiGe d'où partent les caractéristiques, dû à l'accumulation, dans le cas particulier de l'exemple traité,

de défauts au niveau de la jonction base-collecteur où se produit la relaxation de la contrainte, [191]. Ce défaut est généralement éliminé dans les technologies industrielles.

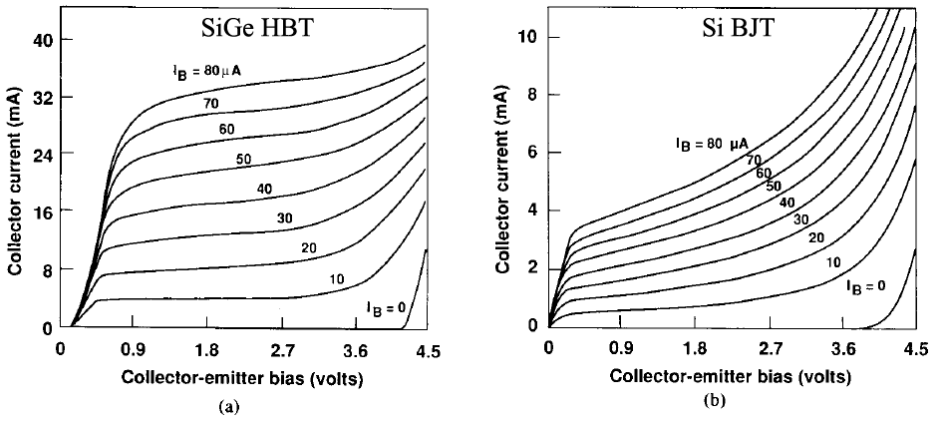


FIG. 2.25 – Comparaison des caractéristiques $I_C - V_{CE}$ entre HBT SiGe et un BJT Si, d'après [191]

On peut à partir des équations 2.22 et 2.29 en déduire une autre figure de mérite utile, spécialement pour les applications hautes-fréquences, le produit $\beta \cdot V_A$ qui est défini à V_{BE} constant comme ci-dessous :

$$\left.\frac{\beta V_A|_{SiGe}}{\beta V_A|_{Si}}\right|_{V_{BE}} \approx \tilde{\gamma} \cdot \tilde{\eta} \cdot e^{\Delta E_{g,Ge}(0)/kT} \cdot e^{\Delta E_{g,Ge}(grade)/kT} \tag{2.30}$$

Pour résumer ce paragraphe, nous avons vu que l'ajout de Germanium dans la base d'un transistor bipolaire peut être utilisé pour améliorer directement le gain en courant β, la fréquence de transition f_T et la tension d'Early V_A, comparés à une structure identique de BJT Si. Cet ajout peut être aussi utilisé avec une modification sur les caractéristiques de la structure pour privilégier les réponses en fréquence ou caractéristiques dynamiques plutôt que les caractéristiques statiques du transistor en jouant sur les différents dopages.

Nous allons maintenant présenter la structure générale du phototransistor SiGe et des différents prototypes réalisés.

2.2.2 Le phototransistor SiGe et les prototypes réalisés

Dans le cadre de la thèse de Jean-Luc Polleux, une collaboration de l'équipe "photonique et microondes" du CNAM Paris et du "Department of Electron Devices and Circuits" de l'université d'Ulm a abouti à la fabrication de prototypes de phototransistors à simple couche SiGe contraint sur Si utilisant la technologie d'Atmel.

Nous allons dans un premier temps présenter la structure et décrire le phototransistor, puis nous expliquerons le principe de fonctionnement du transistor qui sera approfondi dans le chapitre 3 avec la simulation physique. Les prototypes réalisés seront détaillés et nous présenterons les différentes mesures effectuées, électriques et optique-microondes. Un banc de mesures opto-microondes à $940nm$ utilisant la technique de battement de laser a été mis en place dans le laboratoire et sera présenté dans cette partie.

Structure et description du phototransistor

Notre phototransistor utilise une technologie bipolaire SiGe d'Atmel. A l'heure actuelle, nous ne connaissons toujours pas avec exactitude tous les paramètres de la structure verticale pour des raisons de confidentialité. Nous avons donc procédé en exploitant les plages de paramètres fournies et présentées dans la littérature publique. L'université d'Ulm et l'équipe du Pr. Schumacher nous a guidés dans cette voie. Par la suite, nous avons pu affiner le choix de ces valeurs pour ajuster les simulations électriques aux résultats expérimentaux de HBT utilisant cette même technologie et développés dans [221].

La structure générale du phototransistor bipolaire à simple couche contrainte SiGe sur Si est présentée sur la figure 2.26. Le tableau 2.4 résume les différents paramètres de la structure verticale du phototransistor qui ont été acquis au cours de la thèse de Jean-Luc Polleux ainsi que du présent travail.

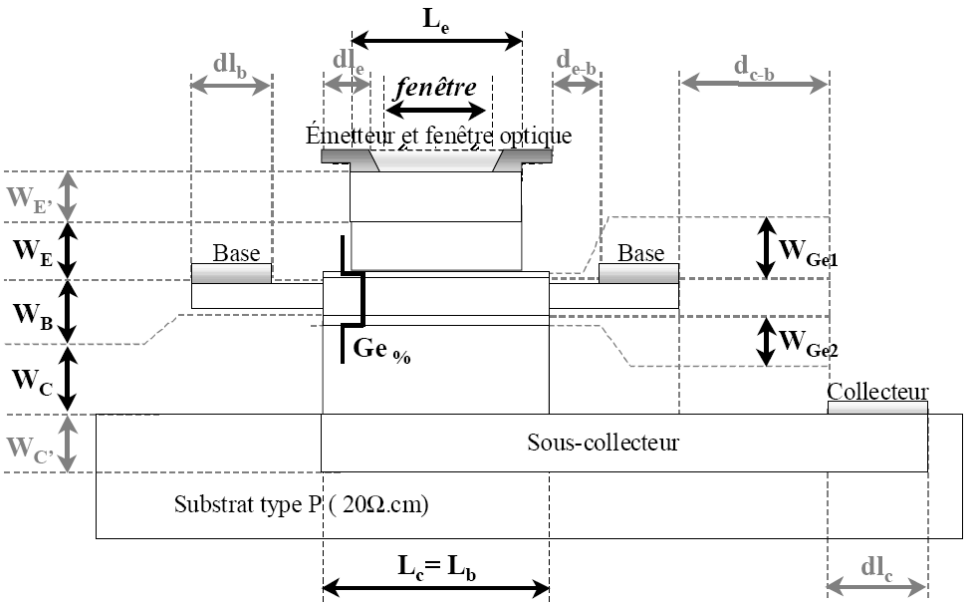


FIG. 2.26 – Structure générale du phototransistors SiGe

Région	Variable	Épaisseur	Dopage	Divers
Sur-émetteur N^{++} (Antimoine)	$W_{E'}$	$25nm$	$N_{SE} = 2 \cdot 10^{20} cm^{-3}$	
Émetteur N (Antimoine)	W_E	$75nm$	$N_E = 3 \cdot 10^{18} cm^{-3}$	
Séparateur SiGe base-émetteur	W_{Ge1}	$10nm$	NID	$x_{Ge} = 0,225$
Base $P^+(Bore)$	W_B	$30nm$	$N_B = 2 \cdot 10^{19} cm^{-3}$	$x_{Ge} = 0,225$
Séparateur SiGe base-collecteur	W_{Ge2}	$20nm$	NID	$x_{Ge} = 0,225$
Collecteur N^- (Antimoine)	W_C	$450nm$	$N_E = 4 \cdot 10^{16} cm^{-3}$	
Sous-collecteur N^{++} (Arsenic)	$W_{C'}$	$200nm$	$N_{SC} = 2 \cdot 10^{20} cm^{-3}$	

TAB. 2.4 – Paramètres de définition de la structure verticale du phototransistor SiGe.

Cette structure est basée sur une technologie HBT SiGe industrielle d'Atmel présentée dans

[221], atteignant des fréquences de transition f_T et maximale d'oscillation f_{max}, respectivement, de $30GHz$ et $50GHz$ pour une plage de largeur d'émetteur de $0,8 - 1,2\mu m$.

La base fortement dopée P (env. $2 \cdot 10^{19} cm^{-3}$), est réalisée par une fine couche de SiGe contrainte sur Si présentant un profil abrupt entre 20% et 25%, donnée issue de [221] et estimée par ajustement de nos simulation à $22,5\%$ de Germanium. Celle-ci est insérée entre deux couches séparatrices SiGe non-intentionnellement-dopées (NID) pour limiter la diffusion du Bore dans les autres régions au moment des recuits et pour éviter les effets de barrière. Le fort dopage de base permet pour un même gain en courant que les transitors classiques Si, d'améliorer la fréquence de transition en diminuant l'épaisseur de la base et aussi la fréquence maximale d'oscillation en conservant ou même en diminuant la résistance de base.

La fraction de Germanium élevée nous permet d'augmenter les dimensions latérales du phototransistor dans le but d'améliorer le couplage optique sans toutefois détériorer de façon importante les performances dynamiques du HPT. Elle permet aussi par la suite d'augmenter la largeur spectrale d'absorption au delà de $1\mu m$ du fait de la réduction de largeur de bande interdite.

Pour notre structure, le seul paramètre dimensionnel qui peut changer par rapport à la technologie existante, est la largeur de fenêtre optique ouverte dans le contact d'émetteur. Les couches supérieures d'oxyde et de nitrure ont été elles aussi modifiées pour optimiser le couplage optique. La taille du corps des phototransistors est relative à la dimension de la fenêtre optique. La largeur d'émetteur est égale à la largeur de la fenêtre optique plus deux fois la largeur du contact d'émetteur soit plus $2\mu m$. La largeur de la base et du collecteur sont identiques et égales à la largeur de la fenêtre optique plus $\approx 2,5\mu m$.

Nous avons conçu deux tailles de fenêtres pour nos phototransistors : l'une de $5 \times 5\mu m^2$ et l'autre de $10 \times 10\mu m^2$, sachant que le diamètre de coeur d'une fibre mono-mode à $1\mu m$ est de $5\mu m$. Les aires des émetteurs sont alors respectivement de $7 \times 7\mu m^2$ et $12 \times 12\mu m^2$.

La structure est illuminée verticalement, ce qui permet une absorption optique dans les trois différentes régions du phototransistor. En effet, à la longueur d'onde d'utilisation de $940nm$, le Silicium-Germanium ainsi que le Silicium absorbent la lumière. Cette longueur d'onde a été choisie pour la caractérisation car les matériaux de la structure contribuent, pour cette valeur, au même niveau pour la photodétection. Le choix est néanmoins arbitraire.

Nous allons maintenant développer le principe général de fonctionnement du phototransistor. Celui-ci sera approfondi par la suite, à l'aide de la simulation physique.

Principe de fonctionnement du phototransistor

Le phototransistor est éclairé verticalement via la fenêtre optique ouverte dans le contact d'émetteur. Nous avons vu dans le chapitre 1 que la photodétection s'effectue principalement dans la zone de charge d'espace (ZCE) lorsque la jonction PN est polarisée en inverse (cas d'une photodiode). Pour le principe général des phototransistors, il en est de même, bien que nous verrons dans le chapitre 3 que les autres zones absorbent aussi et contribuent à la photodétection de manière non négligeable.

Un courant I_{ph} apparaît à la jonction base-collecteur lorsque l'on éclaire le phototransistor. Les paires électron-trous sont majoritairement créées dans la base et le collecteur. Les électrons photo-générés diffusent d'abord vers la ZCE de la jonction base-collecteur puis dérivent vers la zone quasi-neutre du collecteur et participent donc au courant de collecteur I_C. Les trous diffusent vers la ZCE de la jonction base-collecteur puis dérivent vers la base et participent à sa polarisation ou en d'autres termes au courant de base.

Dans notre cas, le phototransistor est à base connectée polarisée, donc non flottante. Son fonctionnement va dépendre alors de son type de polarisation : en tension ou en courant, [134] et [225] par exemple.

Dans le premier cas, polarisation en tension, la barrière de potentiel base-émetteur reste fixe et le courant de base fluctue. Si le courant photo-généré est supérieur au courant de polarisation, une partie du courant en surplus va être éliminé par le contact de base. Donc le courant de base vu de l'extérieur du circuit sera sortant, donc négatif. Par contre si le courant photo-généré est inférieur au courant de polarisation, un courant sera injecté dans le dispositif de manière à compléter la différence, et alors le courant de base vu de l'extérieur sera rentrant, donc positif.

Dans le second cas, c'est à dire la polarisation en courant, le courant de base vu de l'extérieur est fixé par le générateur et donc c'est la tension qui va varier. Les trous excédentaires provoquent une diminution de la barrière base-émetteur, équivalente à une augmentation de la tension V_{BE}.

Une fois la polarisation établie et le photocourant détecté, le phototransistor fonctionne comme un transistor bipolaire avec un courant de collecteur proportionnel au courant de base. Le courant de base étant composé d'une partie due à la polarisation électrique et de l'autre due au courant photo-généré, le courant de collecteur aura ainsi une composante liée à la polarisation électrique et une autre provenant de l'amplification par effet transistor du courant photogénéré.

Les prototypes

Des options sont exploitables dans le process d'Atmel afin d'apporter des améliorations sur les performances, soit en fréquence soit en puissance.

Il a été développé six différents prototypes de phototransistors. Le tableau 2.5 résume les différences entre chaque prototype.

Référence	Simple contact	Double contact	SIC	Contact de substrat
5x5 sic cont	x			
5x5 sic		x	x	
5x5		x		
10x10		x		
10x10 sub		x		x
5x5 sub	x			x

TAB. 2.5 – Résumé des différences entre les prototypes de phototransistors.

La figure 2.27 les présente à leur position respective sur les puces réalisées. Les différences entres ces prototypes résident :

- tout d'abord dans la taille de la fenêtre optique : $5 \times 5\mu m^2$ ou $10 \times 10\mu m^2$
- dans la configuration simple ou double du contact de base,
- dans l'utilisation ou non de l'implantation sélective de collecteur (SIC) qui permet d'augmenter les performances en fréquence du transistor par un profil graduel croissant du dopage de collecteur en direction du sous-collecteur,
- dans l'existence ou non d'un contact de substrat (sub).

A première vue, le prototype 5×5 *sic* devrait fournir les meilleures performances fréquentielles et le 10×10 *sub* les meilleurs performances en puissance.

Enfin un HPT polarisé par une structure miroir de courant est placé au sommet de la puce afin de servir de structure test.

Nous allons maintenant nous intéresser aux mesures expérimentales effectuées sur ces prototypes.

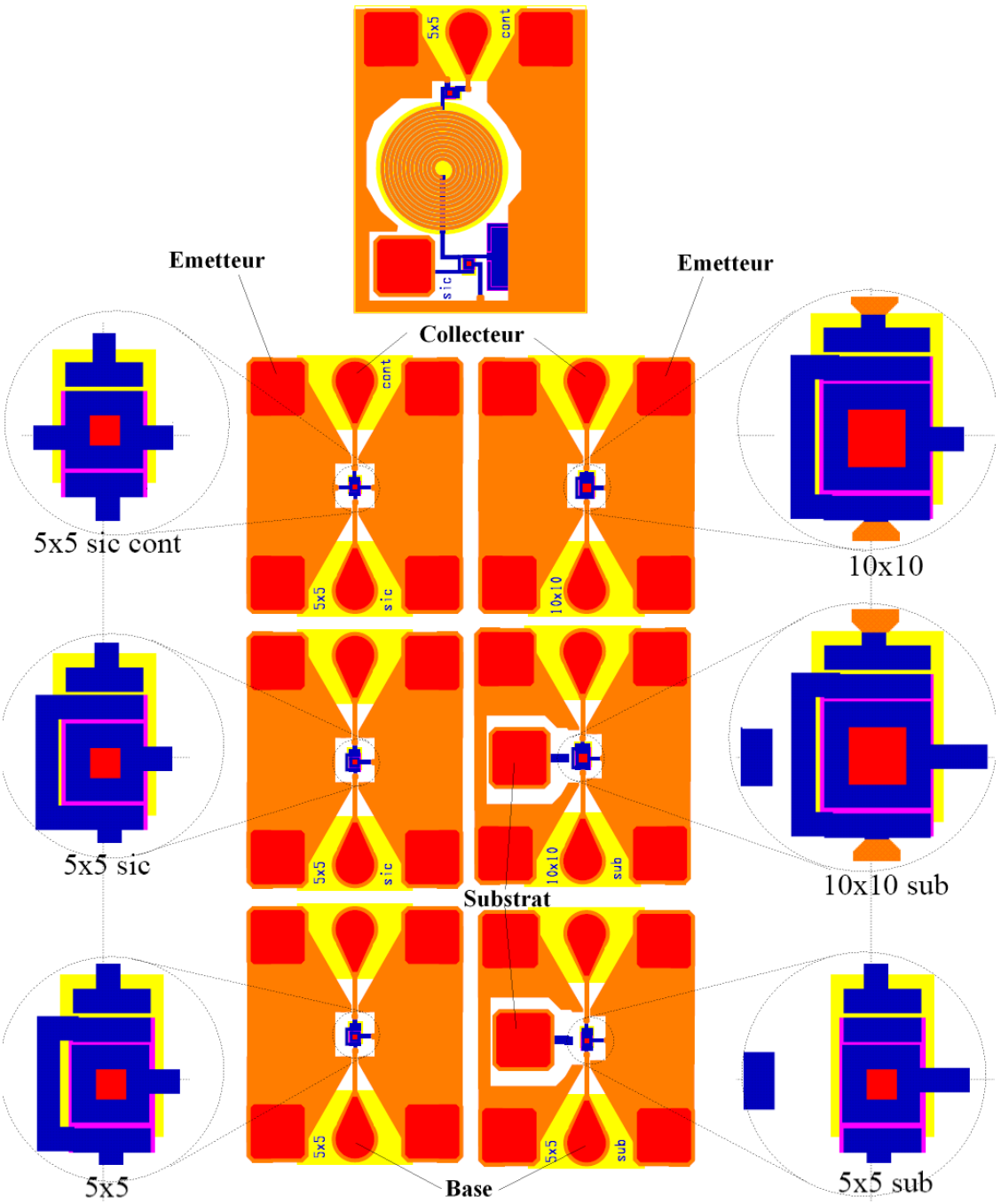


FIG. 2.27 – Masques des prototypes de phototransistors SiGe

2.3 Résultats expérimentaux

Parmi les différentes mesures réalisées, nous avons choisi de présenter les résultats des prototypes les plus homogènes sur les différentes mesures. Il sera présenté pour les mesures électriques, les courbes de Gummel, les gains en courant extraits des courbes de Gummel, les caractéristiques $I_C - V_{CE}$ et enfin les fréquences de transition, pour le HPT 5×5 *sic* et le HPT 10×10 *sub*. En ce qui concerne les mesures optiques, seules les mesures de responsivité en mode phototransistor et de puissance de sortie du prototype 10×10 *sub* ont été réalisées.

Ces différentes mesures ont pour but, tout d'abord, de caractériser les phototransistors sur le plan électrique et optique, de valider le modèle physique développé dans [143] et repris lors de cette thèse et enfin de permettre le développement d'un modèle opto-électrique grand signal. Nous verrons dans le chapitre 4 que la simulation physique plus complète sera préférée pour l'élaboration du modèle opto-électrique. Les résultats de la simulation physique seront assimilés à des "mesures virtuelles".

2.3.1 Mesures électriques

Les mesures électriques ont été réalisées à l'Institut d'Électronique Fondamentale (IEF) de l'université Paris Sud-XI implanté sur le centre scientifique d'Orsay. Les figures de mérite les plus courantes vont être présentées : les courbes de Gummel directes, extraites de ces dernières, les courbes de gain en courant, les caractéristiques $I_C - V_{CE}$ et enfin les courbes de f_T.

La figure 2.28 présente les courbes de Gummel des structures retenues : à gauche le HPT 5×5 *sic* et à droite le HPT 10×10 *sub*. Dans le but de préserver les prototypes lors des mesures, les polarisations ont été limitées en courant à $1.2 \cdot 10^{-3} A$ pour la base et $1 \cdot 10^{-1} A$ pour le collecteur.

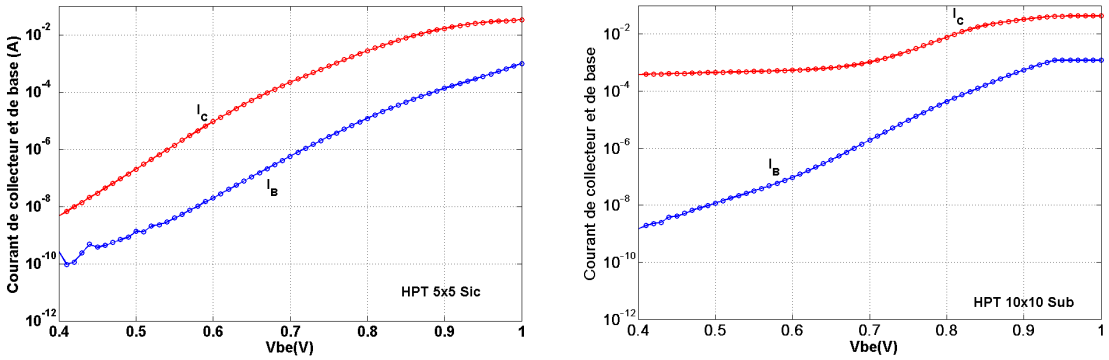


FIG. 2.28 – Courbes de Gummel directes ($V_{CB} = 0V$) des phototransistors 5x5sic (gauche) et 10x10sub (droite).

Tout d'abord, nous pouvons souligner la saturation du courant de base pour l'un des deux prototypes due à la limitation en courant des polarisations. Elle apparaît à $V_{BE} = 0,94V$ pour le HPT 10×10 *sub* et est absente pour le HPT 5×5 *sic*.

Si on s'intéresse plus particulièrement au HPT 5×5 *sic*, nous remarquons que le courant de base présente un coefficient d'idéalité n_B de $1,16$ à $V_{BE} = 0,6V$ et tend à se rapprocher du courant de collecteur pour les faibles tensions de polarisation. Ceci est dû aux différentes

recombinaisons en surface ou à l'interface de l'hétérojonction base-émetteur.

Le coefficient d'idéalité n_F du courant de collecteur pour le 5×5 *sic* est proche de l'unité, $n_F = 1,02$ sur la plage $0,4 - 0,65V$, ceci signifie l'absence de barrière parasite du coté de la jonction base-émetteur, sur cette plage de tension, en faible polarisation, due à la diffusion du bore hors de la base. A plus forte polarisation sur la plage $0,65 - 0,85V$, le coefficient d'idéalité de I_C augmente à près de $n_F = 1,66$, indiquant l'apparition de cette discontinuité des bandes d'énergie. Ce comportement n'a était visible que sur les prototypes $5 \times 5\mu m^2$.

Les courbes de Gummel du HPT 10×10 *sub* présentent un fort courant de fuite entre le collecteur et l'émetteur. Le prototype a subi une dégradation lors de manipulations ou possédait ce défaut à l'origine. Ce défaut a déjà été présenté sur des prototypes utilisant la même technologie dans [240]. Nous verrons sur les courbes $I_C - V_{CE}$ que la tension d'Early sera très faible, conséquence principalement de ce courant de fuite. Les coefficients d'idéalités n_F et n_B sont respectivement de $1,9$ à $V_{BE} = 0,775V$ et $1,18$ à $V_{BE} = 0,675V$. Nous pouvons conclure par ces valeurs de la présence de recombinaisons au niveau de la jonction base-émetteur et d'un fort courant de fuite émetteur-collecteur. La valeur de saturation de polarisation est atteinte pour le courant de base uniquement.

La figure 2.29 présente les courbes de gain en courant extraites des courbes de Gummel précédentes. Pour le HPT 5×5 *sic*, un gain en courant maximum de 460 est obtenu à $V_{BE} = 0,625V$ alors que pour le HPT 10×10 *sub*, cette caractéristique est faussée par le courant de fuite. La mesure d'un même prototype d'une autre puce a été insérée afin de montrer la forme du gain en courant mais les valeurs restent à l'étude. D'après les caractéristiques du fondeur Atmel, la technologie SiGe1 obtient un β de 180. Dans [143], il a été montré que l'ouverture dans le contact de d'émetteur augmentait de manière significative le gain en courant. Cette augmentation est provoquée par une diminution du courant de trous circulant de la base vers l'émetteur.

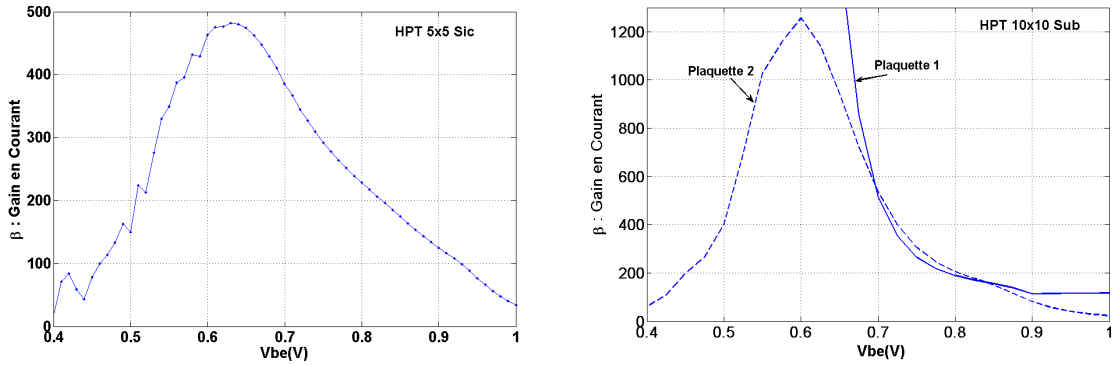


FIG. 2.29 – Gains en courant en émetteur commun à $V_{CB} = 0V$ en fonction de la tension base-émetteur (V_{BE}), extraits des courbes de Gummel 2.28 des phototransistors 5x5sic plaquette 2 (gauche) et 10x10sub plaquette 1 (droite).

La figure 2.30 présente les caractéristiques $I_C - V_{CE}$ pour les deux prototypes choisis à I_B constant allant de 10 à $60\mu A$ par pas de $10\mu A$.

La caractéristique du HPT 5x5sic montre une zone de saturation quasi-plate, et à partir de

$V_{CE} = 1,7V$ un effet d'avalanche.

Pour le HPT 10x10sub, l'effet d'avalanche n'est pas visible sur la plage $0 - 2,5V$ alors que la zone de saturation de la caractéristique présente une pente importante. La zone résistive indique un couple $R_C + R_E$ plus faible que celui du 5x5sic.

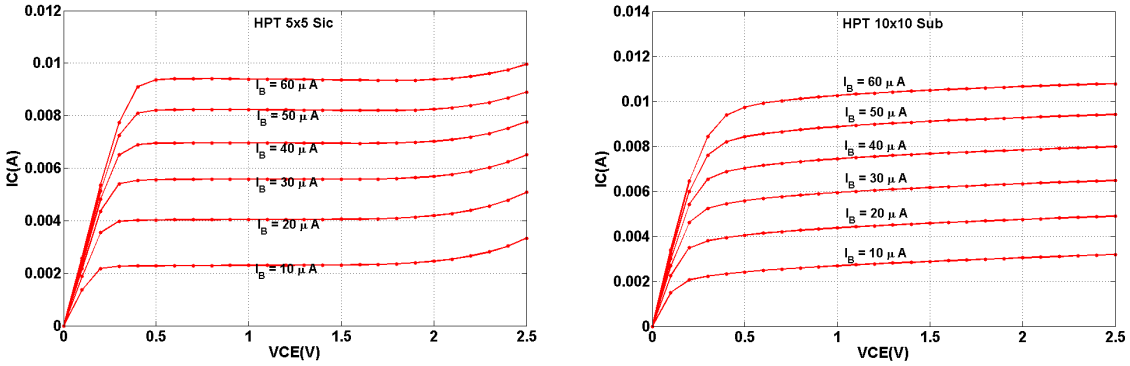


FIG. 2.30 – Caractéristiques $I_C - V_{CE}$ pour $I_B = 10 - 60\mu A$ des phototransistors 5x5sic plaquette 2 (gauche) et 10x10sub plaquette 1 (droite).

La figure 2.31 présente les courbes de f_T pour deux polarisations collecteur-émetteur : $V_{CE} = 1,5V$ et $V_{CE} = 2,5V$.

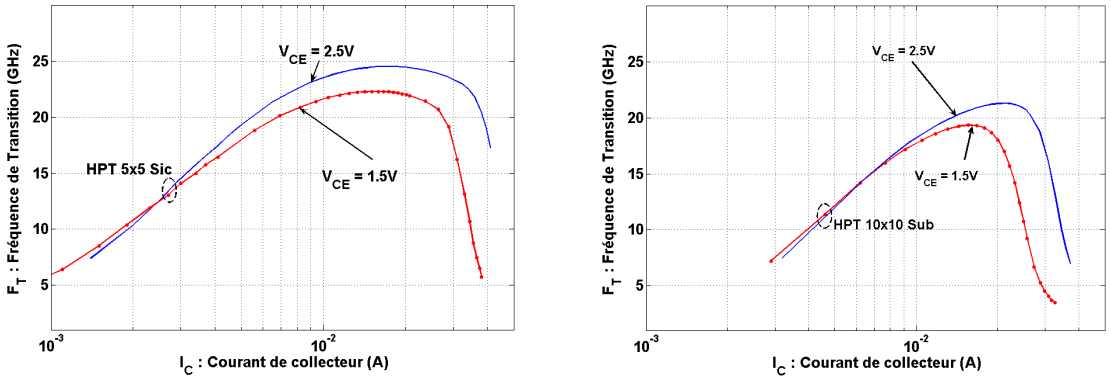


FIG. 2.31 – Fréquence de transition, f_T, en fonction du courant de collecteur I_C des phototransistors 5x5sic plaquette 2 (gauche) et 10x10sub plaquette 1 (droite) pour deux tensions collecteur-émetteur : $V_{CE} = 1,5V$ et $V_{CE} = 2,5V$.

Le HPT 5x5sic, comme attendu, bénéficie de performances fréquentielles supérieures avec un f_T maximum de $22,3GHz$ pour $V_{CE} = 1,5V$ et de $24,5GHz$ pour $V_{CE} = 2,5V$. Les courbes présentent un quasi plateau sur une octave de courant.

Le HPT 10x10sub obtient des performances jusqu'à $19,3GHz$ et $21,3GHz$ pour respectivement $V_{CE} = 1,5V$ et $V_{CE} = 2,5V$. Les courbes de f_T chutent plus rapidement que celles du HPT 5x5sic, du fait d'une forte capacité de diffusion du composant.

Atmel indique pour cette technologie une fréquence de transition maximale de $f_T = 30GHz$ pour des structures allant jusqu'à $40\mu m^2$ de surface d'émetteur [243]. Nos modifications im-

pliquent des changements sur le contact d'émetteur, et donc probablement des modifications sur les temps de transit.

Pour ce qui est de la fréquence maximale d'oscillation, f_{max}, la technologie d'Atmel indiquait des performances de l'ordre de $50GHz$. La figure 2.32 expose les f_{max} des deux prototypes 5x5sic et 10x10sub obtenus à partir des mesures de paramètres S à deux polarisation V_{CE}.

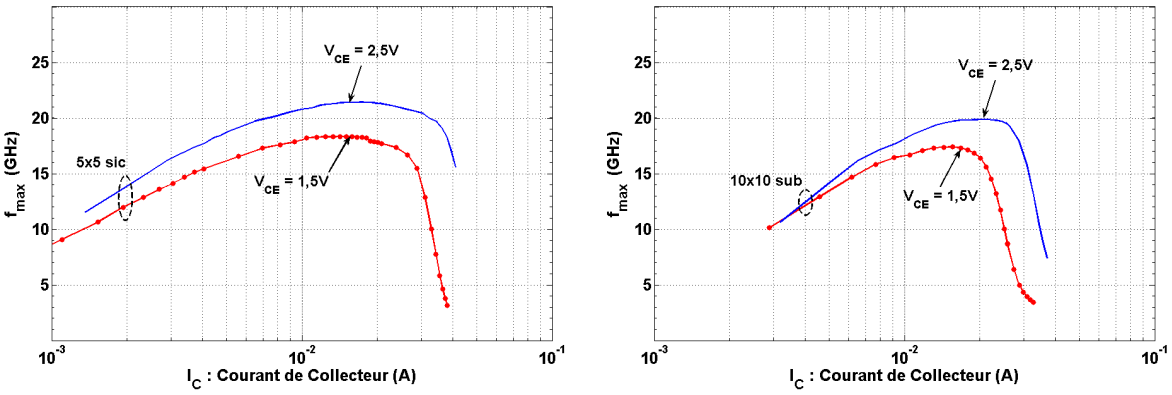


FIG. 2.32 – Fréquence maximale d'oscillation, f_{Max}, en fonction du courant de collecteur I_C des phototransistors 5x5sic plaquette 2 (gauche) et 10x10sub plaquette 1 (droite) pour deux tensions collecteur-émetteur : $V_{CE} = 1,5V$ et $V_{CE} = 2,5V$.

Les performances des f_{Max} sont 10% inférieures à celles des f_T. Nous relevons ainsi respectivement à $V_{CE} = 1,5V$ et $V_{CE} = 2,5V$: pour le HPT 5x5sic de la plaquette 2, des f_{Max} de $18,3GHz$ et $21,4GHz$ et pour le HPT 10x10sub de la plaquette 1, des f_{Max} de $17,4GHz$ et $19,8GHz$.

Avant de présenter les mesures optique-microondes, nous allons introduire le banc de mesure à 940nm utilisant la technique de battement de laser avec laquelle les mesures ont été réalisées.

2.3.2 Banc de mesure à 940nm par technique de battement de lasers

Le banc de mesure à $940nm$ mis en place dans l'équipe "Photonique et microonde" de l'ESYCOM au CNAM Paris, présenté dans [227] et [228], utilise une technique dite à battement de lasers. Le principe de cette technique est résumé par la figure 2.33.

L'objectif de cette technique est de générer un signal microonde par le battement de deux sources lasers lors de la photodétection. Pour cela, il faut deux sources lasers ayant des largeurs de raies très fines et de longueur d'onde très proches mais différentes qui sont combinées par l'intermédiaire d'un mélangeur 50/50. Les champs électromagnétiques des faisceaux optiques, qui s'écrivent sous la forme rappelée par l'équation 2.31, sont alors additionnés. La puissance optique qui arrive sur le photodétecteur est proportionnelle au carré du module du champ électromagnétique. On obtient ainsi l'équation 2.32.

$$\vec{E}_i = E_{0i} \cdot \vec{u}_i \cdot e^{j(w_i t - k_i x + \varphi_i)} \tag{2.31}$$

avec E_{0i} l'amplitude du champ électromagnétique, w_i, pulsation de faisceau lumineux, φ_i, sa phase et k_i le vecteur d'onde.

$$P_{opt} = P_{opt,1} + P_{opt,2} + 2\sqrt{P_{opt,1} \cdot P_{opt,2}} \cdot \cos\theta \cdot \langle \cos\left[(w_1 - w_2) \cdot t + \varphi\right] \rangle_\tau \tag{2.32}$$

avec θ la différence de polarisation du premier faisceau comparé au deuxième, soit l'angle entre les vecteurs $\vec{u}_i$ et φ la différence de phase des deux champs à la position du photodétecteur (lié à k_i et φ_i).

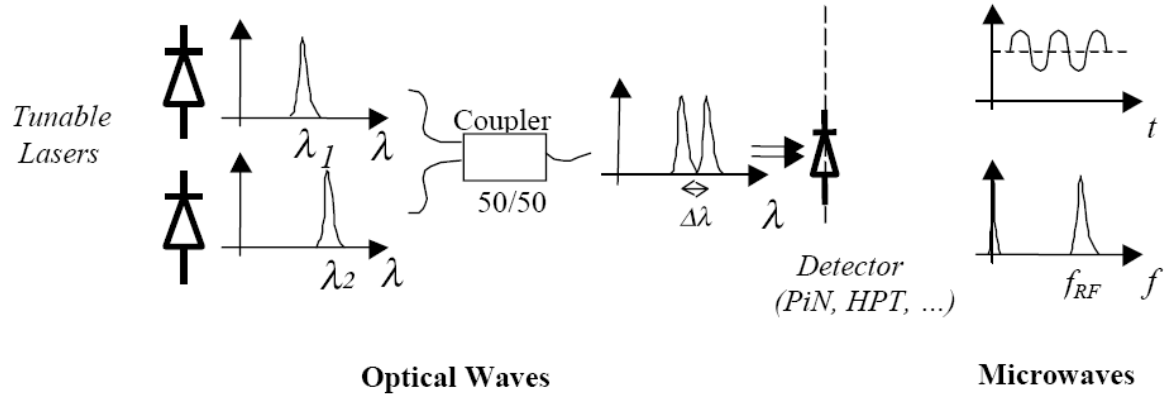


FIG. 2.33 – Principe de la génération du signal microonde par battement optique, [227].

Nous remarquons que le signal optique résultant possède une composante optique continue $P_{opt-DC} = P_{opt,1} + P_{opt,2}$ et une composante optique hyperfréquence P_{opt-RF}. Le rapport de la puissance alternative sur la puissance continue définit le taux de modulation d'intensité du signal optique, équation 2.33.

$$m_{opt} = \frac{P_{opt-RF}}{P_{opt-DC}} = \frac{2\sqrt{P_{opt,1} \cdot P_{opt,2}} \cdot \cos\theta \cdot \langle \cos\left[(w_1 - w_2) \cdot t + \varphi\right] \rangle_\tau}{P_{opt,1} + P_{opt,2}} \tag{2.33}$$

La puissance optique hyperfréquence détectée correspond alors à un signal électrique alternatif de fréquence f_{RF}, donnée par l'équation 2.34 :

$$f_{RF} = \Delta f = \frac{|w_1 - w_2|}{2\pi} = \frac{c \cdot \Delta\lambda}{\lambda^2} \quad \text{avec} \quad \lambda = \frac{c}{f} \tag{2.34}$$

Celle-ci dépend à la fois de la différence de longueur d'onde des deux sources mais aussi du carré de la longueur d'onde émise par ces deux sources. Dans le cas d'une différence de longueur d'onde de $30pm$ pour une longueur d'émission de $940nm$, le signal RF résultant sera de $10GHz$ alors que pour une longueur d'onde émission de $1,55\mu m$, il serait de $3,8GHz$.

La largeur spectrale du signal hyperfréquence peut être liée directement à celles des deux sources par la relation quadratique suivante :

$$\Delta f_{RF} = \sqrt{\Delta f_{opt,1}^2 + \Delta f_{opt,2}^2} \tag{2.35}$$

Le banc de mesure à $940nm$ est destiné à l'analyse des photodétecteurs et des circuits optique-microondes pour les liaisons à courtes distances. La figure 2.34 présente le synoptique avec les différents éléments qui le constituent.

Les deux sources lasers utilisées sont des lasers à cavités étendues Toptica-Photonics DL-100 dans lesquelles sont intégrées des diodes lasers autour de $940nm$. Ces lasers à cavités étendues ou encore externes, exploitent le montage Littrow rappelé par la figure 2.35.

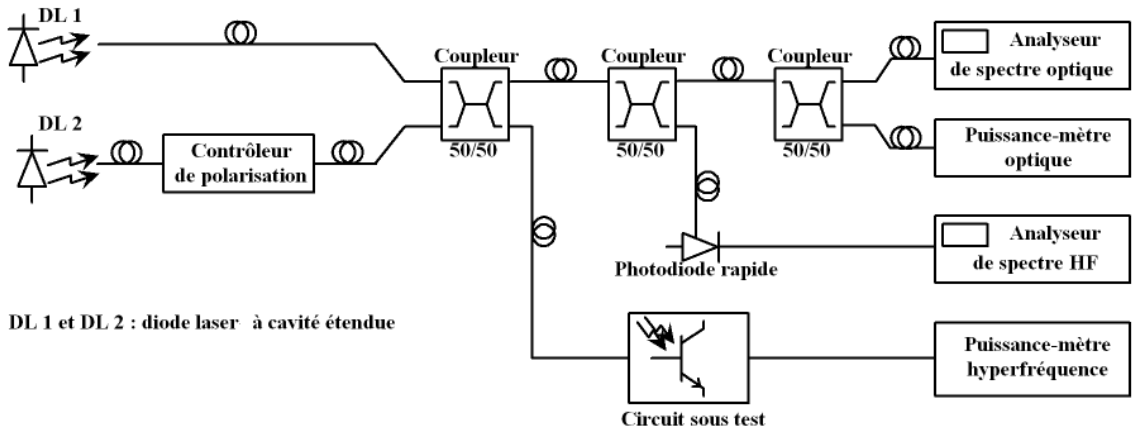


FIG. 2.34 – Banc de mesures optique-microondes à 940nm

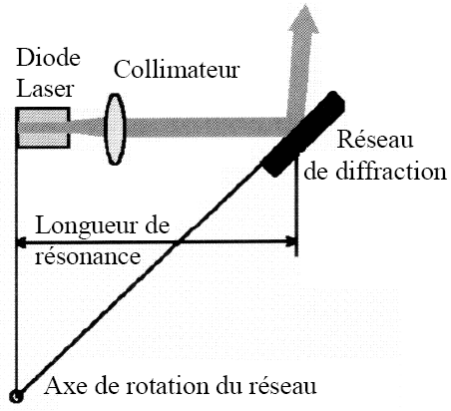


FIG. 2.35 – Schéma de principe d'un montage Littrow

En jouant sur l'orientation du réseau de diffraction on peut choisir la longueur d'onde souhaitée, diffractée par le réseau de diffraction dans différentes directions suivant sa longueur d'onde. La longueur de résonance devient alors la distance extrémité de la cavité de la diode laser jusqu'au réseau de diffraction.

L'avantage d'utiliser des lasers à cavité étendue pour la technique de mesure par battement optique, réside dans le fait que ces derniers sont plus fins en longueur d'onde et plus stables dans le temps, ce qui est requis pour des techniques de mesures par battement optique.

Sachant que la largeur spectrale des sources est de l'ordre de $400kHz$, nous obtenons une largeur d'environ $600kHz$ pour le signal optique hyperfréquence. La variation en longueur d'onde de ces sources sans saut de mode est de $30pm$. Elle est contrôlé par l'inclinaison du réflecteur de Bragg commandé par un élément piézo-électrique. Cette variation permet en gardant la longueur d'onde de la deuxième source laser fixe, d'obtenir une fréquence de battement allant jusqu'à $\approx 10GHz$.

Les caractéristiques des deux diodes lasers à cavités étendues sont résumées dans le tableau

2.6.

	Diode laser n°1	Diode laser n°2
Longueur d'onde	$936,6nm < \lambda < 947,3nm$	$903,5nm < \lambda < 943,5nm$
Température	$20^{\circ}C$	$25^{\circ}C$
Courant	$51mA$	$53mA$
Puissance à la sortie de la fibre	$5,1mW$	$10,5mW$
Free Mode Hop Range	$\Delta\nu\#10GHz$	$\Delta\nu\#10GHz$

TAB. 2.6 – Caractéristiques des diodes lasers DL100.

Dans ce type de mesure, la stabilité dans le temps de la source est un facteur important. Les longueurs d'onde d'émission des diodes sont commandées par le contrôle de leur courant de polarisation et de leur température par effet Peltier. Sur une journée, la variation de la température des sources est quantifiée par une excursion de $2mK$ (données constructeur). En pratique, dans nos conditions de laboratoire, les sources sont caractérisées par une stabilité à long terme de l'ordre de 20MHz sur quelques heures.

A la sortie d'une des diodes, nous avons placé un contrôleur de polarisation. Celui-ci, placé avant le coupleur 50/50 qui combine les deux signaux optique, va permettre de contrôler directement le taux de modulation, équation 2.33.

Le signal optique hyperfréquence généré par battement est divisé en deux, avec une partie envoyée directement sur la structure à tester via une sonde optique, figure 2.36 et l'autre partie est envoyé vers des instruments pour sa mesure.

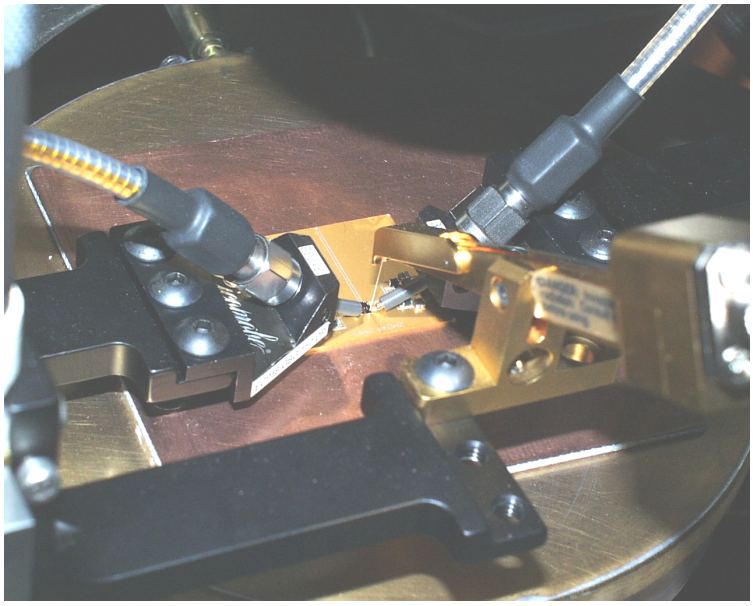


FIG. 2.36 – Photo de la mise sous test du phototransistor SiGe.

La fréquence du signal hyperfréquence émis par le battement est contrôlée à l'aide de la photodiode rapide de référence et d'un analyseur de spectre électrique. Connaissant la courbe

de sensibilité de la photodiode de référence, nous pouvons obtenir la mesure de la puissance RF du signal optique : $P_{opt,RF} = S_{ph-ref} \cdot P_{elec,RF}$.

La mesure de la composante continue du signal optique s'effectue à l'aide du puissance-mètre optique tout en contrôlant la longueur d'onde et la pureté spectrale des signaux optiques sur l'analyseur de spectre optique.

Dans le cadre de la caractérisation optique-microonde du phototransistor, il nous est important de mesurer :
- la longueur d'onde du signal optique généré par battement λ_{opt} (analyseur de spectre optique),
- la puissance "dc" du signal optique généré par battement $P_{opt,DC}$ (puissance-mètre optique),
- la puissance "RF" du signal optique généré par battement $P_{opt,RF}$ (photodiode ref + analyseur de spectre électrique),
- le coefficient de couplage au niveau de la structure sous test (mesure préalable avec puissance mètre optique et calcul du coefficient de réfraction au niveau de l'interface air-fenêtre optique) et ainsi calculer la puissance optique du faisceau incident dans le HPT $P^{hpt}_{opt,RF}$
- la puissance électrique "RF" à la sortie du phototransistor $P^{hpt}_{elec,RF}$.

A partir de ces mesures, nous pouvons obtenir les résultats suivant :
- taux de modulation $m = \frac{P_{opt,RF}}{P_{opt,DC}}$,
- le courant de collecteur "RF" $I_{C,RF} = \sqrt{\frac{2}{R_0} \cdot P^{hpt}_{elec,RF}}$,
- la sensibilité sur 50Ω $S_{50\Omega} = \frac{I_{C,RF}}{P^{hpt}_{opt,RF}}$,
- le gain optique-microonde $G_{OM-50\Omega} = (S_{50\Omega})^2 = \frac{1/2 \cdot R_0 \cdot I_{C,RF}}{1/2 \cdot R_0 \cdot P^{hpt}_{opt,RF}} = \frac{P^{hpt}_{elec,RF}}{1/2 \cdot R_0 \cdot P^{hpt}_{opt,RF}}$.

2.3.3 Mesures optiques

Les mesures optiques microondes ont été réalisées sur le banc de mesure à $940nm$ par technique de battement de lasers sur le site de l'université de Marne-la-Vallée. Un seul phototransistor a été mesuré avant le déménagement de l'équipe sur le site du CNAM Paris.

Le phototransistor qui a été mis sous test présente une fenêtre optique de $10 \times 10\mu m^2$ avec un contact pour polariser le substrat à la masse (prototype "10x10 sub"). Celui-ci a été polarisé en courant sur la base à $I_B = 60\mu A$ et $V_{CE} = 1,5V$.

Nous avons mesuré un courant d'obscurité de $I_{C-dark} = 10,39mA$ et une tension $V_{BE} = 0,82V$. A cette polarisation, la mesure du f_T faite à l'IEF d'Orsay s'élève à $18GHz$ et celles du I_C et du V_{BE} respectivement à $10,5mA$ et $0,81V$.

Le phototransistor a ensuite été éclairé par un signal optique à $\lambda = 940nm$ de puissance optique continue $P_{opt,DC} = -0,55dBm$ soit $\approx 880\mu W$. Le courant continu de collecteur résultant s'est élevé à $11,8mA$, soit une augmentation, notée $I_{C,ph}$, de $1,41mA$ due à la polarisation optique. Nous obtenons donc une sensibilité "dc" en mode phototransistor de :

$$S_{hpt,DC} = \frac{I_{C,ph}}{P_{opt,DC}} = 1,49A/W$$

Nous avons ensuite utilisé le banc de mesure présenté précédemment afin de caractériser le phototransistor en fréquence. Un signal de type rampe nous permet d'obtenir une déviation du réseau de Bragg d'une des cavités résonantes résultant à la sortie du premier coupleur d'un signal hyperfréquence balayant la plage $120MHz - 5,24GHz$.

Nous avons ainsi mesuré la puissance électrique "RF" en sortie du collecteur. Le résultat, exprimé en dBm est présenté sur la figure 2.37 de gauche.

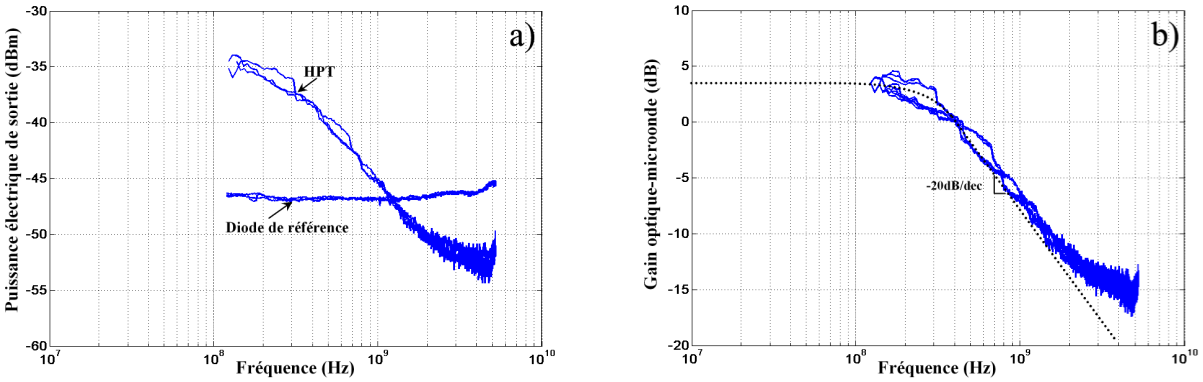


FIG. 2.37 – Mesures optique-microondes du HPT 10x10sub plaquette 1 et de la photodiode de référence en fonction de la fréquence : a) est la puissance de sortie électrique mesurée et b) le gain optique-microonde déduit.

Nous avons à partir de cette mesure déduit le gain optique-microonde chargé sur 50Ω présenté sur la figure 2.37 de droite. Nous obtenons ainsi un gain G_{OM} basse fréquence de $3,46dB$ équivalent à une sensibilité de $1,49A/W$ par la relation $G_{OM,bf}|_{50\Omega} = S^2_{hpt,DC}$. La fréquence de coupure à $3dB$ est de $\approx 400MHz$ dans ce mode phototransistor et le gain chute suivant une pente légèrement inférieure à $20dB/decade$.

Au delà de $2GHz$, notre mesure semble bruitée. Le niveau du courant de collecteur atteint à cette fréquence $-50dBm$, soit $10\mu A$. Nous arrivons dans le plancher de bruit de notre banc de mesure, provoqué par des instabilités optiques liés à la réflexion sur la surface non plane du phototransistor. Il est prévu d'installer un isolateur optique afin d'améliorer le banc sur cet aspect.

2.4 Conclusion du chapitre 2

Dans ce chapitre, nous avons tout d'abord présenté le matériau SiGe et ses propriétés lorsque celui-ci est contraint sur du Silicium. Nous avons mis en évidence dans cette partie que les mobilités des porteurs et leurs évolutions dans le SiGe contraint sont encore à l'étude et mal connues. Nous nous basons pour la suite de notre mémoire sur les caractérisations optiques faites par Lang et al sur ce matériau contraint pour quelques fraction de Germanium.

Nous avons continué ensuite sur l'utilisation du SiGe dans les transistors bipolaires à hétérojonction et son intérêt pour les applications microondes. Nous avons rappelé au cours de cette

partie leur fonctionnement et présenté les différentes équations qui les régissent suivant la fraction de Germanium et dans le cas général d'un profil de Germanium graduel.

Nous avons ensuite introduit le phototransistor SiGe et décrit sa structure basée sur une technologie industrielle d'Atmel. Son fonctionnement a fait l'objet d'un paragraphe puis nous avons présenté les structures des différents prototypes réalisés en collaboration avec l'université d'Ulm en Allemagne.

Ces prototypes ont été mesurés électriquement à l'IEF d'Orsay et les résultats de deux phototransistors de fenêtre optique de 5×5 et $10 \times 10 \mu m^2$ ont été exposés et analysés.

Dans le cadre de cette étude, au sein du thème "photonique et microonde" de l'ESYCOM, un banc de mesure optique à $940nm$ utilisant la technique de battement de laser a été exploité.Ceci a fait l'objet d'une partie de ce chapitre. Les premières mesures optiques-microondes effectuées sur un phototransistor à simple couche SiGe contrainte ont été présentées avec une sensibilité en continu de $1,49 A/W$ et une fréquence de coupure à $3dB$ de $\approx 400 MHz$ en mode phototransistor.

Chapitre 3

Modélisation physique du phototransistor SiGe

Les résultats qui vont être présentés ont été obtenus par des simulations numériques comportementales, "dites physiques", réalisées avec le logiciel Atlas de Silvaco International. Ces résultats sont le fruit du développement du premier modèle complet optique-microonde SiGe contraint sur Si réalisé lors de la thèse de Jean-Luc Polleux [143], et de mon travail de recherche durant une partie de ces trois dernières années.

Nous allons, dans ce chapitre, introduire la simulation physique des hétérojonctions SiGe/Si avec contrainte, associée à une analyse optique-microonde dynamique et à l'extraction des performances du photodétecteur.

Une comparaison avec des mesures effectuées sur les prototypes et présentées dans le chapitre précédent permettra de valider globalement le modèle utilisé.

Le modèle physique sera enfin exploité afin d'évaluer les contributions de chaque région du phototransistor sur les performances statiques et dynamiques optique-microondes. Cette partie facilitera l'élaboration du modèle opto-électronique équivalent grand signal développé dans le chapitre suivant.

Sommaire

3.1 Introduction 81
3.2 Le modèle physique 82
3.2.1 Le modèle dérive-diffusion 82
3.2.2 Les effets modélisés 84
3.2.3 L'analyse optique-microonde 89
3.3 Validation du modèle et comparaison à la mesure 93
3.4 Contributions des différentes régions du phototransistor sur les performances optiques 104
3.4.1 Contribution statique 105
3.4.2 Contribution dynamique 111
3.5 Conclusion du chapitre 3 117

3.1 Introduction

Le développement et l'optimisation de composants électroniques peuvent être le fruit de multiples réalisations technologiques. Cette démarche de conception est principalement longue et coûteuse. Avec l'évolution des ordinateurs et le développement de simulateurs physiques, une nouvelle technique de développement de composant électronique a pris de l'importance ces deux dernières décennies dans les industries et les laboratoires de recherches. Cette technique est appelée "simulation numérique comportementale" ou "simulation physique". Ce type de simulation fait appel aux différentes lois de la physique des composants et permet de prédire les caractéristiques électriques et opto-électriques qui sont associées à des structures physiques et à des conditions de polarisation spécifique. Cette démarche est à l'origine de la proposition du premier HPT SiGe [143].

Le développement d'un composant électronique comporte, aujourd'hui, plusieurs étapes :
- la modélisation physique,
- la réalisation
- les mesures électriques, voire opto-électriques,
- la modélisation électrique, opto-électronique et éventuellement thermique.

Ces quatre étapes sont complémentaires et permettent de caractériser et de comprendre entièrement le fonctionnement du composant.

Nous avons présenté dans le chapitre précédent la structure et les mesures opto-électriques des prototypes de phototransistors SiGe. Dans ce chapitre, nous allons nous intéresser à sa modélisation physique, puis à son utilisation pour analyser les contributions séparées de chaque région du composant. Cette partie introduira la modélisation optique-microonde par circuit équivalent au chapitre suivant.

Il existe plusieurs niveaux dans la modélisation physique, plus ou moins complexes : les simulations particulaires ou de Monte Carlo et les simulations hydrodynamiques, avec deux variantes : soit dérive-diffusion (drift-diffusion) seule, soit dérive-diffusion associée à la conservation d'énergie (energy-balance). Ces deux dernières méthodes s'appuient soit sur la statistique de Boltzmann, soit sur la statistique de Fermi-Dirac, et les équations de transport des porteurs dans un cristal.

Les simulations dérive-diffusion sont très pratiques pour l'analyse de composants électroniques, du fait de leur performance de calcul, . Le modèle dérive-diffusion résout les cinq équations de base des semiconducteurs : l'équation de Poisson, les équations de continuité ou de conservation des charges pour les trous et les électrons et les équations de densités de courant pour les deux types de porteurs. Ces porteurs sont considérés localement en équilibre avec le champ électrostatique.

Cette approximation peut néanmoins conduire à de mauvaises prédictions des caractéristiques électriques du composant. En effet, dans le cas de composants de petites dimensions ou fonctionnant en forte injection, la présence de forts gradients de champ électrique et/ou de concentrations, les porteurs peuvent relaxer leur énergie bien loin du lieu d'origine où ils l'ont acquise. La simulation à conservation d'énergie prend en compte les effets non-locaux en ajoutant deux équations de continuités (ou de conservation de l'énergie) dont les variables sont les températures associées aux électrons et aux trous. Toutefois le choix entre les deux méthodes n'est pas toujours

évident. De plus, N. Chennafi, [229] a montré que la méthode à conservation d'énergie est huit fois plus lente que la méthode dérive-diffusion. Mais ces deux méthodes considèrent les porteurs dans un état statique ou quasi-statique.

La simulation de Monte Carlo est la méthode la plus complète et la plus précise de celles énumérées ici. Elle utilise une approche probabiliste basée sur le prélèvement aléatoire des distributions des paramètres du problème de transport de Boltzmann. Les paramètres sont donnés suivant des distributions de probabilité. Comparée aux simulations hydrodynamiques, elle tient compte des phénomènes non-stationnaires et non-homogènes (ex : phénomènes balistiques...). En effet, dans les composants de petites dimensions où les champs électriques intenses, qui règnent dans la structure et évoluent rapidement sur de courtes distances, influent de manière importante sur le transport des porteurs. Néanmoins, ce modèle demande des ressources mémoires, des puissances de calcul et un temps de simulation important même avec l'évolution des ressources informatiques.

Pour notre modèle, nous avons opté pour le modèle le plus simple et le plus rapide, le modèle hydrodynamique de dérive-diffusion bidimensionnel, développé sur le logiciel Atlas de Silvaco International. La simulation utilisée pour notre phototransistor, simulation dérive-diffusion, a été choisie pour ces performances en terme de temps de calcul et de simplicité de définition de paramètres. Au regard de la littérature, pour les composants à hétérojonctions de type SiGe ou III-V avec des bases très fine $< 20nm$, les résultats délivrés par les simulations dérive-diffusion peuvent être faussés de manière optimiste ou pessimiste, [230] à [232]. Nos structures restent cependant peu épaisses et peuvent se contenter du modèle dérive-diffusion.

Une autre raison de ce choix réside dans le fait que tous les paramètres sur le matériau SiGe contraint sur Si ne sont pas connus ou incertains. L'utilisation de simulations d'ordres supérieurs, plus gourmandes en ressources, n'est pas justifiée tant que les simulations simples ne sont pas maîtrisées. On trouve dans la littérature, des simulations de Monte Carlo pour les HBT SiGe, mais elles ne sont pas développées dans l'optique de simuler le comportement opto-électronique des composants complets.

Nous allons maintenant présenter le modèle physique avec les différents effets modélisés, la structure générale de phototransistor simulée et les différentes analyses qu'il est possible de réaliser.

3.2 Le modèle physique

Le logiciel Atlas de Silvaco est un logiciel de simulation physique 2D/3D permettant de simuler le comportement électrique, optique, et thermique des dispositifs de semi-conducteur. Il offre une plateforme, facile à utiliser, modulaire, et extensible pour analyser les réponses statiques (DC), dynamiques (AC) et temporelles pour tous composants à base de semi-conducteur. Il permet d'effectuer des simulations de type dérive-diffusion, comme nous l'utilisons dans notre travail, ou de type conservation d'énergie.

3.2.1 Le modèle dérive-diffusion

Comme nous l'avons déjà mentionné précédemment, la simulation dérive-diffusion résout les cinq équations de base des semiconducteurs. Nous les rappelons brièvement dans cette partie.

Des développements plus complets se retrouvent dans [229], [234] ou tout autre support traitant des équations des semiconducteurs.

– l'équation de Poisson, équation 3.1, qui découle de l'équation de Maxwell-Gauss lorsque celle-ci est ramenée au potentiel électrostatique.

$$div(\epsilon \nabla \Psi) = -\rho = -q \cdot (p - n + N_A - N_D) \tag{3.1}$$

avec ϵ la permittivité locale du matériau, Ψ le potentiel électrostatique, ρ la densité de charge électrique, p la densité des trous, n la densité des électrons, N_A la concentration de dopants accepteurs et N_D la concentration de dopants donneurs.

Le champ électrique est obtenu à partir du potentiel électrostatique du vide suivant l'équation 3.2.

$$\vec{E} = -\nabla \psi \tag{3.2}$$

– les équations de continuité, équations 3.3 et 3.4, s'obtiennent à partir de l'équation de Maxwell-Ampère en lui appliquant l'opérateur divergence.

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \frac{1}{q} div \vec{J_n} + G_n - R_n \tag{3.3}$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} = \frac{1}{q} div \vec{J_p} + G_p - R_p \tag{3.4}$$

où n et p sont les concentrations des électrons et des trous, $\vec{J_n}$ et $\vec{J_p}$ sont les densités de courants des électrons et des trous, G_n et R_n sont respectivement les taux de générations et de recombinaisons des électrons et G_p et R_p ceux des trous.

– les équations de densités de courant des porteurs sont données par les équations 3.5 et 3.6. Le modèle dérive-diffusion tient son nom de ses équations qui possèdent deux composantes, l'une due au déplacement par dérive des porteurs et dirigée par le champ électrique, et l'autre due au déplacement par diffusion qui est proportionnel au gradient de concentration.

$$\vec{J_n} = q \cdot n \cdot \mu_n \cdot \vec{E_n} + q \cdot D_n \cdot \nabla n \tag{3.5}$$

$$\vec{J_p} = q \cdot p \cdot \mu_p \cdot \vec{E_p} - q \cdot D_p \cdot \nabla p \tag{3.6}$$

où μ_n et μ_p sont les mobilités, respectives, des électrons et des trous, $\vec{E_n}$ et $\vec{E_p}$ sont les champs électriques effectifs décrits par les équations 3.7 et 3.8, D_n et D_p les coefficients de diffusion des électrons et des trous. Ces deux derniers coefficients sont reliés à la mobilité des porteurs par la relation d'Einstein, donnée par les équations 3.9 et 3.10 dans le cas de l'utilisation de la statistique de Boltzmann.

$$\vec{E_n} = -\nabla \left(\psi + \frac{k \cdot T_L}{q} \ln n_{ie} \right) \tag{3.7}$$

$$\vec{E_p} = -\nabla \left(\psi - \frac{k \cdot T_L}{q} \ln n_{ie} \right) \tag{3.8}$$

avec Ψ le potentiel électrostatique du vide, k la constante de Boltzmann, T_L la température du réseau et n_{ie} la concentration intrinsèque effective de porteurs.

$$D_n = \frac{k \cdot T_L}{q} \mu_n \tag{3.9}$$

$$D_p = \frac{k \cdot T_L}{q} \mu_p \tag{3.10}$$

Pour rappel, la statistique de Boltzmann découle directement de la statistique de Fermi-Dirac, 3.11, qui décrit la probabilité de présence d'un électron à un niveau d'énergie ϵ.

$$f(\epsilon) = \frac{1}{1 + e^{\left(\frac{\epsilon - E_F}{k \cdot T_L}\right)}} \tag{3.11}$$

Dans la plupart des cas des composants semiconducteurs, tant que l'on vérifie l'inéquation $\epsilon - E_F >> k \cdot T_L$, on peut approximer la statistique de Fermi-Dirac par la statique de Boltzmann, 3.12. Elle présente l'avantage de simplifier les calculs et permet au simulateur de converger plus rapidement.

$$f(\epsilon)|_{Boltzmann} = e^{\left(\frac{E_F - \epsilon}{k \cdot T_L}\right)} \tag{3.12}$$

Dans le cas de forts dopages, il est néanmoins possible de conserver l'équation de Boltzmann à condition de modifier la largeur de bande interdite en fonction du dopage (cf équation 3.21).

Nous allons maintenant décrire les effets pris en compte dans notre modèle et indiquer dans chaque cas la fonction du logiciel Atlas utilisée.

3.2.2 Les effets modélisés

Nous allons balayer les différents effets pris en compte dans notre modèle. Ces effets ont été présentés précisément dans [143] et de manière synthétique dans [145]. Nous aborderons de manière synthétique la manière de l'implanter ou de l'utiliser dans le simulateur Atlas.

Mobilité des porteurs

La mobilité des porteurs dépend à la fois de la concentration de dopant et de l'intensité du champ électrique.

Pour le SiGe, nous avons vu au chapitre 2 que beaucoup de paramètres sont encore incertains ou mal définis, ce qui est le cas de la mobilité des porteurs dans ce matériau. De plus les études présentaient une anisotropie de ce paramètre en fonction de la direction de déplacement des porteurs. Or le logiciel Atlas ne prend pas en compte ce type de paramètre, les mobilités sont considérées identiques dans toutes les directions.

Donc le choix a été d'opter pour les valeurs du Silicium à $300K$. Le logiciel Atlas comporte un tableau de valeur de la variation de la mobilité des porteurs à faible champ électrique dans le Silicium à $300K$ en fonction des dopants, illustré par la figure 3.1. Cette option est activée dans le modèle par la fonction "conmob".

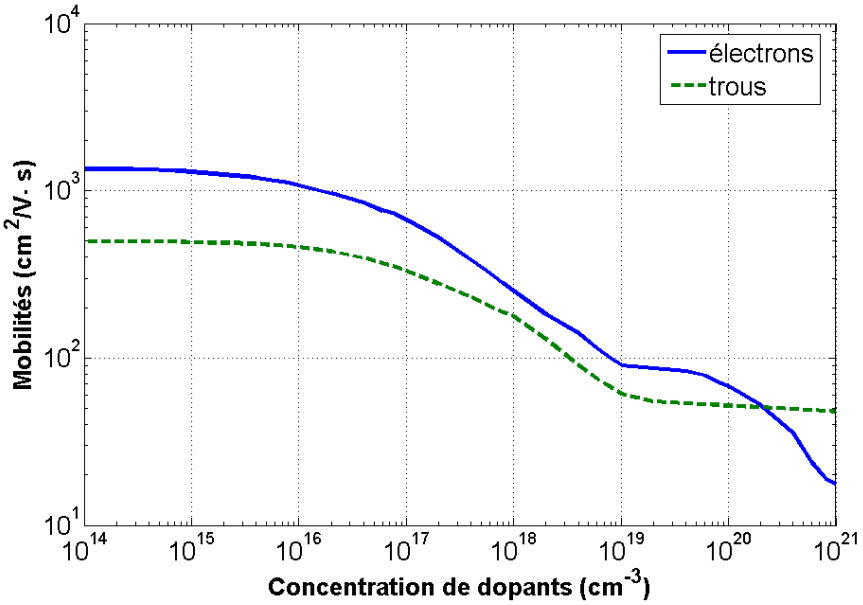


FIG. 3.1 – Mobilité à faible champ électrique des électrons et des trous dans le Silicium à $300K$ en fonction de la concentration d'impureté.

La mobilité varie en fonction du champ électrique suivant les équations 3.13 et 3.14 qui sont exprimées en fonction de la mobilité des porteurs à faible champ présentée précédemment μ_{n0} et μ_{p0}, de la vitesse de saturation des porteurs $\upsilon_{sat,n}$ et $\upsilon_{sat,p}$ et β_n et β_p des paramètres d'ajustement suivant le matériau qui ici valent respectivement 2 pour les électrons et 1 pour les trous.

$$\mu_n(E) = \frac{\mu_{n0}}{\left[1 + \left(\frac{\mu_{n0} \cdot E}{\upsilon_{sat,n}}\right)^{\beta_n}\right]^{\frac{1}{\beta_n}}} \tag{3.13}$$

$$\mu_p(E) = \frac{\mu_{p0}}{\left[1 + \left(\frac{\mu_{p0} \cdot E}{\upsilon_{sat,p}}\right)^{\beta_p}\right]^{\frac{1}{\beta_p}}} \tag{3.14}$$

Les vitesses de saturation ont été fixées à $1 \cdot 10^7 cm/s$ pour les électrons et les trous. Atlas donne pour vitesse de saturation dans le SiGe comme référence : $\upsilon_{sat,n} = 1 \cdot 10^7 cm/s$ et $\upsilon_{sat,n} = 7,98 \cdot 10^6 cm/s$. Pour la même raison que pour la mobilité, ces données ne sont pas certaines aujourd'hui, donc nous prenons encore par défaut les valeurs du Silicium.

La figure 3.2 illustre la vitesse des électrons et des trous pour trois concentrations de dopants correspondant à des valeurs utilisées pour le phototransistor : $N_{D,Collecteur} = 4 \cdot 10^{16} cm^{-3}$, $N_{A,Base} = 2 \cdot 10^{19} cm^{-3}$ et $N_{D,Emetteur} = 3 \cdot 10^{18} cm^{-3}$, en fonction du champ électrique. On remarque que l'effet du dopage est important sur la mobilité faible champ. Ceci aura un impact sur les temps de transit dans les zones quasi-neutres du HPT.

L'option "fldmob" d'Atlas permet de valider cet effet correspondant à la variation de la mobilité des porteurs en fonction du champ électrique.

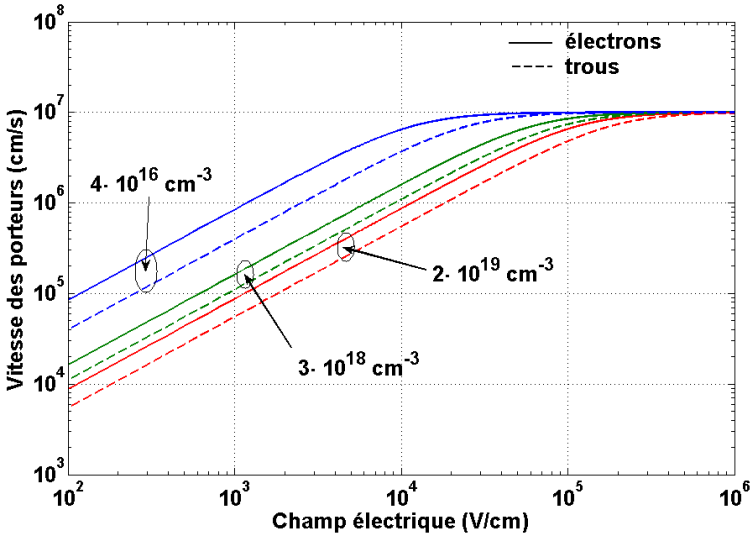


FIG. 3.2 – Vitesse des électrons et des trous en fonction du champ électrique pour le Silicium à $300K$ pour trois concentrations de dopants.

Génération et recombinaison

La notion de génération et recombinaison a déjà été introduite dans les équations de continuité par les paramètres G_n, G_p, R_n et R_p. Les phénomènes de génération/recombinaison sont exprimés par un taux net de recombinaison de paires électrons/trous, noté $U = R_n - G_n = R_p - G_p$. Si U est positif, il exprimera un effet de recombinaison et si il est négatif un effet de génération. Il y a deux mécanismes de génération/recombinaison qui sont pris en compte dans notre modèle :

- la recombinaison Auger : mécanisme de recombinaison qui fait intervenir une troisième particule intermédiaire. L'énergie dégagée dans cette recombinaison est utilisée pour déplacer un porteur sur un niveau d'énergie élevé. Ce mécanisme est faible mais est utilisé dans notre modèle. Il est exprimé par l'équation 3.15 et activé par la fonction "Auger" sous Atlas.

$$U_{Auger} = c_n \cdot \left(p \cdot n^2 - n \cdot n_{ie}^2\right) + c_p \cdot \left(n \cdot p^2 - p \cdot n_{ie}^2\right) \tag{3.15}$$

avec c_n et c_p qui sont les coefficients d'Auger qui valent respectivement $8,3 \cdot 10^{-32} cm^6/s$ et $1,8 \cdot 10^{-31} cm^6/s$ pour le Silicium et le Silicium-Germanium.

- la recombinaison Shockley-Read-Hall (SRH) : mécanisme qui fait appel à des niveaux d'énergie, dits profonds, situés au voisinage du milieu de la bande interdite et dus à des impuretés ou des défauts cristallins, qui peuvent servir d'étape intermédiaire dans le processus de recombinaison. L'énergie dégagée dans cette recombinaison génère un photon qui le transforme en énergie thermique. La recombinaison SRH est exprimée par l'équation 3.16 et après simplification l'équation 3.17. Elle est activée dans le modèle par la fonction "srh".

$$U_{SRH} = \frac{p \cdot n - n_{ie}^2}{\tau_p \left[n + n_{ie} e^{\frac{E_t - E_i}{k \cdot T}}\right] + \tau_n \left[p + n_{ie} e^{\frac{E_i - E_t}{k \cdot T}}\right]} \tag{3.16}$$

avec τ_n et τ_p les durées de vie des électrons et des trous. Dans le cas du Silicium, la durée de vie des deux types de porteurs est quasi-identique et égale à $\tau_n = \tau_p = 10^{-7} s$. E_t est le

niveau d'énergie profond. On a donc $E_t - E_i \approx 0$, ce qui permet de simplifier l'équation 3.16 par l'équation suivante :

$$U_{SRH} = \frac{p \cdot n - n_{ie}^2}{\tau_{n,p} \cdot (n + p + 2 \cdot n_{ie})} \tag{3.17}$$

Les mêmes durées de vie sont utilisées pour le SiGe.

La recombinaison radiative est négligée dans notre modèle, du fait de la propriété de semi-conducteur à gap indirect du Silicium et du SiGe.

Réduction de la bande interdite du SiGe

La bande interdite du SiGe contraint sur Si évolue suivant trois facteurs : la réduction due à la fraction de Germanium et au stress de la couche, la variation due à la température et enfin la réduction due à la concentration de dopant ("bandgap narrowing"). Les deux premiers facteurs sont exprimés dans l'équation 3.18. La réduction due à la concentration de dopant, exprimée par l'équation 3.21, est extrait de [194] qui semble présenter les meilleurs résultats pour nos simulations.

$$E_{g,SiGe} = E_{g,Si} - \Delta E_{g,Ge} + \Delta E_{g,T} = 1,09 - (0,74 \cdot x) + \alpha_T \cdot \left[\frac{300^2}{300 + \beta_T} - \frac{T^2}{T + \beta_T} \right] \tag{3.18}$$

avec $E_{g,Si}$ la bande interdite du Silicium à $300K$, $\Delta E_{g,Ge}$ la réduction de bande interdite due à la fraction de Germanium [163], $\Delta E_{g,T}$ la variation de la bande interdite en fonction de la température, α_T et β_T sont des constantes approximées par interpolation linéaire entres les valeurs du Silicium et celles du Germanium.

$$\alpha_{T,SiGe} = \alpha_{T,SiGe} + x \cdot (\alpha_{T,Ge} - \alpha_{T,Si}) \approx \alpha_{T,Si} \tag{3.19}$$

$$\beta_{T,SiGe} = \beta_{T,Si} + x \cdot (\beta_{T,Ge} - \beta_{T,Si}) \tag{3.20}$$

avec $\alpha_{T,Si} = 0,473meV/K$, $\alpha_{T,Ge} = 0,477meV/K$, $\beta_{T,Si} = 636K$ et $\beta_{T,Ge} = 235K$.

L'effet de réduction de la bande interdite du SiGe apparaît pour des dopages supérieurs à $10^{18}cm^{-3}$, comme le montre l'équation 3.21 que nous avons implantée dans notre modèle.

$$\Delta E_{bgn,app}(meV) = 27,4 \cdot \log\left(\frac{N_A}{10^{18}cm^{-3}} \right) \tag{3.21}$$

L'implantation dans Atlas de ces équations a été fait par le biais de fonctions en langage C appelées au moment de la simulation du semi-conducteur SiGe. Lors de la définition du matériau SiGe, les options "f.bandcomp" et "f.bgn" permettent de préciser les noms des fichiers modifiant, pour la première option, la dépendance en température et en composition des paramètres de bande du SiGe, soit l'équation 3.18, et pour la deuxième option, la dépendance de la réduction de bande interdite en fonction de la température, de la composition et du dopage du matériau, soit l'équation 3.21.

Modification des densités effectives d'états

Les densités effectives d'états sont modifiées par le fait que la bande interdite est elle même modifiée par la fraction de Germanium et l'effet de contrainte. Un modèle simplifié a été développé [143] pour tenir compte de l'évolution des densités effectives d'états en fonction de la fraction de Germanium et de la température remplaçant le modèle de Silvaco qui correspondait au cas du SiGe relaxé. Le modèle exprime l'évolution des rapports $\frac{N_c|_{SiGe}}{N_c|_{Si}}$ et $\frac{N_c \cdot N_v|_{SiGe}}{N_c \cdot N_v|_{Si}}$.

Le rapport entre la densité effective d'états pour la bande de conduction entre le SiGe et le Silicium est donné par l'équation 3.22.

$$\frac{N_c|_{SiGe}}{N_c|_{Si}} \approx \frac{2}{3} + \frac{1}{3} \cdot e^{\frac{-0,69 \cdot x}{k \cdot T}} \tag{3.22}$$

Pour rappel, la densité effective d'état pour le Silicium en fonction de la température est :

$$N_c|_{Si} = 2,8 \cdot 10^{19} \cdot \left(\frac{T}{300}\right)^{\frac{3}{2}} \tag{3.23}$$

Afin de déduire la densité effective d'état pour la bande de valence à $300K$, on utilise le rapport des produits $Nc \cdot Nv$ entre le SiGe et le Silicium donné par l'équation 3.24. Celui-ci est composé de constantes qui varient selon la température et est donc ajusté ici pour $T = 300K$.

$$\frac{N_c \cdot N_v|_{SiGe}}{N_c \cdot N_v|_{Si}} \approx 0,306 + 0,319 \cdot e^{-34,1 \cdot x} + 0,375 \cdot e^{-8 \cdot x} \tag{3.24}$$

Les équations pour modéliser les densités effectives d'états sont implantées avec la réduction de la bande interdite en fonction de la fraction de Germanium, d'où le fichier qui modifie la fonction "bancomp".

Absorption optique dans le SiGe

Un modèle de coefficient d'absorption optique pour le SiGe contraint Si a été développé par J.L. Polleux, [143] et [212]. Il prend en compte la fraction de Germanium de l'alliage, la température de fonctionnement et la longueur d'onde du faisceau incident. Un modèle à un phonon dit de MacFarlane et décrit par l'équation 3.25, est utilisé comme base de notre modèle.

$$\alpha_{absorption} = A(x) \cdot \left[\frac{(h\nu - E_g - E_{phonon}(x))^2}{1 - e^{(-E_{phonon}(x)/kT)}} + \frac{(h\nu - E_g + E_{phonon}(x))^2}{e^{(-E_{phonon}(x)/kT)} - 1} \right] \tag{3.25}$$

Les lois de variation, en fonction de la fraction de Germanium x, des paramètres $A(x)$ et $E_{phonon}(x)$ sont déduits des données expérimentales de Lang et al., [189] et sont exprimées respectivement par les équations 3.26 et 3.27.

$$A(x) \approx 3200 \cdot \left(1 - 1,161 \cdot x + 9,581 \cdot x^2\right) \tag{3.26}$$

$$E_{phonon}(x) \approx 0,0408 + 0,0013 \cdot x - 0,0533 \cdot x^2 \tag{3.27}$$

Ce modèle est valable pour des fraction de Germanium allant jusqu'à 40%. La figure 3.3 présente l'évolution du coefficent d'absorption optique à $300K$ du SiGe en fonction de la fraction de Germanium dans l'alliage pour quatre longueurs d'onde : $0,8\mu m$ (cercles), $0,98\mu m$ (carrés), $1,3\mu m$ (losanges) et $1,55\mu m$ (triangles).

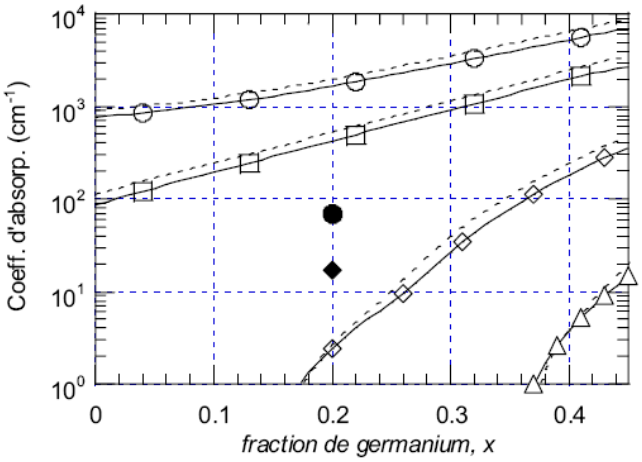


FIG. 3.3 – Coefficient d'absorption optique du SiGe en fonction de la fraction de Germanium, x, de l'alliage pour les longueurs d'onde de $0,8\mu m$ (cercles), $0,98\mu m$ (carrés), $1,3\mu m$ (losanges) et $1,55\mu m$ (triangles), issu de [213]. Le carré et le losange pleins indiquent des données de mesures pour, respectivement, $1,1\mu m$ et $1,2\mu m$, d'après [196].

3.2.3 L'analyse optique-microonde

Afin de pouvoir réaliser une analyse optique-microonde sous le logiciel Atlas, le module Luminous est utilisé. Il prend en compte l'effet de photodétection en calculant le taux de photogénération, donné par l'équation 3.28, pour chaque point de la structure traversé par le faisceau optique.

$$g_{opt} = \eta_0 \cdot \frac{P_{opt} \cdot \lambda}{h \cdot c} \cdot \alpha_{absorption} \cdot e^{-\alpha_{absorption} \cdot x} \tag{3.28}$$

avec η_0 le coefficient de transmission à l'interface Air-HPT, P_{opt} et λ, respectivement, la puissance et la longueur d'onde du faisceau optique incident, et $\alpha_{absorption}$ le coefficient d'absorption du matériau.

Le niveau de variation de puissance optique, dite composante alternative, est choisi arbitrairement faible pour simplifier les simulations et garantir une simulation petit signal. En pratique, Silvaco prend en entrée une densité de puissance optique que nous avons fixée à $50W/cm^2$. Donc pour nos deux structures de fenêtres $10 \times 10\mu m^2$ et $5 \times 5\mu m^2$, les puissances optiques injectées seront respectivement de $50\mu W$ et $12,5\mu W$.

Les conditions de charge des différents ports (base et collecteur) de ce type d'analyse sont des court-circuits [234]. De ce fait, nous obtenons comme résultats les différents courants du transistor en petit signal sur court-circuit. Silvaco fait ainsi une analyse dynamique en courant.

A partir de ces résultats, nous sommes dans la possibilité d'obtenir directement les sensibilités ou plus précisément responsivités sur court-circuit du phototransistor, $S_{ph}|_{c.c}$ et $S_{hpt}|_{c.c}$, en fonction des différentes polarisations et des différentes longueurs d'onde. On peut ainsi en déduire les différentes caractéristiques des phototransistors sur court-circuit, telles que le gain optique en courant $G_{optC}|_{c.c.}$, la fréquence de coupure à $3dB$ $f_{-3dB}|_{c.c.}$ et la fréquence de transition optique $f_{Topt}|_{c.c.}$.

Bien que l'on rencontre pour les photodiodes des valeurs de sensibilité sur court-circuit, dans les différents systèmes optique-microonde, cette condition de charge n'est jamais appliquée pratiquement.

De plus, des études sur un phototransistor InP ont démontré l'influence des conditions de charge, base et collecteur, sur les performances dynamiques du composant. L'analyse en courant et l'optimisation du courant de sortie sont présentées dans [143], et l'analyse en puissance et l'optimisation de la puissance de sortie dans [235]. Les impédances optimales pour optimiser soit le courant, soit la puissance de sortie diffèrent l'une de l'autre. Il est montré aussi dans ces études que, dans les deux cas, les performances entre des conditions de charge sur court-circuit et sur 50Ω sont légèrement différentes.

Dans le cadre de cette thèse, l'inconvénient des résultats de sortie de Silvaco est qu'ils ne sont pas comparables directement à la mesure. Les mesures sont faites avec des conditions de charges pour la base et le collecteur, sur 50Ω. C'est la raison principale pour laquelle il faut traiter les données pour obtenir des résultats sur 50Ω. Une autre raison est de pouvoir par la suite caractériser en puissance le composant et donc nous ramener aux paramètres S opto-microonde [235].

Nous allons présenter succinctement les données et les calculs utiles à ce traitement.

Des paramètres H aux paramètres S opto-microonde, utilisation du gain optique-microonde G_{OM}

Lorsque Silvaco fait une analyse en courant sur court-circuit, les résultats qui ressortent, sont assimilables à des paramètres H. Lors d'une analyse optique-microonde, le phototransistor est considéré comme un triporte, schématisé par la figure 3.4.

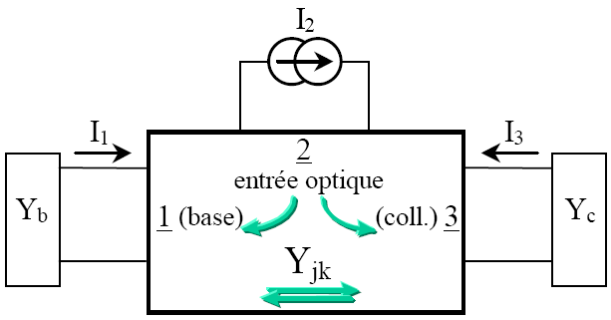


FIG. 3.4 – Représentation en courant du triporte équivalent du phototransistor.

Le port 2 voit à ses borne un générateur de courant qui n'est que la représentation en courant du faisceau optique. Celui-ci a déjà été présenté au chapitre 1. Le courant I_2 est composé d'une composante continue et une alternative, comme le définit l'équation suivante :

$$I_2 = I_{2,DC} + i_{2,RF} = \alpha_{c_A} \cdot (P_{opt,DC} + P_{opt,RF} \cdot cos(\omega \cdot t + \phi)) \tag{3.29}$$

avec α_{c_A}, un coefficient d'homogénéisation égal à $1A/W$.

Pour ne pas alourdir cette présentation, nous allons passer directement aux résultats importants, tout en gardant à l'esprit que les démonstrations sont disponibles dans [143].

De cette analyse, il ressort les relations suivantes entre le paramètre H_{32}, gain en courant optique-microonde et la sensibilité sur court-circuit :

$$H_{32}|_{Y_B=\text{inf}} = \frac{Y_{32}}{Y_{22}} = \frac{S_{hpt}|_{c.c}}{\alpha_{c_A}} \tag{3.30}$$

en prenant le cas général pour une impédance Z_B quelconque :

$$H_{32}|_{Y_B} = H_{32}|_{Y_B=\text{inf}} \cdot \frac{Y_B - Y_0}{Y_B - Y_{\text{inf}}} \tag{3.31}$$

avec Y_0 et Y_{inf} deux termes qui décrivent respectivement un zéro et un pôle de la fonction H_{32}. Ces deux paramètres sont décrits par les équations 3.32 et 3.33 suivantes :

$$Y_0 = -\left(Y_{11} - \frac{Y_{31} \cdot Y_{12}}{Y_{32}}\right) \tag{3.32}$$

$$Y_{\text{inf}} = -\left(Y_{11} - \frac{Y_{21} \cdot Y_{12}}{Y_{22}}\right) \tag{3.33}$$

Ces deux paramètres peuvent être simplifiés en annulant Y_{21} et Y_{23} car il n'y a aucun retour de la base ou du collecteur vers l'entrée optique, et en utilisant les relations entre les paramètres Y et les grandeurs physiques connues suivantes :

$$\frac{Y_{31}}{Y_{11}} = \left.\frac{i_3}{i_1}\right|_{v_3=0,i_2=0} = \beta \tag{3.34}$$

$$\frac{Y_{12}}{Y_{32}} = \frac{1}{H_{32}|_{Y_B=\text{inf}}} \cdot \frac{Y_{12}}{Y_{22}} \tag{3.35}$$

$$\frac{Y_{12}}{Y_{22}} = \left.\frac{i_1}{i_2}\right|_{v_1=0,v_3=0} = \frac{X_{ph}|_{c.c}}{\alpha_{c_A}} \tag{3.36}$$

avec $X_{ph}|_{c.c}$ qui caractérise l'isolement de base du phototransistor, c'est à dire la sensibilité du phototransistor lorsque la sortie est la base sur court-circuit.

Les paramètres Y_0 et Y_{inf} s'écrivent alors :

$$Y_0 = -Y_{11} \cdot \left(1 - \frac{\beta(f) \cdot X_{ph}|_{c.c}}{S_{ph}|_{c.c}}\right) \tag{3.37}$$

$$Y_{\text{inf}} = -Y_{11} \tag{3.38}$$

Pour comparer les résultats de l'analyse optique-microonde de Silvaco, soit une analyse en courant sur court-circuit, à la mesure, il faut pouvoir se ramener à la définition du gain optique microonde sur 50Ω rappelée par l'équation 3.39 et expliquée au paragraphe 1.3.5. Ce dernier est équivalent au carré de la sensibilité du phototransistor sur 50Ω : $S_{hpt,50\Omega}$. Les grandeurs mesurables sont P_{opt} et $I_{C,50\Omega}$. Il faut rappeler que dans le paragraphe 1.3.5, la puissance optique P_{opt} avait été représentée par un courant équivalent I_{opt}.

$$G_{OM} = \frac{\frac{1}{2} \cdot R_0 \cdot I_{C,50\Omega}^2}{\frac{1}{2} \cdot R_0 \cdot P_{opt}^2} = |S_{32}|^2 = (S_{hpt}|_{50\Omega}(\lambda))^2 \tag{3.39}$$

Nous obtenons de l'analyse optique-microonde de Silvaco des paramètres H et une étude dynamique électrique du transistor permet d'obtenir les paramètre S électrique. L'objectif est, à partir de ces données, de se ramener aux paramètres S optique-microonde du phototransistor.

En continuité avec la présentation du gain optique-microonde faite au chapitre 1, la matrice S du triporte, 3.40, peut se résumer à 6 paramètres à déterminer :

$$S_{hpt} = \begin{bmatrix} S_{11} & S_{12} & S_{13} \\ 0 & 0 & 0 \\ S_{31} & S_{32} & S_{33} \end{bmatrix} \tag{3.40}$$

Les paramètres S_{11}, S_{13}, S_{31} et S_{33} sont les paramètres S électriques du transistor bipolaire (simple quadripôle). Les paramètres S_{12} et S_{32} sont deux nouveaux paramètres S, dits optique-microondes, qu'il est donc possible de relier aux sensibilités du phototransistor par les équations 3.41 et 3.42.

$$S_{12} = -\left(\frac{1 + S_{11}}{2}\right) \cdot \frac{X_{hpt}|_{50\Omega}}{\alpha_{c_A}} \tag{3.41}$$

Ce paramètre traduit le transfert de puissance de l'entrée optique vers la base. $X_{hpt}|_{50\Omega}$ est similaire à $S_{hpt}|_{50\Omega}$, c'est à dire la sensibilité du phototransistor, mais avec pour sortie la base et non le collecteur.

$$S_{32} = -\left(\frac{1 + S_{33}}{2}\right) \cdot \frac{S_{hpt}|_{50\Omega}}{\alpha_{c_A}} \tag{3.42}$$

Ce dernier traduit le transfert de puissance de l'entrée optique vers le collecteur.

Pour établir une relation entre S_{32} et $H_{32}|_{Y_B=1/50}$, il faut considérer un quadripôle restreint, formé par l'entrée optique et le collecteur en maintenant la base chargée par 50Ω.

Les équations de passage des paramètres H aux paramètres S, connues pour un quadripôle, permettent alors d'écrire :

$$H_{32} = \frac{-2 \cdot S_{32}}{(1 - S_{11})(1 + S_{22}) + S_{12} \cdot S_{21}} \tag{3.43}$$

On peut simplifier l'écriture, sachant que S_{22}, S_{21} et S_{23} sont nuls et ainsi obtenir la relation suivante :

$$S_{32} = -\left(\frac{1 + S_{33}}{2}\right) \cdot H_{32}|_{Y_B=1/50} \tag{3.44}$$

Il en résulte au final une relation entre le paramètre S_{32} et la sensibilité en court-circuit $S_{hpt}|_{c.c}$, décrite par l'équation 3.45.

$$S_{32} = -\left(\frac{1 + S_{33}}{2}\right) \cdot \frac{S_{hpt}|_{c.c}}{\alpha_{c_A}} \cdot \frac{1/50 - Y_0}{1/50 - Y_{\text{inf}}} \tag{3.45}$$

avec les paramètres Y_0 et Y_{inf} définis par les équations 3.37 et 3.38.

Cette formule nous permettra ainsi de faire le lien entre les résultats de sortie de Silvaco et le gain optique-microonde sur 50Ω, résultat, directement comparable aux données de mesure.

3.3 Validation du modèle et comparaison à la mesure

Après la réalisation du phototransistor, nous pouvons comparer les résultats des simulations physiques avec les mesures et donc nous allons pouvoir passer à la validation de notre modèle. Pour cela nous allons partir des informations que nous avons recueillies pour notre structure et faire évoluer celle-ci afin d'obtenir la meilleure concordance entre mesures et résultats de simulations.

Dans un premier temps, nous sommes partis d'une structure simple de référence (ref). Nous entendons par simple, que les dopages et fraction de Germanium étaient abruptes et qu'elle ne possédait qu'un seul contact de base.

Les différentes variables de la structure de référence sont résumées dans la figure 3.5 et le tableau 3.1.

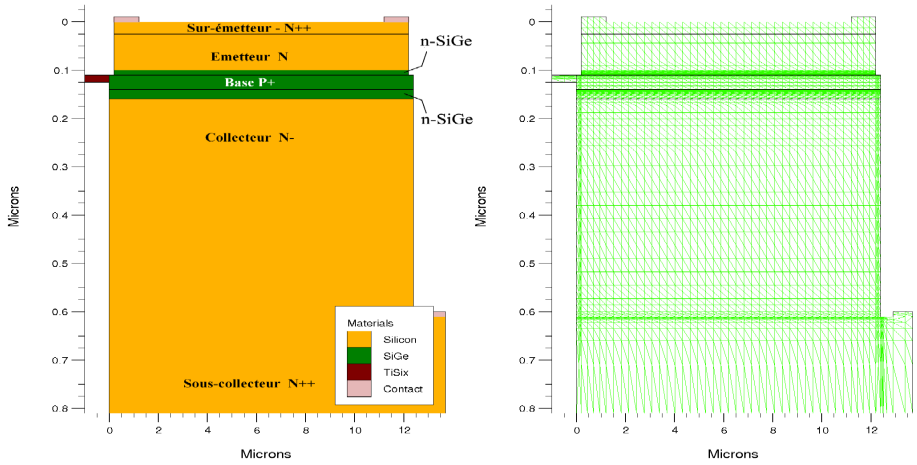


FIG. 3.5 – Schéma de la structure de référence du phototransistor avec son maillage.

Région	Variable	Épaisseur	Dopage	Divers
Sur-émetteur N^{++}	$W_{E'}$	$25nm$	$N_{SE} = 2 \cdot 10^{20} cm^{-3}$	
Émetteur N	W_E	$75nm$	$N_E = 3 \cdot 10^{18} cm^{-3}$	
Séparateur SiGe base-émetteur	W_{Ge1}	$10nm$	$N_{SiGe1} = 3 \cdot 10^{18} cm^{-3}$	$x_{Ge} = 0,2$
Base P^+	W_B	$30nm$	$N_B = 2 \cdot 10^{19} cm^{-3}$	$x_{Ge} = 0,2$
Séparateur SiGe base-collecteur	W_{Ge2}	$20nm$	$N_{SiGe2} = 4 \cdot 10^{16} cm^{-3}$	$x_{Ge} = 0,2$
Collecteur N^-	W_C	$450nm$	$N_C = 4 \cdot 10^{16} cm^{-3}$	
Sous-collecteur N^{++}	$W_{C'}$	$200nm$	$N_{SC} = 2 \cdot 10^{20} cm^{-3}$	

TAB. 3.1 – Paramètres de définition de la structure du phototransistor SiGe de référence.

Nous maîtrisons les dimensions latérales de la structure par les dessins de masques que nous avons réalisés. Néanmoins les informations verticales des différentes couches ainsi que leurs compositions peuvent différer de la réalité. Elles font parties de la technologie "SiGe1" du fondeur Atmel. Les valeurs exactes restent confidentielles pour certains paramètres. Quelques valeurs typiques sont publiées dans la littérature.

Les résultats de simulation de la structure de référence ont apporté une certaine concordance avec les résultats de mesures. Nous avons donc ensuite fait évoluer la structure, tout d'abord en ajoutant un deuxième contact de base, puis nous avons joué sur différents paramètres principaux, tels que la fraction de Germanium, le profil du dopage de base et celui du collecteur, afin de mieux approximer les résultats expérimentaux, présentés au paragraphe 2.3.

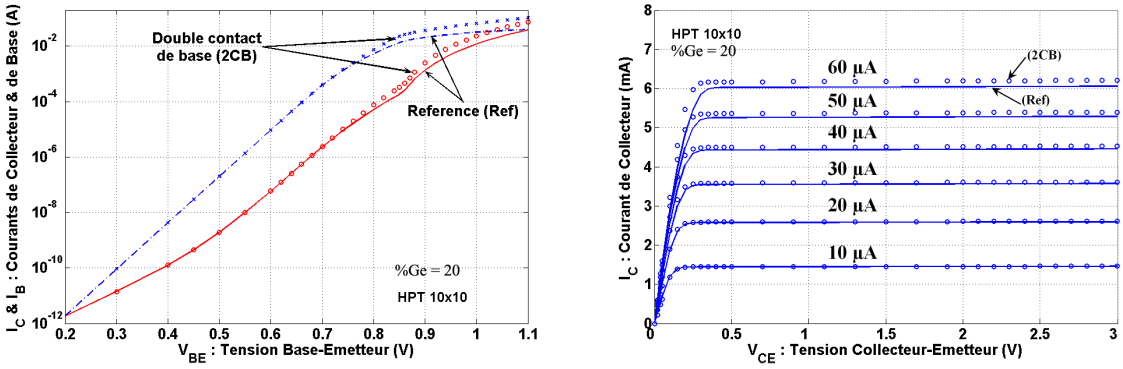


FIG. 3.6 – Comparaison des résultats de simulations des courbes de Gummel et des caractéristiques $I_C - V_{CE}$ pour les structures de références (Ref) et à double contact de base (2CB) de phototransistor de fenêtre optique $10 \times 10 \mu m^2$ et 20% de Ge.

Les structures ont évolué de la manière suivante.

Un deuxième contact de base a été ajouté à la structure de référence ce qui a eu pour conséquences principales, d'augmenter le courant de base et de collecteur en forte injection sur les courbe de Gummel sans changer le gain en courant (figure 3.6), donc de modifier les caractéristiques $I_C - V_{CE}$ (figure 3.6) pour des courants de base supérieurs à $2\mu A$ ($V_{BE} = 0,7V$). Pour ce qui est des résultats de fréquence de transition en fonction du courant de collecteur à $V_{CE} = [1,5; 2,5V]$, il en résulte un étirement des courbes horizontalement sans changement sur les valeurs maximales pour le phototransistor $5 \times 5 \mu m^2$ et une augmentation de 30 à $60MHz$ pour le $10 \times 10 \mu m^2$ (figure 3.7 gauche). Cette modification des résultats due à l'ajout d'un deuxième contact de base était attendue comme l'avait en partie montré [237].

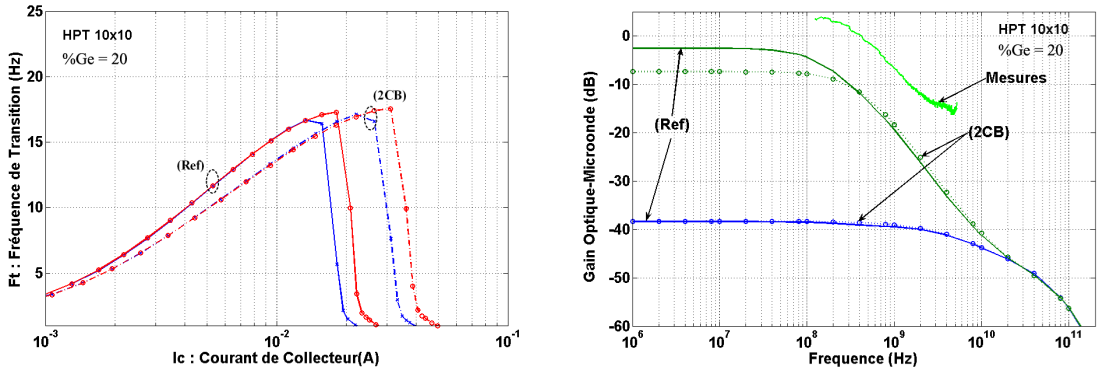


FIG. 3.7 – Comparaison des résultats de simulations des fréquences de transition électrique et des gains optique-microondes pour les structures de références (Ref) et à double contact de base (2CB) de phototransistor de fenêtre optique $10 \times 10 \mu m^2$ et 20% de Ge.

Au niveau des résultats optique-microonde (figure 3.7 droite), l'ajout du double contact a engendré une baisse du gain optique-microonde en mode phototransistor ($V_{BE} = 0,82V$) pour

les basses fréquences mais en conservant, voire même en améliorant légèrement le gain au delà de $400MHz$. Cela permet d'obtenir une augmentation de la fréquence de coupure à 3dB en mode phototransistor d'un facteur ≈ 2. La réponse en mode photodiode reste quasi-identique.

Sachant que la fraction de Germanium des prototypes est comprise, à notre connaissance, entre 20 et 25%, [238] à [242], deux structures à double contact de base avec un profil de base abrupte de $22,5\%$ et 25% ont été simulées. Avec la structure à $22,5\%$ de Germanium, les résultats électriques de la simulation ont bien approximé ceux de la mesure faite sur le prototype "10x10 sub". Les comparaisons des courbes de Gummel, des caractéristiques $I_C - V_{CE}$ et f_T seront décrites par la suite.

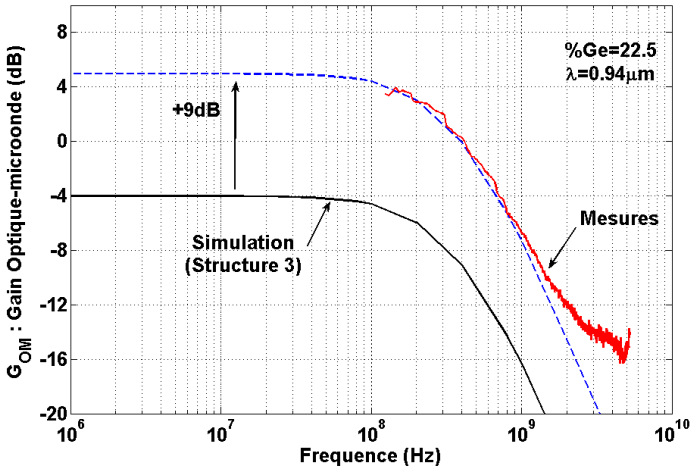


FIG. 3.8 – Comparaison avec les résultats des différentes structures simulées, du gain optique-microondes du HPT 10x10sub.

La comparaison des résultats optique-microondes de la structure $10\times10\mu m^2$ à double contact de base et $22,5\%$ de Germanium avec la mesure optique-microonde montre un écart de gain de 9dB sur le G_{OM}, soit un facteur 3 sur le courant, figure 3.8. Du point de vue comportement fréquentiel, la courbe augmentée de $9dB$ épouse la mesure jusqu'au GHz. L'évolution des structures se fera en partie pour combler ce manque de gain.

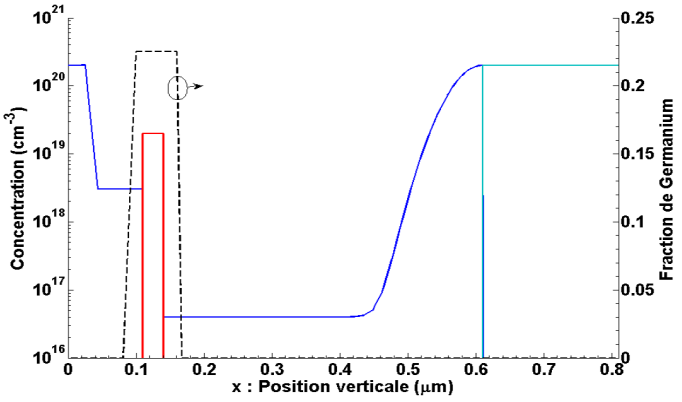


FIG. 3.9 – Profil de dopage de la cinquième structure simulée présentant une variation plus réaliste du dopage entre le collecteur et le sous-collecteur.

La cinquième structure développée présente un profil de dopage plus réaliste entre le collecteur et le sous-collecteur. Aucune information sur cette variation ne nous a été communiquée. Nous avons cependant introduit ce profil de dopage de collecteur comme le montre la figure 3.9.

En référence à [243] et [244], le dopage de collecteur semble avoisiner les $10^{17}cm^{-3}$ pour l'option d'implantation sélective de collecteur (SIC). Ce changement influera peu sur les caractéristiques statiques du transistor sauf en forte injection mais permettra de meilleures performances fréquentielles. Avec cette technologie, Atmel présente des HBT atteignant des f_T et f_{max} de $50GHz$ chacun contre respectivement $30GHz$ et $50GHz$ sans l'implantation sélective de collecteur.

Pour notre structure, nous avons gardé le dopage de collecteur à $4 \times 10^{16}cm^{-3}$, du fait du manque de connaissance sur ce profil SIC et apporté une transition de type gaussien entre le profil du collecteur et celui du sous-collecteur.

La comparaison avec les mesures faites sur le "5x5 sic" ont montré une bonne similitude pour les caractéristiques $I_C - V_{CE}$, figure 3.10. Les zones résistives de ces caractéristiques sont bien modélisées, de même que les zones de saturation à faible polarisation de base, $I_B < 50\mu A$ jusqu'à l'apparition de l'effet d'avalanche $V_{BE} = 1,6V$, non modélisé ici.

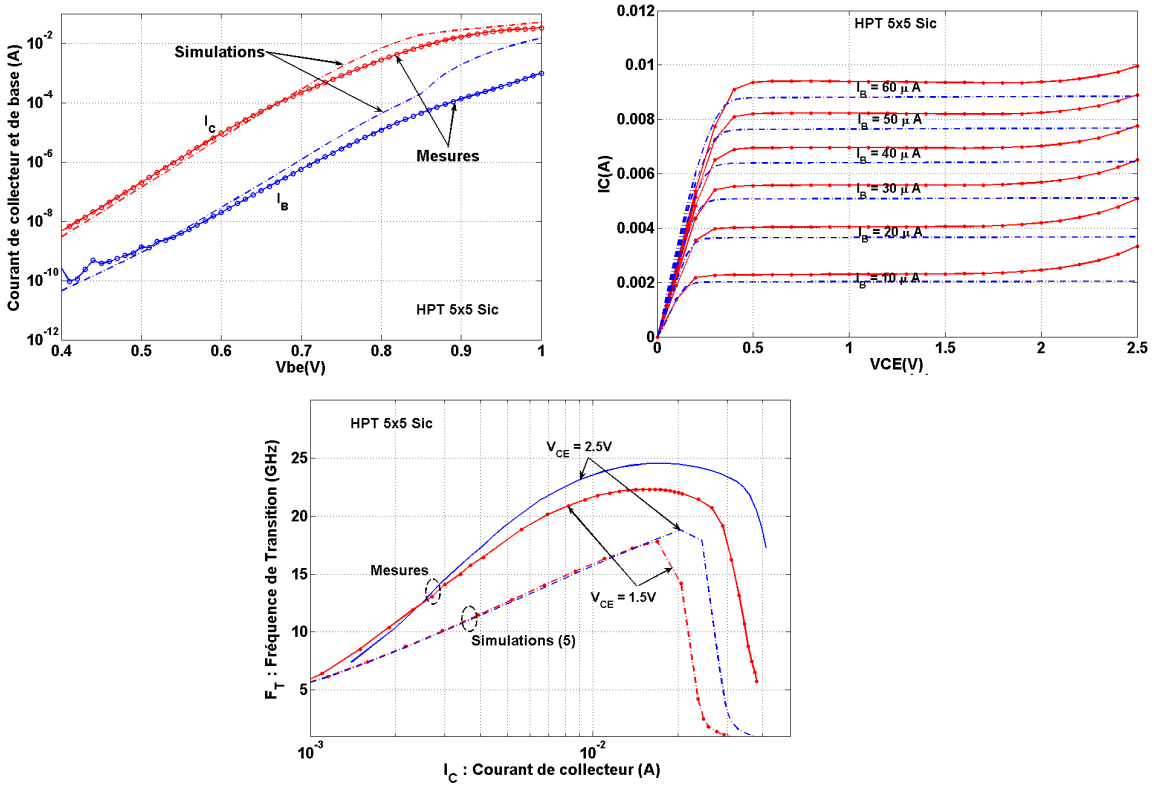


FIG. 3.10 – Comparaison avec les résultats de simulation physique de la structure 5, des courbes de Gummel, des caractéristiques $I_C - V_{CE}$ pour $I_B = 10 - 60\mu A$ et des f_T du phototransistor "5x5 sic".

Pour les courbes de Gummel, le modèle suit la forme générale pour le courant de collecteur avec une zone de coude plus prononcée que la mesure. En forte injection, mesures et simulations se rejoignent pour le courant de collecteur seulement. Le courant de base est quant à lui mal

modélisé surtout en forte injection. En faible polarisation mesures et simulations concordent sensiblement avec déjà une pente différente visible à partir de $V_{BE} = 0,6V$. Les mesures présentent une pente plus élevée et surtout aucun effet de forte injection (type Kirk ou Webster) avec une augmentation brutale du courant de base et ainsi une diminution du gain en courant. Ceci est supposé être dû à la présence de dopage SIC.

Pour les fréquences de transition, la simulation présente des performances inférieures pour les valeurs maximales : $18GHz$ à $V_{CE} = 1,5V$ et $18,8GHz$ à $V_{CE} = 2,5V$ contre $22,3GHz$ à $V_{CE} = 1,5V$ et $24,5GHz$ à $V_{CE} = 2,5V$ pour la mesure, et un coefficient de pente sur $f_T(I_C)$ de $\approx 10GHz/dec$ contre $\approx 12 - 15GHz/dec$.

En observant la figure 3.9, on s'aperçoit que ce profil ne correspond pas à un profil SIC, mais plutôt à une diffusion d'où probablement les écarts sur à la fois la forte injection et sur la courbe $f_T(I_C)$.

Nous avons donc élaboré une structure à profil SIC en gardant comme concentration de base celle de notre structure précédente, soit $4 \cdot 10^{16} cm^{-3}$ pour finir à $10^{18} cm^{-3}$ linéairement, figure 3.11. Ce profil est tout à fait arbitraire et nous permettra d'ouvrir des solutions de réponses pour la concordance mesures-simulations au niveau fréquentiel.

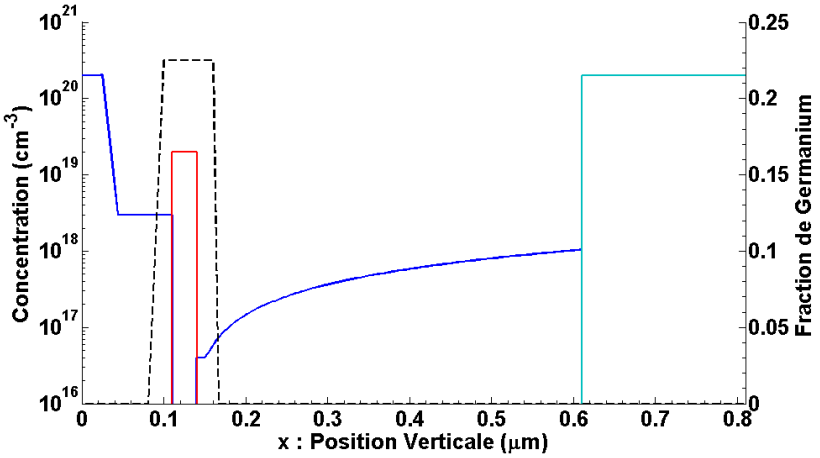


FIG. 3.11 – Profil de dopage d'une structure de phototransistor SIC présentant une implantation sélective dans le collecteur.

Le profil SIC proposé ici, nous permet, au regard des résultats obtenus sur les courbes de Gummel, caractéristiques $I_C - V_{CE}$ et courbes de f_T, figure 3.12, d'améliorer légèrement le gain en courant le gain en courant et donc permettre une meilleure concordance avec les caractéristiques $I_C - V_{CE}$ mais surtout une augmentation significatives des f_T simulés. Du fait du manque d'information sur le profil SIC, il subsiste un écart en courant et en fréquence, mais il est mis en évidence de l'importance de l'implantation sélective dans le collecteur sur les résultats de simulation.

Nous allons maintenant nous concentrer sur les résultats de simulation et leurs comparaisons avec les mesures du "10x10 sub" pour une fenêtre optique de $10 \times 10 \mu m^2$.

La figure 3.8 nous montrait un écart de $9dB$ entre la simulation et la mesure. Afin d'ouvrir des pistes sur cet écart, nous allons nous pencher sur les caractéristiques électriques de notre

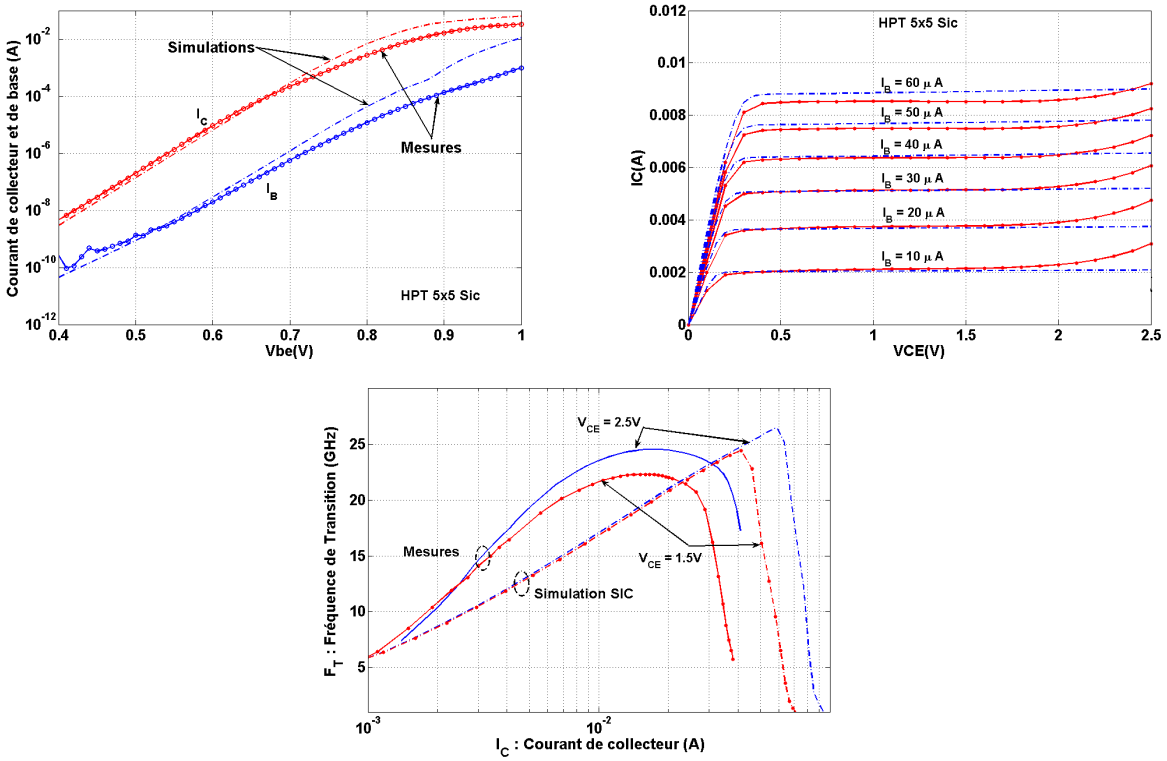


FIG. 3.12 – Comparaison des courbes de Gummel, des caractéristiques $I_C - V_{CE}$ pour $I_B = 10 - 60\mu A$ et des f_T du phototransistor "5x5 sic" avec les résultats de simulation physique d'une structure à profil SIC.

modèle en les comparant aux mesures.

La figure 3.13 présente les différentes caractéristiques simulées et mesurées d'une structure avec une fenêtre optique de $100\mu m^2$.

Le courant de collecteur I_C est bien approximé par la simulation au delà de $V_{BE} = 0,7V$. Une zone de fuite décrite dans le chapitre précédent est néanmoins présente en deçà, qui n'est pas obtenue par simulation.

Le courant de base simulé présente une pente trop élevée comparée à celle de la mesure. Cependant elle reste dans l'ordre de grandeur de la mesure pour la plage $V_{BE} = 0,6 - 0,8V$. La pente du courant de collecteur qui est liée au coefficient d'idéalité de la diode base-émetteur peut être modifiée en changeant le profil de dopage à l'interface de la jonction base-émetteur. En d'autres mots, les changements de concentrations ne seraient pas abrupts, mais plutôt graduels ou gaussiens.

En faible polarisation, le courant de base présente un courant de fuite plus faible en simulation qu'en mesure. D'après une étude menée dans notre laboratoire [246], ce courant de fuite peut être plus important en augmentant l'épaisseur de la couche non intentionnellement dopée (nid) avant process n-SiGe base-émetteur. En effet, cette couche n-SiGe est la zone où le taux de recombinaison est le plus élevé du transistor. A faible polarisation les électrons se recombinent

avec les trous qui sont bloqués par l'hétérojonction SiGe/Si. Cela provoque une chute du gain en courant à faible polarisation. A moyenne polarisation, le courant de recombinaison devient inférieur au courant de diode et n'est donc plus observé.

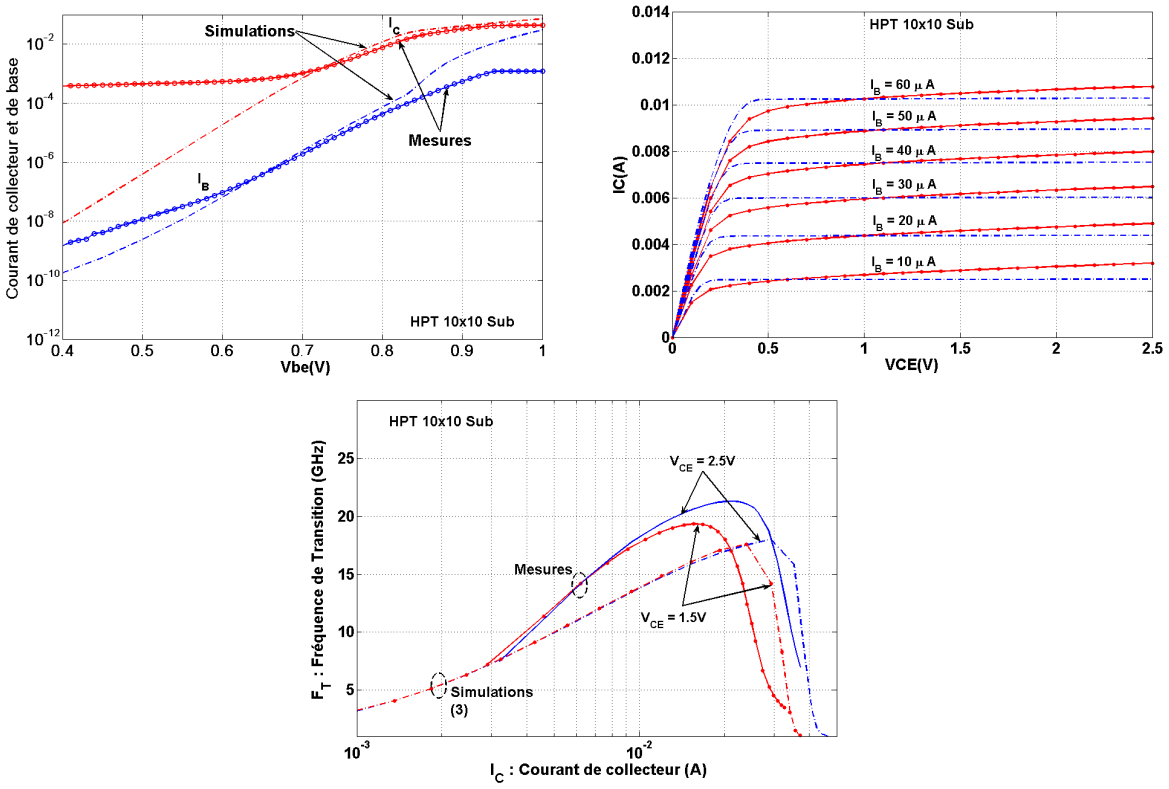


FIG. 3.13 – Comparaison avec les résultats de simulation physique de la structure 5, des courbes de Gummel, des caractéristiques $I_C - V_{CE}$ pour $I_B = 10 - 60\mu A$ et des f_T du phototransistor "10x10 sub".

En forte injection, $V_{BE} > 0,83V$, le courant de base simulé présente un changement de comportement dû à l'étalement de base dans la jonction base-collecteur et à l'hétérojonction SiGe. Ce point de cassure peut être modifié avec la fraction de Germanium, par exemple pour 25% de Germanium la déviation apparait à $V_{BE} = 0,8V$. En diminuant ou supprimant la couche n-SiGe base-collecteur, cet effet est atténué voir supprimé de la plage de polarisation étudiée [246]. Il est repoussé à V_{BE} supérieur [232]. Cet effet est le phénomène précédent l'effet de barrière à forte injection.

D'après notre analyse, nous pouvons estimer que la structure réelle ne posséderait pas de couche n-SiGe base-collecteur. Cette couche est initialement présente pour éviter la diffusion du bore dans le collecteur lors du process de fabrication. La couche n-SiGe base-émetteur devrait être quant à elle plus épaisse.

Au regard des caractéristiques $I_C - V_{CE}$, la zone résistive est bien modélisée pour la plage $I_B = 10 - 60\mu A$ présentée. L'effet d'Early, très prononcé sur les mesures, n'apparaît pas sur les résultats de nos simulations. Cela nous informe que le profil de dopage de la base ne serait pas constant mais plutôt graduel. Par conséquent, dans nos simulations, la zone de coude est beaucoup plus prononcée et dans la zone de saturation le courant de collecteur reste quasi-constant quel que soit V_{CE}. Le résultat est néanmoins contradictoire avec les résultats sur le "5x5 sic"

issu de la même plaque, même puce.

Pour les mesures optique-microondes, nous avons polarisé le phototransistor à $V_{BE} = 0,82V$ et $V_{CE} = 1,5V$. Les courants de base et de collecteur résultants sont respectivement de $60\mu A$ et $10,4mA$. Pour notre simulation les courants obtenus à la même polarisation sont de $140\mu A$ et $16mA$.

Les fréquences de transition maximales simulées diffèrent des mesures de $\approx 8\%$ pour $V_{CE} = 1,5V$ et $\approx 14\%$ pour $V_{CE} = 2,5V$. De plus, ces valeurs maximales sont décalées respectivement à +58% et +44% en courant. Les pentes des courbes pour les deux polarisations de V_{CE} s'en retrouvent diminuées par rapport à la mesure.

Ces écarts peuvent en partie être rectifiés par l'augmentation du dopage de collecteur à $10^{17}cm^{-3}$, accompagnée ou non d'une légère réduction de la base d'après [245]. L'augmentation seule du dopage d'émetteur au delà de $10^{19}cm^{-3}$ permet aussi d'améliorer le f_T simulé. Néanmoins, les solutions émises engendrent des modifications sur les autres caractéristiques statiques (courbes de Gummel, gain en courant et $I_C - V_{CE}$). De plus, d'après [244], la mobilité des électrons dans la base SiGe s'élèverait à $300cm/Vs$. Cette valeur est ≈ 6 fois supérieure à celle du Silicium pour la même concentration utilisée par le simulateur "Atlas" et permettrait d'augmenter les valeurs de f_T en diminuant le temps de transit dans la base des électrons. Cependant un bémol est maintenu concernant cette valeur, car la source de celle-ci n'indique pas comment elle a été extraite. De même, au regard des courbes de mobilité de Manku et al., présentées dans la partie 2.1.2, une telle valeur de mobilité ne serait atteinte que pour une fraction de Germanium supérieure à 30% pour une concentration de $10^{19}cm^{-3}$.

La comparaison entre simulation et mesure montre des différences entre la structure réelle et la structure simulée, néanmoins les résultats électriques obtenus par nos structures nous permettent de valider dans sa globalité la modélisation physique et les paramètres approximatifs choisis pour ces dernières. Du point de vue des paramètres des différentes couches, la littérature valide aussi notre choix pour :

- la fraction de Germanium constante comprise entre $22,5 - 23\%$ [243],
- le dopage de base prévu dans le process à $4 \times 10^{19}cm^{-3}$ [238] à [242] et [244] qui après activation/diffusion est de l'ordre de $2 \times 10^{19}cm^{-3}$,
- l'épaisseur de base de $30nm$ [239], bien que l'on trouve des valeurs plus élevées, pouvant aller jusqu'au double pour la même technologie dans certains runs spécifiques, [243] et [244]
- le dopage de collecteur compris entre $2 - 4 \times 10^{16}cm^{-3}$ pour les structures non-SIC [238] à [240] et [244] et de l'ordre de $1,5 \times 10^{17}cm^{-3}$ pour celles SIC [238], [243] et [244],
- l'épaisseur du collecteur suivant les articles est indiqué à $600 - 700nm$ [238] et [241] alors que [240] l'indique à $450nm$. Enfin, [244] présente les performances de f_T pour différentes épaisseur de collecteur allant de $400nm$ à $1000nm$ pour la technologie "SiGe1" d'Atmel. Cette épaisseur peut varier dans la fabrication du composant selon son application finale,
- le dopage d'émetteur s'élève à $2 - 3 \times 10^{18}cm^{-3}$ [239].

Notre principale préoccupation s'est portée sur la concordance avec la mesure optique-microonde faite sur le HPT "10x10 sub". L'évolution des autres structures simulées s'est faite en faisant dans un premier temps abstraction des résultats purement électriques.

La figure 3.14 présente le profil SIMS d'un HBT SiGe du fondeur Atmel.

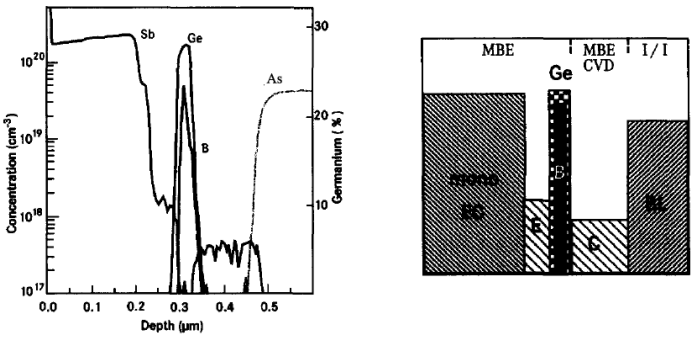


FIG. 3.14 – Profil SIMS d'une structure de HBT de ATMEL (anciennement TEMIC) et le schéma des dopages des différentes régions du HBT montrant les couches i-SiGe autour de la base pour limiter et anticiper la diffusion du bore [247].

Ces courbes nous montrent que la diffusion du bore engendre un changement de profil du dopage de base. Il devient alors plutôt de forme graduelle ou gaussienne.

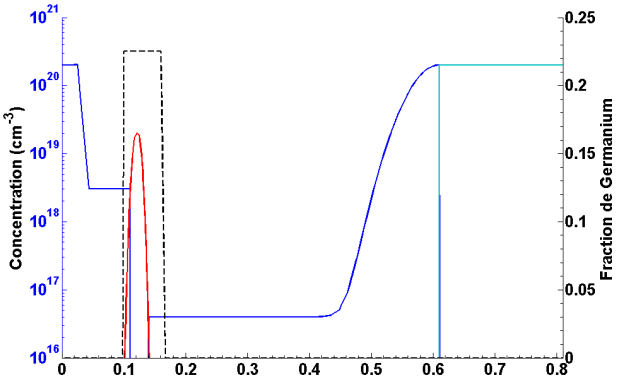


FIG. 3.15 – Profil de dopage des structures simulées présentant une implantation sélective de collecteur (SIC) et un profil de base gaussien.

C'est dans cet esprit que nous avons simulé des structures présentant un profil de dopage de base gaussien, comme le montre la figure 3.15. Parmi ces structures, nous avons simulé deux fractions de Germanium, $22,5\%$ et 25%, et des profils de collecteur avec et sans implantation sélective.

Le tableau 3.2 récapitule les principales structures qui ont été simulées avec leurs différences en terme de fraction de Germanium, double ou simple contact de base, implantation sélective de collecteur et profil de base.

Les gains optique-microondes résultants, ou sensibilité sur 50Ω en décibel, sont présentés sur la figure 3.16.

Structure	% de Ge	2 contacts de base	SIC	Profil de Base
1 (Ge0.2 Ref)	20			Abrupte
2 (Ge0.2 2CB)	20	X		Abrupte
3 (Ge0.225 2CB)	22,5	X		Abrupte
4 (Ge0.25 2CB)	25	X		Abrupte
5 (Ge0.225 2CBSIC)	22,5	X	X	Abrupte
6 (Ge0.225 2CBSICBG)	22,5	X	X	Gaussien
7 (Ge0.225 2CBBG)	22,5	X		Gaussien
8 (Ge0.25 2CBSICBG)	25	X	X	Gaussien
9 (Ge0.25 2CBBG)	25	X		Gaussien

TAB. 3.2 – Résumé des différences entre les structures de phototransistors simulées.

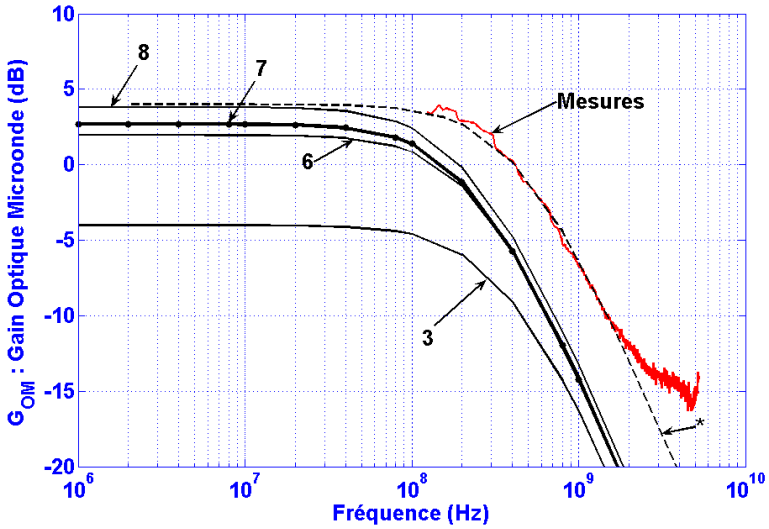


FIG. 3.16 – Comparaison avec les résultats des différentes structures simulées, du gain optique-microondes du "10x10 sub". La structure simulée pour chaque courbe est indiquée par le numéro qui est référencé dans le tableau 3.2. La courbe *, en trait discontinu, correspond au gain optique-microonde résultant de la structure 7 à $\lambda = 0,93\mu m$ avec un shift en fréquence d'un facteur 2.

La présence d'un dopage de base graduel a permis de gagner $\approx 6,7dB$ sur le gain optique-microonde en basse fréquence, passage de la courbe 3 à la courbe 7. L'ajout de transition de type gaussienne sur cette structure 7 donne la structure 6 qui voit son gain diminué de $\approx 0,8dB$.

Un gain basse fréquence similaire à celui estimé de la mesure est obtenu avec la structure 8, composée de 25% de Germanium, soit une amélioration de $1,3dB$ par rapport à la structure 7. La structure 9 dont le gain n'est pas représenté, obtenait une valeur basse fréquence similaire à la structure 8 sans l'implantation sélective (écart de 0,2dB).

La courbe en trait discontinu est le résultat obtenu sur la structure 7, en modifiant la longueur d'onde à $0,93\mu m$ et en décalant la courbe d'un facteur 2 horizontalement, soit au niveau de la fréquence.

Les pentes des réponses varient entre 21 et $24dB/dec$ suivant les structures, alors que celles rencontrées pour les phototransistors InP sont de $\approx 20dB/dec$.

La figure 3.17 permet de s'intéresser plus particulièrement au comportement relatif en fréquence des gains en faisant abstraction de l'amplitude absolue.

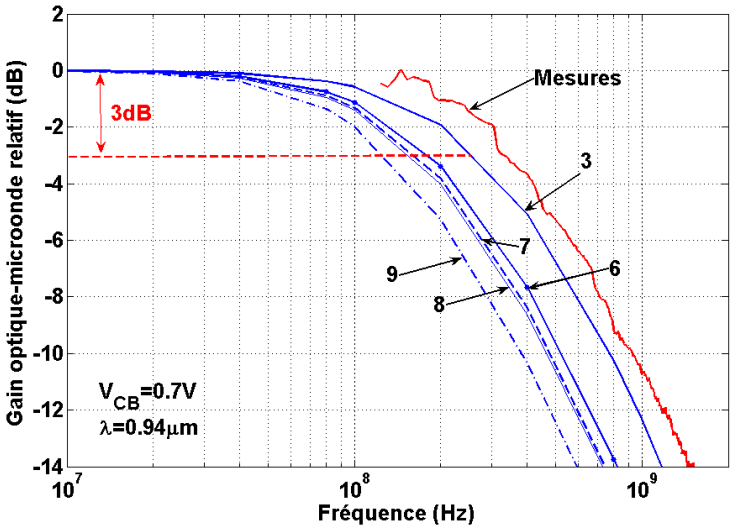


FIG. 3.17 – Comparaison du gain optique-microondes relatif de certaines structures simulées et de la mesure du "10x10 sub".

Le comportement fréquentiel du la structure 3 présente la meilleure modélisation comparée à celui de la mesure. Toutefois il subsiste une erreur de 25% sur la valeur en fréquence.

Le comportement fréquentiel optique-microonde de la même manière que le comportement fréquentiel électrique ne sont pas encore correctement modélisés. Toutefois, les résultats électriques et optique-microonde restent cohérents avec la mesure.

Une première voie de solution réside dans la valeur de la mobilité dans le SiGe contraint, mais cela ne changera pas d'un facteur 1,5 les résultats fréquentiels optique-microondes.

Une autre possibilité et beaucoup plus probable viendrait de la mesure. Nous avons mesuré la sensibilité "dc" du phototransistor à $1,49A/W$ de manière rigoureuse. Ensuite nous pouvions relever de manière automatique la valeur de I_C et indirectement la fréquence. Nous avons considéré que nous étions assez bas en fréquence et que la mesure se situait dans le plateau de sensibilité et donc égale à la sensibilité "dc". Il peut y avoir un décalage de la mesure de l'ordre de $1dB$ sur le G_{OM}, ce qui permettrait de faire coïncider en relatif la mesure avec la réponse de la structure 3, sur la figure 3.17.

Dans ce cas là, l'erreur sur le modèle ne viendrait que d'un shift en gain, déjà évoqué précédemment de l'ordre de 8 à $9dB$. Cette erreur peut s'expliquer déjà par un multi-trajet du faisceau optique après réflexion totale ou partielle au niveau de la face arrière du composant collé sur un wafer avec de la colle argent et aussi sur la valeur de puissance réellement injectée dans le HPT. Ceci pourra être vérifié avec une nouvelle campagne de mesures.

Le modèle optique-microonde SiGe permet d'obtenir dans les conditions précédentes, une estimation satisfaisante des performances électriques et optique-microondes des structures SiGe. Celui-ci est donc satisfaisant et va permettre de comprendre les mécanismes dynamiques du phototransistor.

Dans la suite de ce chapitre, nous allons pouvoir évaluer la contribution statique et dynamique de chaque région sur les performances optique-microondes pour deux modes de fonctionnement du phototransistor ainsi que l'importance du type de polarisation de la base.

3.4 Contributions des différentes régions du phototransistor sur les performances optiques

Cette partie va nous permettre de mieux comprendre le fonctionnement du phototransistor SiGe et ainsi ouvrir des voies d'optimisation. Pour cela, nous allons étudier la contribution statique et dynamique des différentes régions du dispositif.

L'avantage de la modélisation physique réside dans la possibilité d'activer ou non, et/ou de modifier les effets et les paramètres pour chaque matériau ou couche. Ainsi nous avons simulé la structure 3 à double contact de base, $22,5\%$ de Germanium, à profil de dopage de base abrupt et sans SIC, en activant une par une l'absorption optique dans chaque couche. Il sera présenté par la suite et comparé aux résultats pour l'activation de l'absorption optique dans : 1- toutes les couches, 2- la base, 3- le collecteur complet et 4- l'émetteur complet. Est compris dans le collecteur complet, le sous-collecteur et la couche n-SiGe base-collecteur. Il en est de même pour l'émetteur complet.

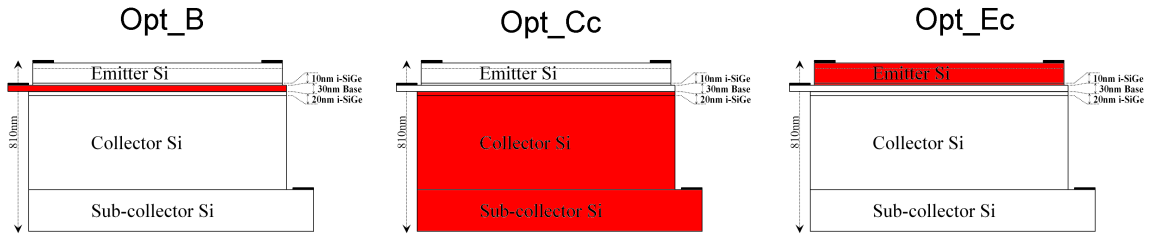


FIG. 3.18 – Illustration des différentes cas d'absorption. Les zones colorées sont les zones activées pour l'absorption optique.

Afin de simplifier la notation et l'écriture, nous utiliserons dans la suite du document les notations suivantes pour les différents cas de détection optique, avec une illustration sur la figure 3.18 :

- Comp_opt : Absorption dans toutes les couches du phototransistor.
- Opt_B : Absorption dans la base SiGe seule.
- Opt_Cc : Absorption dans le collecteur complet, soit le collecteur, le sous-collecteur et la couche n-SiGe base-collecteur.
- Opt_Ec : Absorption dans l'émetteur complet, soit l'émetteur, le sur-émetteur et la couche n-SiGe base-émetteur.

Pour chacun des cas d'absorption, deux polarisations sont appliquées à la structure : celle où le phototransistor est en mode photodiode avec $V_{BE} = 0V$ et $V_{CB} = 0,7V$ et celle en mode

phototransistor $V_{BE} = 0,82V$ et $V_{CB} = 0,7V$. Il a été choisi volontairement des polarisations à V_{CB} constant pour étudier l'influence de l'effet transistor sur le courant photogénéré en gardant la ZCE base-collecteur constante, zone principale de photodétection dans le cas d'une photodiode.

Les résultats de courant et de sensibilité seront systématiquement exprimés sur court-circuit base et collecteur. Les résultats de gain optique-microonde pourront être sur court-circuit ou sur 50Ω pour la base et 50Ω pour le collecteur. Ces données seront précisées.

Il sera aussi montré l'importance du type de polarisation de la base du phototransistor en comparant les résultats obtenus en fixant la tension V_{BE}, et ceux obtenus en fixant le courant à $I_B = 140\mu A$ pour le mode phototransistor.

3.4.1 Contribution statique

Nous allons tout d'abord nous intéresser à la contribution statique de chaque région sur les performances de détection statique, soit plus particulièrement la sensibilité du phototransistor pour les deux modes de fonctionnement.

Pour chaque polarisation et chaque cas de zone de détection optique, nous présentons les différents courants du phototransistor. Le simulateur Atlas utilise par convention des courants rentrants dans le composant.

Tout d'abord, nous nous intéresserons aux résultats avec une polarisation de base en tension, et en premier lieu au mode photodiode.

La figure 3.19 présente les différents courants de collecteur, de base et d'émetteur à $V_{CB} = 0,7V$ et $V_{BE} = 0V$, soit en mode photodiode, pour les différents cas de détection optique, auxquelles nous avons retranché les courants de fuite, dits d'obscurités : $I_E = -1,4pA$, $I_C = 152pA$ et $I_B = -148pA$.

Prenons comme premier cas "Opt_Ec". Les porteurs photo-générés créent d'un courant de base et un courant d'émetteur. Aucun courant de collecteur n'est observé. Les trous photo-générés se déplacent vers la base et les électrons vers le contact d'émetteur, sous l'effet du champ électrique intrinsèque dû à la jonction base-émetteur non-polarisée.

Dans le cas "Opt_Cc", cas qui correspond à celui d'une photodiode classique, des courants de collecteur et de base sont créés. Seul un courant très faible d'émetteur apparaît. Les paires électron-trou sont majoritairement créées dans la ZCE base-collecteur. Les porteurs dérivent sous l'action du champ électrique élevé à une vitesse atteignant celle de saturation du matériau jusqu'à atteindre la zone quasi-neutre, respectivement la base pour les trous et le collecteur hors ZCE pour les électrons.

Enfin dans le dernier cas, "Opt_B", nous observons des courants sur les trois terminaux du phototransistor. Les électrons photo-générés diffusent dans la base se dirigeant vers la ZCE la plus proche. Une partie des électrons se déplace ainsi de la base vers l'émetteur alors qu'une autre partie se dirige vers le collecteur. Les trous photo-générés sont évacués par le contact de base.

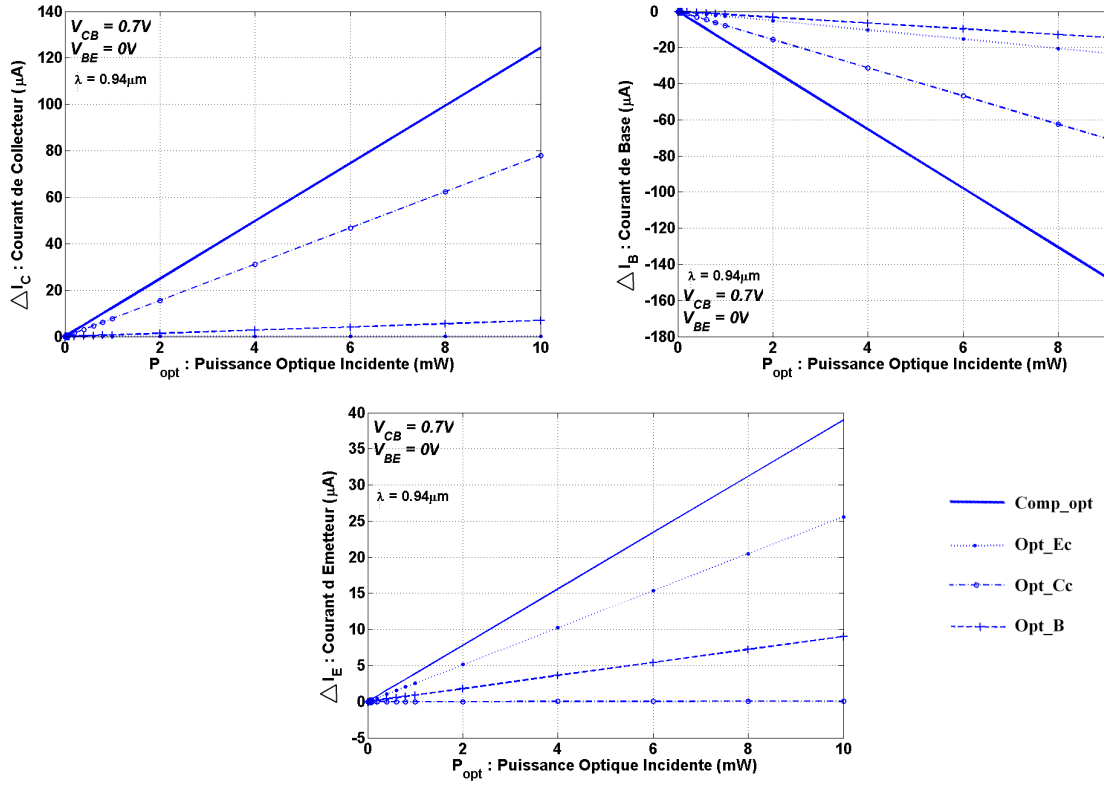


FIG. 3.19 – Contribution des différentes régions aux courants de Collecteur, Base et Émetteur en fonction de la puissance optique incidente à $V_{BE} = 0$ et $V_{CB} = 0,7$. Les composantes continues dues à la polarisation ont été retranchées, soit des courants de fuite : $I_E = -1,4pA$, $I_C = 152pA$ et $I_B = -148pA$. (Convention : courant rentrant)

Le tableau 3.3 résume les coefficients des pentes des différents courants en fonction de la puissance optique.

(mA/W)	Opt_Ec	Opt_Cc	Opt_B	Comp_opt
α_E	$2,56$	$7,98e-3$	$0,9$	$3,9$
α_C	$25,8e-6$	$7,8$	$0,69$	$12,4$
α_B	$-2,56$	$-7,8$	$-1,6$	$-16,3$

TAB. 3.3 – Coefficient des pentes des différents courants du phototransistor fonctionnant en mode photodiode, pour les quatre cas de détection optique. Les valeurs sont exprimées en mA/W.

En mode photodiode, les trois régions contribuent donc à la photodétection. Les courants de collecteur et de base sont principalement composés de porteurs photo-générés dans la zone de collecteur. Le courant d'émetteur, dans ce mode de polarisation, est rentrant et est composé à $\approx 70\%$ de la photodétection dans l'émetteur et $\approx 30\%$ de celle ayant lieu dans la base.

Nous verrons par la suite qu'un autre phénomène similaire à l'effet transistor intervient dans le cas "Comp_opt" (activation de l'absorption optique dans toutes les régions).

Nous allons maintenant nous intéresser à la contribution des différentes régions pour un

fonctionnement en mode phototransistor ($V_{BE} = 0,82V$), dont les résultats sont présentés sur la figure 3.20 en valeurs relatives.

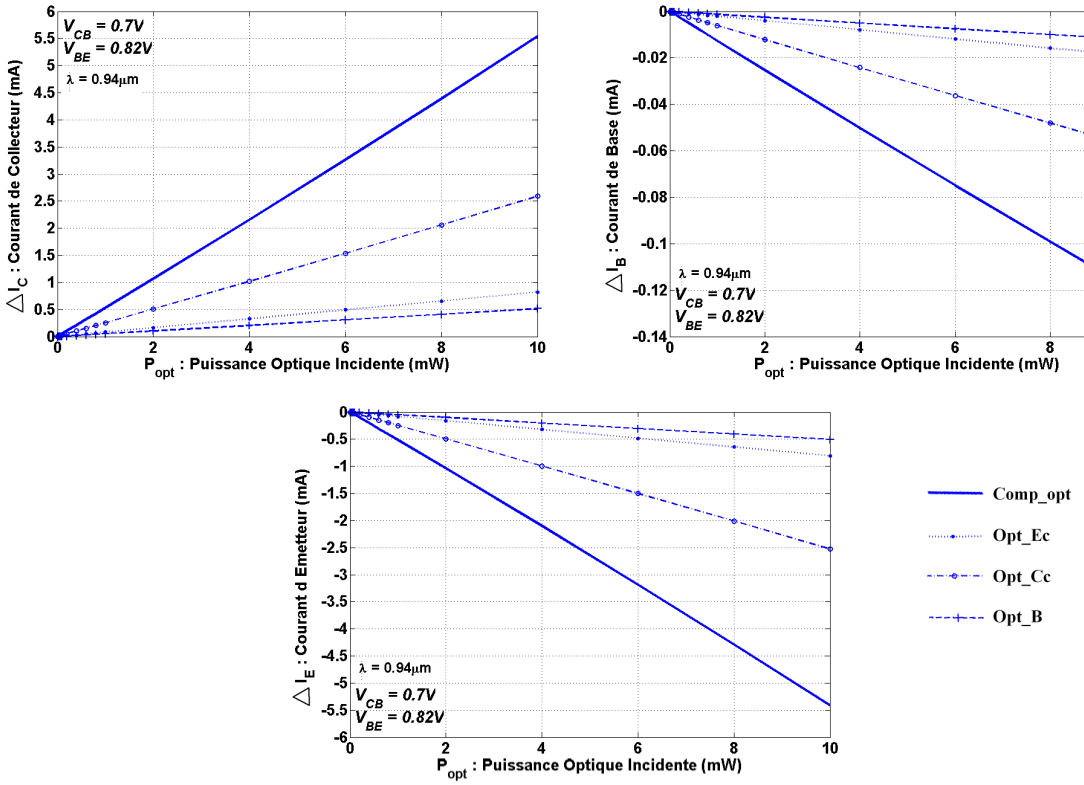


FIG. 3.20 – Contribution des différentes régions aux courants de Collecteur, Base et Émetteur en fonction de la puissance optique incidente à $V_{BE} = 0,82$ et $V_{CB} = 0,7$. Les composantes continues de chaque courant dues à la polarisation ont été retranchées : $I_E = -19,40mA$, $I_C = 19,26mA$ et $I_B = 140\mu A$. (Convention : courant rentrant)

Les composantes continues dues à la polarisation électrique ont été retranchées. Pour une puissance optique nulle les courants des différents terminaux sont les suivants : $I_E = -19,40mA$, $I_C = 19,26mA$ et $I_B = 140\mu A$.

(mA/W)	Opt_Ec	Opt_Cc	Opt_B	Comp_opt
α_E	$-80,42$	$-252,94$	$-50,37$	$-541,81$
α_C	$82,4$	$258,94$	$51,61$	$554,15$
α_B	$-1,96$	-6	$-1,24$	$-12,3$

TAB. 3.4 – Coefficient des pentes des différents courants du phototransistor fonctionnant en mode phototransistor, pour les quatre cas de détection optique. Les valeurs sont exprimées en mA/W.

Comme pour le cas en mode photodiode ($V_{BE} = 0V$), les relations des courants en fonction de la puissance optique sont quasi-linéaires avec une polarisation en tension de la base. Nous verrons par la suite qu'il en est autrement pour une polarisation de base en courant. Le tableau 3.4 résume les différents coefficients des pentes de ces relations.

Les courants sont principalement composés de porteurs issus de la détection dans le collecteur. Il en suit la contribution de l'émetteur puis enfin celle de la base. L'ordre des contributions est fonction de la taille des zones d'absorption.

Il est important de remarquer que le courant de base I_B est négatif en valeur relative. Comme la jonction base-émetteur est polarisée en tension, le courant fourni par le générateur diminue proportionnellement au photo-courant généré par le faisceau optique afin de conserver la valeur fixe, ici la tension V_{BE}.

On pourrait penser que les courants résultants aux terminaux du phototransistor sont le simple cumul des courants photo-générés pour chacune des régions individuellement. Or lorsque que l'on compare la somme des contributions de chaque région pour un courant à un terminal du transistor, celui-ci est inférieur au courant résultant du cas "comp_opt", soit lorsque le modèle d'absorption est activé dans toutes les régions. Les comparaisons entre ces deux cas pour les différents courants sont montrées sur la figure 3.21.

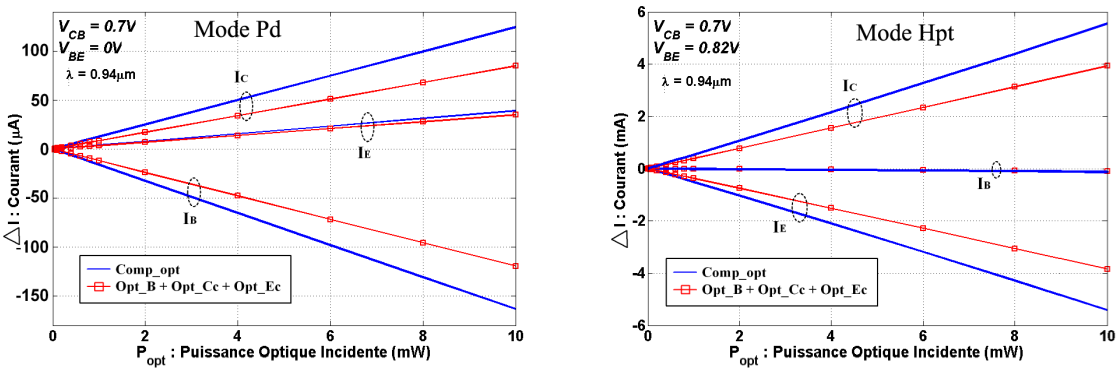


FIG. 3.21 – Comparaison des courants du phototransistor avec absorption dans toutes les régions et addition des courants due à la contribution statique de chaque région à $V_{CB} = 0,7V$ et $V_{BE} = 0$, figure de droite, $V_{BE} = 0,82$ figure de gauche. La courbe (-□-) représente le cumul des contributions des différentes régions.

Il subsiste toujours, quelle que soit la polarisation étudiée ou le courant, un facteur d'écart entre le cas "comp_opt" et l'addition des contribution ($Opt_B + Opt_Cc + Opt_Ec$). Ce facteur n'est pas constant d'un courant à l'autre et d'une polarisation à l'autre.

	mode Pd	mode Hpt
α_E	$1,124$	$1,41$
α_C	$1,455$	$1,41$
α_B	$1,363$	$1,33$

TAB. 3.5 – Facteurs d'écart sur le coefficient de pente des différents courants du phototransistor entre le cumul des contributions des régions ($Opt_B + Opt_Cc + Opt_Ec$) et le cas "comp_opt". Les modes sont présentés : le mode photodiode (Pd), avec $V_{BE} = 0V$ et le mode phototransistor $V_{BE} = 0,82V$

Ces derniers sont résumés dans le tableau 3.5. Ils sont compris entre $1,12$ pour la pente d'émetteur en mode photodiode à $1,45$ pour celle du collecteur dans le même mode.

Nous remarquons que les contributions des régions sont constructives, le courant résultant

est supérieur à la somme des contributions de chaque région.

Nous voyons au niveau des terminaux un phénomène d'auto-polarisation du courant du fait de la polarisation optique du phototransistor. En plus du photocourant, il y a une contribution constructive sur le potentiel induit base-émetteur interne, c'est à dire dans la structure elle même, sans être ressenti sur les électrodes. Cette contribution se comporte comme une polarisation de base supplémentaire. Cela se traduit par un écart sur les pentes de courant traduisant une meilleure sensibilité due à un effet d'amplification interne, même en polarisation $V_{BE} = 0V$, supposé être le mode photodiode.

Nous allons maintenant nous intéresser à une polarisation en courant dans le cas du mode phototransistor seulement. La polarisation en courant équivalente à $V_{BE} = 0,82V$ est donnée pour $I_B = 140\mu A$ et $V_{CE} = 1,5V$. Les résultats des courants de collecteur et d'émetteur sont présentés sur la figure 3.22. Le courant de base, étant constant, n'est pas représenté ici.

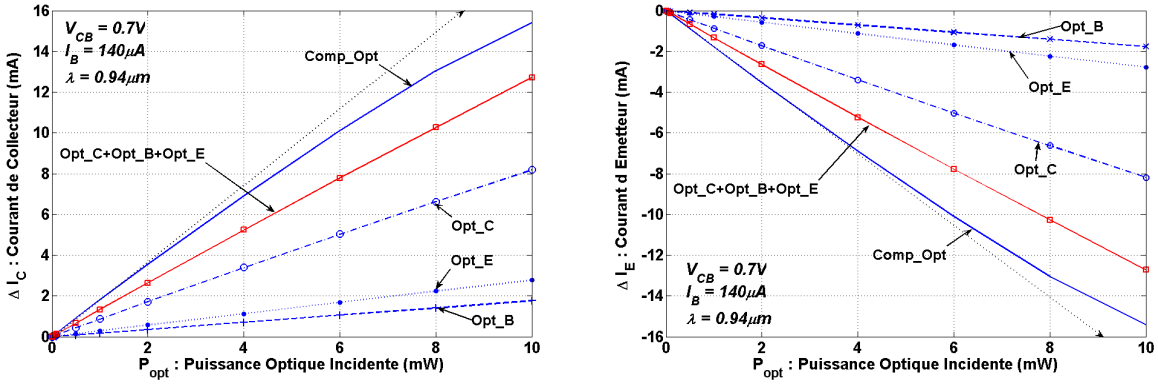


FIG. 3.22 – Comparaison des courants relatifs (sans la composante continue due à la polarisation électrique) de collecteur et d'émetteur du phototransistor avec une polarisation de base en courant $I_B = 140\mu A$ (ce qui est équivalent à une tension V_{BE} de $0,82V$) et $V_{CB} = 0,7V$ pour les différents cas de détection optique. Les composantes continues électriques des courants de collecteur et d'émetteur sont respectivement de $I_C = 19,26mA$ et $I_E = -19,40mA$. La courbe (-□-) représente le cumul des contributions des différentes régions.

De manière générale, à même puissance optique, les composantes dynamiques des courants de collecteur et d'émetteur sont supérieures d'un facteur 3 comparées à celles en polarisation en tension. Ceci est dû à la source de courant qui empêche les trous qui se déplacent vers la base, d'être évacués par le contact de base. Ainsi un phénomène de double polarisation se met en place et nous obtenons une meilleure amplification du courant photo-généré.

Les relations entre les courants et la puissance optique ne sont pas linéaires. Elles peuvent être considérées comme telles uniquement sur une faible variation de la puissance optique limitée en dessous de $2mW$. En effet le coefficient de pente des courants diminue avec la puissance optique incidente. Ce phénomène est beaucoup plus visible dans le cas "comp_opt" où l'on voit de plus une variation de pente à partir de $P_{opt-dc} = 8mW$.

Le point de polarisation électrique se situant dans la zone de coude de la courbe de Gummel, les courants I_C et I_E peuvent augmenter mais plus tout à fait linéairement. Nous retrouvons ici l'effet de saturation dû aux fortes injections, sollicité cette fois de manière optique. Atteindre de telles puissances nécessiterait néanmoins l'emploi d'un amplificateur optique avant réception.

Nous avons comparé les courants de collecteur et d'émetteur pour les deux types de polarisation sur la figure 3.23 pour les cas "comp_opt", ainsi que le cumul des contributions de chaque région. Avec une polarisation en courant, nous gagnons un facteur ≈ 3 sur les valeurs des courants. Ainsi nous pouvons augmenter la sensibilité du phototransistor en mode photodiode d'un même facteur, soit $9,5dB$.

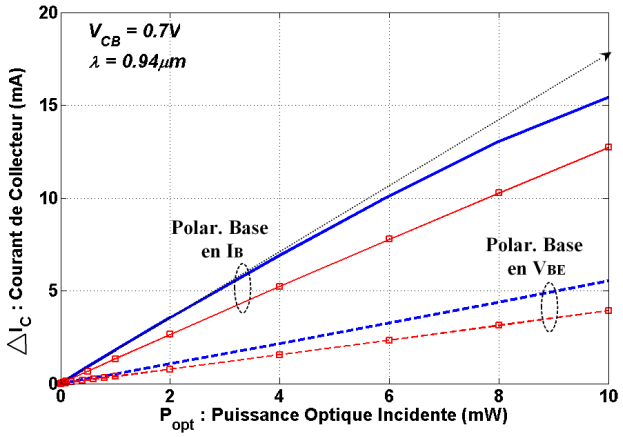


FIG. 3.23 – Comparaison des courants relatifs de collecteur et d'émetteur sur court-circuit du phototransistor pour les deux types de polarisation de base. Sont aussi comparées, les courbes correspondant au cumul des contributions des différentes régions (-□-).

Si on s'intéresse lors d'une polarisation en courant à l'évolution de la tension base-émetteur, nous voyons que celle-ci augmente proportionnellement à la puissance optique incidente. Cette évolution est non-linéaire lorsque la région de l'émetteur participe à la photo-détection, comme le montre la figure 3.24.

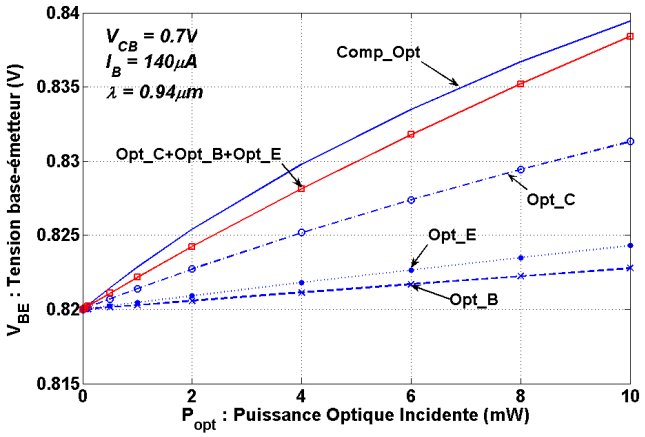


FIG. 3.24 – Comparaison de l'évolution de la tension V_{BE} en fonction de la puissance optique dc pour les différents cas de détections optiques pour la polarisation de base en courant $I_B = 140\mu A$ et $V_{CB} = 0,7V$. La courbe (-□-) représente le cumul des contributions des différentes régions.

Lorsque l'on absorbe dans la base ou le collecteur seul, l'évolution de la tension V_{BE} est inférieure à $0,45V/W$. Dés lors que l'on absorbe dans la région d'émetteur, cette évolution est multipliée par ≈ 3 pour le cas "Opt_Ec" et ≈ 5 pour le cas "Compt_Opt".

Nous avions montré dans le cas d'une polarisation en tension une chute du courant I_B fourni par le générateur en fonction de la puissance optique incidente. Nous pouvons affirmer que dans les deux cas, nous avons à faire à un effet d'auto-polarisation. Si d'un point de vue électrique les deux polarisations donnent sans éclairement des caractéristiques tension-courant identiques, dès que l'on éclaire, le comportement du phototransistor change suivant la polarisation de base et ainsi ne présente pas les mêmes variations de courants et donc les mêmes sensibilités.

Pour résumer, nous avons démontré tout d'abord que toutes les régions contribuent à la photodétection. Suivant le type de polarisation et le mode de fonctionnement, ce n'est pas la même région qui contribue le plus aux différents courants. Dans la continuité de cette étude, nous avons montré l'importance de la polarisation en courant en statique et une amélioration d'un facteur 3, soit $9,5dB$ de la sensibilité du phototransistor. Nous allons maintenant étudier la contribution des différentes régions sur les performances dynamiques optique-microonde du phototransistor.

3.4.2 Contribution dynamique

Dans cette partie, nous allons étudier la contribution de chaque région sur les performances dynamiques optique-microondes. Comme pour la partie précédente, nous présenterons tout d'abord la contribution dynamique en mode photodiode et en mode phototransistor pour une polarisation de la base en tension, puis en mode phototransistor pour une polarisation en courant. Nous comparerons les résultats mode phototransistor pour montrer l'influence de la polarisation sur les performances optique-microonde.

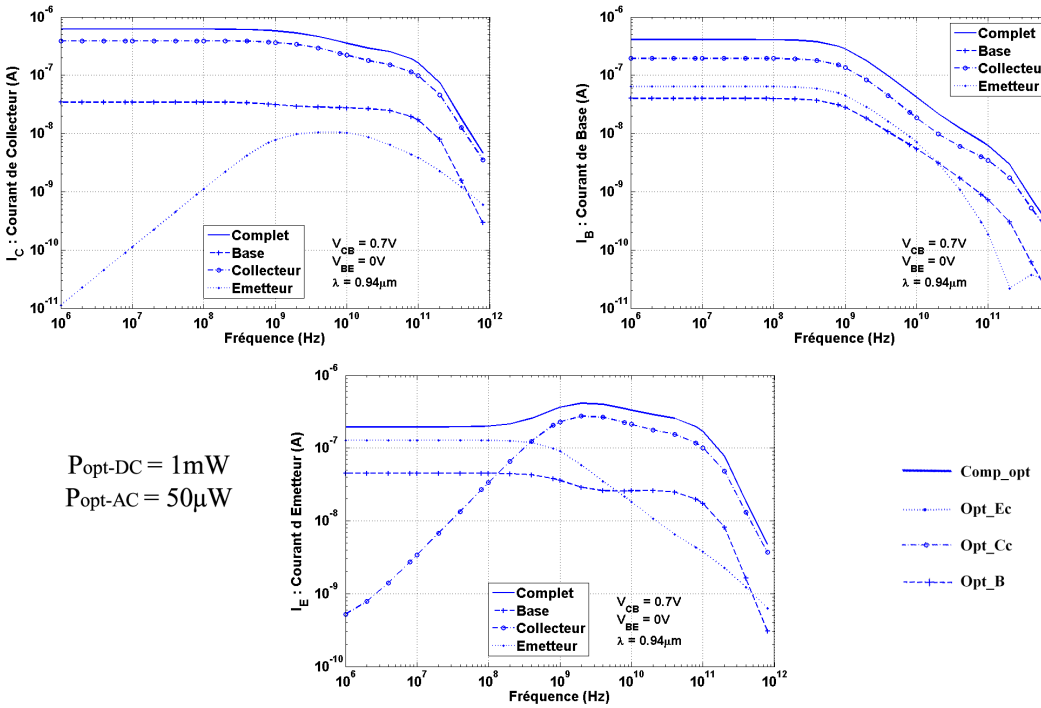


FIG. 3.25 – Contribution des différentes régions aux courants de Collecteur, Base et Émetteur en fonction de la fréquence à $V_{BE} = 0V$ et $V_{CB} = 0,7V$. Les courants sont exprimés en module sur court-circuit. Le courant de collecteur est rentrant et ceux de la base et de l'émetteur sont sortants.

La figure 3.25 nous expose les résultats des courants en module des différents terminaux en fonction de la fréquence pour une puissance optique continue de $P_{opt-DC} = 1mW$ et une puissance optique alternative de $P_{opt-AC} = 50\mu W$ à $V_{BE} = 0V$ et $V_{CB} = 0,7V$. Sur chaque figure, quatre courbes sont présentées, correspondant chacune à un cas d'absorption optique expliqué au début de la partie 3.4.

Pour les courants de collecteur et de base, leur comportement dynamique est essentiellement dû à la photodétection dans le collecteur. En effet, le cas "Comp_opt" suit le comportement du cas "Opt_Cc". Ces deux courants subissent essentiellement l'influence du collecteur. En ce qui concerne le courant d'émetteur, jusqu'à $400MHz$, la contribution de l'émetteur prédomine son propre comportement dynamique puis au delà c'est la contribution du collecteur qui fixe le comportement dynamique de ce courant. La capacité base-émetteur s'oppose au courant basse fréquence ou continu provenant de la photodétection dans le collecteur. Le courant photo-généré dans le collecteur est filtré par un filtre passe haut composé de la jonction base-émetteur et des résistances de collecteur et d'émetteur. Celui-ci ne parvient à l'émetteur, en mode photodiode, qu'au delà de $1GHz$. On retrouve un effet similaire de filtre passe-haut pour la contribution de l'émetteur sur le courant de collecteur.

En mode phototransistor, la contribution dynamique du collecteur prédomine, comme le montre la figure 3.26.

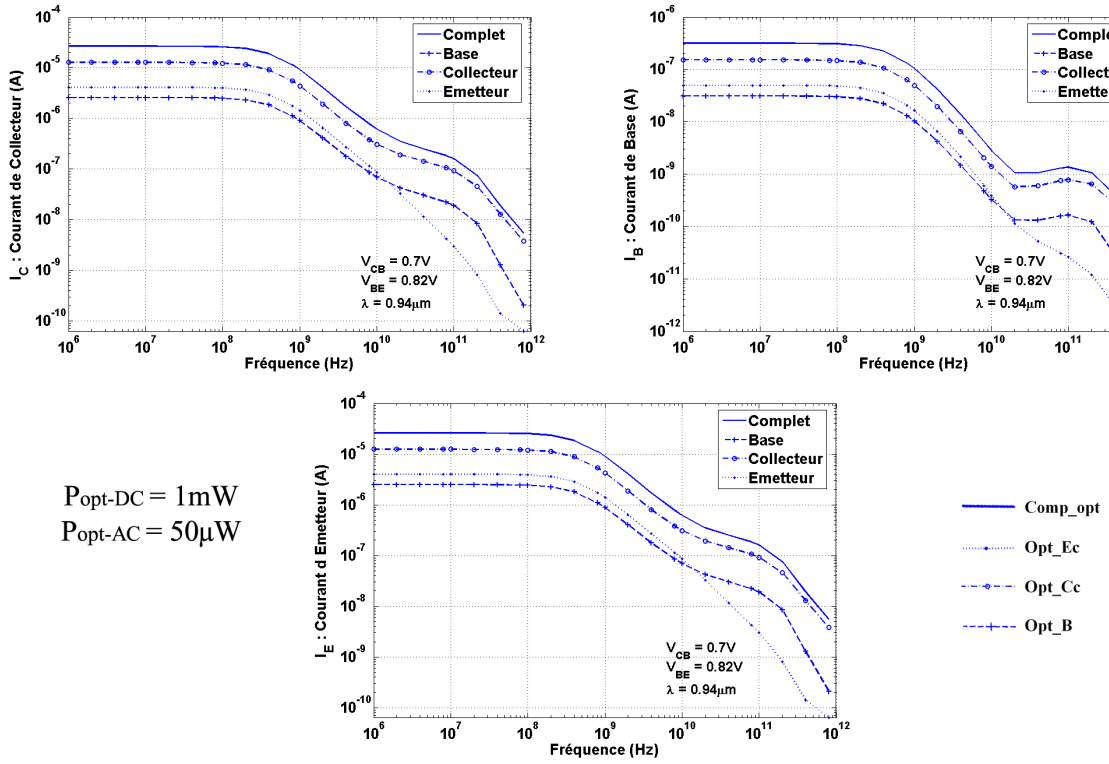


FIG. 3.26 – Contribution des différentes régions aux courants de Collecteur, Base et Émetteur en fonction de la fréquence à $V_{BE} = 0,82V$ et $V_{CB} = 0,7V$. Les courants de collecteur et de base sont rentrants et celui de l'émetteur est sortant.

Les courants de collecteur et d'émetteur ont un comportement dynamique et des niveaux

similaires. Le courant de base jusqu'à $20GHz$ suit un comportement quasi-identique à celui du collecteur puis au delà de cette fréquence présente une résonance pour rejoindre le comportement photodiode. De manière générale, au dessus de $20GHz$, les courbes de courant sont identique à celles du mode photodiode. Donc au delà de cette fréquence, le phototransistor ne détecte pas plus qu'une photodiode. La différence de cette fréquence avec la fréquence de transition optique, qui est pour cette structure simulée de $7GHz$, se situe sur le niveau de seuil de référence qui est celui en basse fréquence pour le f_{t-opt} et pour notre valeur de $20GHz$ tient compte de l'évolution haute fréquence du mode photodiode.

Au regard de la figure 3.27, nous remarquons toujours que lorsque la modélisation de la détection optique est activée dans toutes les régions, le résultat final est supérieur au cumul des contributions dynamiques de chaque région individuellement, pour les deux modes de fonctionnement. En mode phototransistor, le gain en courant entre I_B et I_C est quasi-constant jusqu'à $4GHz$ avec une valeur de ≈ 100. Au delà de cette fréquence il augmente jusqu'à une valeur maximale de ≈ 500 à $20GHz$, puis rediminue.

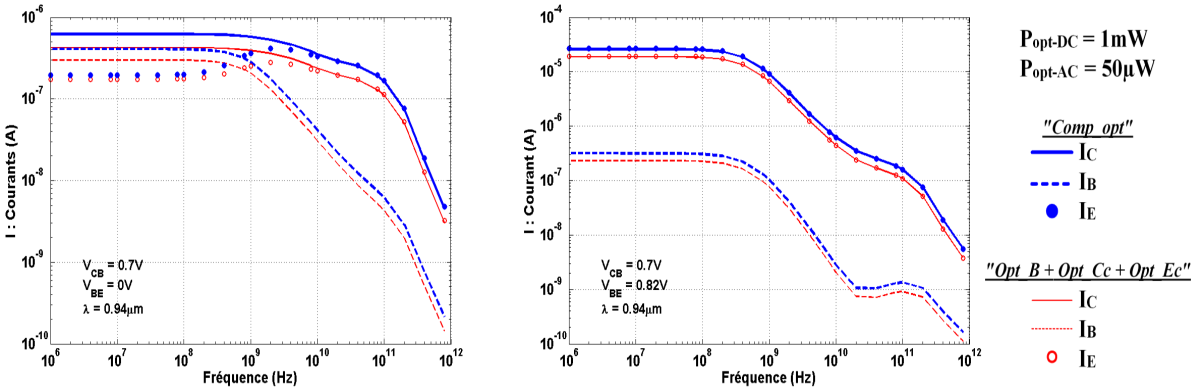


FIG. 3.27 – Comparaison des courants du phototransistor avec absorption dans toutes les régions ("Comp_opt") et du cumul des contribution ("$Opt_B + Opt_Cc + Opt_Ec$") dynamique de chaque région pour chaque courant à $V_{CB} = 0,7V$ et $V_{BE} = 0V$ (fig. gauche), $V_{BE} = 0,82V$ (fig. droite).

Nous passons maintenant au cas d'une polarisation de base en courant en mode phototransistor, soit $I_B = 140\mu A$. La figure 3.28 présente les courants des trois terminaux pour les différents cas d'absorption optique.

Le comportement dynamique des courants de collecteur et d'émetteur sont quasi-identiques avec une contribution majoritaire provenant de la photodétection dans le collecteur. Au delà de $20GHz$ le phototransistor se comporte comme une photodiode. Le phototransistor n'amplifie plus le courant photo-généré.

Le comportement dynamique du courant de base est quant à lui plus "exotique" par son évolution en forme de vague d'après les simulations. Ce comportement reste à l'heure actuelle à l'étude, avec des question sur la pertinence de ces résultats. Normalement un générateur de courant dans une étude dynamique est équivalent à un circuit ouvert, donc il ne devrait pas y avoir de courant de base alternatif.

Afin d'apporter des voies d'explication, il nous faut rappeler que Silvaco permet depuis peu des simulations dynamiques opto-électroniques avec une polarisation de base en courant.

Précédemment le simulateur n'arrivait pas à converger. A priori, le générateur de courant semble être modélisé en dynamique par un réseau RC parallèle et au delà de $\approx 100GHz$ devient équivalent à un court-circuit d'où le fait que l'on retrouvera un comportement de type photodiode sur le courant de base comparable à celui obtenu pour une polarisation en tension.

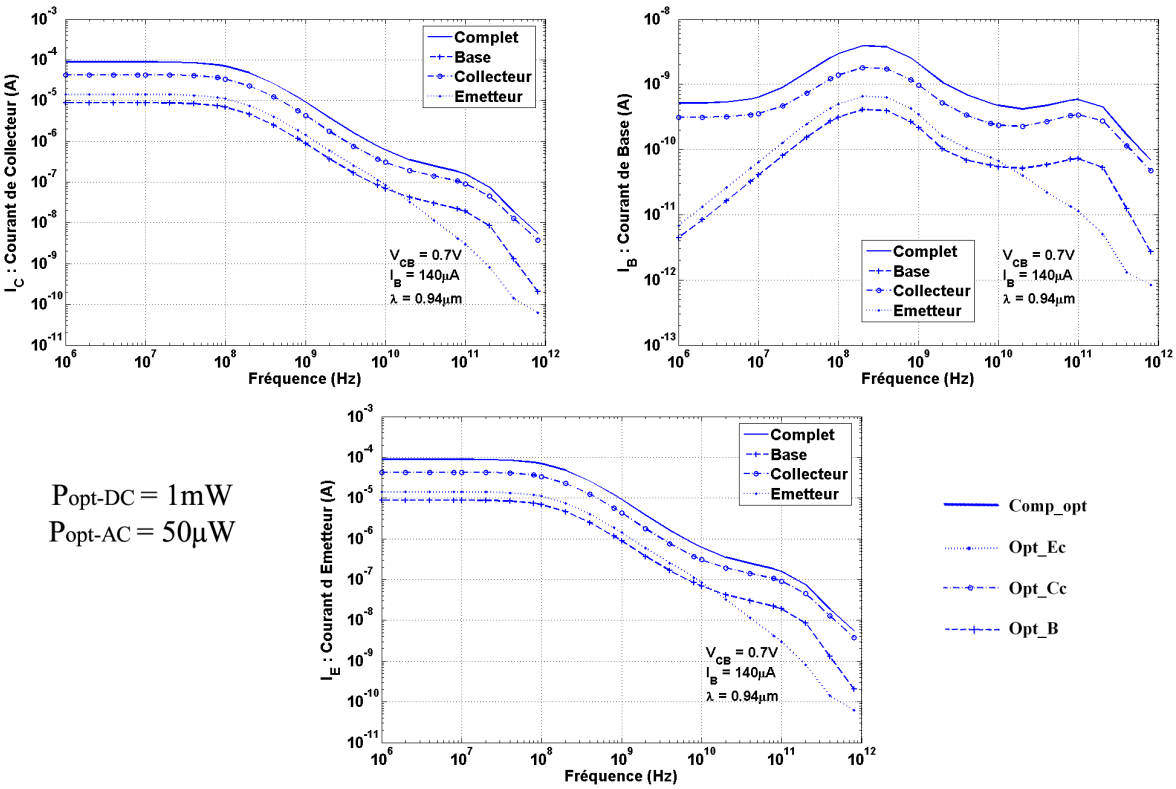


FIG. 3.28 – Contribution dynamique des différentes régions sur les courants du phototransistor à $V_{CB} = 0,7V$ et $I_B = 140\mu A$.

Néanmoins le niveau de ce courant de base alternatif avec un maximum de $\approx 40nA$ pour le cas "comp_opt" reste négligeable et n'influence pas les résultats des courants de collecteur et d'émetteur. Dans un premier temps, pour une première étude du fonctionnement du phototransistor et de son évaluation, nous pourrons faire abstraction de ce résultat. Il pourra être évoqué dans les perspectives de comprendre ce résultat et d'établir l'impédance présentée à la base par le générateur de courant dans Silvaco.

Pour approfondir cette partie, nous allons comparer les comportements fréquentiels essentiellement des courants d'émetteur et de collecteur pour les deux types de polarisation de base en mode phototransistor, figure 3.29 pour le cas "comp_opt". Les courants de collecteur et d'émetteur se confondent à haute fréquence pour chacun des types de polarisation. La différence notable entre la polarisation en tension et celle en courant se situe pour les fréquences inférieures à $1GHz$ où le cas de la polarisation en courant présente un niveau plus élevé.

La polarisation en courant permet une meilleure sensibilité basse fréquence du phototransistor. Celle-ci est la conséquence, dans un premier temps, de l'effet d'auto-polarisation de la jonction base-émetteur. La polarisation supplémentaire due à la composante continue du faisceau optique engendre une augmentation de la tension équivalente de la jonction base-émetteur.

Cet effet est sensible lors d'une polarisation en courant, laissant la tension évoluer librement. Le transistor en basse fréquence amplifie ainsi d'avantage.

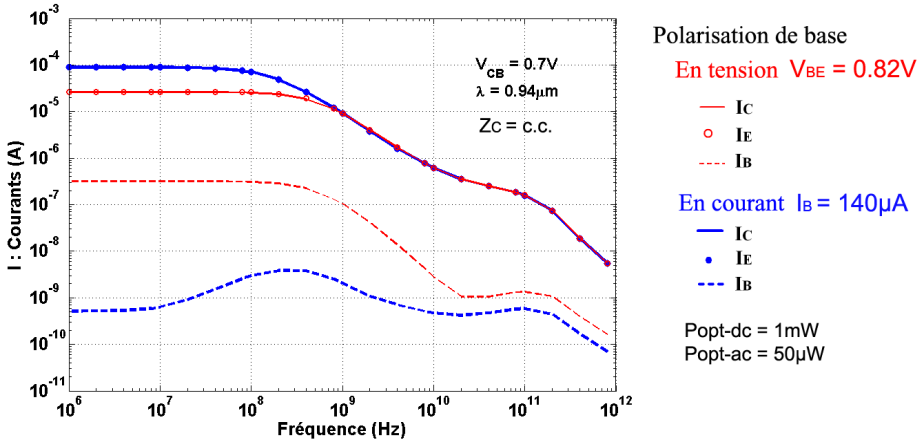


FIG. 3.29 – Différences de performances dynamiques entre une polarisation de base en tension et celle en courant, des courants du phototransistor avec absorption dans toutes les régions.

Cette différence de sensibilité diminue avec l'augmentation de la puissance optique continue du faisceau, comme le montre la figure 3.30. Avec une polarisation en courant, le phototransistor atteint son régime de saturation et ainsi voit son gain en courant chuter. En polarisation en tension le courant, il y a un effet de régulation du courant de base effectué par le générateur de tension pour conserver la tension base-émetteur constante.

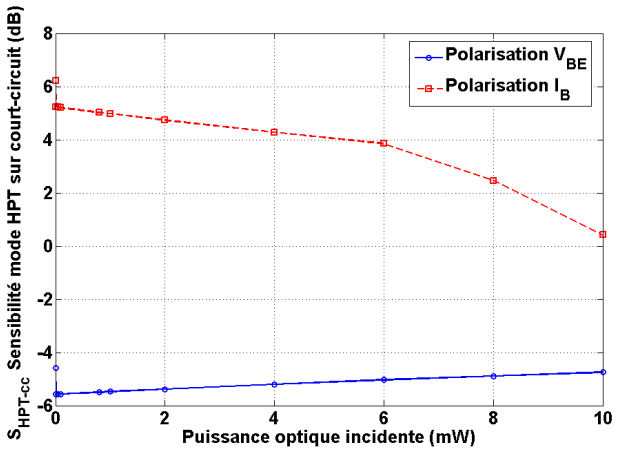


FIG. 3.30 – Comparaison des sensibilités en mode phototransistor en décibel (dB) pour une polarisation en tension à $V_{BE} = 0,82V$ et une polarisation en courant à $I_B = 140\mu A$.

Le type de polarisation influe sur la sensibilité du phototransistor de par le phénomène d'auto-polarisation qui est visible aussi bien en régime continu qu'alternatif. Les résultats dynamiques du phototransistor vont évoluer aussi en fonction de l'impédance présentée à la base. Pour illustrer ce propos, la figure 3.31 expose le gain optique-microonde basse fréquence obtenu à $f = 1MHz$ en fonction de la puissance optique continue incidente à $\lambda = 0,94\mu m$ pour trois impédances de base : court-circuit ($Z_B = c.c.$), 50Ω et circuit ouvert ($Z_B = c.o.$). Ces résultats sont obtenus à partir d'une polarisation en tension.

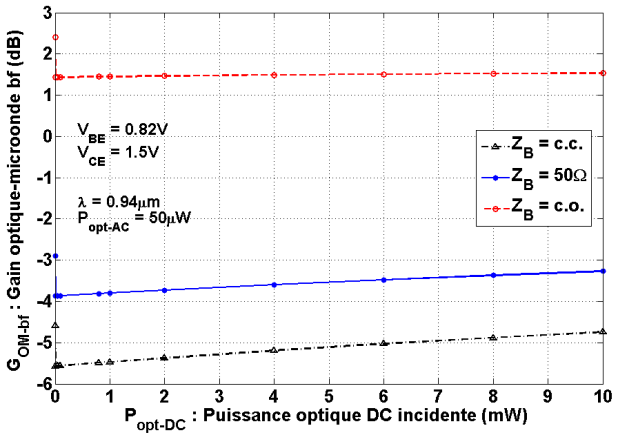


FIG. 3.31 – Influence de l'impédance de base sur le gain optique-microonde basse fréquence ($f = 1MHz$) en fonction de la puissance optique continue incidente du faisceau. Les résultats sont obtenus pour une polarisation du phototransistor à $V_{BE} = 0,82V$ et $V_{CE} = 1,5V$ avec un faisceau optique à $\lambda = 0,94\mu m$. Les impédances de base présentées sont : court-circuit ($Z_B = c.c.$), 50Ω et circuit ouvert ($Z_B = c.o.$).

Nous présentons ici un écart d'environ $6dB$ entre le gain optique-microonde "BF" sur court-circuit et celui sur circuit ouvert. Le résultat pour une charge de 50Ω se rapproche davantage du cas en court-circuit. Nous montrons ainsi que l'impédance de base joue un rôle important sur les résultats du phototransistor en terme de puissance. En se référant à l'équation 1.27 dans le chapitre 1, le gain optique-microonde peut être amélioré en présentant une impédance optimale de base mais aussi de collecteur. Ce sujet d'optimisation du gain en puissance du phototransistor ne sera pas traité dans ce mémoire. Il pourra faire l'objet de perspectives sur l'étude des phototransistors SiGe.

Pour finaliser cette discussion sur l'influence du type de polarisation et de l'impédance de base sur les résultats dynamiques du phototransistor, nous allons comparer sur la figure 3.32 les comportements des gains optique-microondes en mode phototransistor sur $Z_C = 50\Omega$ pour deux puissances optiques continues incidentes de $1mW$ et $10mW$. Quatre courbes sont exposées, trois obtenues à partir d'une polarisation en tension avec trois impédances de base différentes : court-circuit ($Z_B = c.c.$), 50Ω et circuit ouvert ($Z_B = c.o.$) et la quatrième courbe à partir d'une polarisation en courant.

A faible polarisation optique, ici illustré par $P_{opt-DC} = 1mW$, le type de polarisation et l'impédance de base n'influent de manière significative que sur le niveau du plateau des courbes. Au delà de $400MHz$, les quatre courbes se confondent et ont donc même comportement dynamique. L'effet d'auto-polarisation et l'influence de l'impédance de base s'associent pour améliorer le gain en courant. Le meilleur résultat est obtenu par la polarisation en courant.

A forte polarisation optique, illustré par $P_{opt-DC} = 10mW$, les courbes résultantes d'une polarisation en tension augmentent légèrement gardant leurs ordres de grandeur. La polarisation en courant voit son gain optique-microonde changer tant au niveau du plateau perdant 5 à $6dB$ mais aussi au niveau du comportement dynamique qui se différencie de celui des courbes polarisées en tension. Nous voyons apparaître, ici, l'effet Kirk du transistor où la polarisation globale du transistor (électrique + optique) engendre la chute du gain en courant et aussi celle de la fréquence de transition optique par un élargissement de la base dans le collecteur.

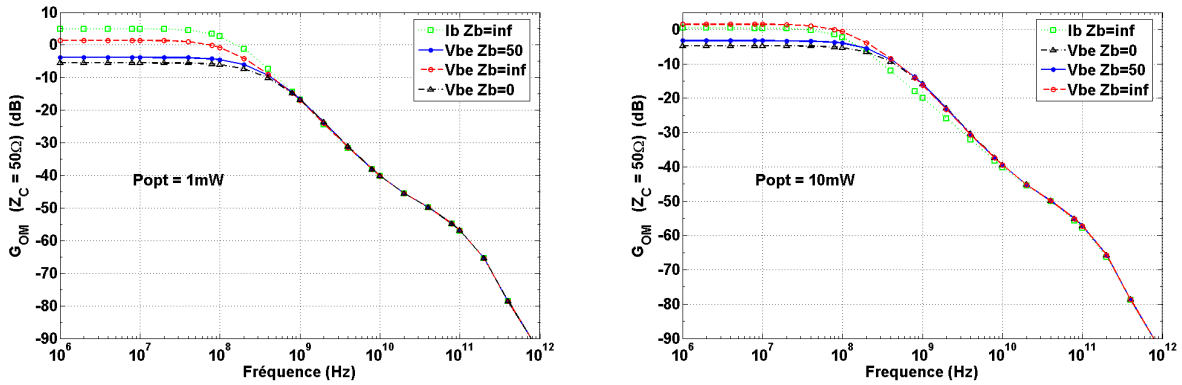


FIG. 3.32 – Comparaisons des gains optique-microondes en mode phototransistor sur $Z_C = 50\Omega$ pour deux puissances optiques continues incidentes de $1mW$ et $10mW$. Pour chacune des P_{opt-DC}, il est représenté trois courbes (Vbe Zb=xx) de G_{OM} pour Z_B sur court-circuit, sur 50Ω et circuit ouvert avec une polarisation en tension et une courbe (Ib Zb=inf) avec une polarisation en courant soit théoriquement Z_B en circuit ouvert.

Pour ce niveau de puissance, les performances pour une polarisation en tension avec une impédance de base en circuit ouvert sont supérieures à celles de la polarisation en courant. Le transistor est en régime de saturation dans ce dernier cas.

3.5 Conclusion du chapitre 3

Dans ce chapitre, nous avons présenté le modèle comportemental optique-microonde pour les couches SiGe contraint, utilisé et implanté sur le simulateur numérique comportemental Atlas de Silvaco. Ce modèle a été utilisé pour simuler des structures de phototransistor SiGe $2D\frac{1}{2}$.

Les structures de phototransistor ont été établies à partir de nos connaissances sur la technologie "SiGe1" d'Atmel, technologie utilisée pour nos prototypes présentés dans le chapitre précédent. A partir de celles-ci, nous avons obtenu des résultats électriques "dc" et "ac", et des résultats optique-microondes. Ces résultats ont été comparés aux mesures présentées dans le chapitre 2. La concordance des résultats électriques statiques et l'approche des résultats fréquentiels ont permi de valider dans sa globalité le modèle physique. Pour les résultats optique-microondes, des pistes sont proposées pour expliquer la différence entre mesures et simulations : d'une part par l'écart en électrique mais aussi par un phénomène de multi-trajets potentiel du faisceau optique dans la structure du phototransistor, doublant la zone d'absorption, et d'autre part, par des incertitudes possibles de raccordement entre DC et RF de l'ordre de $1dB$ de la mesure.

Nous avons ensuite présenté les contributions statiques et dynamiques de chaque région du phototransistor sur les performances optique-électrique en mode photodiode et en mode phototransistor. Nous avons montré que toutes les régions contribuent à la photodétection de manière constructive. Les courants résultants, lorsque le modèle d'absorption optique est activé dans toutes les régions, sont supérieurs en valeur absolue au cumul des courants correspondant lorsque le modèle de photodétection est activé région par région. Un effet de gain interne dû au cumul des contributions est mis en évidence même en mode photodiode. Nous avons démontré que le comportement dynamique était principalement dû à la contribution du collecteur.

Nous avons, en parallèle à l'étude des contributions, présenté ces résultats pour deux types de polarisation de base, celle en tension et celle en courant. Tout d'abord, l'étude statique a montré une meilleure sensibilité en polarisation en courant qui a été confirmée par l'étude dynamique. Un facteur ≈ 3 a été démontré entre les deux modes de polarisation, soit $9,5dB$ pour une puissance optique continue incidente de $1mW$ sur le gain optique-microonde basse fréquence. Nous avons mis en évidence l'influence de cette polarisation sur les performances optique-microondes du phototransistor et surtout l'influence de l'impédance présentée sur la base sur ces caractéristiques. Nous avons démontré un effet d'auto-polarisation pour chacun des cas : une auto-polarisation du courant pour une polarisation en tension et inversement.

Chapitre 4

Modélisation électrique du phototransistor SiGe

La modélisation des composants est une étape indispensable à la conception de composants et de circuits intégrés. Nous avons vu dans le chapitre précédent, la modélisation numérique, basée sur les équations de la Physique. Une autre modélisation plus simple pour la simulation de circuits dans le applications microondes est appelée modélisation électrique.

Cette modélisation sera ici utilisée afin d'identifier de manière électrique les conséquences précédemment observées de l'élargissement de la fenêtre optique au travers de l'émetteur. Ainsi, capacités, résistances et autres termes comme gain en courant et courant de saturation pourront être estimés pour chaque région du phototransistor.

Au travers de ce chapitre, nous allons présenter un modèle électrique pour le phototransistor SiGe de fenêtre optique $10 \times 10\mu m^2$ basée sur un modèle d'Ebers & Moll modifié.

Après une introduction sur la modélisation électrique et l'apport de la modélisation numérique dans ce travail, nous établirons un bref état de l'art des modèles électriques pour les phototransistors, puis nous nous concentrerons sur le cas particulier du modèle d'Ebers & Moll modifié, déjà utilisé pour des phototransistor III-V [248] et [249].

Pour le développement du modèle, nous utiliserons les résultats de la simulation physique comme mesures virtuelles. La simulation numérique nous offre de nombreuses possibilités afin de pouvoir modéliser au mieux et de définir de manière la plus réaliste possible l'architecture nécessaire du modèle pour prendre en compte la partie optique. Nous présenterons dans un premier temps l'extraction des paramètres électriques puis nous incorporerons la partie optique avec une localisation distribuée des sources de photocourant modélisant le photocourant généré par la puissance optique. Ce modèle électrique final présenté dans ce chapitre, sera pour la partie statique valable en grand signal et pour la partie dynamique, à une seule polarisation : $V_{BE} = 0,82V$-$V_{CE} = 1,5V$.

Sommaire

4.1 Introduction et apport de la simulation physique 121
4.2 Modèle d'Ebers & Moll avec complément opto-électrique pour les HPT 122
4.2.1 Les modèles de phototransistor 122
4.2.2 Le modèle d'Ebers & Moll modifié 124
4.3 Modèle électrique et extraction des paramètres du transistor SiGe 127
4.3.1 Les paramètres statiques 129
4.3.2 Les paramètres dynamiques 134
4.3.3 Synthèse 136
4.4 Incorporation de la partie optique pour le HPT SiGe 139
4.5 Conclusion du chapitre 4 145

4.1 Introduction et apport de la simulation physique

Le premier modèle électrique de transistor bipolaire a été publié en 1954 par Ebers & Moll [250]. Celui-ci était extrêmement simple et est toujours utilisé de nos jours. Sa première version était un modèle non linéaire pour les régimes "dc". Depuis, d'autres modèles plus évolués ont été présentés, modélisant de plus en plus d'effet. Cela va du premier modèle avec contrôle complet de la charge (Integral Charge-Control) par le modèle de Gummel-Poon en 1970 [251] aux modèles plus récents et de plus en plus évolués : en 1985, le MEXTRAM [252] [253], en 1987 le HICUM [254] [255] et le dernier en date le VBIC'95 [256] [257].

La modélisation électrique de HBT SiGe ou III-V est un sujet très présent dans la littérature scientifique. De nombreux modèles sont présentés, basés souvent sur ceux d'Ebers & Moll [215], [260] et [262], de Gummel-Poon [160], [263]-[268] et MEXTRAM [269].

Chakravorty et al. se sont orientés sur une comparaison des performances statiques pour les modèles SGP, HICUM et VBIC pour les HBT SiGe [259].
H.C. Graaf, dans [258], compare ces quatre modèles pour la conception de circuits microondes et pour les HBT SiGe. Il confronte les différents effets modélisés et les performances obtenues pour chacun des modèles comparés aux mesures.

Il en résulte de ces états de l'art que pour une modélisation simple sans les effets Early, de quasi-saturation, multiplication d'avalanche et d'auto-échauffement, le modèle de Gummel-Poon obtient de bons résultats. De plus, il présente le moins de paramètres variables ce qui facilitera leur extraction.

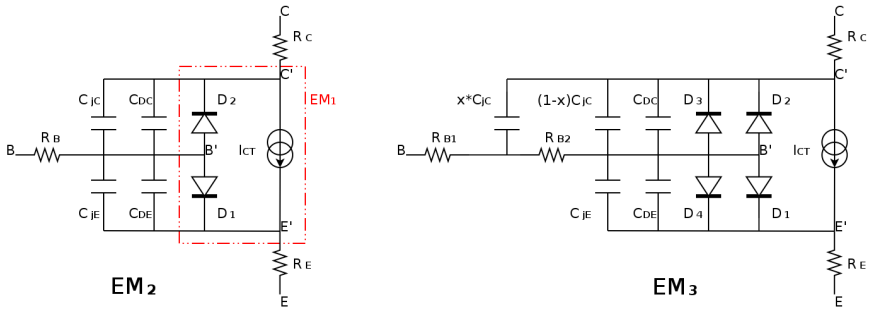


FIG. 4.1 – Modèle électrique d'Ebers & Moll et son évolution.

Le modèle que nous avons choisi est basé sur le plus ancien des modèles électriques, celui d'Ebers & Moll, dans sa troisième génération, noté EM_3. Le choix de ce modèle s'est justifié par sa simplicité de mise en oeuvre et d'extraction des paramètres pour établir un premier modèle. L'expérience sur les phototransistor InP, nous montre que celui-ci peut satisfaire dans un premier temps pour le développement de circuits microondes de type mélangeurs électro-optique...

La première version EM_1 d'Ebers & Moll est un simple modèle "dc". Il s'agit du schéma dans le rectangle pointillé de EM_2 sur la figure 4.1. Il est valide pour tous les régimes de fonctionnement : en saturation, en inverse, normal et froid (off). La deuxième version inclut les effets de charges variables stockées au premier ordre, ce qui permet la modélisation en dynamique et une amélioration de la modélisation en statique. La dernière version permet de décrire les effets de second ordre.

Il introduit les effets suivants :
- modulation de la largeur de base et variation du β avec le courant et la tension,
- distribution de la résistance de base et de la capacité base-collecteur.
- l'augmentation de τ_F à fort courant
- variation des paramètres du composant en fonction de la température.

Les effets sont principalement intégrés en modifiant les équations existantes du modèle EM_2. Certains effets comme la variation des paramètres avec la température ne seront pas modélisés.

La figure 4.1 résume l'évolution du modèle électrique d'Ebers & Moll. Les équations du modèle EM_3 seront présentées en détail dans la partie suivante.

Habituellement, l'extraction des paramètres d'un modèle électrique sont faites à partir de mesures du composant à modéliser. Dans notre cas, nous avons utilisé les résultats du modèle physique comme mesures virtuelles afin de pouvoir isoler certains effets du phototransistor. En effet, nous avons montré au chapitre précédent que les trois régions du phototransistor contribuaient à la photo-détection. Nous avons pu isoler les contributions des différentes régions sur les différents courants. C'est à partir de ces résultats que nous allons pouvoir définir l'architecture permettant d'intégrer la partie optique du phototransistor de manière distribuée. Cette architecture définie et figée, il sera possible à l'avant, d'extraire directement les paramètres du modèle à partir des mesures.

Nous allons maintenant présenter un bref état de l'art des modèles de phototransistors et présenter notre modèle non-linéaire de phototransistor avec les différentes équations qui le régissent.

4.2 Modèle d'Ebers & Moll avec complément opto-électrique pour les HPT

Avant de présenter la base de notre modèle électrique, celui d'Ebers & Moll modifié dans sa troisième version, nous allons faire un état de l'art des différents modèles compacts de phototransistor déjà existants.

4.2.1 Les modèles de phototransistor

Si la modélisation des HBT est un sujet très dense de la littérature scientifique, le sujet est beaucoup moins répandu pour ce qui est de la modélisation des phototransistors bipolaires à hétérojonction.

Nous recensons, à notre connaissance, trois grands modèles électriques de HPT, basés sur le modèle électrique d'Ebers & Moll modifié [225], [229], [270]-[272], de Gummel-Poon [273] et MEXTRAM [274]. Le tableau 4.1 présente un état de l'art, non exhaustif, des modèles de phototransistors.

Tous les phototransistors présentés dans le tableau, excepté celui de notre publication [275], sont éclairés verticalement par la base. Dans ce type de structure, la photo-détection s'effectue essentiellement au niveau de la zone de charge d'espace (ZCE) base-collecteur. Il en résulte que le courant photo-généré est modélisé par une seule source de courant placée aux points interne

de base et de collecteur, c'est à dire en parallèle aux capacités base-collecteur. Certains modèles distribuent la résistance de base et la capacité de jonction base-collecteur pour mieux respecter le schéma physique et les résultats de mesures [249] et [235].

Année	Références	Matériau	Fenêtre optique	Modèle électrique de base
1997	[273]	$AlGaAs/GaAs$	Base	Gummel-Poon
1999	[229]	$InGaP/GaAs$	Base	Ebers & Moll
2002	[270],[235]	$InP/InGaAs$	Base	Ebers & Moll
2002	[225],[249]	$InP/InGaAs$	Base	Ebers & Moll
2004*	[275]	$SiGe/Si$	Emetteur	Ebers & Moll
2004	[274]	$SiGe/Si$	Base	Mextram
2004	[271],[272]	$GaAs/InGaP$	Base	Ebers & Moll

TAB. 4.1 – Etat de l'art des modèles électrique de phototransistors. * Publication en relation avec ce mémoire de thèse.

Le modèle électrique du HPT InP/InGaAs développé au sein du laboratoire ESYCOM-CNAM [235] est présenté sur la figure 4.2 ainsi que la structure du composant. Celui-ci est basé sur le modèle d'Ebers & Moll modifié.

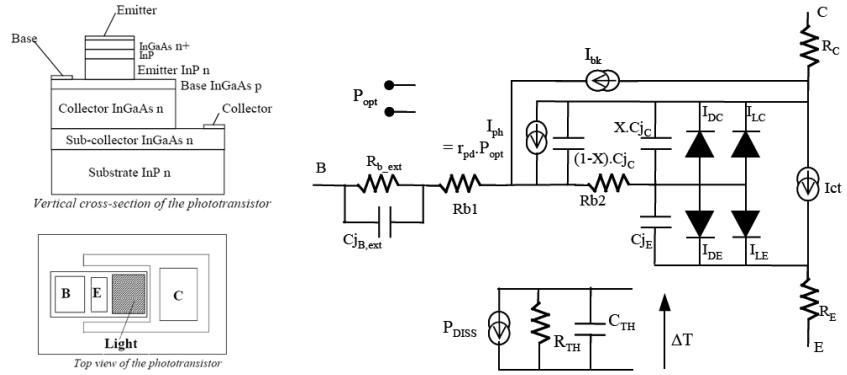


FIG. 4.2 – Structure et modèle électrique du HPT InP/InGaAs d'après [270] et [235].

Sur cette structure, un contact de base a été supprimé pour laisser place à une fenêtre optique. La jonction base-collecteur est ainsi éclairée au travers de la couche de base. Les paires électron-trou sont majoritairement créées dans la ZCE base-collecteur. Les électrons sont attirés dans le collecteur et les trous s'accumulent au niveau de l'interface base-émetteur bloqués par l'hétérojonction. Le courant photo-généré devient équivalent à un courant électrique de base.

Ce type de modélisation convient très bien en polarisation de base en courant, mais porte ses limites lorsqu'une polarisation en tension est utilisée [275].

En ce qui concerne nos prototypes, ils sont éclairés via une fenêtre ouverte dans le contact d'émetteur. Nous avons montré au chapitre précédent, à l'aide de la simulation numérique, que toutes les régions contribuent à la photodétection. Nous ne pouvons donc pas résumer le phénomène de détection à un seul générateur de courant. Il nous faut donc trouver une architecture permettant de répondre au fonctionnement du phototransistor.

Nous allons tout d'abord présenter le modèle électrique d'Ebers & Moll modifié pour les HBT.

4.2.2 Le modèle d'Ebers & Moll modifié

La schéma du modèle d'Ebers & Moll de 3ème génération est présenté sur la figure 4.3. Ce modèle a été modifié de manière à mieux modéliser les HBT rapides. Nous allons au cours de ce paragraphe, présenter le modèle et ces équations.

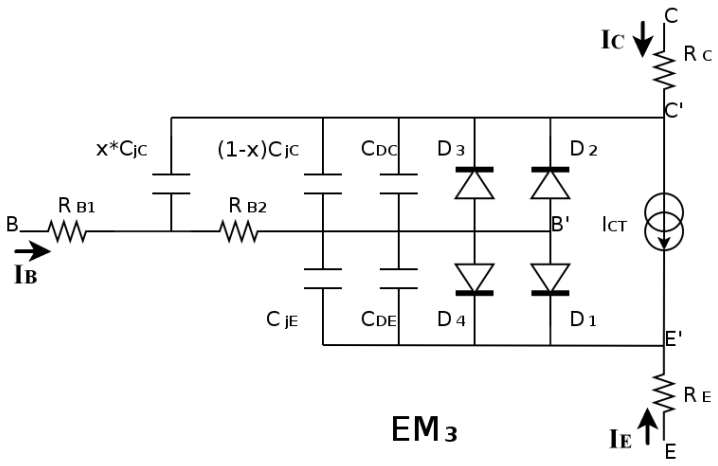


FIG. 4.3 – Modèle électrique d'Ebers & Moll modifié version 3.

Équations du générateur I_{CT} et des diodes D_1 et D_2

Les équations de référence du modèle utilisées sont celles de la version transport du modèle d'Ebers & Moll. C'est à dire que 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 par les équations 4.2 et 4.3.

$$I_{CT} = I_{CC} - I_{EC} \tag{4.1}$$

$$I_{CC} = \frac{I_{SF}}{1 + \theta_F \cdot \exp\left(\frac{q \cdot V_{B'E'}}{2k \cdot T}\right)} \left[\exp\left(\frac{q \cdot V_{B'E'}}{n_F \cdot k \cdot T}\right) - 1\right] \tag{4.2}$$

$$I_{EC} = \frac{I_{SR}}{1 + \theta_R \cdot \exp\left(\frac{q \cdot V_{B'C'}}{2k \cdot T}\right)} \left[\exp\left(\frac{q \cdot V_{B'C'}}{n_R \cdot k \cdot T}\right) - 1\right] \tag{4.3}$$

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 généralement compris entre 1 et 1,5, θ_F et θ_R les coefficients d'ajustement pour l'effet Webster en forte injection [276] et $V_{B'E'}$ et $V_{B'C'}$ les tensions aux bornes des jonctions base-émetteur et base-collecteur.

Les diodes D_1 et D_2 modélisent le comportement des deux jonctions juxtaposées base-émetteur et base-collecteur. Les courants qui les traversent, sont proportionnels aux courants I_{CC} et I_{EC}. Ils font intervenir les gains en courant en émetteur commun direct β_F, équation 4.4 et inverse β_R , équation 4.5.

$$I_{D_1} = \frac{I_{SF}}{\beta_F} \left[\exp\left(\frac{q \cdot V_{B'E'}}{n_F \cdot k \cdot T}\right) - 1\right] \tag{4.4}$$

$$I_{D_2} = \frac{I_{SR}}{\beta_R}\left[\exp\left(\frac{q \cdot V_{B'C'}}{n_R \cdot k \cdot T}\right) - 1\right] \tag{4.5}$$

avec β_F et β_R les gains en courant direct et inverse en émetteur commun.

Les résistances d'accès R_C, R_B et R_E

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 qui engendrent une diminution des performances du transistor. En effet les tensions aux bornes des jonctions sont inférieures à celles aux bornes des contacts.

Nous allons brièvement décrire ces résistances.
La résistance de collecteur R_C prend en compte les zones allant du contact jusqu'au sous-collecteur, le sous-collecteur et la zone du sous-collecteur jusqu'au début de la zce base-collecteur.

La résistance d'émetteur R_E tient compte des zones de sur-émetteur et d'émetteur en dessous des contacts métalliques. Dans les transistors bipolaire Si, cette résistance est très faible du fait du fort dopage et de la finesse de cette région.

La résistance de base R_B est décomposée en deux résistances R_B1 et R_B2 afin d'améliorer par la suite la réponse fréquentielle par la distribution de la capacité base-collecteur. La valeur de cette résistance globale dépend de la méthode utilisée pour son extraction. Sa valeur dépend du point de polarisation choisi et de l'erreur qui sera faite sur la résistance R_E.

Les diodes de fuites D_3 et D_4

Les diodes D_3 et D_4 modélisent 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. Les courants traversant ces deux diodes sont exprimés par les équations 4.6 et 4.7.

$$I_{D_3} = C_R \cdot I_{SR} \cdot \left[\exp\left(\frac{q \cdot V_{B'C'}}{n_{RL} \cdot k \cdot T}\right) - 1\right] \tag{4.6}$$

$$I_{D_4} = C_F \cdot I_{SF} \cdot \left[\exp\left(\frac{q \cdot V_{B'E'}}{n_{FL} \cdot k \cdot T}\right) - 1\right] \tag{4.7}$$

Ces équations font intervenir quatre nouveaux paramètres : C_F et C_R qui sont des coefficients d'ajustement en fonction de I_{SF} et I_{SR}, et n_{FL} et n_{RL} qui sont les coefficients de non-idéalité, dits aussi coefficient d'amplitude. Ces derniers sont généralement compris entre 1,5 et 4. Nous montrerons dans la suite de ce chapitre l'extraction de ces paramètres sur les courbes de Gummel directes et inverses.

Les capacités de jonction C_{jC} et C_{jE}

Les deux capacités de jonction base-collecteur C_{jC} et base-émetteur C_{jE} expriment la variation de l'accumulation des charges au niveau des ZCE du transistor en fonction des tensions aux bornes des jonctions associées. L'expression générale de ces capacités est de la forme :

$$C_{jX} = \frac{C_{jX0}}{\left(1 - \frac{V_{B'X'}}{\Phi_X}\right)^{m_X}} \tag{4.8}$$

avec C_{jX0} la valeur de la capacité pour une polarisation de jonction nulle, $V_{B'X'}$ le potentiel interne de la jonction, m_X un facteur d'ajustement en relation avec la forme de la jonction ($m_X = 0,33$ pour une jonction graduelle et 0,5 pour une jonction abrupte) et Φ_X la hauteur de barrière de potentiel de la jonction. Pratiquement cette valeur est inférieure à la hauteur de barrière établie par $\phi = \frac{k \cdot T}{q} \cdot \log\left(\frac{N_A \cdot N_D}{n_i^2}\right)$.

L'inconvénient dans cette équation est sa valeur infinie à $V_{B'X'} = \Phi_X$. Pour remédier à cette difficulté, on utilise la formule de Berkeley, équation 4.9, pour $V_{B'X'} > \Phi_X/2$.

$$C_{jX} = 2^{m_X} \cdot C_{jX0} \cdot \left(2 \cdot m \cdot \frac{V_{B'X'}}{\Phi_X} + 1 - m\right) \tag{4.9}$$

Une représentation graphique des deux équations décrivant la variation des capacités de jonction est montrée par la figure 4.4.

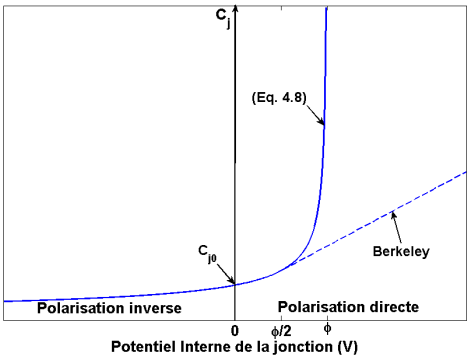


FIG. 4.4 – Représentation graphique des deux équations décrivant la variation de la capacité de jonction en fonction de sa polarisation.

Néanmoins l'erreur commise par cette modélisation n'est pas primordiale. En effet, en polarisation directe, les capacités de diffusion sont prédominantes et incluent l'effet des charges mobiles dans les ZCE.

Les capacités de diffusion C_{DC} et C_{DE}

Les capacités de diffusion modélisent la charge associée aux porteurs mobiles dans le transistor. Cette charge est divisée en deux composantes : l'une C_{DE} est associée au courant direct I_{CC} et l'autre C_{DC} au courant inverse I_{EC}. Les équations qui régissent ces deux capacités sont décrites par les équations 4.10 et 4.11.

$$C_{DE} = \frac{Q_{DE}}{V_{B'E'}} = \frac{\tau_F \cdot I_{CC}}{V_{B'E'}} \tag{4.10}$$

$$C_{DC} = \frac{Q_{DC}}{V_{B'C'}} = \frac{\tau_R \cdot I_{EC}}{V_{B'C'}} \tag{4.11}$$

où τ_F est le temps de transit total entre l'émetteur et le collecteur en régime direct et τ_R celui entre le collecteur et l'émetteur en régime inverse.

4.3 Modèle électrique et extraction des paramètres du transistor SiGe

Nous allons à partir des résultats de la simulation physique, développer un modèle électrique du phototransistor SiGe, basé sur le modèle d'Ebers & Moll et en extraire ses paramètres. Nous commencerons par établir un modèle électrique statique grand signal à partir des courbes de Gummel et des caractéristiques $I_C - V_{CE}$. Puis nous passerons aux paramètres dynamiques à partir des résultats de caractérisation en paramètres S pour établir un modèle électrique dynamique petit signal à $V_{BE} = 0,82V$-$V_{BE} = 1,5V$.

Au cours du développement du modèle électrique, nous avons rencontré des difficultés à modéliser convenablement, déjà en régime statique, le phototransistor sur la base d'un simple modèle d'Ebers & Moll. Cette difficulté tient son origine : en grande partie de la géométrie spécifique du phototransistor comparée à celle d'un transistor classique. En effet, l'ouverture de la fenêtre optique dans le contact d'émetteur influe sur les différentes caractéristiques du composant aussi bien en statique qu'en dynamique.

Deux particularités géométriques sont à prendre en compte :
- l'éloignement des deux contacts d'émetteur l'un de l'autre, séparés par la fenêtre optique : ceci va engendrer une variation latérale du potentiel interne d'émetteur, avec un maximum en milieu de la fenêtre optique.
- l'unilatéralité du contact de collecteur qui engendre une diminution du potentiel interne de collecteur en s'éloignant de ce contact.

La figure 4.5 présente l'évolution du potentiel interne du phototransistor à $V_{BE} = 0,82V$ et $V_{CE} = 1,5V$. Nous remarquons sur cette figure qu'il est possible de diviser le phototransistor en trois zones fonctionnant différemment et pouvant s'apparenter à trois transistors différents.

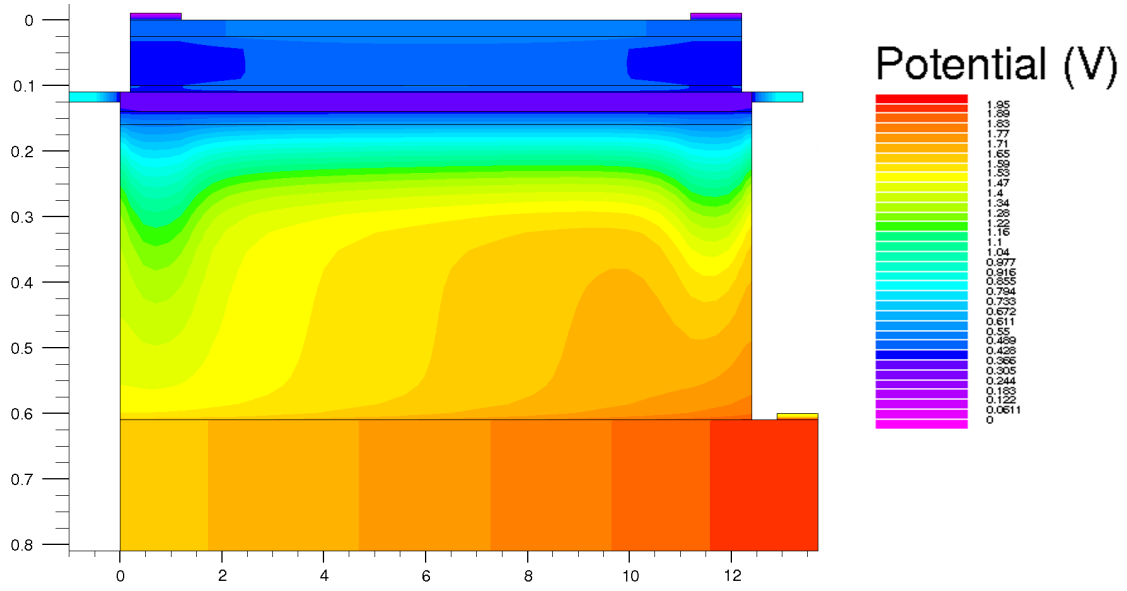


FIG. 4.5 – Évolution du potentiel interne du phototransistor polarisé à $V_{BE} = 0,82V$ et $V_{CE} = 1,5V$.

Nous pouvons découper la structure du phototransistor en trois structures, figure 4.6, que

nous allons modéliser électriquement individuellement et ensuite regrouper pour obtenir un modèle électrique global du phototransistor. Les modèles individuels ne seront pas complètement optimisés car nous nous attendons déjà à devoir modifier certains paramètres lors du regroupement.

Cette découpe de la structure devrait nous permettre de mieux nous renseigner sur le fonctionnement de notre structure, l'évolution des gains électriques, les résistances vues par les porteurs, leur temps de transit... De plus, elle permettra plus facilement l'intégration de la partie optique dans le modèle du transistor central.

Les structures, présentées sur la figure 4.6, sont nommées en fonction de leur position : le transistor pour la zone de gauche est nommé "teg" (pour transistor électrique gauche), "tec" pour celui central et "ted" pour celui de droite.

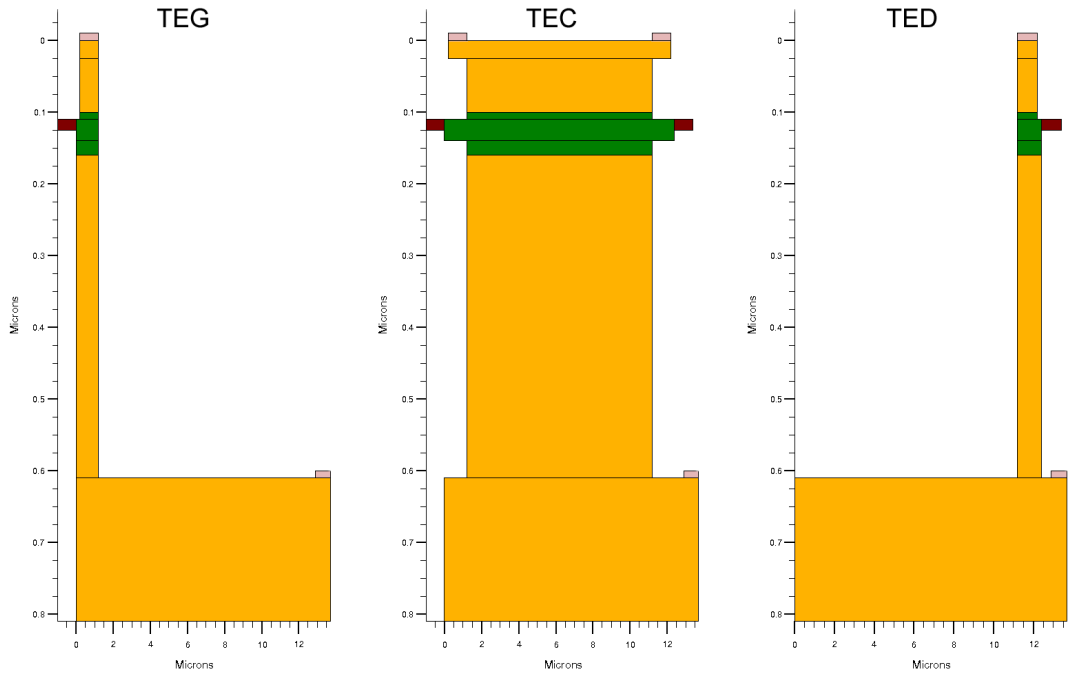


FIG. 4.6 – Découpe de la structure initiale en trois transistor pour la modélisation électrique.

Dans un premier temps, nous allons rappeler les méthodes d'extraction des différents paramètres des modèles électriques pour nos trois structures et présenter les résultats obtenus pour chacun d'entre eux. Le régime statique sera valable en grand signal alors que le régime dynamique ne sera développé qu'à une seule polarisation : $V_{BE} = 0,82V$ et $V_{CE} = 1,5V$.

Dans un deuxième temps nous rassemblerons les trois modèles en un, sans optimisation préalable sur les paramètres, pour comparer ces résultats avec ceux des mesures virtuelles de la structure initiale. Pour finaliser notre modèle électrique, nous optimiserons les paramètres afin d'obtenir une meilleure concordance entre mesures virtuelles et résultats du modèle électrique.

Afin de simplifier le modèle final, nous avons symétrisé au maximum les différents modèles électriques. Nous obtenons ainsi des modèles identiques sur la structure pour les transistors "ted" et "teg", figure de gauche 4.7 et une structure symétrique double pour le transistor "tec",

figure de droite 4.7.

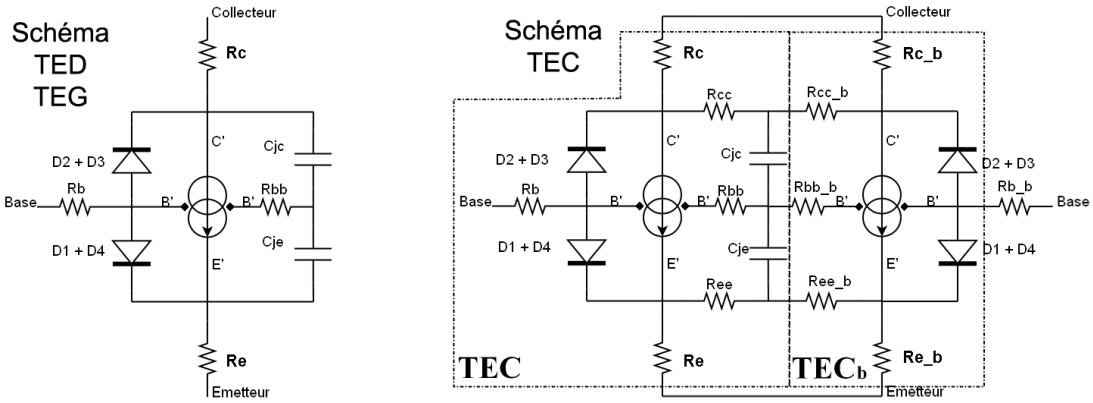


FIG. 4.7 – Structures des modèles électriques des transistors "ted", "tec" et "teg".

Ces modèles diffèrent du modèle d'Ebers & Moll par l'agencement des capacités dans le modèle et l'ajout d'une résistance de base supérieure à celle de contact R_B entre les capacités et le potentiel interne de base. Ces modifications ont été ajoutées afin de modéliser le comportement dynamique des transistors. Ces modifications expriment l'emplacement des différents phénomènes dans la structure vis à vis du modèle électrique. Le comportement en réflection a notamment dicté ces architectures, obtenues de manière empirique.

4.3.1 Les paramètres statiques

Les paramètres statiques du transistor comprennent les différentes résistances (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. Pour leur détermination, nous utilisons deux familles de courbes caractéristiques des transistors : les courbes de Gummel (en direct et en inverse) et les caractéristiques $I_C - V_{CE}$.

Les courbes de Gummel

Les courbes de Gummel permettent de caractériser les diodes d'un transistor et les gains statiques direct et inverse. Les courbes de Gummel directes caractérisent le gain direct et la diode base-émetteur en reportant les courants de base I_B et de collecteur I_C en échelle logarithmique en fonction de la tension de la jonction base-émetteur V_{BE}, pour $V_{BC} = 0V$. Les courbes de Gummel inverse caractérisent le gain inverse et la diode base-collecteur, par l'étude de la variation des courants de base et d'émetteur en fonction de la polarisation de la jonction base-collecteur à $V_{BE} = 0V$.

Dans le cas des courbes de Gummel directs, les équations des courants de base et de collecteur s'écrivent de la manière suivante :

$$I_C = I_{CC} = \frac{I_{SF}}{1 + \theta_F \cdot \exp\left(\frac{q \cdot V_{B'E'}}{n_{\theta_F} \cdot k \cdot T}\right)} \left[\exp\left(\frac{q \cdot V_{B'E'}}{n_F \cdot k \cdot T}\right) - 1\right] \tag{4.12}$$

$$I_B = I_{D1} + I_{D4} = \frac{I_{SF}}{\beta_F} \left[\exp\left(\frac{q \cdot V_{B'E'}}{n_F \cdot k \cdot T}\right) - 1\right] + C_F \cdot I_{SF} \cdot \left[\exp\left(\frac{q \cdot V_{B'E'}}{n_{FL} \cdot k \cdot T}\right) - 1\right] \tag{4.13}$$

La tension $V_{B'E'}$ diffère de la tension V_{BE} pour la chute de tension dans les résistances d'émetteur et de base.

On distingue trois fonctionnements différents des diodes du transistor. Sur la figure 4.8, ses 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. Cette zone est exprimée dans l'équation de I_B par l'équation de la diode de fuite I_{D4} et dont les paramètres propres aux phénomènes de recombinaison sont C_F et n_{FL}.

- Région II : régime normal à gain constant, les diodes sont considérées idéales et donc les courants de recombinaisons sont négligeables par rapport aux autres courants qui traversent la base. On détermine à partir de ce régime le gain direct β_F, le coefficient d'idéalité de la diode base-émetteur n_F et le courant de saturation direct I_{SF}.

- Région III : régime de forte injection où le gain chute avec l'apparition des effets Webster et Kirk. Le courant de collecteur est alors proportionnel à $\exp\left(\frac{q \cdot V_{BE}}{2 \cdot k \cdot T}\right)$. Le nouveau paramètre introduit pour modéliser ce phénomène est θ_F.

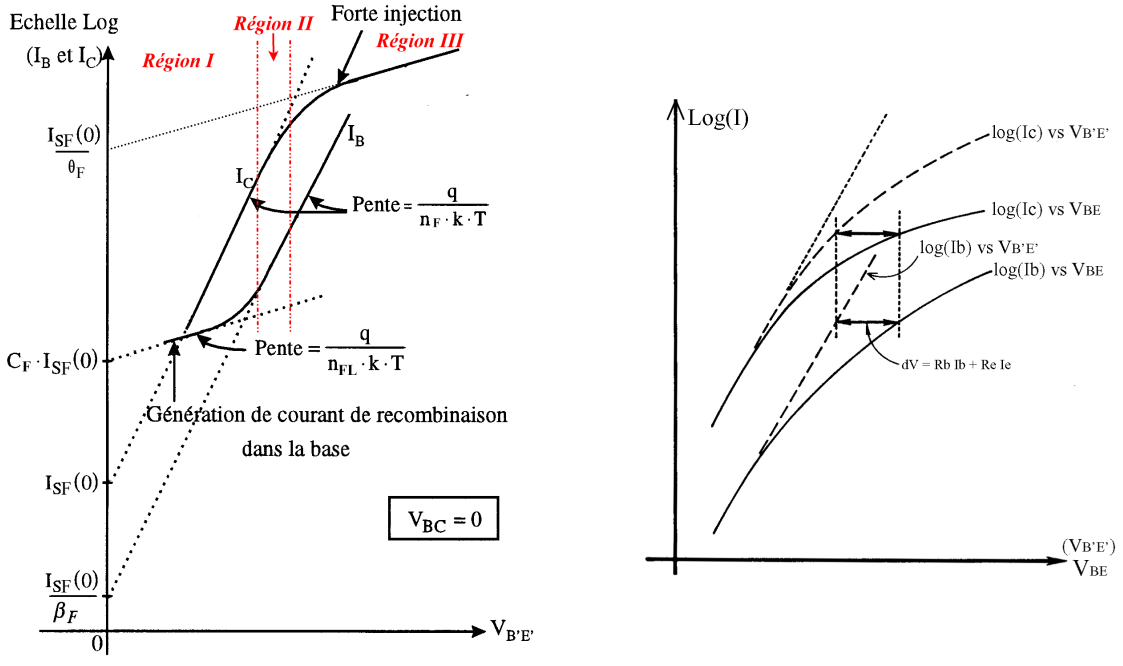


FIG. 4.8 – Tracé des courbes de Gummel en direct où sont mis en évidence les différents paramètres déduits à partir de ces courbes. A droite, influence des résistances R_B et R_E sur les courbes de Gummel.

La figure 4.8 résume la détermination graphique des différents paramètres du modèle électrique en régime statique qu'il est possible d'extraire à partir des courbes de Gummel.

Le courant de saturation I_{SF} s'obtient par le prolongement de la zone linéaire du courant de collecteur sur l'axe des ordonnées. Le gain en courant β_F exprime l'écart entre les courants de base et de collecteur dans la région II.

Le prolongement du courant de base en faible polarisation nous permet de définir le couple

$C_F \cdot I_{SF}$ et donc d'en déduire C_F.

Les coefficients d'idéalité n_F de le diode base-émetteur et $n_F L$ de la diode de fuite sont obtenus par l'ajustement des pentes, respectivement, du courant de collecteur et celui en faible polarisation du courant de base.

Enfin le coefficient θ_F en forte injection s'obtient en prolongeant la courbe du courant de collecteur en forte injection sur l'axe des ordonnées. La valeur déduite correspond au quotient I_{SF}/θ_F avec une possibilité d'ajustement de la pente par un coefficient n_θ (cf. équation 4.12). Habituellement cette pente est $\frac{q}{2 \cdot k \cdot T}$ mais nous avons laissé un degré de liberté sur ce dernier terme.

Si les courbes de Gummel sont tracées en fonction de la tension base-émetteur V_{BE} alors on peut voir en forte injection l'influence des résistances sur les courants I_C et I_B, comme l'illustre la figure de droite 4.8. Si les résistance R_B et R_E influent sur le courant de base et de collecteur en incorporant un écart $\Delta V = R_B \cdot I_B + R_E \cdot I_E$, il est donc difficile d'extraire une valeur précise de ces deux résistances.

Nous verrons dans le paragraphe suivant que les résistances d'émetteur et de collecteur peuvent être déduites des caractéristiques $I_C - V_{CE}$.

La figure 4.9 présente la comparaison simulations électriques et mesures virtuelles des courbes de Gummel directes et inverses pour les trois transistors issus de la décomposition de la structure du phototransistor.

Les paramètres statiques ainsi obtenus par extraction et optimisation sont présentés dans le tableau 4.2. Nous remarquons que les structures "ted" et "teg" présentent de nombreux paramètres identiques du fait de leur similitude structurelle. Seules les valeurs des résistances et des paramètres de fortes injections diffèrent. Ceci est dû exclusivement à la décroissance du potentiel interne du sous-collecteur, cf figure 4.5.

Paramètres	Unités	TEG	TEC	TEC$_b$	TED
I_{SF}	A	$1,4 \cdot 10^{-16}$	$2,3 \cdot 10^{-15}$	$2,3 \cdot 10^{-15}$	$1,4 \cdot 10^{-16}$
I_{SR}	A	$1,9 \cdot 10^{-16}$	$1,1 \cdot 10^{-15}$	$1,1 \cdot 10^{-15}$	$1,9 \cdot 10^{-16}$
C_F		71,4	16,3	16,3	71,4
C_R		21	30,4	30,4	21
n_F		1,00	1,04	1,04	1,00
n_R		1,00	0,99	0,99	1,00
β_F		45,5	240	240	45,5
β_R		3,8	200	200	3,8
n_{FL}		2,00	1,88	1,88	2,00
n_{RL}		1,90	2,14	2,14	1,90
θ_F		$4,4 \cdot 10^{-7}$	$1,5 \cdot 10^{-5}$	$1,5 \cdot 10^{-5}$	$2,1 \cdot 10^{-6}$
θ_R		$2,7 \cdot 10^{-12}$	$5,8 \cdot 10^{-5}$	$5,8 \cdot 10^{-5}$	$2,1 \cdot 10^{-12}$
n_θ		1,82	1,79	1,79	2,00
R_C	Ω	70,4	41,2	41,2	43,7
R_B	Ω	6,2	58	58	4
R_E	Ω	0,7	3,3	3,3	0,7

TAB. 4.2 – Paramètres des modèles électriques des transistors "ted", "tec" et "teg" extraits et optimisés à partir des courbes de Gummel et des caractéristiques $I_C - V_{CE}$.

On remarque que la structure "tec" contient deux jeux de valeurs dites "TEC" et "TEC_b", qui correspondent aux deux moitiés de la structure "tec" présentée sur la figure 4.7. Une parfaite symétrie est imposée aux deux moitiés. Nous verrons que cela ne sera pas systématique par la suite pour les prochains paramètres.

Les paramètres principaux, I_{SF}, I_{SR}, n_F, n_R, β_F, β_R, C_F, C_R, n_{FL} et n_{RL}, ont été dans un premier temps extraits graphiquement comme précédemment résumé. Ensuite une optimisation a été faite en tenant compte à la fois des courbes de Gummel mais aussi des caractéristiques $I_C - V_{CE}$ que nous présenterons dans le paragraphe suivant, afin d'améliorer les résultats de simulations et de déterminer les paramètres supplémentaires, les résistances et les paramètres de forte injection, θ_x et n_θ.

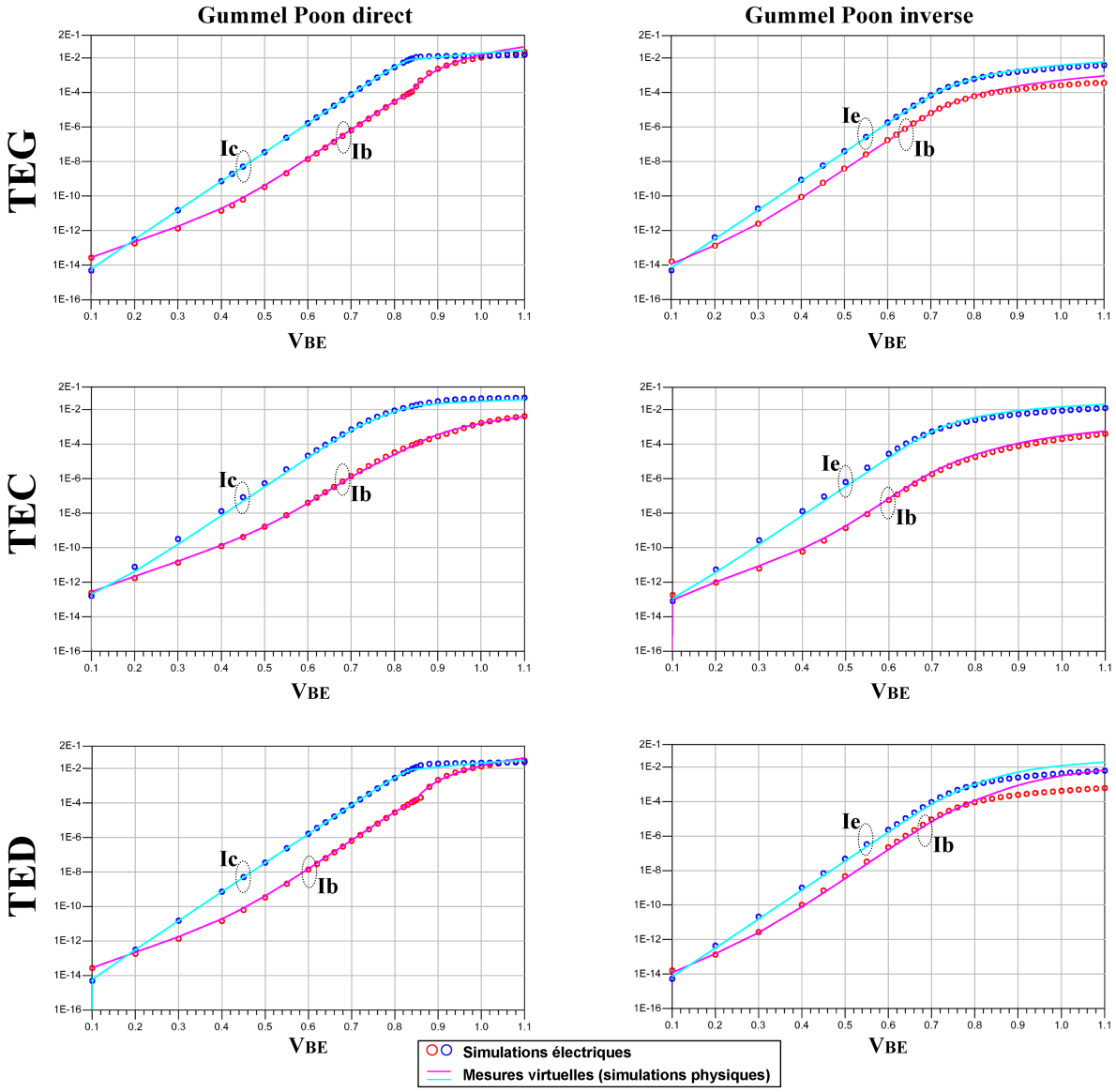


FIG. 4.9 – Comparaison simulations électriques et mesures virtuelles (simulations physiques) des courbes de Gummel directes et inverses pour les trois transistors "ted", "tec" et "teg".

Les courbes de Gummel inverses présentent quelques différences en forte injection. Ce défaut apparaît en optimisant à la fois les courbes de Gummel et les caractéristiques $I_C - V_{CE}$. Les valeurs de résistances que nécessite le réseau $I_C - V_{CE}$ sont plus importantes que les valeurs nécessaires pour les courbes de Gummel. Les résultats sont cependant satisfaisants surtout que nous ne prétendons pas ici modéliser parfaitement tout les comportements, ce qui nécessiterait une base de modèle plus complète. De plus, nous verrons que lors de l'assemblage des modèles, il nous faudra de nouveau modifier légèrement certaines valeurs.

Les caractéristiques $Ic - Vce$

Les caractéristiques $I_C - V_{CE}$ sont d'autres courbes typiques des transistors. Elles expriment le courant de collecteur en fonction de la tension collecteur-émetteur pour différentes polarisations de base constantes en courant. Le réseau de caractéristique est décrit par l'équation 4.14 :

$$V_{CE} = (R_E + R_C)\cdot I_C + R_E \cdot I_B + \frac{n_R \cdot k \cdot T}{q} \cdot \ln\left(1 + \frac{I_C + I_B}{I_{SF}}\right) - \frac{n_R \cdot k \cdot T}{q} \cdot \ln\left(1 + \frac{I_E - I_C + \alpha_F \cdot I_B}{I_{SR}}\right) \tag{4.14}$$

Cette équation montre bien une dépendance linéaire entre le courant de collecteur et la tension collecteur-émetteur étroitement liée aux résistances de collecteur et d'émetteur. Plus le couple $R_C + R_E$ sera élevé, plus la pente des caractéristiques $I_C - V_{CE}$ sera faible.

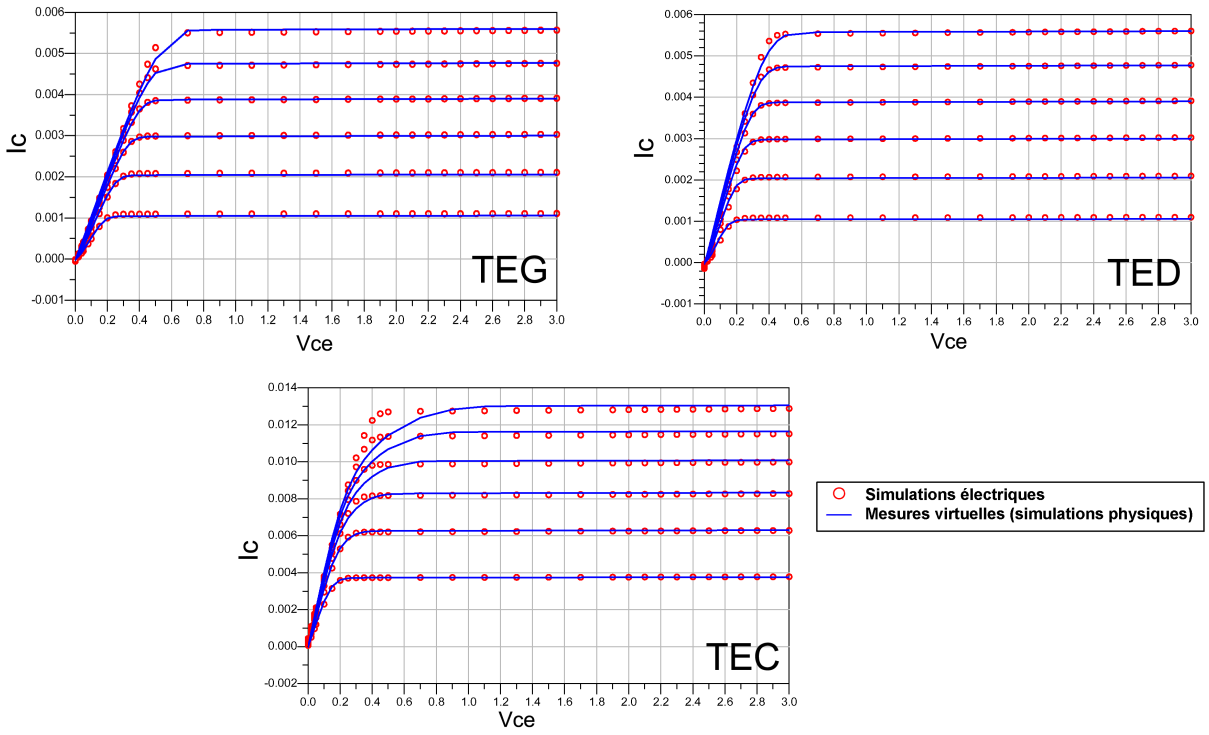


FIG. 4.10 – Comparaison simulations électriques et mesures virtuelles (simulations physiques) des caractéristiques $I_C - V_{CE}$ pour les trois transistors "ted", "tec" et "teg" ($I_B = 10 - 60\mu A$).

Les résultats de comparaison des caractéristiques $I_C - V_{CE}$ simulées électriquement et issues de la simulation physique sont exposés sur la figure 4.10. Les transistors "ted" et "teg" sont

correctement modélisés alors que le "tec" présente des différences notables au niveau des coudes pour les courants de base plus élevés.

Pour notre démarche, les résultats en régime statique sont satisfaisants. Ils présentent une bonne première approximation des paramètres des modèles électriques. Nous allons donc nous concentrer, maintenant, sur le régime dynamique.

4.3.2 Les paramètres dynamiques

Dans cette partie, nous allons nous intéresser aux paramètres des modèles électriques qui régissent le régime dynamique des transistors. Pour des questions de temps et de validation de notre démarche, nous nous sommes arrêtés à l'extraction des paramètres à une seule polarisation sur la plage de fréquence $1MHz - 100GHz$. Après validation de notre modèle opto-électrique à cette polarisation, il sera envisagé ultérieurement à cette thèse d'établir les lois de variation des paramètres dynamiques en fonction des différentes polarisations.

Nous sommes donc partis du modèle d'Ebers & Moll modifié présenté précédemment et nous avons ajouté des éléments de manière empirique en s'appuyant sur la structure physique du composant. La capacité de diffusion n'a pas été introduite dans notre modèle. Néanmoins la relation avec le temps de transit des électrons a été insérée par une fonction dans le générateur de courant de type filtre passe bas du premier ordre et donnée par l'équation 4.15.

$$I_{CT} = (I_{CC} - I_{EC}) \cdot \frac{1}{(1 + j \cdot \omega\tau)} \tag{4.15}$$

avec τ la constante de temps du filtre du 1er ordre, soit le temps de transit global du transistor.

Le tableau 4.3 résume les valeurs des différentes composantes des modèles électriques conformément aux schémas présentés précédemment sur la figure 4.7. Les figures des courbes de paramètres S sont présentées sur la figure 4.11.

Paramètres	Unités	TED	TEC	TEC_b	TEG
C_{jE0}	F	$1,02 \cdot 10^{-12}$	$1,59 \cdot 10^{-13}$	-	$1,02 \cdot 10^{-12}$
C_{jC0}	F	$1,52 \cdot 10^{-14}$	$1,02 \cdot 10^{-13}$	-	$1,6 \cdot 10^{-14}$
R_{BB}	Ω	30,3	130,4	130,4	30,3
R_{EE}	Ω	-	13,7	13,7	-
R_{CC}	Ω	-	0	0	-
τ	s	$4,44 \cdot 10^{-11}$	$2,67 \cdot 10^{-10}$	$2,81 \cdot 10^{-10}$	$6,22 \cdot 10^{-11}$

TAB. 4.3 – Paramètres des modèles électriques des transistors "ted", "tec" et "teg" extraits et optimisés des paramètres S.

En régime dynamique, les transistors TED et TEG peuvent dans un premier temps obtenir quasiment les mêmes valeurs de paramètres. Ces deux structures sont quasi identique à l'exception du sous-collecteur qui est plus long dans le cas de la structure TEG. Sur les paramètres statiques, cela se traduisait par une résistance de collecteur plus élevée. Sur les paramètres dynamiques, cela se traduit par une capacité base-collecteur légèrement plus élevée également, du fait que le potentiel interne de collecteur est plus faible et donc la zone de charge d'espace plus courte. Le paramètre τ qui modélise le temps de transit des électrons, est comme attendu, plus

élevé pour le transistor TEG du fait que les porteurs ont moins de trajet avant d'être collectés dans la zone quasi-neutre du collecteur. Cette variation de τ, croissante depuis "ted" vers "teg", est déjà sensible entre les deux parties extrêmes du modèle "tec". Nous verrons dans le chapitre suivant que cette remarque coïncide avec les informations issu de la simulation physique lors d'un balayage latéral du faisceau optique : l'éclairement du coté droit fournit une réponse optique plus rapide que le coté gauche et la région du centre étant la plus lente.

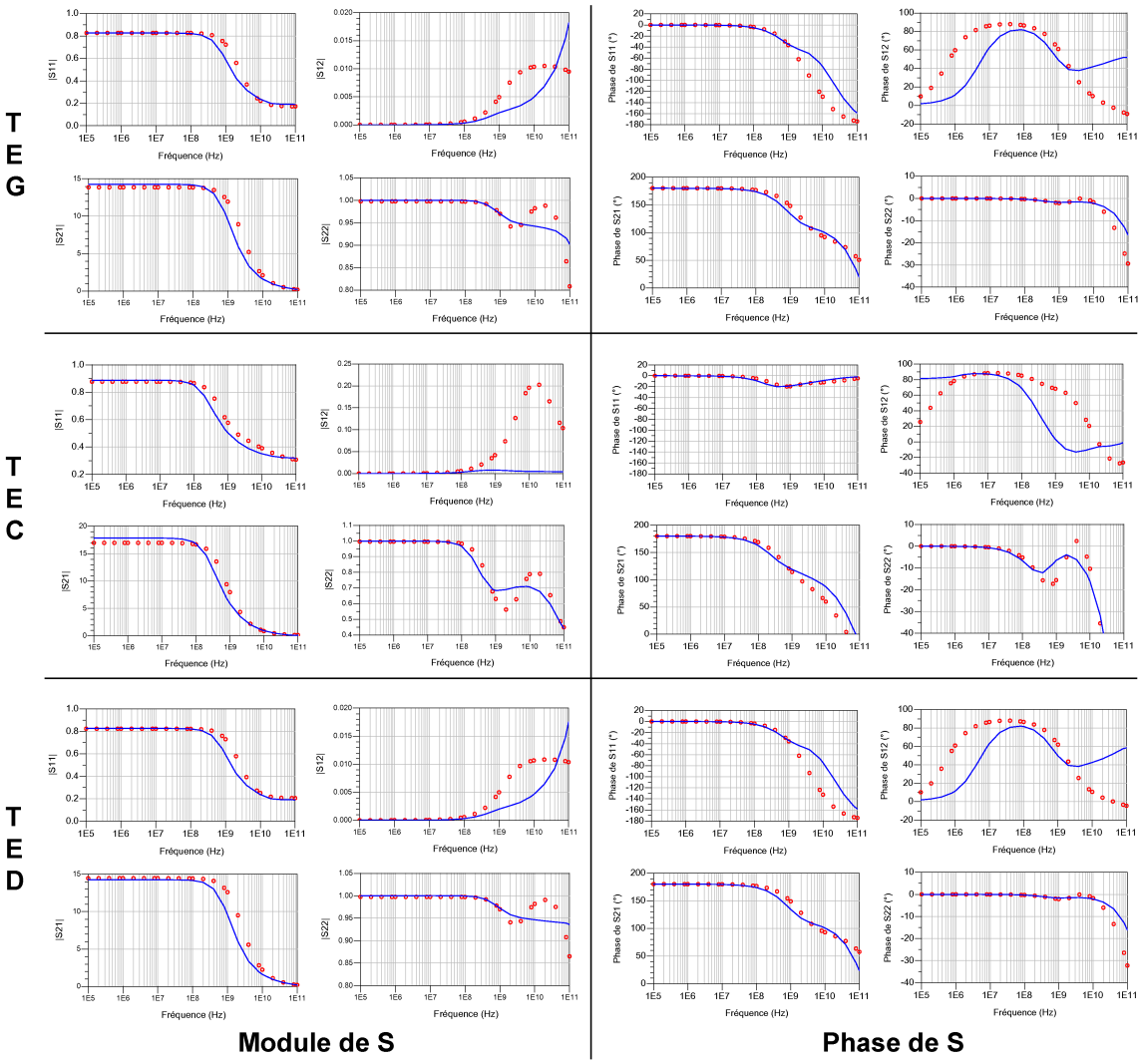


FIG. 4.11 – Comparaison des résultats de simulation et des mesures virtuelles des paramètres S en module et en phase pour les trois structures de transistors.

Comparé à un modèle d'Ebers & Moll classique, nous avons rajouté, dans nos modèle, une résistance de base R_{bb} élevée entre le potentiel de base du générateur et le point commun des capacités base-émetteur et base-collecteur, afin d'obtenir une évolution des courbes de $\|S11\|$ similaires à la simulation physique. Si celle-ci n'était pas présente, le module de S11 resterait quasi constant. Si toutefois, on reportait cette valeur sur la résistance de base R_B, le régime statique serait faussé. En régime dynamique la résistance de base équivalente semble être plus élevée que celle du régime statique. Le phénomène statique doit s'effectuer à proximité du contact de base alors que le régime dynamique s'éloigne de ce contact et donc voit une résistance de base plus

élevée.

Nous allons maintenant assembler les trois structures de transistor dont nous avons fait une première ébauche et nous allons optimiser les paramètres afin d'obtenir la meilleure concordance avec les résultats de la simulation physique.

4.3.3 Synthèse

La figure 4.12 montre le schéma électrique global correspondant à l'assemblage des trois modèles développés précédemment. Dans un premier temps nous avons simulé le modèle final sans toucher aux valeurs des paramètres afin de s'assurer que notre méthode de développement était valable.

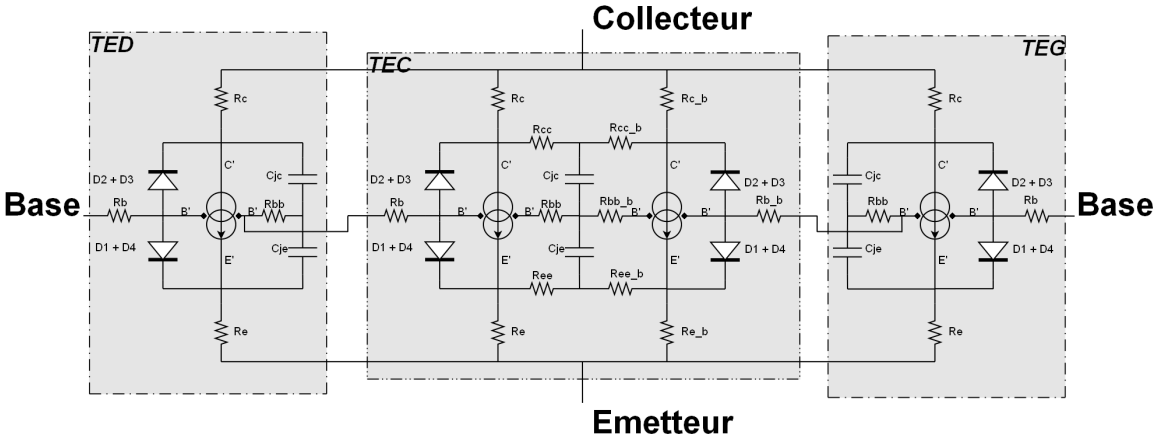


FIG. 4.12 – Structure du modèle électrique rassemblé.

Les résultats sans optimisation en régimes statique et dynamique sont présentés respectivement sur les figures 4.13 (figures de gauche) et 4.14(par les cercles rouges).

En statique, les courbes de Gummel directes sont correctes pour les deux courants. Les courbes de Gummel inverses conservent l'erreur en forte injection déjà présente dans les résultats des transistors externes : TEG et TED. Celle-ci indique une erreur possible sur des résistances et les coefficients de forte injection θ_x. Les caractéristiques $I_C - V_{CE}$ présentent une pente de zone de saturation trop élevée traduisant une erreur sur les couples de résistances $R_C + R_E$. Les zones résistives des caractéristiques sont toujours supérieures aux valeurs issues de la simulation physique, traduisant ainsi un gain en courant trop élevé.

L'optimisation de la partie statique du modèle a été essentiellement faite manuellement en relation avec nos remarques précédentes. Nous nous sommes essentiellement intéressés à l'évolution des paramètres du modèle TEC. Celui-ci présentait la structure la plus exotique, d'autant plus qu'une partie était commune aux deux autres structures.

Nous avons tout d'abord diminué le courant inverse de saturation I_{SR} du modèle TEC comportant les valeurs les plus élevées, puis dans le même temps nous avons diminué le gain inverse. Ces paramètres sont passés respectivement de $1,1 \cdot 10^{-15} A$ et 200 à $9 \cdot 10^{-16}$ et 160. Ces modifications ont permis essentiellement d'obtenir une concordance sur le gain en courant sur

les courbes $I_C - V_{CE}$.

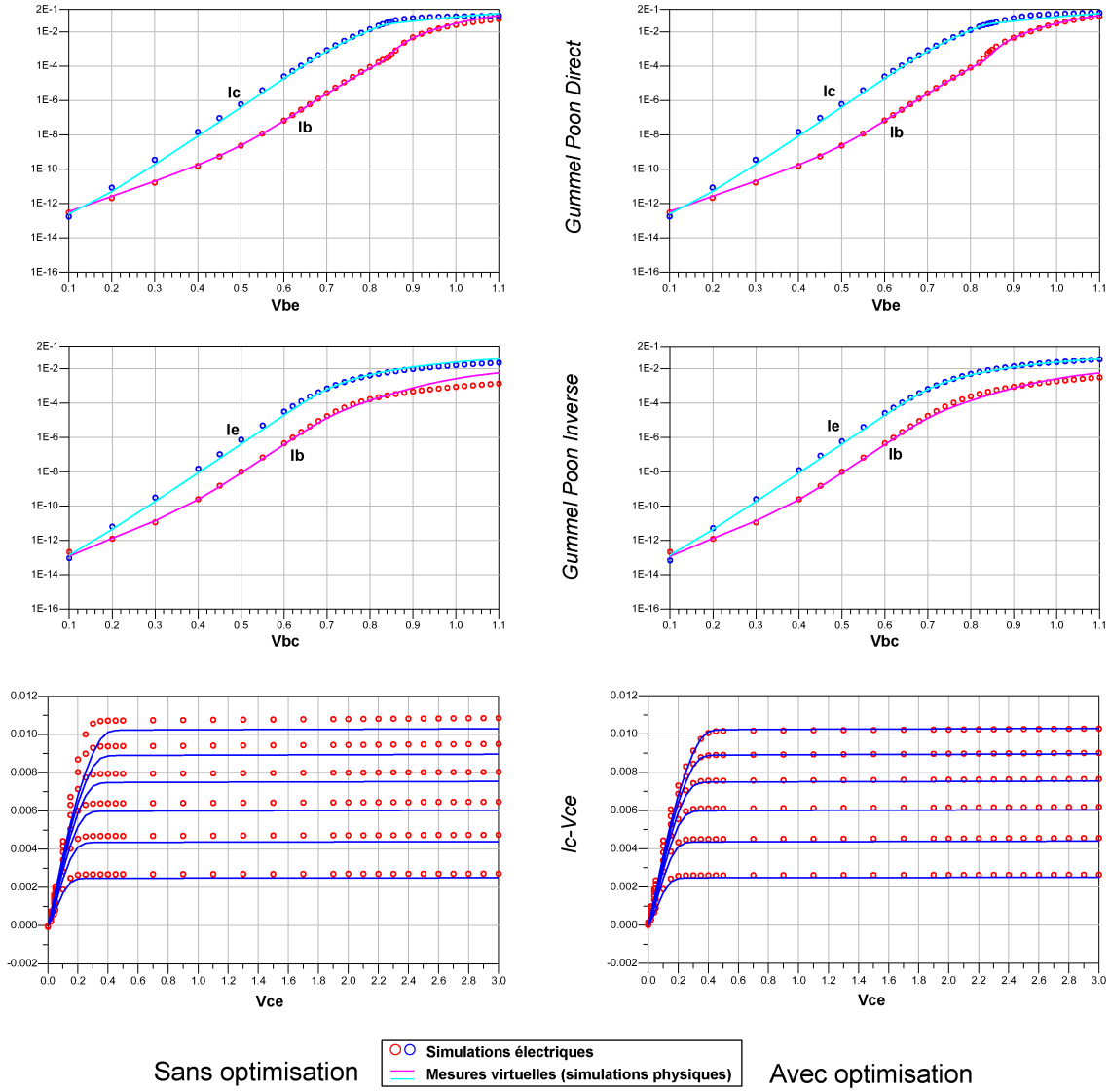


FIG. 4.13 – Comparaison des courbes en régime statique après assemblage des modèles électriques avec et sans optimisation sur les valeurs des paramètres.

Les résistances de collecteur se sont vues modifiées, essentiellement pour celles des structures externes : à la hausse pour la structure TEG passant de 70Ω à près de 120Ω et à la baisse pour la structure TED passant de 43Ω à 15Ω. La plage de la résistance de collecteur s'est agrandie autour de la valeur centrale de la structure TEC : 42Ω. Cette répartition montre que chaque sous-structure ne voit pas la même résistance de collecteur. On peut ainsi retenir que le "ted" capte pour lui une grande partie des porteurs majoritaires du collecteur aux dépend des autres parties, pénalisant les termes de résistances de collecteur des autres transistors.

Enfin les résistances de base externes ont diminué à une valeur de 2Ω au lieu de 4 à 6Ω, renforçant l'idée de faibles résistances de contact de base. Les résistances d'émetteur de la structure TEC ont doublé afin d'obtenir une concordance de pente des caractéristiques $I_C - V_{CE}$.

En dynamique, figure 4.14, il nous a fallu retoucher les valeurs des paramètres $CjE0$, $CjC0$, R_{BB}, R_{EE}, afin d'obtenir une concordance acceptable entre simulations physique et électrique. Toutefois, le paramètre S_{12} n'est pas correctement modélisé. Ce paramètre n'étant pas le plus important dans le modèle, nous en avons fait abstraction dans un premier temps puis nous avons essayé d'obtenir un coefficient d'erreur le plus faible possible. Nous supposons qu'un phénomène lié à l'isolation n'est pas correctement pris en compte par le modèle EM_3.

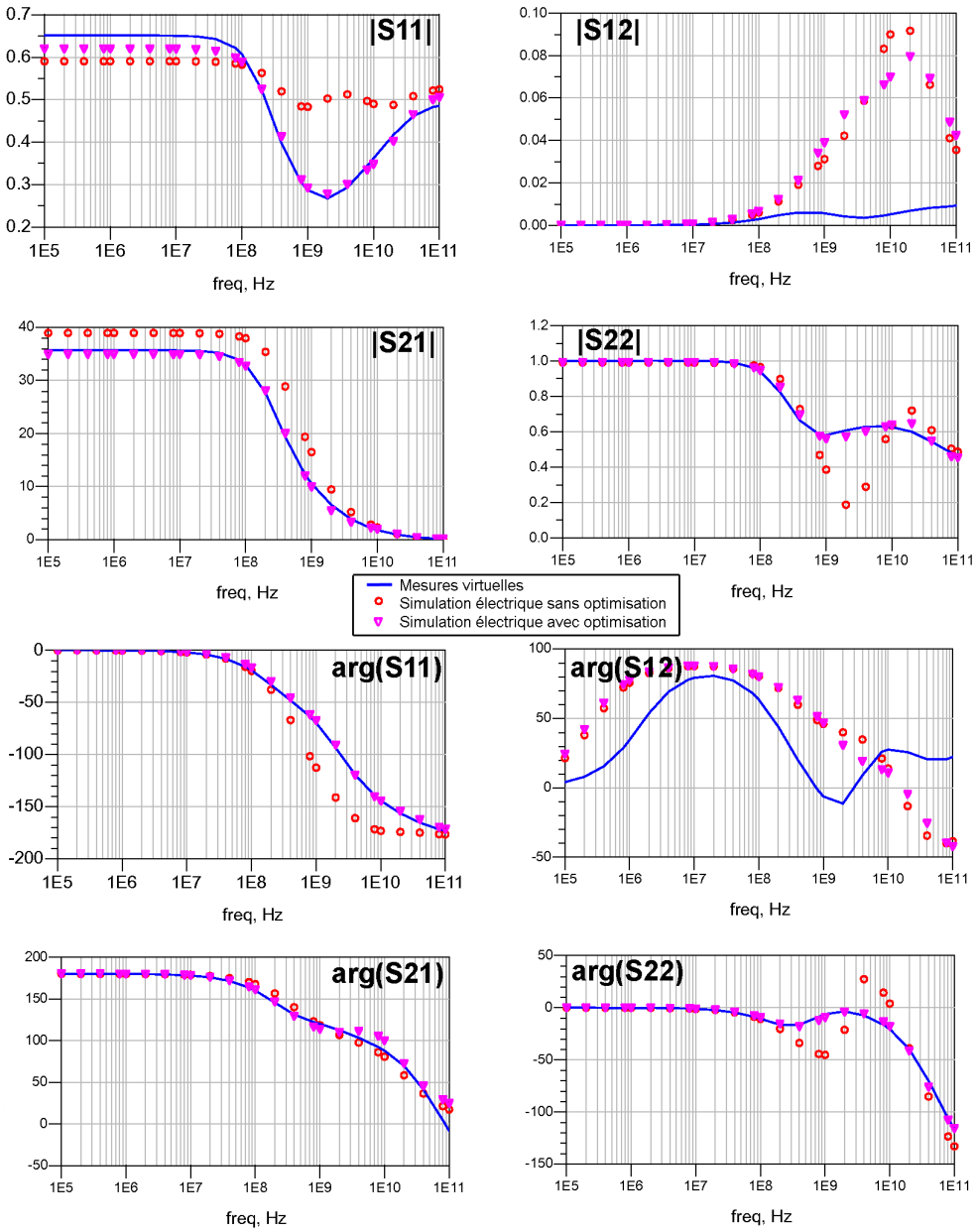


FIG. 4.14 – Comparaison des paramètres S après assemblage des modèles électriques avec et sans optimisation sur les valeurs des paramètres.

Lors de l'optimisation des paramètres dynamiques, les capacités base-collecteur ont très légèrement augmenté alors que celles base-émetteur ont diminué d'un facteur 10 pour la struc-

ture TEG et d'un facteur 1,6 pour la structure TED. Nous retrouvons ce phénomène de dissymétrie au niveau des résistances internes de base R_{BB} : celle de la structure TED augmente d'un facteur 1,9 et celle de la structure TEG diminue d'un facteur 1,35. D'un point de vue structure physique, ce phénomène n'était pas attendu dans la partie émetteur. D'un point de vue électrique, il peut exprimer les trajets des porteurs au travers de la structure qui ne sont pas symétriques pour les porteurs passant par le contact droit d'émetteur et ceux passant par le contact gauche d'émetteur.

Le tableau 4.4 résume la valeur des différents paramètres du modèle électrique après optimisation. Les valeurs qui ont été modifiées sont soulignées.

Paramètres	Unités	TEG	TEC	TEC_b	TED
I_{SF}	A	$1,4 \cdot 10^{-16}$	$2,3 \cdot 10^{-15}$	$2,3 \cdot 10^{-15}$	$1,4 \cdot 10^{-16}$
I_{SR}	A	$1,9 \cdot 10^{-16}$	$\underline{9 \cdot 10^{-16}}$	$\underline{9 \cdot 10^{-16}}$	$1,9 \cdot 10^{-16}$
C_F		71,4	16,3	16,3	71,4
C_R		21	37,3	37,3	21
n_F		1,00	1,04	1,04	1,00
n_R		1,00	0,99	0,99	1,00
β_F		45,5	240	240	45,5
β_R		3,8	$\underline{160}$	$\underline{160}$	3,8
n_{FL}		2,00	1,88	1,88	2,00
n_{RL}		1,90	2,14	2,14	1,90
θ_F		$4,4 \cdot 10^{-7}$	$1,5 \cdot 10^{-5}$	$1,5 \cdot 10^{-5}$	$\underline{2,5 \cdot 10^{-6}}$
θ_R		$2,7 \cdot 10^{-12}$	$5,8 \cdot 10^{-5}$	$5,8 \cdot 10^{-5}$	$\underline{2,1 \cdot 10^{-12}}$
n_θ		1,82	1,79	1,79	2,00
R_C	Ω	$\underline{121,4}$	$\underline{42,2}$	$\underline{42,2}$	$\underline{14,7}$
R_B	Ω	$\underline{2,2}$	58	58	$\underline{2}$
R_E	Ω	0,7	$\underline{6,3}$	$\underline{6,3}$	0,7
C_{jE0}	F	$\underline{1,87 \cdot 10^{-13}}$	$\underline{1,11 \cdot 10^{-13}}$	-	$\underline{6,54 \cdot 10^{-13}}$
C_{jC0}	F	$\underline{1,78 \cdot 10^{-14}}$	$\underline{1,03 \cdot 10^{-13}}$	-	$\underline{1,60 \cdot 10^{-14}}$
R_{BB}	Ω	$\underline{22,6}$	$\underline{870,8}$	$\underline{870,8}$	$\underline{56.9}$
R_{EE}	Ω	-	$\underline{99,8}$	$\underline{99,8}$	-
R_{CC}	Ω	-	0	0	
τ	s	$\underline{5,31 \cdot 10^{-10}}$	$\underline{1,9 \cdot 10^{-11}}$	$\underline{9,16 \cdot 10^{-10}}$	$\underline{3,0 \cdot 10^{-10}}$

TAB. 4.4 – Paramètres du modèle électrique après optimisation des valeurs pour les différents régimes de fonctionnement en statique et dynamique. (les paramètres qui ont évolué, sont soulignés)

Nous avons donc mis en place un modèle électrique grand signal en régime statique et petit signal en régime dynamique. Même s'il reste des optimisations ou discussions sur certaines valeurs de paramètres, nous pouvons utiliser ce modèle afin d'établir un modèle opto-électrique petit signal.

4.4 Incorporation de la partie optique pour le HPT SiGe

Nous avons vu précédemment au paragraphe 4.2.1 que la partie optique dans les modèles de phototransistors était modélisée par un générateur de courant placé entre la base et le col-

lecteur. D'après nos simulation numériques, nous avons mis en évidence que toutes les régions contribuent à la photodétection avec une prédominance de la région du collecteur.

Notre première interrogation porte sur le nombre de générateurs de photo-courant nécessaires pour notre modèle. En effet, si on suit la logique des autres modèles existants, on insérerait un générateur entre la base et le collecteur pour la photodétection dans le collecteur et entre la base et l'émetteur pour la photodétection dans l'émetteur. Ensuite la question sur la photodétection dans la base se poserait : faut-il un générateur au niveau de la base ou faut-il répartir cette détection sur les deux générateurs base-émetteur et base-collecteur. Une autre question importante subsisterait sur l'amplification du courant photo-généré : celui-ci est-il identique à l'amplification du courant électrique ou y-a-t-il une décorrélation entre les parties opto-électrique et purement électrique ?

La figure 4.15 présente le modèle opto-électronique pour le phototransistor à simple couche contrainte SiGe/Si. Les composants modélisant la partie optique du HPT ont été incorporés dans la sous-structure TEC du modèle en parallèle aux générateurs de courant électriques. Quatre générateurs de photocourant ont été intégrés. Leur schéma individuel est fourni en figure 4.16

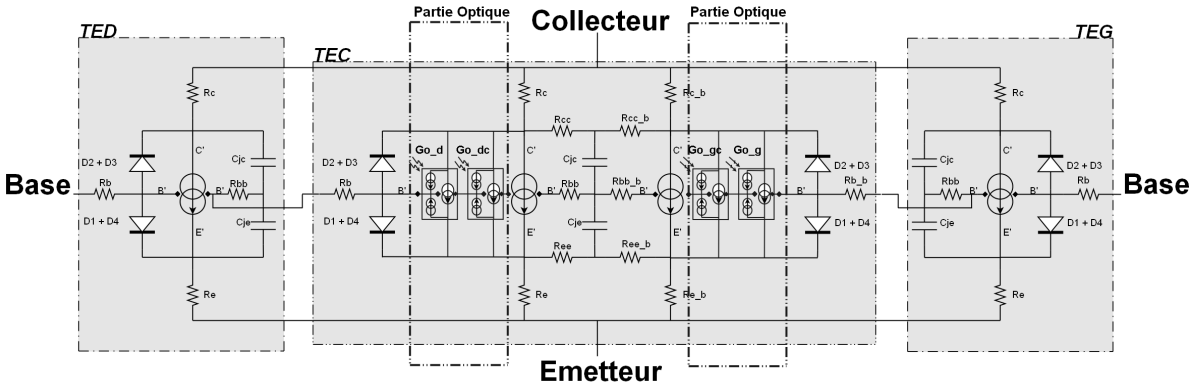


FIG. 4.15 – Structure du modèle opto-électrique.

Avant de rentrer dans la description et l'explication de la partie optique du modèle, il est important de préciser que toutes les configurations de positionnement ont été testées. Seul le positionnement actuel permet un ajustement de cette qualité, notamment sur les termes de phase. Le travail ainsi mené a permis d'investiguer de manière exhaustive les différentes combinaisons possibles, et d'en déduire l'architecture la mieux adapter s'appuyant sur le modèle électrique précédent. Cette solution apparaît unique, nettement démarquée des autres solutions sur les réponses en phase des différents paramètres S optiques-microondes.

Le composant de base, qui a été utilisé à quatre reprises, modélisant la partie optique du modèle opto-électrique, est un ensemble de trois générateurs de courant, figure 4.16, contrôlés par le signal optique incident et plus particulièrement sa puissance DC et RF. Nous avons placé ces générateurs, après divers positionnements, en parallèle aux générateurs de courant du modèle purement électrique pour répartir l'effet de photodétection dans le modèle. Nous avons aussi doublé ces générateurs opto-électriques, afin de modéliser de manière distincte les phénomènes opto-électriques rapides de ceux plus lents. Nous détaillerons cette partie par la suite.

Dans notre composant de base, un premier générateur de courant est placé entre le collecteur interne (point C') et la base interne (point B') modélisant la photodétection dans le collecteur et la majeure partie de la photodétection dans la base. Le courant résultant est régi par l'équation suivante :

$$I(\omega) = \frac{R_{ph-bc} * P_{opt}(\omega)}{(1 + j \cdot \omega \cdot \tau_{bc})^{n_{ph-bc}}} \tag{4.16}$$

avec R_{ph-bc} la responsivité mode photodiode équivalente base-collecteur,

P_{opt} la puissance optique incidente ramenée à une valeur en courant pour la simulation sous ADS par un coefficient de normalisation égal à $1A/W$,

τ_{bc} la constante de temps d'un filtre passe-bas modélisant le temps de transit des porteurs,

n_{ph-bc} l'ordre du filtre.

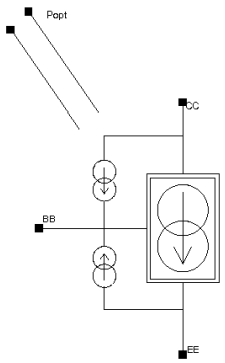


FIG. 4.16 – Générateur de photo-courant.

Il a été prévu un deuxième générateur similaire pour la photodétection dans l'émetteur, placé entre l'émetteur interne (point E') et la base interne (point B'). Néanmoins ce générateur s'est révélé négligeable lors du développement du modèle du fait car l'effet de photodétection dans l'émetteur est noyé par celui du collecteur. Il ne sera donc pas utilisé dans le modèle final présenté ici et le courant le traversant régi par une équation similaire à l'équation 4.16 présentera une responsivité R_{ph-be} nulle.

Enfin, le troisième générateur modélise l'amplification du courant photo-généré régi par l'équation 4.17. Il est nécessaire d'exprimer ce dernier terme d'amplification pour traduire l'impact des trous photo-générés dans la base, sans pour autant imposer au modèle quelque impédance de générateur d'être connecté sur sa base.

$$I(\omega) = \frac{(R_{ph-bc} + R_{ph-be}) * P_{opt}(\omega) * (G_{opt} - 1)}{(1 + j \cdot \omega \cdot \tau_{gain})^{n_{gain}}} \tag{4.17}$$

avec R_{ph-bc} la responsivité mode photodiode équivalente base-collecteur,

R_{ph-be} la responsivité mode photodiode équivalente base-émetteur,

P_{opt} la puissance optique incidente ramenée à une valeur en courant pour la simulation sous ADS par un coefficient de normalisation égal à $1A/W$,

G_{opt} le gain d'amplification du courant photo-généré,

τ_{gain} la constante de temps d'un filtre passe-bas modélisant le temps de transit des porteurs,

n_{gain} l'ordre du filtre.

Pour le développement de la partie optique du modèle, les valeurs des paramètres des générateurs opto-électriques ont été symétrisées pour des questions de développement et surtout qu'il est actuellement difficile de prétendre à des effet si différents suivant le lieu de la photodétection.

Nous avons commencé par établir le modèle lorsque l'absorption se fait uniquement dans le collecteur, cas dénommé précédemment "Opt_C". C'est à dire, que l'on revient au cas des autres phototransistor IV-IV ou III-V existants et donc aux modèles opto-électrique avec un seul générateur de photocourant entre la base et le collecteur.

Les résultats de la simulation physique, c'est à dire les mesures virtuelles, sont présentés en trait fin sur la figure 4.17.

Nous nous sommes concentrés tout d'abord sur la responsivité R_{ph-bc}, déterminée à une valeur de $12,3mA/W$, ce qui permettait d'obtenir correctement la valeur du courant de base en basse fréquence. Les courants de collecteur et d'émetteur, quant à eux ne concordaient pas avec les mesures virtuelles. Il nous a fallu introduire un gain propre aux porteurs photo-générés. Celui-ci est dénommé G_{opt} et a été évalué à 154.

Nous nous sommes ensuite intéressés au comportement fréquentiel des courants. Le couple τ_{bc} et n_{bc} qui régit le comportement fréquentiel du courant photo-généré a permis de régler la fréquence de coupure des courants ainsi que la pente des réponses. Le comportement en phase nécessite des coefficients n_{ph-bc} et n_{gain} compris entre 1 et 2. Physiquement, cela veut dire qu'il y a un processus de sommation d'une distribution de composantes ayant des réponses fréquentielles différentes.

De plus, un porteur photo-généré au milieu de la zone de charge d'espace (ZCE) n'aura pas le même comportement dynamique qu'un porteur généré au bord de la ZCE. La superposition de ces différentes contributions est régie par des équations différentielles et donc un processus d'intégration. Il s'agit de résoudre l'équation de conservation. De ce fait, on obtient en approximation une puissance non entière comprise entre 1 et 2. Nous verrons ce phénomène plus précisément au chapitre 5, avec l'influence du lieu d'éclairement sur les résultats opto-électriques. Nous avons aussi dissocié la constante de temps liée à l'amplification τ_{gain} et celle du générateur base-collecteur τ_{bc}.

On remarque qu'avec ces premiers paramètres, le modèle opto-électrique peut suivre soit le comportement basse fréquence, soit le comportement haute fréquence. L'emplacement de ces générateurs ont été imposés par le respect du comportement en phase qui n'a été possible que dans cette configuration. Cependant les deux comportements ne sont pas ajustables simultanément. En effet, nous observons sur les mesures virtuelles une remontée du module mais aussi de la phase. Nous avons donc été obligés de doubler les générateurs opto-électriques "Go_d" et "Go_g" par deux autres générateurs de même type afin de traduire les zones lentes et les zones rapides selon la profondeur de photo-génération dans la structure.

Ces deux nouveaux générateurs sont repérés sur le schéma par "Go_dc" et "Go_gc". Il présente une responsivité beaucoup plus faible, $R_{ph-bc} = 0,02mA/W$. Ces générateurs modélisent d'un point de vue physique, les porteurs photo-générés en bord de la ZCE près de la base voir même dans la base. Ces porteurs agissent essentiellement par effet phototransistor. Ils se créent proche

de la base, ils subissent une amplification forte quasi-immédiate, d'où un fort gain de 794 et des constantes de temps τ_x 100 fois inférieures à ceux des générateurs opto-électriques dits "lents" (Go_d et Go_g). Cela signifie que ces porteurs se déplacent plus vite et ont donc un temps de transit beaucoup plus faible. Nous démontrerons ce phénomène dans le chapitre suivant avec le phénomène "UTC" du phototransistor.

Enfin, en se référant à [277], l'éclairement optique modifie les capacités du phototransistor. Nous avons donc utilisé ce point pour améliorer le modèle en ajustant les capacités CjE0 et CjC0 ainsi que les résistances de base internes R_{BB} de la sous-structure TEC. Ces modifications permettent d'améliorer les courbes de phase en hautes fréquences, alors que les courbes de modules restent quasiment insensibles. Les capacités sont diminuées de moitié et les résistances de base passent de 870Ω à 607Ω.

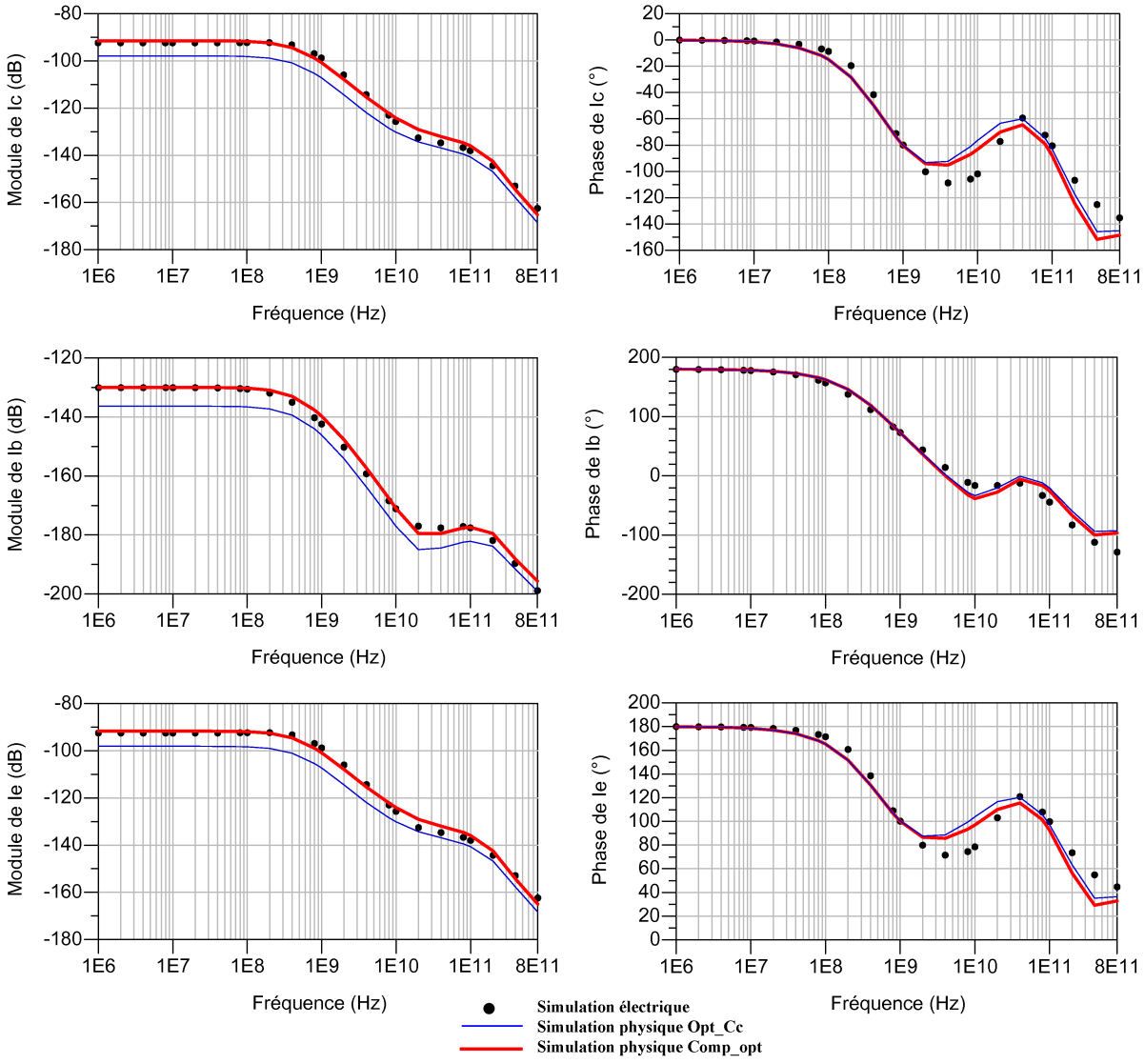


FIG. 4.17 – Comparaison des composantes dynamiques des différents courants du modèle opto-électrique complet (cercle plein) avec les résultats de la simulation physique pour les cas d'absorption dans le collecteur seulement (trait fin) et dans tout le composant (Trait fort).

Après avoir obtenu de bons résultats dans le cas "Opt_C", nous sommes passés au cas de l'absorption dans tout le composant. Nous avons simplement augmenté les paramètres de responsivité de 50% ce qui a permis d'obtenir une concordance correcte entre simulations physiques et opto-électriques. Nous en concluons qu'en mode phototransistor, le générateur de photocourant base-émetteur est négligeable dans ses effets, ou plutôt peut être tout à fait assimilé dans son comportement à celui d'un générateur base-collecteur avec générateur d'amplification émetteur-collecteur. Les résultats sont exposés sur la figure 4.17 avec en traits épais les simulations physiques et par des cercles les résultats des simulations opto-électriques.

Le tableau 4.5 résume les valeurs des paramètres du modèle opto-électrique.

Paramètres	Unités	TEG	TEC	TEC_b	TED
I_{SF}	A	$1,4 \cdot 10^{-16}$	$2,3 \cdot 10^{-15}$	$2,3 \cdot 10^{-15}$	$1,4 \cdot 10^{-16}$
I_{SR}	A	$1,9 \cdot 10^{-16}$	$9 \cdot 10^{-16}$	$9 \cdot 10^{-16}$	$1,9 \cdot 10^{-16}$
C_F		71,4	16,3	16,3	71,4
C_R		21	37,3	37,3	21
n_F		1,00	1,04	1,04	1,00
n_R		1,00	0,99	0,99	1,00
β_F		45,5	240	240	45,5
β_R		3,8	160	160	3,8
n_{FL}		2,00	1,88	1,88	2,00
n_{RL}		1,90	2,14	2,14	1,90
θ_F		$4,4 \cdot 10^{-7}$	$1,5 \cdot 10^{-5}$	$1,5 \cdot 10^{-5}$	$2,5 \cdot 10^{-6}$
θ_R		$2,7 \cdot 10^{-12}$	$5,8 \cdot 10^{-5}$	$5,8 \cdot 10^{-5}$	$2,1 \cdot 10^{-12}$
n_θ		1,82	1,79	1,79	2,00
R_C	Ω	121,4	42,2	42,2	14,7
R_B	Ω	2,2	58	58	2
R_E	Ω	0,7	6,3	6,3	0,7
C_{jE0}	F	$1,87 \cdot 10^{-13}$	$\underline{4,29 \cdot 10^{-14}}$	-	$6,54 \cdot 10^{-13}$
C_{jC0}	F	$1,78 \cdot 10^{-14}$	$\underline{5,33 \cdot 10^{-14}}$	-	$1,60 \cdot 10^{-14}$
R_{BB}	Ω	22,6	$\underline{607,3}$	$\underline{607,3}$	56.9
R_{EE}	Ω	-	99,8	99,8	-
R_{CC}	Ω	-	0	0	
τ	s	$5,31 \cdot 10^{-10}$	$1,9 \cdot 10^{-11}$	$9,16 \cdot 10^{-10}$	$3,0 \cdot 10^{-10}$

Paramètres	Unités	Go_d	Go_dc	Go_gc	Go_g
R_{ph-bc}	mA/W	19,32	0,02	0,02	19,32
τ_{bc}	s	$5,45 \cdot 10^{-10}$	$1,38 \cdot 10^{-12}$	$1,38 \cdot 10^{-12}$	$5,45 \cdot 10^{-10}$
n_{ph-bc}		1,43	1,65	1,65	1,43
G_{opt}		30,3	130,4	130,4	30,3
τ_{gain}	s	$2,65 \cdot 10^{-10}$	$1,38 \cdot 10^{-12}$	$1,38 \cdot 10^{-12}$	$2,65 \cdot 10^{-10}$
n_{gain}		1,43	1,65	1,65	1,43

TAB. 4.5 – Paramètres du modèle opto-électrique après optimisation des valeurs de capacités et résistance en régime dynamique et paramètres des générateurs de courant modélisant la partie optique du modèle opto-électrique. (les paramètres qui ont évolué, sont soulignés)

4.5 Conclusion du chapitre 4

Nous avons au cours de ce chapitre présenté un modèle opto-électrique statique associé à un modèle petit signal pour une polarisation particulière pour le phototransistor à simple couche SiGe/Si.

Après avoir fait rappel de l'état de l'art des modèles opto-électriques de phototransistors existants, nous avons choisi comme base, le modèle électrique de transistor d'Ebers & Moll modifié. Cette structure de départ simple nous a permis de raisonner de manière plus complexe et plus complète que la littérature actuelle, de l'intégration des sources photo-électriques dans le modèle.

Une originalité de cette thèse réside dans le développement du modèle opto-électrique du phototransistor à simple couche contrainte SiGe/Si à partir des résultats de la simulation physique, qui peuvent être interprétées comme étant des mesures virtuelles. Cette méthode nous a permis surtout d'établir une structure de modèle plus évoluée s'approchant d'avantage de la structure physique du composant modélisé. Elle a conduit à une meilleure compréhension du fonctionnement du phototransistor.

Le modèle a été développé en grand signal pour un fonctionnement en régime statique à partir des courbes de Gummel, des caractéristiques $I_C - V_{CE}$ puis de la caractérisation en petit signal à la polarisation $V_{BE} = 0,82V$ et $V_{CE} = 1,5V$. L'intégration de la partie optique a été facilitée par le développement du modèle en corrélation avec la structure physique. C'est à dire que nous avons séparé le modèle opto-électrique en trois sous-structures qui représentent les trois zones du phototransistor : la partie électrique de gauche, la partie optique au centre et la partie électrique de droite.

Une deuxième originalité de ce travail vient de la modélisation de la partie optique qui doit, ici pour la partie amplification, être décorrélée du modèle purement électrique. Nous avons ajouté un générateur modélisant l'amplification du photocourant, soit l'effet phototransistor. Ce point est indépendant du fait de la nature de la polarisation de base (courant ou tension), par opposition aux modèles de la littérature qui ne fournissent des résultats satisfaisants qu'en injectant une polarisation en courant. Pour notre modèle, l'ensemble des paramètres S opto-microondes peuvent être modélisés avec exactitude, tant en module, qu'en phase.

Enfin, nous avons mis en évidence, des zones de fonctionnements particulières du phototransistor quant à leur comportement fréquentiel, tels que des zones dits rapides et d'autres lentes. Ces phénomènes vont pouvoir être approfondis dans le dernier chapitre grâce à l'exploitation du modèle numérique par le biais de simulations optique-microondes avancées.

Chapitre 5

Évaluation des performances du phototransistor SiGe et perspectives d'optimisation

Dans ce dernier chapitre, nous allons évaluer les performances optiques-microondes du phototransistor à l'aide du modèle comportemental présenté au chapitre 3. Nous prendrons comme structure de base, celle du phototransistor à double contact de base avec une fraction de Germanium de $22,5\%$, soit la structure 3 rappelée ci-dessous.

Dans un premier temps, nous nous concentrerons sur les performances avec un éclairement à la longueur d'onde fixe de $940nm$. Nous caractériserons le phototransistor à l'aide du gain optique-microonde sur 50Ω, le gain optique en courant G_{optC}, la fréquence de coupure à 3dB et enfin la fréquence de transition optique.

L'étude de la contribution des différentes régions sur les performances optiques-microondes en partie présentée au chapitre 3, sera complétée et nous permettra de démontrer l'amélioration potentielle des performances fréquentielles du phototransistor. Nous nous appuierons sur le fonctionnement des photodiodes UTC pour justifier notre étude et les résultats obtenus. Dans l'optique d'optimiser par la suite les performances du phototransistor, nous étudierons les zones rapides et lentes du phototransistor par le biais d'une analyse en éclairement latéral de la structure avec un balayage par un faisceau de 10nm de largeur. Nous démontrerons ensuite l'influence de la proximité des contacts sur les performances du HPT par un balayage latéral, sur la largeur de fenêtre optique, d'un faisceau optique de $1\mu m$ de large.

Par le biais d'une étude en longueur d'onde du phototransistor avec un éclairement vertical, nous allons favoriser un comportement UTC-HPT en privilégiant l'absorption dans le SiGe et ainsi améliorer les performances fréquentielles, cependant au détriment de la sensibilité.

Nous terminerons ce chapitre en proposant des voies d'optimisation pour les phototransistors d'un point de vue structure ou configuration (éclairage) dans le but de compenser cette perte de sensibilité et ainsi d'améliorer les performances globales optiques-microondes.

Sommaire

5.1 Introduction 149
5.2 Évaluation des performances du phototransistor à 940nm 150
5.3 Identification des zones rapides du phototransistor 153
5.3.1 Détection dans la base seule et apport des photodiodes UTC 154
5.3.2 Analyse des zones rapides du phototransistor 156
5.3.3 Impact de la proximité des contacts 158
5.4 Étude en longueur d'onde du phototransistor 160
5.5 Voies d'optimisation du phototransistor 164
5.5.1 Éclairage direct de la base verticalement 164
5.5.2 Éclairage latéral du phototransistor 167
5.6 Le phototransistor dans une cavité résonante latérale 170
5.7 Conclusion du chapitre 5 172

5.1 Introduction

Dans cette introduction, nous allons simplement rappeler les caractéristiques de la structure que nous allons utiliser et sur laquelle nous nous référerons tout au long de ce chapitre.

Parmi les structures que nous avions simulées et présentées dans le chapitre 3, nous avons retenu la structure n°3 ou encore celle dénommée "Ge0.225 2cb" pour une fenêtre optique de $10 \times 10\mu m^2$. Son schéma est rappelé sur le figure 5.1. Sa particularité réside dans son double contact de base et sa fraction de Germanium de $22,5\%$. Elle ne possède pas d'implantation sélective de collecteur (SIC). Les dimensions et les dopages de la structure sont rappelés sur la figure ci dessous.

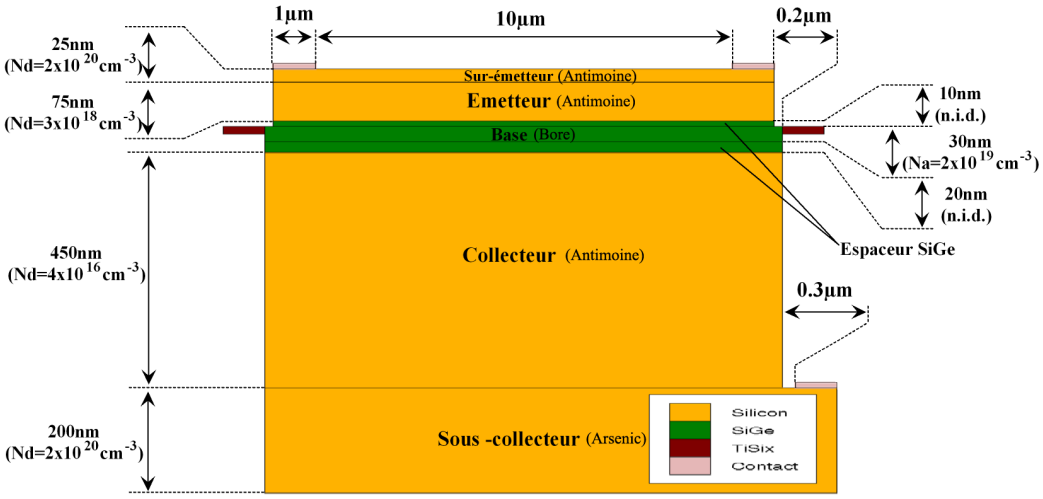


FIG. 5.1 – Structure de base du phototransistor à double contact de base et $22,5\%$ de Germanium.

Au cours de ce chapitre nous allons évaluer les performances de cette structure avec un éclairage vertical :

- tout d'abord en fonction de la polarisation à $\lambda = 940nm$,
- puis en fonction de la longueur d'onde $\lambda = 0,8 - 1,35\mu m$ à V_{CB} constant pour les deux modes de fonctionnement : photodiode ($V_{BE} = 0V$) et phototransistor (choisi arbitrairement à $V_{BE} = 0,82V$).

Nous l'étudierons aussi avec un éclairage latéral toujours à $\lambda = 940nm$ pour, dans un premier temps, identifier les zones rapides de la structure, d'un point de vue performance opto-électronique, et dans un deuxième temps apporter une voie d'optimisation des performances du HPT.

Dans cette même et dernière partie sur l'optimisation de la structure, nous modifierons cette structure afin de pouvoir illuminer directement et verticalement le phototransistor au travers de la base, comme les structures SiGe [141] et InGaAs [112] rencontrées dans la littérature.

Enfin nous ouvrirons des perspectives sur la base des résultats d'Amar Bdeoui [278], pour optimiser les performances du HPT indépendamment de la longueur d'onde en l'insérant dans une cavité résonante Si-air en technologie MEMS.

5.2 Évaluation des performances du phototransistor à 940nm

Nous avons présenté dans le chapitre 3, les performances électriques de la structure "hpt_10x10 ge0.225_2cb" en les comparant aux mesures faites sur les prototypes. Nous allons ici nous concentrer sur les performances optiques-microondes en fonction de la polarisation. Au cours de cette partie nous comparerons quand cela est possible avec les performances d'une structure similaire de Pei et al., éclairée verticalement par la base [146] à $\lambda = 850nm$.

Le phototransistor simulé est polarisé en tension à $V_{CB} = 0,7V$ constant et la polarisation base-émetteur balaie la plage $0 - 1,2V$. Le faisceau optique, d'une largeur de $10\mu m$, est injecté verticalement au travers de la fenêtre optique. Sa puissance optique "dc" est de $1mW$ et celle de la composante alternative est de $50\mu W$ sur la plage de fréquence $1MHz - 800GHz$.

Atlas calcule pour chaque point de polarisation et sur la plage de fréquence du faisceau, les courants des trois électrodes du HPT. A partir de ces données et des paramètres S préalablement simulés, nous obtenons après des manipulations de données sous Matlab, le gain optique-microonde sur 50Ω (base et collecteur) que nous noterons de manière simple G_{OM} par la suite. Les formules de passage ont été explicitées au chapitre 1.

La figure 5.2 présente l'évolution en fonction de la fréquence du G_{OM} pour quatre polarisations différentes choisies : $V_{BE} = 0V$ pour le mode photodiode, $V_{BE} = 0,82V$ étant la polarisation couramment utilisée dans cette thèse, $V_{BE} = 0,84V$ la polarisation optimale pour la valeur du G_{OM} à basse fréquence et enfin $V_{BE} = 1V$ pour une polarisation en régime de forte injection.

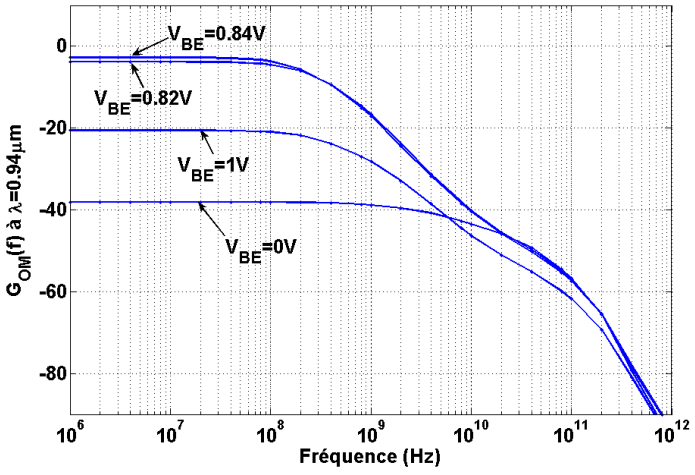


FIG. 5.2 – Gain optique-microonde sur 50Ω à $\lambda = 940nm$ à $V_{CB} = 0,7V$ pour quatre polarisations de V_{BE}.

En mode phototransistor jusqu'à $V_{BE} = 0,84V$, soit l'optimum pour le gain basse fréquence, le comportement du G_{OM} reste similaire, et rejoint le comportement mode photodiode ($V_{BE} = 0V$) vers $f = 20GHz$. Au delà de cette tension, nous nous situons en forte injection, comme l'illustre la courbe à $V_{BE} = 1V$. Le G_{OM} chute sur toute la plage étudiée devenant inférieur à celui en mode photodiode à $\approx 6GHz$. Cette chute est liée à l'effet Kirk.

Nous allons extraire des courbes de G_{OM} les différentes caractéristiques des phototransistors : le gain optique-microonde basse fréquence G_{OM-bf}, le gain optique en courant G_{optC}, la fréquence à -3dB f_{-3dB} et la fréquence de transition optique f_{T-opt}.

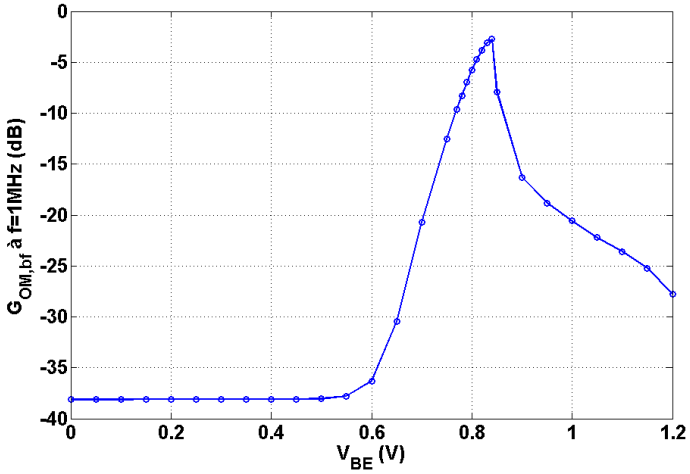


FIG. 5.3 – Variation du gain optique-microonde basse fréquence ($f = 1MHz$) sur 50Ω à $\lambda = 940nm$ à $V_{CB} = 0,7V$ en fonction de V_{BE}.

Le gain optique-microonde en basse fréquence est quasi-constant mais faible sur la plage $0-0,5V$, comme le montre la figure 5.3. En effet l'effet transistor n'est pas encore réellement significatif pour le courant photo-généré. Nous verrons en parlant des performances fréquentielles que le point de polarisation est important surtout quand on veut caractériser ce type de composant. Nous pouvons considérer que sur cette plage le phototransistor se comporte comme une photodiode.

Au regard de la figure 5.4, on remarque que sur cette plage, le gain optique en courant qui exprime le gain par rapport à la polarisation $V_{BE} = 0V$, est inférieur à $0,1dB$ soit une amplification négligeable, ce qui renforce notre remarque précédente.

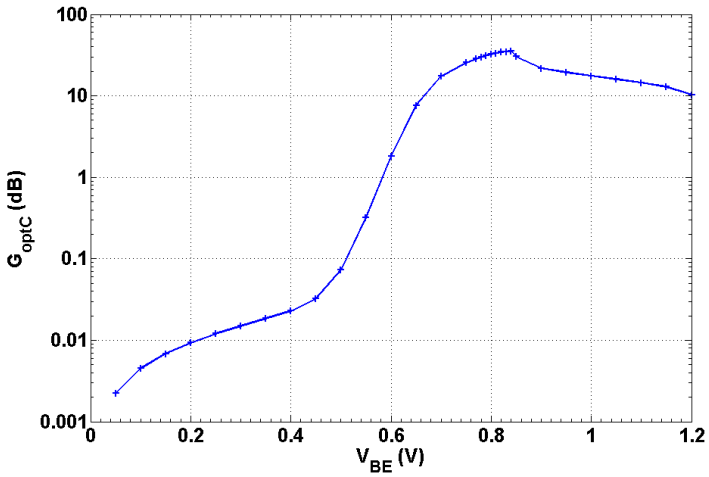


FIG. 5.4 – Variation du gain optique en courant maximum sur 50Ω à $\lambda = 940nm$ à $V_{CB} = 0,7V$ en fonction de V_{BE}.

De $V_{BE} = 0,6V$ à l'optimum pour notre structure, soit $V_{BE} = 0,84V$, le G_{OM-bf} et le G_{optC} croissent de manière exponentielle. Nous obtenons à cette polarisation optimale un $G_{OM-bf} = -2,74dB$, soit une sensibilité $S_{hpt-50\Omega}$ de $0,73A/W$ ($\eta_{ext} = 96,2\%$) et un G_{optC} de $\approx 35,4dB$ soit en linéaire ≈ 59. Pei et al. publient une sensibilité de $0,43A/W$ pour un $G_{optC} = 70$ à $V_{CE} = 1,5V$ à $\lambda = 850nm$.

Au delà de cette polarisation, les gains chutent sous les effets rencontrés en forte injection comme l'effet Kirk (étalement de la base dans le collecteur).

Cet effet Kirk va aussi jouer un rôle dans la dégradation de la fréquence de transition optique f_{T-opt} qui est illustrée sur la figure 5.5. En effet, cette caractéristique très importante des phototransistors suit quasiment le même comportement que le gain optique en courant.

Un f_{T-opt} maximum de $\approx 8,1GHz$ est obtenu à $V_{BE} = 0,83V$. D'après les simulations en fonction de la polarisation, l'effet Kirk semble dégrader un peu plus tôt les performances fréquentielles que le gain en courant. La polarisation optimale pour les différents gains, G_{optC} et G_{OM-bf}, a été relevée à $0,84V$. Le résultat du f_{T-opt} est étroitement lié à la valeur du gain optique en courant, mais aussi à la fréquence à $3dB$ et enfin à la pente d'évolution du gain optique-microonde. Ceci est traduit par une augmentation de la pente du gain optique-microonde à $V_{BE} = 0,84V$ (cf. figure 5.2).

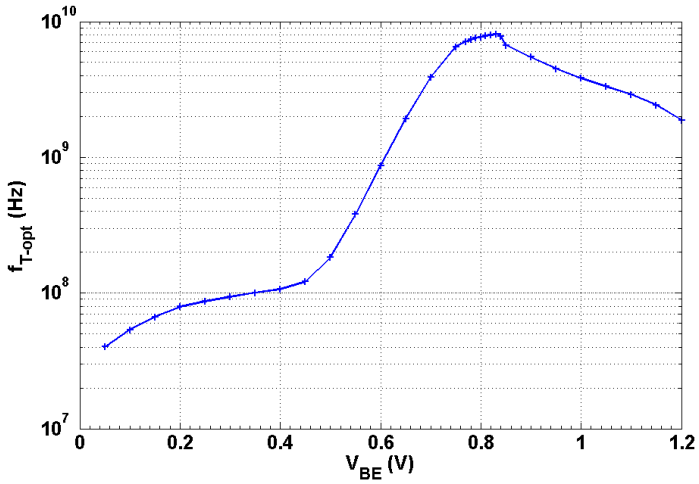


FIG. 5.5 – Variation de la fréquence de transition optique à $\lambda = 940nm$ à $V_{CB} = 0,7V$ en fonction de V_{BE}.

L'effet Kirk a pour effet de diminuer le gain mais aussi les performances fréquentielles. Nous l'avons vu déjà sur la fréquence de transition optique mais cet effet est aussi visible sur la fréquence à $3dB$ du phototransistor, figure 5.6.

Nous remarquons que cette fréquence évolue d'une manière peu attendue. Nous relevons à $V_{BE} = 0V$ soit en mode photodiode proprement dit, un f_{-3dB} de $4,7GHz$. Il est intéressant de remarquer que ce f_{-3dB} augmente jusqu'à un optimum de $5,5GHz$ à la polarisation limite haute que nous avions évoquée sur les courbes de gain comme étant la fin du comportement photodiode du HPT, soit $V_{BE} = 0,5V$. Cette valeur maximale représente une augmentation de 15% de la valeur nominale. Cette valeur est supérieure aux $3GHz$ publié par Pei et al. à

$V_{BE} = 0,4V$ et $V_{CE} = 2V$ pour une structure comparable à la nôtre.

Au delà de $V_{BE} = 0,55V$, le f_{-3dB} chute d'une décade avec un minimum de $170MHz$ à $V_{BE} = 0,85V$ puis ré-augmente jusqu'à pratiquement $500MHz$ pour $V_{BE} = 1,2V$.

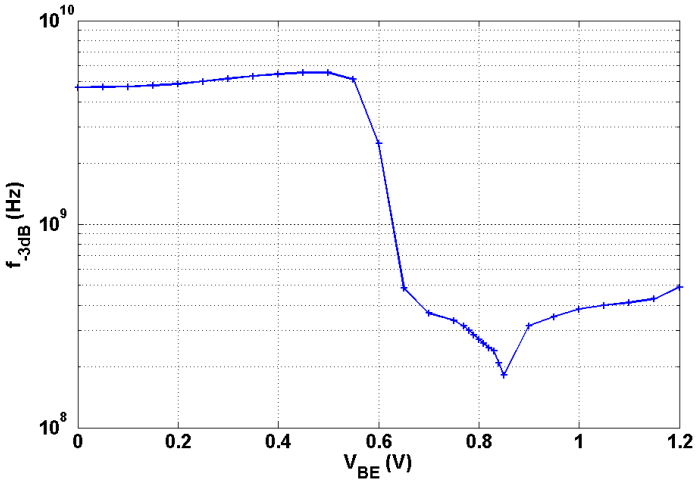


FIG. 5.6 – Variation de la fréquence de coupure à 3dB à $\lambda = 940nm$ à $V_{CB} = 0,7V$ en fonction de V_{BE}.

Nous avons montré de manière générale que le phototransistor possède trois zones de fonctionnement : la zone photodiode $V_{BE} = 0 - 0,55V$ où celui-ci se comporte comme une photodiode, la zone transitoire $V_{BE} = 0,55 - 0,65V$ où les performances changent de manière brutale et la zone phototransistor au delà de $V_{BE} = 0,65V$ où l'effet transistor est présent de manière significative.

Notre structure simulée obtient les performance suivantes à $V_{BC} = 0,7V$:

* Mode phototransistor :
  - une sensibilité en mode phototransistor optimale $S_{hpt-50\Omega} = 0,73A/W$, soit un rendement quantique de $\eta_{ext} = 96\%$ à $V_{BE} = 0,84V$ pour une longueur d'onde de $\lambda = 940nm$.
  - un gain optique en courant optimal $G_{optC} = 59$, soit $35,4dB$, à $V_{BE} = 0,85V$
  - une fréquence de transition optique optimale $f_{T-opt} = 8,1GHz$ à $V_{BE} = 0,83V$

* Mode photodiode :
  - une fréquence de coupure à $3dB$ optimale $f_{3dB} = 5,56GHz$ à $V_{BE} = 0,5V$ (notons que cette tension base-émetteur n'est pas proprement dite une polarisation photodiode du phototransistor).

5.3 Identification des zones rapides du phototransistor

Nous allons étudier notre structure afin de faire ressortir les zones dites rapides et les zones lentes, ce qui nous permettrait par la suite d'orienter nos voies d'optimisation de la structure.

Les résultats apportés au chapitre 3 par l'étude des contributions des différentes régions du HPT, et plus particulièrement de la base, sur les performances optiques-microondes vont être notre point de départ. Nous approfondissons notre étude par un balayage vertical de la

structure par un faisceau optique de $10nm$ émis latéralement sur la tranche du phototransistor. Nous nous concentrerons sur les caractéristiques fréquentielles f_{T-opt} en mode phototransistor à $V_{BE} = 0,82V$ et f_{-3dB} en mode photodiode à $V_{BE} = 0V$. Enfin pour finir, nous étudierons l'effet de proximité des contacts sur les différentes caractéristiques du phototransistor.

5.3.1 Détection dans la base seule et apport des photodiodes UTC

Nous avons montré dans le chapitre 3 que toutes les régions du phototransistor contribuent à la photodétection. Au cours de cette étude nous avons donc activé une par une l'absorption optique dans chacune de ces régions.

Dans cette partie, nous allons nous concentrer sur les résultats pour une absorption optique dans la base seule.

La figure 5.7 montre la comparaison des gains optiques-microondes en fonction de la fréquence en mode photodiode ($V_{BE} = 0V$) et phototransistor ($V_{BE} = 0,82V$) lorsque l'absorption est activée dans la base seulement (courbes "base") et dans toutes les régions (courbes "complet").

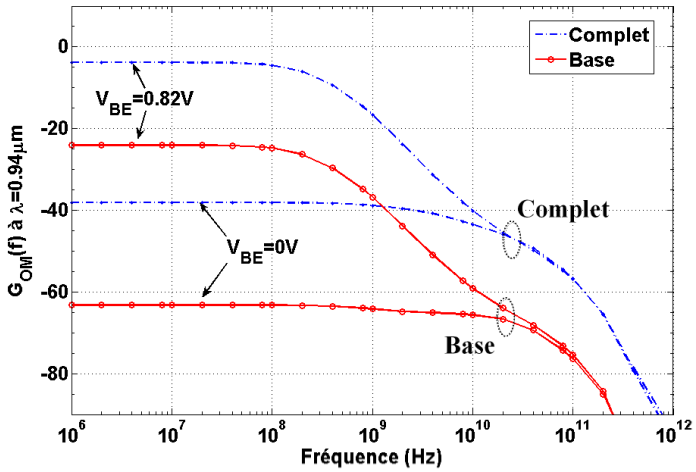


FIG. 5.7 – Comparaison des gains optiques-microondes de la structure de référence en mode photodiode $V_{BE} = 0V$ et en mode phototransistor $V_{BE} = 0,82V$ avec absorption dans la base seule comparée à l'absorption dans toutes les régions.

Le fait de détecter dans la base seule fait chuter la sensibilité à cause d'une épaisseur d'absorption beaucoup plus faible.

En mode photodiode, on perd en moyenne $25,1dB$ soit un facteur 18 sur la sensibilité passant de $\approx 12,4mA/W$ à $\approx 0,7mA/W$.

En mode phototransistor, une chute de $21,3dB$ soit un facteur ≈ 10 est relevée donnant ainsi une sensibilité de $\approx 62,3mA/W$ comparée aux $\approx 645mA/W$ lors d'une absorption dans toutes les régions. La pente moyenne dans la plage $1 - 10GHz$ s'atténue légèrement passant de $\approx 24dB/decade$ à $\approx 22dB/decade$. Nous remarquons aussi que la courbe phototransistor rejoint celle en mode photodiode beaucoup plus haut en fréquence.

Les différents changements sur le comportement des courbes de $G_{OM}(f)$ vont avoir des répercussions sur les caractéristiques fréquentielles du HPT.

La figure 5.8 expose les courbes de f_{T-opt} et f_{-3dB} en fonction de la polarisation base-émetteur pour les deux cas de photodétection. De manière générale, les performances fréquentielles sont améliorées de manière significative dans le cas d'une absorption dans la base seule.

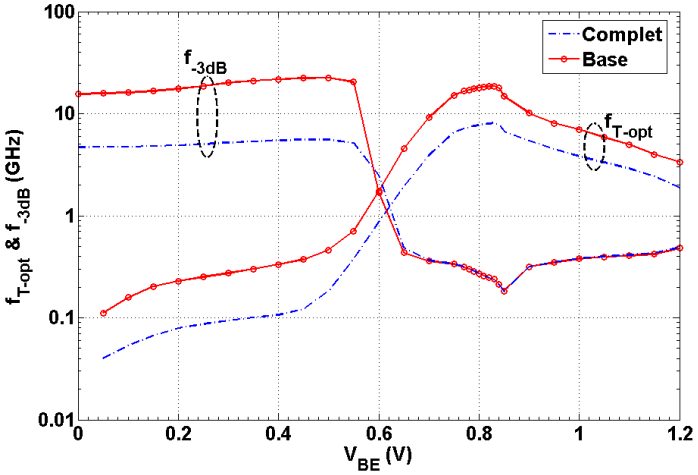


FIG. 5.8 – Comparaison des performances fréquentielles (f_{-3dB} et f_{T-opt}) en fonction de V_{BE} pour les deux cas d'absorption (composant complet et base seule).

En ce qui concerne la fréquence de coupure à $3dB$, en mode photodiode, $V_{BE} = 0 - 0,55V$, celle-ci est nettement améliorée entre un facteur $3,3$ à $V_{BE} = 0V$ et un facteur 4 à $V_{BE} = 0,5V$. A ces deux polarisations, le f_{-3dB} du HPT passe respectivement de $4,7GHz$ et $5,5GHz$ à $15,5GHz$ et $22,5GHz$. En mode phototransistor ($V_{BE} > 0,6V$), les performances de f_{-3dB} sont inchangées entre les deux différents cas d'absorption.

Pour le f_{T-opt}, si celui-ci est amélioré sur toute la plage de polarisation entre un facteur $1,6$ et 3, nous nous intéressons davantage aux résultats en mode phototransistor ($V_{BE} > 0,6V$) et plus particulièrement la plage où la sensibilité est la plus élevée $V_{BE} = 0,8 - 0,84V$. Sur cette plage le f_{T-opt} rejoint, voire même dépasse la valeur du f_T électrique du composant simulé à $17,8GHz$, atteignant ainsi une valeur maximale de $18,6GHz$ à $V_{BE} = 0,84V$. Comparé à la valeur obtenue dans le cas d'absorption dans toutes les régions, ce f_{T-opt} est amélioré d'un facteur $2,3$.

Pour expliquer cette amélioration importante, nous faisons référence au phénomène "UTC" (Uni-Traveling-Carrier) présent dans les photodiodes portant le même nom. Celui-ci est présenté au paragraphe 1.4.6. Pour résumer, la zone d'absorption est la partie fortement dopée P, qu'on appelle aussi base, bien qu'il s'agisse de photodiodes, dans laquelle les paires électrons-trous sont photo-générées. Les électrons étant les porteurs minoritaires vont seuls se déplacer par diffusion jusqu'à la ZCE base-collecteur où ils seront accélérés par le fort champ électrique et dériveront jusqu'à la zone de collection N. Ces structures tirent parti donc des porteurs les plus rapides.

Dans le cas du HPT avec absorption dans la base, nous nous plaçons dans un cas similaire, les trous ne participent pas au photocourant et donc seuls les électrons participent au calcul du temps de transit en mode photodiode. En mode phototransistor, il n'est plus question

de déplacement de photo-porteurs. Les trous sont directement photo-générées dans la base et actionnent l'effet transistor sans devoir se déplacer.

5.3.2 Analyse des zones rapides du phototransistor

Nous allons maintenant étudier de manière plus précise les zones rapides du phototransistor, en s'intéressant à la bande passante f_{-3dB} à $V_{BE} = 0V$ et la fréquence de transition optique f_{T-opt} à $V_{BE} = 0,82V$ résultant d'un éclairage latéral par un faisceau de $10nm$ d'épaisseur qui balayera la structure verticalement par pas de $10nm$. La figure 5.9 illustre cette simulation.

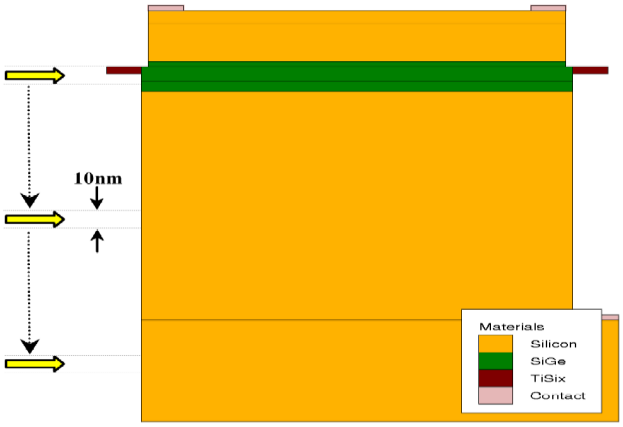


FIG. 5.9 – Balayage vertical d'un faisceau optique de $10nm$ d'épaisseur illuminant latéralement le phototransistor.

Les résultats présentés sur la figure 5.10 sont obtenus pour un faisceau latéral partant au début de la base et se déplaçant jusqu'au milieu du sous collecteur. En effet, l'éclairage dans l'émetteur fournissait des résultats non exploitables en mode photodiode. De ces résultats, il est impossible de donner les caractéristiques de bande passante à $3dB$ et du G_{OM-bf} qui ne répondent pas de manière correcte à la définition classique des ces caractéristiques. L'impact de l'émetteur a toutefois été traité au chapitre 3. Nous nous consacrerons par la suite, uniquement aux régions de base et de collecteur.

La figure 5.10 est découpée en quatre régions : la base de $0,11$ à $0,14\mu m$, la ZCE de la jonction base-collecteur de $0,14$ à $0,39\mu m$ marquée par le croisement f_{-3dB}/f_{T-opt}, la zone quasi-neutre du collecteur de $0,39$ à $0,61\mu m$ et enfin une partie du sous-collecteur $0,61$ à $0,70\mu m$.

Les performances fréquentielles sont toutes deux à leur plus faible niveau dans la région du sous-collecteur. Cette zone est fortement dopée N, $N_D = 2 \times 10^{20} cm^{-3}$. Seuls les trous limitent le temps de transit et de plus dans le Silicium ou le SiGe, ce sont les porteurs les plus lents. Les trous doivent diffuser au travers de l'ensemble du collecteur pour être ensuite accélérés par le champ électrique de la ZCE. La diffusion des trous dans le collecteur et le sous-collecteur est un phénomène d'autant plus lent que la zone est fortement dopée, ce qui induit une mobilité très faible $\mu_p \approx 45 cm^2 \cdot V^{-1} \cdot s^{-1}$. De plus, cette zone de diffusion s'élève à plus de $300nm$, soit un temps de transit de trous très élevé. Dans cette zone les deux caractéristiques diminuent jusqu'à $f_{T-opt} = 4,8GHz$ et $f_{3dB} = 2,2GHz$. Ces deux valeurs sont moitié moins élevées que les valeurs obtenues pour l'éclairage vertical de la structure avec une photo-détection dans toutes les régions.

Dans la zone quasi-neutre du collecteur, nous obtenons $f_{T-opt} \approx 7,8GHz$ qui se rapproche de la valeur obtenue au paragraphe 5.2. La bande passante f_{3dB} dépasse celle pour l'éclairage vertical. Elle atteint $\approx 6GHz$. Dans cette région, les trous sont encore les porteurs minoritaires. Le fait que cette zone soit faiblement dopée $N_D = 4 \times 10^{16} cm^{-3}$ donne une mobilité des trous plus élevée. Notons aussi que cette zone éclairée est plus proche de la ZCE et permet donc un temps de transit des trous plus faible et donc d'améliorer significativement les performances fréquentielles.

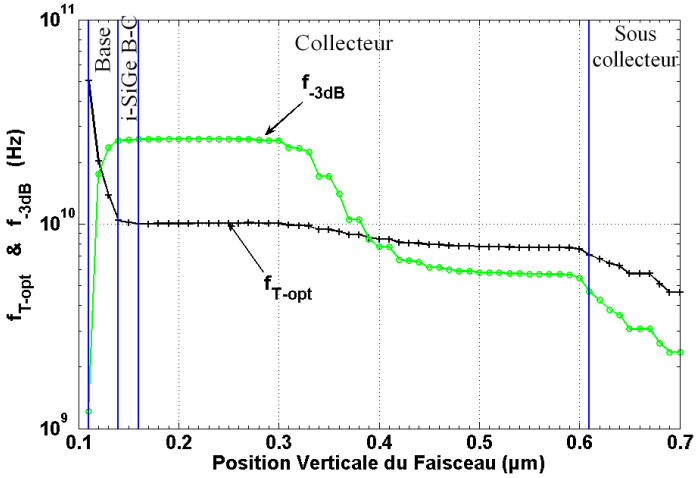


FIG. 5.10 – Évaluation des zones rapides et lentes du phototransistor par les résultats des fréquences à 3dB à $V_{BE} = 0V$ et transition optique à $V_{BE} = 0,82V$ résultant de l'illumination latérale du faisceau de 10nm.

Dans la ZCE base-collecteur, les deux types de porteurs se déplacent rapidement par dérive sous l'effet du fort champ électrique. Les trous vont se déplacer vers la base pour ensuite être évacués par effet de relaxation diélectrique vers les contacts de base. Les électrons se dirigent vers le collecteur. Pour un dopage de $N_D = 4 \times 10^{16} cm^{-3}$ dans du Silicium, les électrons possèdent une mobilité deux fois plus élevée que celle des trous. Dans cette zone on voit ainsi le f_{-3dB} se maximiser à près de $26GHz$ et le f_{T-opt} continuer son ascension à près de $10GHz$. Pour la bande passante en mode photodiode, nous savions que la ZCE est la zone à privilégier pour la photodétection sur les photodétecteurs tels que photodiodes PIN. Les porteurs atteignent leur vitesse de saturation d'où la maximisation de la bande passante.

Enfin, la base obtient des résultats très prometteurs avec une augmentation du f_{T-opt} à près de $50GHz$ due à l'effet transistor sur les électrons. Cette valeur est supérieure au f_T électrique car les électrons sont photo-générés dans la base. Vis à vis de l'équation du temps de transit d'un HBT, les termes de temps de transit dans l'émetteur et du chargement de la capacité C_{BE} ne sont pas pris en compte. Donc le temps de transit des porteurs amplifiés est restreint au temps de transit des électrons dans la base par diffusion et dans la ZCE par dérive. Nous mettons ainsi en avant le phénomène que nous pouvons appeler UTC-HPT dans ce cas.

En conclusion, le phototransistor voit ses performances fréquentielles s'améliorer considérablement en éclairant les zones rapides du phototransistor : la base et la ZCE base-collecteur. Plus précisément, le f_{T-opt} est amélioré jusqu'à $50GHz$ en éclairant la base seulement et le $f_{-3dB-pd}$ en privilégiant la photodétection dans la ZCE base-collecteur.

5.3.3 Impact de la proximité des contacts

Nous allons maintenant montrer que la proximité des contacts et du faisceau optique influe sur les performances du phototransistor. Pour cela nous retournons à un éclairage vertical de la structure à travers la fenêtre optique. Nous allons faire balayer un faisceau optique de $1\mu m$ de large entre les deux contact d'émetteur et voir l'influence de la position du faisceau sur les caractéristiques du phototransistor. Ceci est illustré par la figure 5.11.

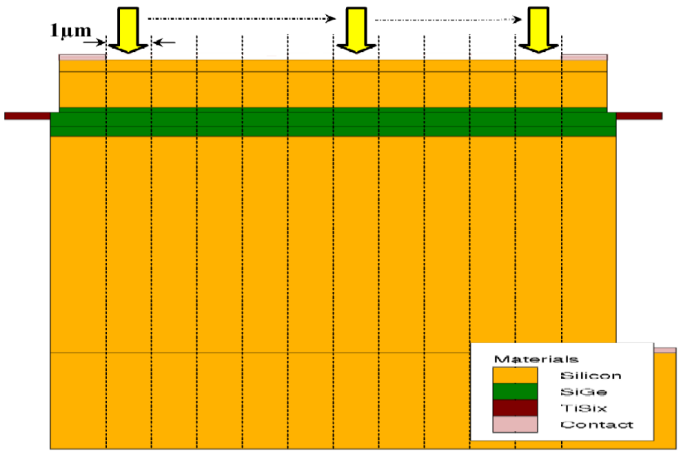


FIG. 5.11 – Illustration de l'éclairement vertical du phototransistor balayé par un faisceau de $1\mu m$ de large entre les deux contacts d'émetteur.

La visualisation en relatif des courbes de gains optiques-microondes en fonction de la fréquence pour les différentes positions latérales du faisceau 'x' permet sur la figure 5.12 de mettre en avant le changement de comportement dynamique suivant la proximité ou non des contacts.

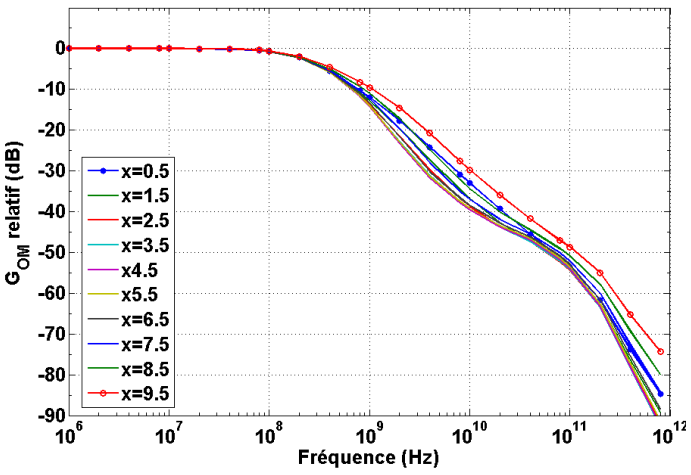


FIG. 5.12 – Comportement des gains optiques-microondes relatif en fonction de la position latérale 'x' d'un faisceau de $1\mu m$ au niveau de la fenêtre optique. La variable 'x' positionne le milieu du faisceau.

Deux courbes de G_{OM} présentent un comportement différent des autres. Il s'agit des cas d'éclairement au plus près des contacts d'émetteur et de base. Les courbes présentent deux pentes distinctes sans plateau. Les porteurs sont photo-générés au niveau de la zone la plus

active électriquement, sous les contacts d'émetteur et ainsi au niveau où le champ électrique est le plus élevé.

Les performances en terme de f_{-3dB} mode photodiode et f_{T-opt} mode phototransistor sont exposées sur la figure 5.13. Il résulte que les performances sont minimisées au centre de la structure et maximisées au niveau des contacts et plus particulièrement à proximité du collecteur.

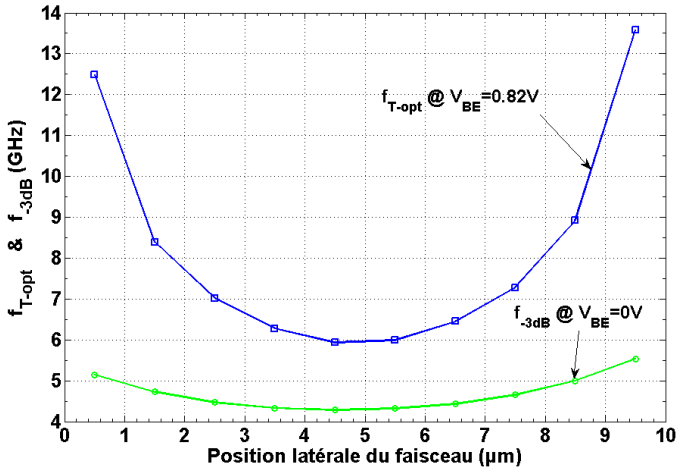


FIG. 5.13 – Évolution du f_{3dB} à $V_{BE} = 0V$ et du f_{T-opt} à $V_{BE} = 0,82V$ en fonction de la position latérale d'un faisceau de $1\mu m$ au niveau de la fenêtre optique.

A $x = 9,5\mu m$, le f_{-3dB} atteint $5,54GHz$ soit une amélioration de prés de $1,2GHz$ par rapport au minimum à $x = 4,5\mu m$ et $0,8GHz$ par rapport au cas avec un faisceau de $10\mu m$. Le f_{T-opt} atteint $13,6GHz$ à cette même position. Il est amélioré d'un facteur $2,3$ comparé au minimum à $x = 4,5\mu m$ et d'un facteur $1,7$ comparé au cas d'éclairage total de la surface de la fenêtre. Les porteurs photo-générés près des contacts d'émetteur se déplacent plus rapidement du fait du champ électrique plus élevé que dans le centre de la structure. De plus, les porteurs parcourent le moins de distance lorsque le faisceau est au plus proche du contact de collecteur, soit $x = 9,5\mu m$.

Les conclusions s'en trouvent quasi-inversées en ce qui concerne la sensibilité en mode phototransistor. En mode photodiode la sensibilité est constante à $12,4mA/W$, soit un G_{OM-bf} de $-38,11dB$ quelle que soit la position du faisceau. Le gain optique en courant est ainsi une représentation directe du G_{OM-bf} en mode phototransistor à $V_{BE} = 0,82V$ décalé de $38,11dB$.

Nous concluons de la figure 5.14 que G_{optC} et G_{OM-bf} sont maximisés à $V_{BE} = 0,82V$ lorsque le faisceau est le plus loin du contact de collecteur sans pour autant coller aux contacts d'émetteur et de base opposés. Il s'agit alors des positions situées sur la plage $x = 1,5$ et $x = 2,5$. Les gains sont ainsi améliorés de $\approx 1,7dB$ comparés aux valeurs pour un faisceau illuminant la totalité de la fenêtre, soit $10\mu m$. Le minimum de ces gains est obtenu pour le faisceau proche du contact de collecteur.

Le gain optique en courant s'élève lorsque les trous photo-générés restent le plus longtemps dans la base afin d'activer l'effet transistor. En s'éloignant du contact de collecteur, le potentiel induit dans la zone du collecteur diminue. Ceci a pour conséquence que le champ électrique au

niveau de la ZCE base-collecteur est moins élevé et donc les trous, dans cette zone se déplacent moins rapidement. Les trous sont injectés dans la base avec moins de vitesse et traversent moins facilement la base pour être évacués par l'émetteur. Pour ralentir le processus d'évacuation des trous par le contact de base, il faut que ces trous soient injectés ou photo-générés loin des contacts de base. Le compromis entre un faible champ électrique base-collecteur et l'éloignement des contacts de base pour obtenir un gain optique en courant maximum se situe, d'après la simulation, sur la plage $x = 1,5$ et $x = 2,5$.

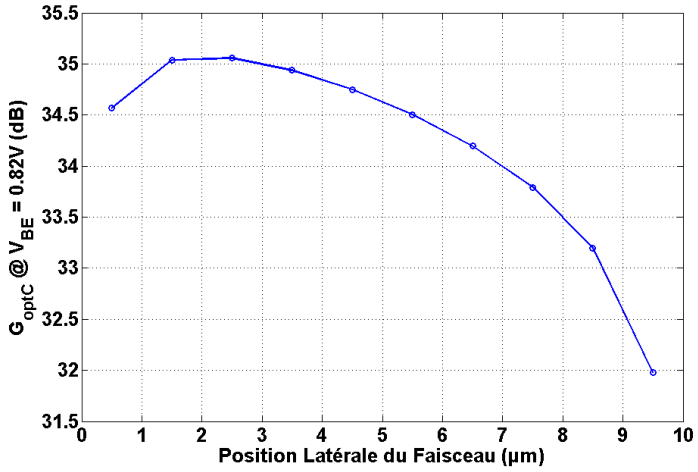


FIG. 5.14 – Évolution du G_{optC} à $V_{BE} = 0,82V$ en fonction de la position latérale d'un faisceau de $1\mu m$ au niveau de la fenêtre optique.

Pour résumer cette dernière étude, les performances en terme de gain sont optimales loin des contacts et minimales à proximité de ces derniers. Les performances en fréquence elles, sont maximales à proximité des contacts et surtout du contact de collecteur.

Nous montrons dans cette partie que pour privilégier les performances en fréquence, il faut éclairer le composant près des zones les plus actives du phototransistor, soit là où le champ électrique est le plus élevé et en privilégiant les porteurs les plus rapides, c'est à dire les électrons. Pour les performances en mode photodiode, la ZCE base-collecteur est la zone à privilégier mais pour le phototransistor, les performances en terme de f_{T-opt} sont maximisées en éclairant la base seule et utilisant donc les électrons comme seuls porteurs. Nous utilisons dans ce cas, l'effet que nous avons appelé UTC-HPT en rapport avec les photodiodes UTC, et le mécanisme de déplacement d'un seul porteur.

5.4 Étude en longueur d'onde du phototransistor

Les résultats précédents ont montré que les zones rapides sont situées au niveau de la base et de la ZCE base-collecteur. D'un point de vue matériau, la ZCE est composée de Silicium comme la majeure partie du composant et la base de SiGe. Ce dernier possède des propriétés optiques différentes du Silicium et il absorbe à des longueurs d'onde plus élevées de par sa teneur en Germanium et l'effet de compréhension.

L'idée de l'étude en longueur d'onde du phototransistor est d'abord d'évaluer la réponse du phototransistor sur un spectre optique large et ensuite de faire apparaître un phénomène similaire

à celui obtenu avec l'absorption dans la base seule mais de manière réalisable expérimentalement en privilégiant l'absorption dans le SiGe.

Nous avons ainsi simulé un éclairage vertical du phototransistor par un faisceau de $10\mu m$ de large de puissance optique 'dc' $P_{opt-dc} = 1mW$ et de composante alternative de puissance $P_{opt-ac} = 50\mu W$ balayant la plage $1MHz - 800GHz$. L'analyse en longueur d'onde couvre le spectre optique $0,8 - 1,35\mu m$.

Nous mettons en évidence sur la figure 5.15, présentant le G_{OM} relatif en mode photodiode (courbe de gauche) et mode phototransistor (courbe de droite), une évolution du comportement en fréquence sur la plage du spectre optique étudié. L'évolution des courbes est limitée à l'intérieur par les résultats obtenus à $\lambda = 0,8\mu m$ et à l'extérieur par ceux à $\lambda = 1,17\mu m$.

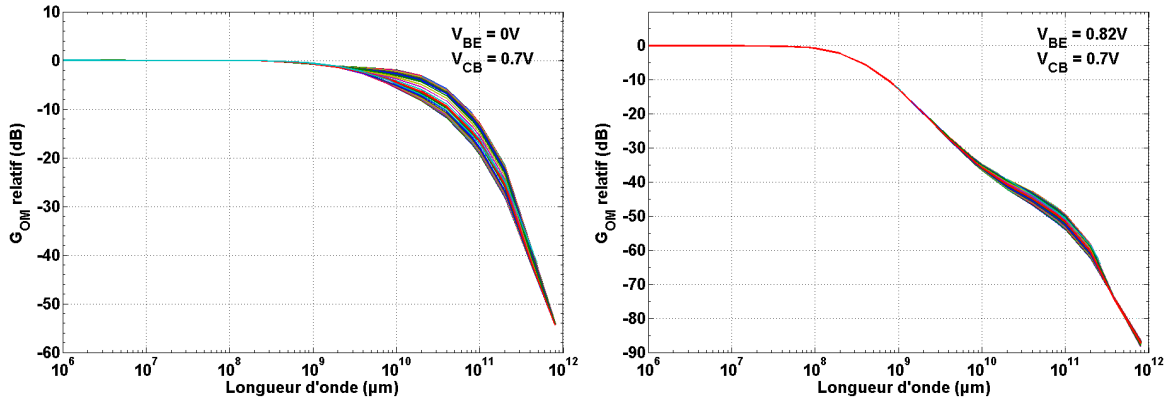


FIG. 5.15 – Gain optique-microonde sur 50Ω relatif à $V_{CB} = 0,7V$ pour différentes longueurs d'onde à $\lambda = 0,8 - 1,35\mu m$ en mode photodiode $V_{BE} = 0V$ à gauche et phototransistor $V_{BE} = 0,82V$ à droite.

Le comportement obtenu à $\lambda = 1,17\mu m$ s'apparente à celui obtenu dans le cas où le phototransistor photo-détectait dans la base seule, alors qu'à $\lambda = 0,8 - 1,35\mu m$, toutes les régions contribuent à la photodétection.

Pour expliquer ces résultats, nous nous appuyons sur les coefficients d'absorption du Silicium et du $Si_{0,775}Ge_{0,225}$ en fonction de la longueur d'onde que nous avons modélisés [212] et [143] et implantés sous Atlas, voire chapitre 3. Ces courbes sont représentées sur la figure 5.16. La courbe obtenue pour le Silicium résulte du modèle par défaut intégré dans Atlas.

La couche SiGe ne représente que $7,4\%$ de l'épaisseur totale du composant. A $\lambda = 0,8\mu m$, le rapport entre les coefficients d'absorption du SiGe et du Si est de $2,3$. Compte tenu de la prédominance de Silicium dans la structure, les porteurs photogénérés proviendront majoritairement des régions en Silicium et plus particulièrement du collecteur. Donc le composant sera plus lent mais sera plus sensible.

A $\lambda = 1,17\mu m$, le rapport entre les coefficients d'absorption du SiGe et du Si est à son maximum avec ≈ 520. Au delà de cette longueur d'onde l'absorption dans le Silicium est due aux porteurs libres, ce qui implique une faible dépendance en longueur d'onde et une quasi-stagnation du coefficient d'absorption. Il doit être noté que cette absorption n'est plus génératrice de paires électron-trous, ce qui n'est pas pris en compte pour Atlas. Le coefficient d'absorption

du SiGe décroît jusqu'à sa longueur d'onde limite d'absorption $\lambda = 1,4\mu m$. Cela explique qu'à $\lambda = 1,17\mu m$, la photodétection prédomine dans le SiGe et permet d'obtenir un comportement qu'on pourrait qualifier de "base-absorption-like", soit un comportement "UTC".

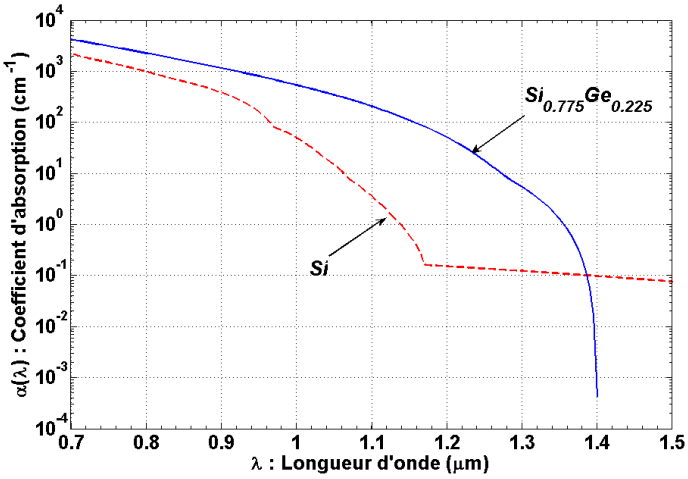


FIG. 5.16 – Coefficient d'absorption du Silicium et du $Si_{0,775}Ge_{0,225}$ en fonction de la longueur d'onde, extrait du logiciel Atlas.

Avant de vérifier ce comportement sur les performances fréquentielles, nous allons porter notre attention sur la sensibilité du composant, par le biais du $G_{OM-bf} = (S_{hpt-50\Omega})^2$ sur la figure 5.17, pour les deux modes de fonctionnement ainsi que sur le gain optique en courant G_{optC}, figure 5.18.

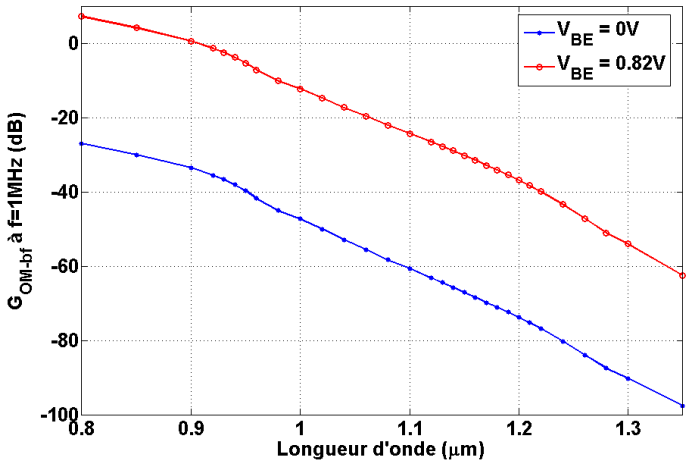


FIG. 5.17 – Variation du gain optique-microonde basse fréquence ($f = 1MHz$) sur 50Ω en fonction de λ à $V_{CB} = 0,7V$ en mode photodiode $V_{BE} = 0V$ et phototransistor $V_{BE} = 0,82V$.

Le gain optique-microonde basse fréquence décroît proportionnellement à la longueur d'onde. En mode photodiode, il passe de $-38,11dB$ à $\lambda = 0,8\mu m$, soit une sensibilité de $20,9mA/W$, à $-69,9dB$ à $\lambda = 1,17\mu m$, soit $0,3mA/W$. En mode phototransistor, nous obtenons respectivement à ces deux longueurs d'onde $G_{OM-bf} = 0,58dB$, soit $1,07A/W$ et $G_{OM-bf} = -32,9dB$, soit $22,6mA/W$. Si on compare les sensibilités obtenues à $\lambda = 1,17\mu m$ par rapport à $\lambda = 0,94\mu m$, nous obtenons une diminution d'un facteur ≈ 41 en mode photodiode et d'un facteur

≈ 28 en mode phototransistor. Le gain optique en courant se voit ainsi amélioré de 36% alors que la sensibilité baisse.

La figure 5.18 montre l'évolution du gain optique en courant en fonction de la longueur d'onde. Un maximum de $37dB$ soit ≈ 70 en linéaire est obtenu à $\lambda = 1,17\mu m$. Dans la plage $\lambda = 0,93 - 1,17\mu m$, le G_{optC} augmente avec la longueur d'onde du fait que le coefficient du Silicium baisse plus rapidement que celui du SiGe. Au delà de $\lambda = 1,17\mu m$, le coefficient d'absorption du Silicium stagne tandis que celui du SiGe continue de diminuer. Cela a pour conséquence de faire chuter le G_{optC}.

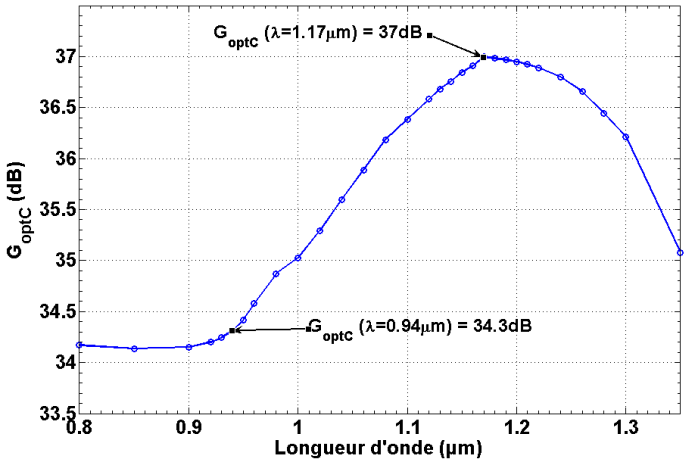


FIG. 5.18 – Variation du gain optique en courant maximum sur 50Ω en fonction de λ à $V_{CB} = 0,7V$ et $V_{BE} = 0,82V$.

Du côté des performances fréquentielles, la fréquence de transition optique f_{T-opt} en mode phototransistor et la fréquence de coupure à $3dB$, figure 5.19, suivent le même comportement que celui du G_{optC}.

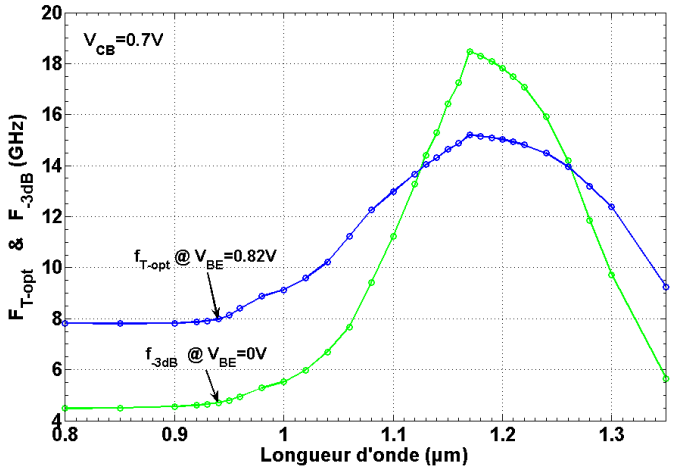


FIG. 5.19 – Variation de la fréquence de coupure à 3dB en fonction de λ à $V_{CB} = 0,7V$ en mode photodiode $V_{BE} = 0V$ et phototransistor $V_{BE} = 0,82V$.

Les performances les plus faibles sont obtenues à $\lambda = 0,8\mu m$ avec un f_{T-opt} de $7,82GHz$

et un f_{-3dB} de $4,48GHz$. A $\lambda = 0,94\mu m$, nous retrouvons les valeurs précédemment présentées $f_{T-opt} = 7,98GHz$ et $f_{-3dB} = 4,7GHz$. Les maxima pour ces deux caractéristiques sont atteints à $\lambda = 1,17\mu m$ avec des valeurs respectives de f_{T-opt} et de f_{-3dB}, de $15,2GHz$ et $18,5GHz$, soit un accroissement respectif par rapport à $\lambda = 0,94\mu m$, d'un facteur $1,9$ et $3,9$.

Pour résumer cette étude en longueur d'onde du phototransistor, nous avons montré qu'en augmentant la longueur d'onde, les caractéristiques du phototransistor s'améliorent juqu'à un optimum à $\lambda = 1,17\mu m$, exceptée la sensibilité qui décroît proportionnellement à λ. En augmentant la longueur d'onde, nous privilégions la photodétection dans la zone SiGe et ainsi le comportement UTC montré précédemment. Par rapport aux performances à $\lambda = 0,94\mu m$, nous augmentons les performances de gain optique d'un facteur $\approx 1,4$ et surtout celles en fréquence avec un facteur ≈ 2 pour le f_{T-opt} à $V_{BE} = 0,82V$ et un facteur ≈ 4 pour la bande passante à $3dB$ à $V_{BE} = 0V$.

Au vu de l'ensemble des résultats, nous remarquons que l'on peut utiliser le phototransistor en faisant un compromis sensibilité-fréquence. En jouant sur la longueur d'onde, il est possible de privilégier la sensibilité en travaillant à des longueurs d'onde inférieures à $\lambda = 0,94\mu m$ donc en conservant une sensibilité supérieure à $0,5A/W$ et un f_{T-opt} autour de $7,9GHz$ ou alors privilégier les performances en fréquence autour de $\lambda = 1,1 - 1,2\mu m$ mais en diminuant la sensibilité à $61mA/W$ à $14,3mA/W$.

5.5 Voies d'optimisation du phototransistor

L'objectif est maintenant de proposer des voies d'optimisation du phototransistor afin de conserver une sensibilité élevée tout en améliorant les caractéristiques fréquentielles.

Nous allons, dans un premier temps, au cours de cette partie, modifier notre structure de manière à éclairer directement la base et la jonction base-collecteur par le dessus.

5.5.1 Éclairage direct de la base verticalement

Au vu de la littérature sur les phototransistors et en particulier celle sur les HPT SiGe, de nombreuses structures sont éclairées verticalement à travers la base. L'idée de cette partie est de montrer l'utilité d'éclairer ou non l'émetteur et l'impact sur les performances du phototransistor.

Pour cela nous allons étudier trois structures de phototransistors dérivées de la nôtre. Les schémas de ces structures sont présentés sur la figure 5.20.

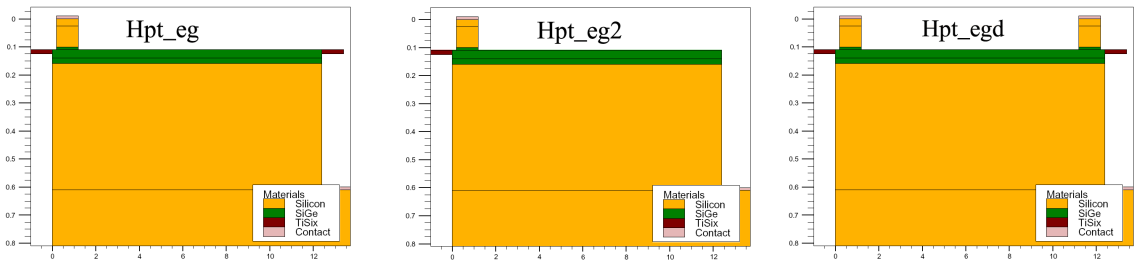


FIG. 5.20 – Structures permettant l'éclairage direct de la base verticalement en retirant une majeure partie de l'émetteur avec double et simple contact de base.

Nous avons sur la première structure nommée "hpt_eg", laissé la partie d'émetteur sous le contact de gauche puis retiré tout le reste des couches de sur-émetteur, d'émetteur et d'espaceur SiGe base-émetteur pour permettre au faisceau optique d'éclairer directement la base. La deuxième structure "hpt_eg2" est quasi-identique exceptée que nous avons retiré le contact de base de droite. C'est le type de structure que nous retrouvons pour les structures HPT InP d'Alcatel [249]. Enfin la dernière structure "hpt_egd" retrouve son deuxième bras d'émetteur et son deuxième contact de base. Ainsi pour chacune de ces structures, nous avons, par rapport à la structure "hpt_10x10_ge0.225_2cb", gravé sur la largeur de la fenêtre optique les couches du HPT jusqu'à la couche de base.

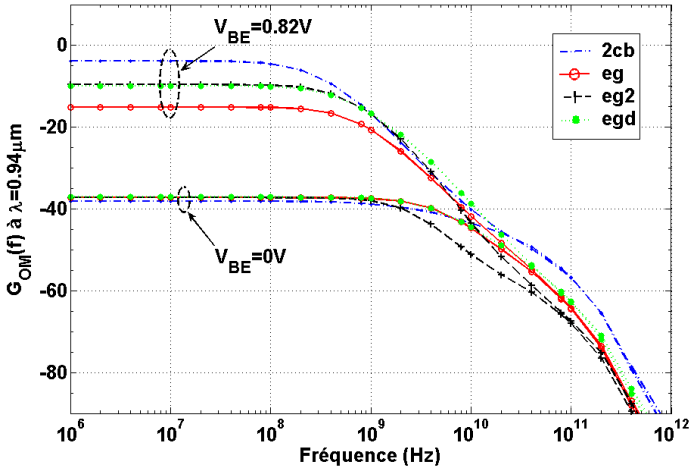


FIG. 5.21 – Gain optique-microonde en mode photodiode $V_{BE} = 0V$ et phototransistor $V_{BE} = 0,82V$ pour les trois structures à éclairage direct de la base.

Le fait de ne plus avoir de photodétection dans l'émetteur va par conséquent réduire la sensibilité ou le gain optique-microonde basse fréquence en mode phototransistor comme le montre la figure 5.21. Une perte de $10dB$ peut être rencontrée. Les structures "eg2" et "egd" obtiennent une sensibilité quasi-identique autour de $325mA/W$ alors que la structure "eg" voit sa sensibilité descendre à $175mA/W$. Du fait du deuxième contact de base sur cette structure sans zone active (effet transistor), les porteurs photo-générés se recombinent ou sont évacués par la base avant d'être amplifiés, et par conséquent ne sont pas collectés et ne participent pas à la fonction de photo-détecteur du HPT.

En mode photodiode, les sensibilités obtenues sont légèrement supérieures à celle de la structure "hpt_10x10_ge0.225_2cb". Elle passe de $12,4mA/W$ à $13,7mA/W$.

Si nous nous intéressons à l'évolution en fonction de la tension base-émetteur des valeurs basse-fréquences de gains optiques-microondes et de gains optiques en courant sur la figure 5.22, nous remarquons de manière générale que ces dernières sont inférieures à celles de la structure de référence. Les optima sont obtenus à $V_{BE} = 0,84V$, soit la même polarisation que notre structure de base.

Les structures "egd" et "eg2" obtiennent des résultats quasi-superposés. Une différence peut être éventuellement notée en forte polarisation, supérieure à $V_{BE} = 0,9V$ pour les deux caractéristiques et en faible polarisation, inférieure à $V_{BE} = 0,5V$, pour le $GoptC$.

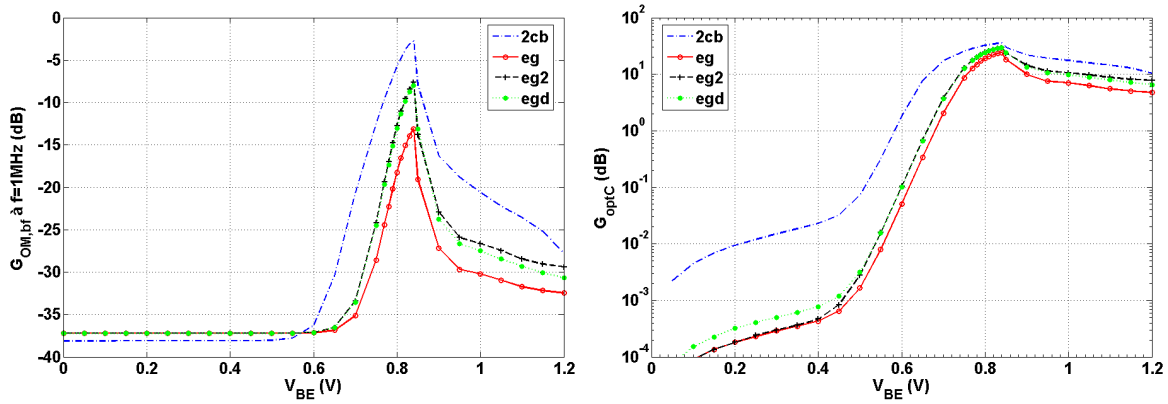


FIG. 5.22 – Gain optique-microonde basse-fréquence et gain optique en courant en fonction de V_{BE} pour les trois structures à éclairage direct de la base.

La structure "eg" présente des maximas de sensibilité et de gain optique en courant inférieurs d'un facteur $\approx 1,8$ aux deux autres structures, du fait du taux d'évacuation (résistance de base faible) important avec le deuxième contact de base sans deuxième zone active du phototransistor.

Pour les performances en fréquence, l'effet des contacts de base et des zones actives ne réagissent pas de la même manière sur les caractéristiques du phototransistor.

La figure 5.23 présente une comparaison des résultats de f_{-3dB} et f_{T-opt} en fonction de la polarisation base-émetteur à $V_{CB} = 0,7V$. Le fait d'éclairer la base directement engendre un élargissement de la plage optimale de polarisation pour f_{-3dB}. La plage du mode photodiode est étendue jusqu'à $0,65V$ au lieu de $0,55V$. Le mode phototransistor est activé plus tardivement.

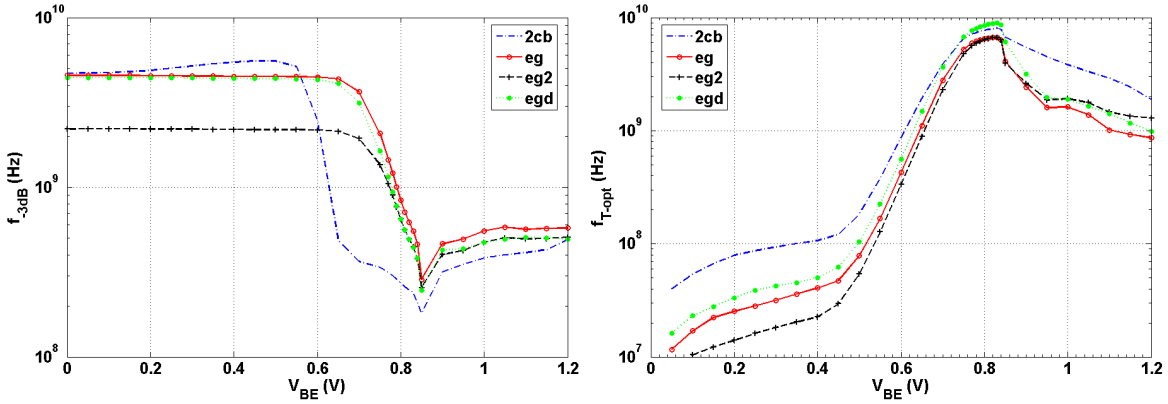


FIG. 5.23 – Fréquence à -3dB en mode photodiode et fréquence de transition optique en mode phototransistor en fonction de V_{BE} pour les trois structures à éclairage direct de la base.

En mode photodiode, les structures "eg" et "egd" obtiennent des performances de même ordre de grandeur, soit une grande bande passante autour de $4,44GHz$. La structure "eg2" est dégradée. Le fait d'avoir deux contact de base améliore la bande passante du transistor en mode photodiode.

En mode phototransistor, les meilleurs performances sont obtenues lorsqu'il n'y a qu'une

seule zone active, c'est à dire comme la structure "eg". Pour le f_{T-opt}, globalement les résultats sont néanmoins inférieurs à la structure de référence "2cb", excepté pour la structure "egd" dans la plage $0,75 - 0,84V$.

Les valeurs des caractéristiques importantes pour la comparaison sont résumées dans le tableau 5.1

Structure	2cb	eg	eg2	egd
S_{pd} (mA/W) $V_{BE} = 0V$	12,4	13,8	13,8	13,8
S_{hpt} (mA/W) $V_{BE} = 0,84V$	729,4	221	414	399
G_{optC} $V_{BE} = 0,84V$	58,7	16	30	29
$f_{-3dB-pd}$ (GHz) $V_{BE} = 0V$	4,7	4,45	2,21	4,43
$f_{-3dB-hpt}$ (MHz) $V_{BE} = 0,85V$	181	286	255	248
f_{T-opt} (GHz) $V_{BE} = 0,84V$	8,1	6,7	6,7	8,9

TAB. 5.1 – Caractéristiques des différentes structures avec éclairement direct de la base comparées à celles du phototransistor "hpt_10x10_ge0.225_2cb".

Au vu des résultats obtenus par simulation pour les différentes structures présentées, comparés à ceux de la structure de référence, nous concluons que supprimer la couche d'émetteur au niveau de la fenêtre optique n'est finalement pas une bonne solution.

En mode photodiode, la sensibilité est équivalente pour chacune des structures, alors qu'en mode phototransistor, la sensibilité est divisée au minimum par un facteur $\approx 1,8$. Nous avons mis aussi en évidence que les performances en terme de gain sont meilleures lorsque les structures ont le même nombre de contacts de base et d'émetteur.

En terme de performances en fréquence, seule la structure "egd" présente des caractéristiques très légèrement supérieures à celles de la structure de référence. Cela ne justifie donc pas de privilégier en éclairement vertical l'injection du faisceau dans la base directement.

Nous allons maintenant voir qu'il est préférable de pousser nos efforts dans le développement de structures à éclairage latéral afin d'optimiser les performances en gain et en fréquence.

5.5.2 Éclairage latéral du phototransistor

En regardant l'état de l'art des photodiodes et phototransistors, nous remarquons que les performances les plus élevées sont obtenues pour des structures éclairées latéralement. De plus nous avons montré que les zones rapides du phototransistor sont situées dans la base et la ZCE base-collecteur.

Nous avons donc étudié la structure "2cb" avec un éclairage par la tranche pour deux tailles de faisceaux. Le premier éclaire toute la structure, le deuxième présente une épaisseur de $300nm$ éclairant la base et une partie de la ZCE base-collecteur, comme l'illustre la figure 5.24. Le dernier cas est soumis à proposition pour différents projets européens, motivés par cette thèse. La faible dimension du faisceau peut être rendue réalisable par l'emploi de guides intégrés monolithiques polymères avec réalisation de tapers adaptés, qui fait l'objet de recherches à l'université

de Leeds (Royaume-Uni).

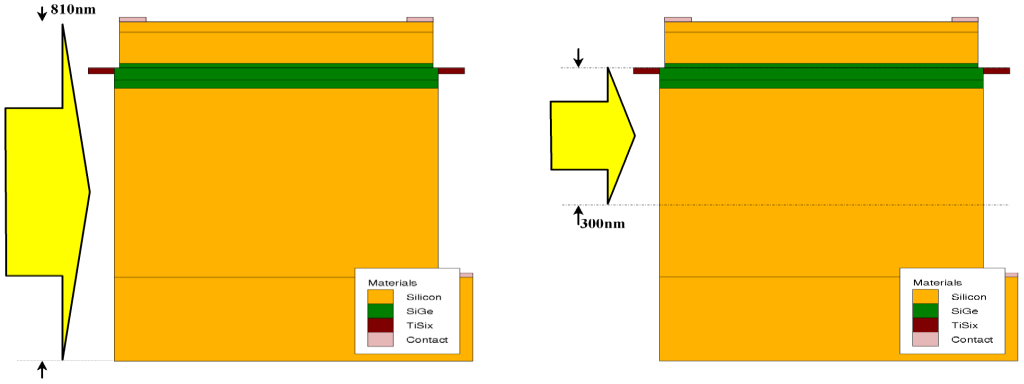


FIG. 5.24 – Éclairage latéral du phototransistor pour deux tailles de faisceau : $810nm$, soit l'éclairage sur toute la hauteur du composant et $300nm$ au niveau de la zone rapide du HPT.

Le gain optique-microonde a été obtenu dans chacun des cas pour deux polarisations de base-émetteur : $V_{BE} = 0V$ (mode photodiode) et $V_{BE} = 0,82V$ (mode phototransistor). La figure 5.25 expose ces résultats comparés à ceux de l'éclairage vertical dans les mêmes conditions.

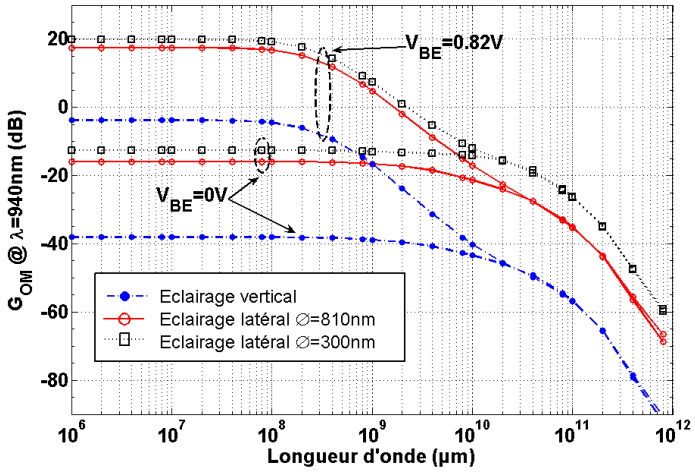


FIG. 5.25 – Gains optique-microonde pour les deux cas d'éclairement latéral en mode photodiode $V_{BE} = 0V$ et phototransistor $V_{BE} = 0,82V$ comparés aux résultats de l'éclairage vertical.

Comme attendue, la sensibilité est fortement améliorée du fait de l'augmentation de la zone d'absorption. En éclairement vertical, l'absorption se fait sur $810nm$ composés de $92,5\%$ de Silicium ($750nm$) et $7,5\%$ de SiGe ($60nm$). En éclairement latéral, l'absorption se fait sur toute la largeur du composant, soit environ $12\mu m$. La profondeur d'absorption est ainsi augmentée d'un facteur ≈ 15.

Il en résulte une augmentation de la sensibilité en mode photodiode d'un facteur ≈ 13 pour l'éclairement de la structure complète (faisceau de $810nm$) et d'un facteur ≈ 19 pour l'éclairement de la zone rapide base + ZCE base-collecteur (faisceau de $300nm$). Ainsi nous obtenons respectivement des sensibilités en mode photodiode de $160mA/W$ et $234mA/W$ contre

$12,4mA/W$ pour l'éclairement vertical.

En mode phototransistor, les sensibilités atteignent $7,5A/W$ pour l'éclairement latéral de $810nm$ et $9,88A/W$ pour celui de $300nm$. L'amélioration par rapport à la valeur de $645mA/W$ pour l'éclairement vertical correspond respectivement à un facteur de $\approx 11,6$ et $\approx 15,3$.

Nous observons une légère amélioration des performances fréquentielles également pour l'éclairement latéral de toute la structure du fait que l'on détecte dans les zones actives principales, c'est à dire en dessous des contact d'émetteur. Les porteurs sont photo-générés dans ces zones actives où les champs électriques sont les plus élevés. Ils se déplacent donc plus rapidement. On soulignera que l'amélioration est notable pour le f_{T-opt} qui augmente de 11% pour atteindre $8,85GHz$.

L'éclairement de la zone rapide du phototransistor par le faisceau de $300nm$ se voit de plus obtenir les meilleures performances en terme de sensibilité mais aussi en terme de rapidité. En effet, la bande passante en mode photodiode atteint $20,5GHz$ soit pratiquement la valeur du f_T électrique de la structure contre $4,7GHz$ en éclairement vertical. La fréquence de transition optique augmente de prés de 45% atteignant une valeur de $11,5GHz$ contre $\approx 8GHz$ en vertical.

Le tableau 5.2 récapitule les performances du phototransistor obtenues pour les trois cas d'éclairement : vertical, latéral de toute la structure et latéral de la zone rapide du HPT.

Eclairage	Vertical	Latéral 810nm	Latéral 300nm
S_{pd} (mA/W)	12,4	160,3	234,4
S_{hpt} (A/W)	0,645	7,50	9,88
G_{optC}	51,9	46,8	42,2
$f_{-3dB-pd}$ (GHz)	4,7	4,78	20,5
f_{T-opt} (GHz)	7,98	8,85	11,5

TAB. 5.2 – Caractéristiques du phototransistor "hpt_10x10_ge0.225_2cb" pour différents éclairements de la structure.

Le phototransistor $10 \times 10\mu m^2$ dans une configuration d'éclairement latéral n'absorbe que $\approx 30\%$ du faisceau lumineux. Pour information, en configuration verticale, le taux d'absorption était inférieur à 5%. La figure 5.26 permet d'illustrer ces propos. Elle présente l'intensité du faisceau optique en tout point de la structure.

Une possibilité serait d'augmenter la longueur du phototransistor. La cavité résonante semble être une autre solution à notre problème.

Celle-ci peut être intégrée verticalement à la structure lors d'une configuration en éclairage vertical du phototransistor. Pour cela, la fenêtre optique se voit être remplacée par un réseau de Bragg légèrement absorbant et la face arrière du HPT sera gravée pour retirer le substrat sous la structure et ensuite métallisée pour jouer le rôle de miroir. Néanmoins cette solution demande de modifier la structure directement afin d'obtenir le bon dimensionnement de la cavité et ainsi obtenir la résonance. Une étude théorique sur ce type de structure incluant une zone d'absorption à multi-puits quantique, figure 5.27 a été publiée par [139]. Néanmoins, à notre connaissance il n'y a pas eu de suite à celle-ci.

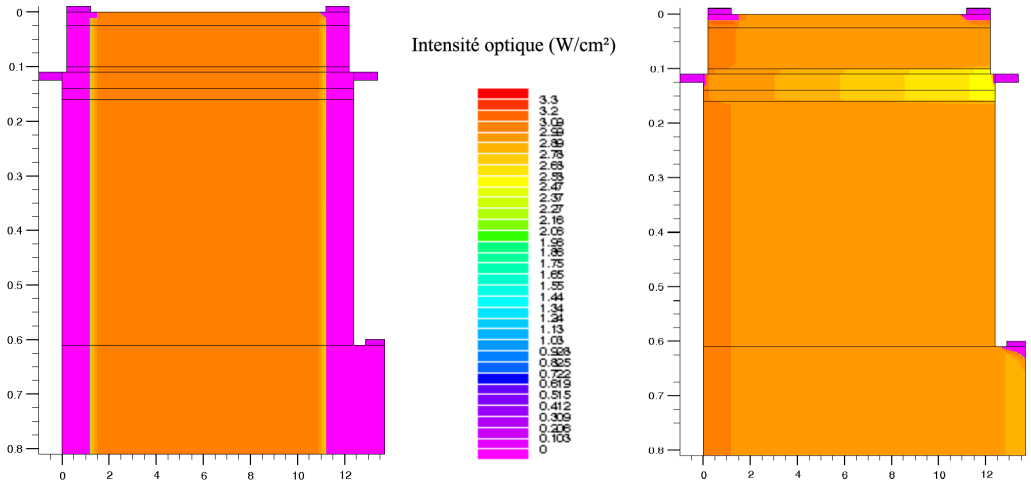


FIG. 5.26 – Évolution de l'intensité optique au sein de la structure pour un éclairement vertical par la fenêtre optique (figure de gauche) et un éclairement latéral de toute la structure (figure de droite).

La deuxième solution que nous proposons, est une cavité résonante latérale qui tirerait déjà parti des bonnes performances d'absorption du HPT éclairé latéralement et aussi qui pourrait être accordable en longueur d'onde grâce à la technologie des MEMS. Cette orientation de la cavité la rendra plus facile de fabrication grâce à la gravure DRIE (Deep Reactive Ion Etching) et un meilleur contrôle de la longueur de résonance. De plus, les réseaux de Bragg pourraient également être formés par une alternance de couches SiO_2 - air donc non absorbant.

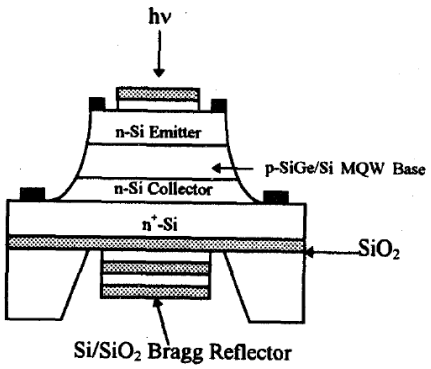


FIG. 5.27 – Structure d'un phototransistor à multi-puits quantiques SiGe/Si et cavité résonante, issue de [139].

5.6 Le phototransistor dans une cavité résonante latérale

Cette dernière partie présente une proposition d'intégration du phototransistor SiGe dans un système opto-électronique compatible Silicium prévu pour fonctionner jusqu'à $40GHz$ voire au delà. Cette proposition doit trouver une mise en application dans des projets européens futurs.

L'idée de ce projet est de développer un phototransistor SiGe éclairé latéralement intégré dans une cavité résonante latérale dont la lumière est confinée dans un guide d'onde optique à

l'aide d'un taper en polymère. L'ouverture de ce projet résulte du travail de fond de deux thèses du laboratoire : la thèse d'Amar Bdeoui sur les cavités résonantes [278] et ma thèse ici présentée sur les phototransistors SiGe.

Il est prévu de combiner la technologie bipolaire SiGe pour la photodétection et la technologie MEMS pour la fabrication de la cavité.

Le système photodétecteur est illustré sur la figure 5.28.

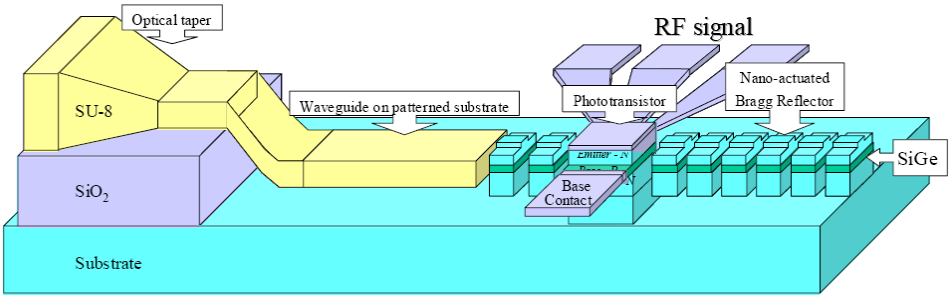


FIG. 5.28 – Schéma du phototransistor SiGe inséré dans une cavité résonante latérale avec un taper optique en polymère comme système d'injection (projet européen Optimup).

Celui-ci est composé de trois blocs distincts :

- le phototransistor SiGe réalisant la fonction de photodétection,
- la cavité résonante permettant l'optimisation de l'absorption,
- le taper et le guide d'onde en polymère confinant le faisceau et permettant l'injection de celui-ci dans une zone rapide du HPT et si possible la base seule.

Nous proposons donc une deuxième solution, fondée sur le travail de simulation d'Amar Bdeoui [278] et le travail technologique à l'initiative de l'idée de Bassam Saadani [280], une cavité résonante horizontale dans laquelle nous insérerions le HPT éclairé ainsi latéralement. Ce type de cavité a fait déjà l'objet d'étude et de réalisation à l'ESIEE [280], utilisant des réflecteurs de Bragg verticaux fabriqués sur un substrat Si usiné par une technique DRIE donnant lieu à des réseaux de Bragg verticaux Si/air, comme illustré sur la figure 5.29. Cette technologie permet de réaliser des cavités avec un contrôle précis des réseaux de Bragg et une fabrication plus facile en une seule étape de gravure. Lors de ces premiers travaux, la cavité était utilisée en tant que filtre optique accordable.

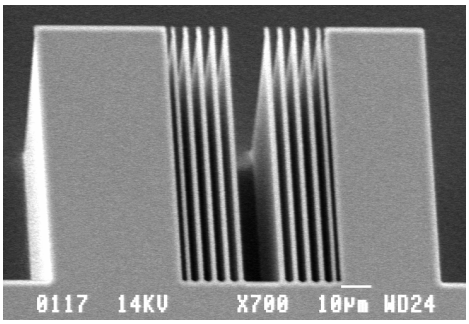


FIG. 5.29 – Photo au microscope d'une cavité horizontale réalisée avec des miroirs verticaux de Bragg Si/air, [280].

Les études menées par Amar Bdeoui ont montré qu'il est possible d'obtenir un photodétecteur ayant théoriquement un taux d'absorption de 100%, en utilisant des réseaux SiO_2/air, et $\approx 92\%$ pour des réseaux Si/air avec un photodétecteur de $5\mu m$ de large [278].Le taux d'absorption avec les réseaux Si/air est plus faible car dans ce cas les réseaux sont eux-mêmes absorbants.

Une première réalisation de cette structure est en cours de fabrication dans les locaux de l'ESIEE. Les circuits sont composés de pavés de Silicium de longueur de $5\mu m$ et $20\mu m$ pour étudier l'influence de la cavité sur l'absorption. Des contacts Aluminium permettront de créer à l'aide de ces pavés des photodétecteurs type MSM dans des cavités horizontales opérant à trois longueurs d'ondes différentes : $0,85 - 0,94 - 0,98\mu m$.

La cavité devra utiliser une structure en guide rib sur substrat SOI, illustrée sur la figure 5.30, qui doit respecter les relations établies par [281] et [282] afin d'obtenir un guidage monomode du faisceau.

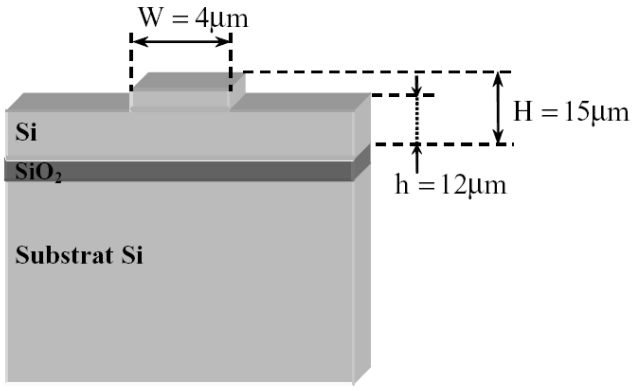


FIG. 5.30 – Schéma de la structure en rib sur un substrat SOI.

Pour l'intégration de la cavité résonante dans le process de fabrication du phototransistor SiGe, des études sont nécessaires sur l'emplacement de la couche SiGe par rapport à la zone de confinement du faisceau dans la structure Rib. De plus, le contrôle en longueur d'onde reste un problème important dans les cavités résonantes. La technologie MEMS pourrait permettre un contrôle électro-mécanique des dimensions de la cavité, ce qui permettrait une optimisation de la longueur d'onde de résonance et aussi du taux d'absorption.

5.7 Conclusion du chapitre 5

Nous avons dans ce chapitre, tout d'abord évalué à l'aide du modèle comportemental que nous avons développé, les performances d'une des structures de phototransistor éclairé verticalement à la longueur d'onde de $940nm$ en fonction de la tension base-émetteur. Suite à l'analyse de ces résultats nous en avons déduit des plages de fonctionnement du composant. Le phototransistor fonctionne comme une photodiode, c'est à dire sans amplification du courant photo-généré jusqu'à $V_{BE} = 0,55V$. Au delà de cette tension, l'effet transistor amplifie le photo-courant ce qui améliore la sensibilité du composant à $lambda = 940nm$ d'un facteur ≈ 60 par exemple. Cela identifie le mode phototransistor. La bande passante à $3dB$ est maximisée en mode photodiode à $5,5GHz$ alors qu'elle chute naturellement à près de $170MHz$ en mode phototransistor. Nos simulations prévoient une fréquence de transition optique de notre composant à $\approx 8GHz$ à sa

polarisation optimale.

Suite à une étude sur les contributions de chaque région du composant, nous avons démontré une forte amélioration des performances fréquentielles lors de l'absorption du faisceau dans la base seule mettant en avant un effet que nous avons appelé UTC-HPT. Celui-ci combine l'effet UTC où seuls les électrons sont utilisés comme porteurs pour transporter le signal utile, et l'effet transistor pour l'amplification du photo-courant. Une étude en éclairage latéral par un faisceau théorique latéral de $10nm$ balayant verticalement la structure a montré que l'éclairement de la base seule permet d'optimiser la caractéristique principale en terme de rapidité pour un HPT, c'est à dire le f_{T-opt}. L'éclairement de la ZCE permet, quant à elle, des performances de bande passante à $3dB$ optimales en mode photodiode.

Nous avons ensuite analysé les performances du HPT en fonction de la longueur d'onde du faisceau vertical incident. Nous avons mis en évidence une longueur d'onde optimale $\lambda = 1,17\mu m$ pour laquelle l'absorption dans le SiGe prédomine avec un écart maximal entre le coefficient d'absorption dans le SiGe et celui du Silicium. L'effet UTC est ainsi obtenu de nouveau avec donc une amélioration des performances fréquentielles par une méthode réalisable expérimentalement. L'absorption se faisant dans l'ensemble des couches SiGe et non la base seulement, ces dernières performances restent néanmoins inférieures aux maximums théoriques présentés lors de l'étude des zones rapides du HPT.

En présentant des voies d'optimisation pour notre structure, tout en gardant la technologie "SiGe1" d'Atmel, nous avons mis en évidence à la longueur d'onde de $940nm$ l'avantage de l'éclairage latéral de la structure face à l'éclairage vertical avec des performances améliorées en terme de sensibilité par le fait d'une plus longue couche d'absorption et en terme de rapidité en éclairant les zones actives sous les contacts d'émetteur. Le recroisement de ces études permet de prédire une amélioration d'une part des performances fréquentielles en exploitant l'effet UTC-HPT, et d'autre part, l'amélioration de la sensibilité par l'augmentation de la couche d'absorption dans le cas d'un éclairement latéral.

Pour clore ce chapitre, nous avons donc présenté un système de photodétecteur utilisant un phototransistor SiGe inséré dans une cavité résonante latérale avec un éclairement latéralement par un faisceau confiné et guidé par un taper guide d'onde en polymère. Ce système pourra faire l'objet de projets européens futurs. Il présente une nouvelle structure utilisant les résultats des travaux de deux thèses de l'équipe photonique et microonde de l'ESYCOM : la thèse d'Amar Bdeoui et celle présentée dans ce mémoire. Les avantages du phototransistor SiGe éclairé latéralement présentés dans ce mémoire sont : l'effet UTC avec absorption dans la base et une sensibilité maximale permise par la cavité résonnante. Combinant les effets des cavités résonantes sur la sensibilité et les effets de sélection de zone d'absorption sur la rapidité (focalisation ou changement de longueur d'onde), cette solution devrait ainsi permettre, par effet UTC-HPT, d'atteindre des fréquences de fonctionnement supérieures à $40GHz$ et s'approcher ou dépasser en f_{Topt} des $80GHz$ donnés par les f_T et f_{MAX} de la technologie SiGe en développement par Atmel.

Conclusion Générale

L'originalité de cette thèse réside à la fois dans son sujet, le phototransistor SiGe, mais aussi dans son déroulement. La thèse de Jean-Luc Polleux a servi d'étude préalable sur le phototransistor SiGe et sa potentialité à devenir un photodétecteur rapide. Suite à cette première ébauche, des prototypes ont été développés, et mesurés en partie au cours de cette thèse. Un modèle physique a permis à la fois de valider le modèle numérique optique-microonde réalisé au sein de l'équipe et d'apporter des points d'explications au fonctionnement du composant. Les résultats de celui-ci ont été utilisés comme mesures virtuelles pour développer un modèle opto-électrique s'appuyant sur le comportement physique du phototransistor. Enfin, nous avons évalué les performances et les voies d'optimisation du HPT en utilisant toutes les simulations possibles à l'aide du simulateur numérique, que nous ne pourrions faire expérimentalement.

Le travail effectué au cours de cette thèse et présenté dans ce mémoire permet d'affirmer que le phototransistor bipolaire à hétérojonction SiGe/Si présente de fortes potentialités en tant que photodétecteur rapide, tout en utilisant une technologie bas coût compatible Silicium.

Nous avons rappelé au *premier chapitre* les différentes caractéristiques des photodétecteurs, tout en développant celles dédiées aux phototransistors. Il s'en est suivi un état de l'art sur les différents photodétecteurs en matériaux III-V et IV-IV. La maîtrise de la technologie SiGe permet un développement des photodétecteurs en technologie Si et depuis 2001 un intérêt mondial pour les phototransistors bipolaires à hétérojonction SiGe.

Ce nouveau composant est basé sur des structures classiques de transistors bipolaires à hétérojonction SiGe dans des technologies, aujourd'hui, industrielles. C'est au travers du *deuxième chapitre* que nous avons rappelé les différentes propriétés connues du matériau SiGe contraint sur Si. Ce matériau est aujourd'hui, très utilisé dans l'industrie et a permis une évolution de la technologie Silicium, lui permettant ainsi de d'être en compétition avec les composants III-V pour les applications microondes. Nous pouvons citer comme référence IBM qui a atteint un f_T record de $350GHz$ avec un HBT SiGe en technologie BiCMOS [181].

Après un rappel du fonctionnement des transistors bipolaires à hétérojonction SiGe et de l'apport du SiGe, nous avons introduit le phototransistor et son principe de fonctionnement. En prélude de cette thèse, des prototypes ont été développés avec une technologie purement bipolaire d'Atmel-Heilbronn en collaboration avec l'université d'Ulm en Allemagne. Ces prototypes ont été mesurés électriquement à l'Institut d'Électronique Fondamentale(IEF) d'Orsay et une première campagne de mesures opto-électroniques a été faite au sein du laboratoire ESYCOM à l'aide d'un banc de mesure optique à 940nm par technique de battement de lasers. Ces premiers résultats sont présentés et analysés dans ce deuxième chapitre. Nous pouvons retenir de ces résultats une sensibilité "DC" à 940nm de $1,49A/W$ et une bande passante à $3dB$ de $400MHz$.

Le *troisième chapitre* a fait l'objet de la modélisation physique du phototransistor sous le logiciel Atlas de Silvaco, avec en premier lieu la validation d'un modèle numérique optique-microonde pour les couches SiGe contraint sur Si. Un modèle a donc été établi à partir de nos connaissances sur la technologie "SiGe1" d'Atmel. Ce modèle a été validé dans sa globalité après une analyse des résultats de simulation électrique en comparaison aux mesures. Toutefois, au niveau des résultats optiques-microondes, des différences entre simulations et mesures persistent. Des pistes sont proposées afin de les expliquer et d'ouvrir des éléments de réponse sur ces différences, et la piste liée aux incertitudes sur les mobilités initialement envisagé, apparaît minime.

Le modèle numérique a ensuite été utilisé dans le but de démontrer les contributions statiques et dynamiques de chaque région sur les performances optiques-microondes. Nos résultats démontrent une contribution constructive de chaque région base, émetteur et collecteur, à la photodétection. Nous avons aussi présenté que le fait de photodétecter dans toutes les régions engendre des phénomènes d'amplification interne au phototransistor permettant des courants au niveau des terminaux du composant plus importants. Si toutefois toutes les régions contribuent à la photodétection, nous avons montré que le comportement en régime dynamique du phototransistor était principalement dû à la contribution du collecteur (région où la photodétection est prédominante par le fait de la polarisation en inverse de la diode et de l'épaisseur de la couche du collecteur). Enfin, nous avons mis en évidence l'influence sur les performances optiques-microondes du type de polarisation de base du HPT et surtout de l'impédance présentée sur la base, pouvant conduire à une amélioration des résultats de gain optique-microonde basse fréquence d'un facteur d'environ 3 avec une polarisation en courant de la base comparée à une polarisation équivalente en tension (Ce résultat est obtenu pour une puissance optique continue de $1mW$).

Les résultats de simulations physiques ont ensuite été utilisés au *quatrième chapitre*, comme mesures dîtes "virtuelles", afin de développer un modèle opto-électrique du phototransistor sous le logiciel ADS d'Agilent suivant une méthode originale. Nous avons découpé la structure du phototransistor en trois parties. Des modèles électriques, grand signal en statique et petit signal en dynamique, ont été élaborés pour chacune des sous-structures. Nous les avons assemblés afin d'obtenir un modèle global. Cette phase a été suivie d'une optimisation sur les paramètres afin d'obtenir une concordance entre mesures virtuelles et simulations. L'incorporation de la partie optique a ensuite été facilitée dans la zone centrale du modèle grâce à l'originalité de la structure du modèle électrique basée sur la structure physique. Nous avons mis en évidence au cours de ce développement, une superposition de comportements optiques-microondes plus ou moins lents qu'il nous a fallu dissocier par différents générateurs. Notre approche a également montré qu'il était nécessaire de mettre en place à la fois un générateur entre la base et le collecteur, et entre le collecteur et l'émetteur (fonction d'amplification du photocourant). L'amplification du photo-courant a dû ainsi être distinguée de celle électrique par ces générateurs. Ceci permet de prendre en compte de manière plus exacte, et de façon indépendante le type de polarisation de la base, de l'effet de contrôle de l'effet phototransistor par les trous photogénérés et collectés dans la base. Ceci apporte un point d'originalité et de développement important en comparaison aux résultats présents dans la littérature.

Enfin, le *cinquième chapitre* présente l'évaluation des performances optiques-microondes du phototransistor à l'aide du modèle physique. Tout d'abord nous avons extrait des simu-

lations optiques-microondes à $940nm$ en éclairement vertical, les performances en terme de f_{Topt} de $8GHz$ et de f_{-3d} en mode photodiode et phototransistor, respectivement de $5,5GHz$ et $170MHz$. A sa polarisation de base, en tension optimale, la sensibilité du transistor atteint $0,73A/W$ et un gain optique en courant G_{optC} de 59.

Dans la continuité de l'étude sur les contributions de chaque région du composant commencée au troisième chapitre, nous avons procédé à une identification des zones rapides du phototransistor et démontré un effet que nous avons appelé UTC-HPT (Uni-Travelling-Carrier) lorsque la base absorbe seule. Cet effet combine l'effet UTC où seul les électrons sont utilisés comme porteurs pour transporter le signal utile et l'effet phototransistor amplifiant le photocourant. Cette démonstration a été appuyée par une simulation en éclairage latéral par un faisceau de $10nm$ balayant verticalement la structure. Il en résulte un f_{Topt} maximal lorsque les porteurs sont photogénérés au plus près de la jonction base-émetteur. Lorsque la base complète est éclairée, une pondération s'effectue et une valeur de f_{Topt} supérieure à $19GHz$ est obtenue, donc supérieure au f_T électrique. Ainsi, il est parfaitement envisageable d'associer aussi étroitement les évolutions de la technologie phototransistor avec les évolutions de la technologie électrique, à condition d'obtenir les conditions d'éclairement spécifiques. Le mode photodiode, dans ces conditions, a fourni une valeur de f_{-3dB} de $26GHz$. Au travers d'un balayage latéral du faisceau injecté verticalement, nous avons présenté l'influence de la proximité des contacts et du faisceau sur les performances optiques-microondes qui, en terme de f_{Topt}, passent du simple au double pour un éclairement par un faisceau de $1\mu m$ au milieu de la structure et à proximité des contacts d'émetteur. Le f_{Topt} maximal est alors de $13,6GHz$.

Nous avons par la suite, de nouveau mis en évidence l'effet UTC-HPT au cours d'une étude en longueur d'onde (pour un éclairement vertical) du phototransistor. Nous avons extrait une longueur d'onde optimale $\lambda = 1,17\mu m$ pour laquelle l'absorption dans le SiGe prédomine. Un f_{Topt} optimal de $15,2GHz$ est ainsi obtenu.

Le recroisement de ces études permet de prédire une amélioration d'une part des performances fréquentielles en exploitant l'effet UTC-HPT, et d'autre part, l'amélioration de la sensibilité par l'augmentation de la couche d'absorption dans le cas d'un éclairement latéral.

Enfin, nous avons proposé, dans la continuité des conclusions faites lors de ce chapitre et à l'aide du travail de thèse d'Amar Bdeoui, un système de photodétecteur utilisant un phototransistor SiGe inséré dans une cavité résonante latérale. Ce système sera éclairé latéralement par un faisceau confiné et guidé par un taper guide d'onde en polymère. La cavité permettrait une absorption théorique complète, donc une sensibilité du photodétecteur optimale, qui, allié à l'utilisation de l'effet UTC-HPT, devrait permettre des fréquences de fonctionnement supérieures à $40GHz$ et tendre vers des f_{Topt} proches de $80GHz$.

Bibliographie

[1] N. Savage, *"Linking with Light"*, in IEEE Spectrum, Vol.39, No.8, Aug. 2002.

[2] D. Wake, M. Webster, G. Wimpenny, K. Beacham, L. Crawford, *"Radio over fiber for mobile communications"*, in IEEE Int. Topical Meeting on Microwave Photonics, pp157-160, Oct. 2004.

[3] J.P. Maury, *"Une Histoire de La Physique Sans Les Equations"*, in Vuibert, ISBN 2-7117-5269-0, Paris, Oct. 2000.

[4] H. Mathieu, *"Physique des Semiconducteurs et des Composants Électroniques"*, in Dunod, 5eme édition, ISBN 2-10-048633-0, Paris, 2004.

[5] O.I. Dosunmu,D.D. Cannon, M.K. Emsley, B. Ghyselen, J. Liu ; L.C. Kimerling, M.S. Unlu, *"Resonant cavity enhanced Ge photodetectors for 1550 nm operation on reflecting Si substrates"*, in IEEE Journal of Selected Topics In Quantum Electronics, Vol.10, No.4, p694-701, July-Aug. 2004.

[6] B.E.A. Saleh, M.C. Teich, *"Fundamentals of Photonics"*, in Wiley-Interscience Publication, ISBN 0-471-83965-5, 2003.

[7] M. Makiuchi, H. Hamaguchi, T. Kumai, M. Ito, O. Wada, T. Sakurai, *"A monolithic four-channel photoreceiver integrated on a GaAs substrate using metal-semiconductor-metal photodiodes and FET's"*, in IEEE Electron Device Letters, Vol.6, No.12, pp634-635, Dec. 1985.

[8] V. Hurm, J. Rosenzweig, M. Ludwig, W. Benz, R. Osorio, M. Berroth, A. Hulsmann, G. Kaufel, K. Kohler, B. Raynor, J. Schneider, *"10 Gb/s monolithic integrated MSM-photodiode AlGaAs/GaAs-HEMT optoelectronic receiver"*, in IEEE Transactions on Electron Devices, Vol.38, No.12, pp2713, Dec. 1991.

[9] J.J. Morikuni, M.H. Tong, K. Nummila, J.W. Seo, A.A. Ketterson, S.M. Kang, I. Adesida, *"A monolithic integrated optoelectronic photoreceiver using an MSM detector"*, in Solid-State Circuits Conference, 1993. Digest of Technical Papers. 40th ISSCC, pp178-179, 24-26 Feb. 1993.

[10] P. Fay, W. Wohlmuth, C. Caneau, I. Adesida, *"18.5-GHz bandwidth monolithic MSM/MODFET photoreceiver for* $1.55 - \mu m$ *wavelength communication systems"*, in

IEEE Photonics Technology Letters, Vol.8, No.5, pp679-681, May 1996.

[11] S.J. Koester, B.U. Klepser, J.O. Chu, D. Kuchta, K. Ismail, *"1.1 GHz MSM photodiodes on relaxed $Si_{1-x}Ge_x$ grown by UHV-CVD"*, in 56th Annual Device Research Conference Digest, pp60-61, 22-24 June 1998.

[12] Z. Lao, V. Hurm, A. Thiede, M. Berroth, M. Ludwig, H. Lienhart, M. Schlechtweg, J. Hornung, W. Bronner, K. Kohler, A. Hulsmann, G. Kaufel, T. Jakobus, *"Modulator driver and photoreceiver for 20 Gb/s optic-fiber links"*, in Journal of Lightwave Technology, Vol.16, No.8, pp1491-1497, Aug. 1998.

[13] 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"*, in Gallium Arsenide Integrated Circuit (GaAs IC) Symposium, 2001. 23rd Annual Technical Digest, pp65-69, 21-24 Oct. 2001.

[14] J. Harari, J.P. Vilcot, D. Decoster, *"Metal Semiconductor Metal Photodetector"*, in Wiley Encyclopedia of Electrical and Electronics Engineering, Vol.12, pp561-577, 1999.

[15] B. Cabon, J. Chazelas , D. Dolfi, *"Optoélectronique hyperfréquence - Composants"*, Techniques de l'Ingénieur, Traité Electronique, E 3330, Nov. 2003.

[16] E. John, M.B. Das, *"Speed and Sensitivity Limitations of Optoelectronic Receivers Based on MSM Photodiode ans Millimeter-Wave HBT's on InP Substrate"*, in IEEE Photonics Technology Letters, Vol.4, No.10, pp1145-1148, Oct. 1992.

[17] J.W. Seo, A.A. Ketterson, D.G. Ballegeer, K.Y. Cheng, I. Adesida, X. Li, T. Gessert, *"A Comparative Study of Metal-Semiconductor-Metal Photodetectors on GaAs with Intium-Tin-Oxide and Ti/Au Electrodes"*, in IEEE Photonics Technology Letters, Vol.4, No.8, pp888-890, Aug. 1992.

[18] D.J.H. Lambert, B. Yang, T. Li, C.J. Collins, M.M. Wong, U. Chowdhury, B.S. Shelton, A.L. Beck, J.C. Campbell, R.D. Dupuis, *"High-performance back-illuminated solar-blind AlGaN metal-semiconductor-metal photodetectors"*, in IEEE International Symposium on Compound Semiconductors, pp525-530, 2-5 Oct. 2000.

[19] J.H. Kim, H.T. Griem, R.A. Friedman, E.Y. Chan, S. Ray, *"High-Performance Back-Illuminated InGaAs/InAlAs MSM Photodetector with a Record Responsivity of 0.96 A/W"*, in IEEE Photonics Technology Letters, Vol.4, No.11, pp1241-1244, Nov. 1992.

[20] J.B.D. Soole, H. Schumacher, *"InGaAs Metal-Semiconductor-Metal Photodetectors for Long Wavelength Optical Communications"*, in IEEE Photonics Technology Letters, Vol.4, No.11 pp1241-1244, March 1991.

[21] S. Sethi, T. Brock, P.K. Bhattacharya, J. Kim, S. Williamson, D. Craig, J. Nees, *"High-Speed Metal-Semiconductor-Metal Photodiodes with Er-doped GaAs"*, in IEEE Electron Device Letters, Vol.16, No.3, pp106-108, March 1995.

[22] Y. Chen, S. Williamson, T. Brock, F.W. Smith, A.R. Calawa, *"375-GHz-bandwidth photoconductive detector"*, in Applied Physics Letters, Vol.59 ,pp1984-1986, 14 Oct. 1991.

[23] S.Y. Chou, M.Y. Liu, *"Nanoscale Tera-Hertz Metal-Semiconductor-Metal Photodetectors"*, in IEEE Journal of Quantum Electronics, Vol.28, No.10, pp2358-2368, Oct. 1992.

[24] S.Y. Chou, S. Alexandrou, C.C. Wang, T.Y.Hsiang, *"110 GHz Si MSM Photodetectors"*, in IEEE Transaction on Electron Devices, Vol.40, No.11, pp2145-2146, Nov. 1993.

[25] G. Lucovsky, M.E. Lasser, R.B. Emmons, *"Coherent Light Detection Utilizing Solid State Photodiodes"*, in Electro-chemical Society Spring Meeting, Electronics Div Abstract, p284-285, May 1962.

[26] H. Inaba, A.E. Siegman, *"Microwave Photomixing of Optical Maser Outputs With a PIN-Junction Photodiode"*, in Proc. IRE , p1823-1824, Aug. 1962.

[27] L.U. Kibler, *"A High-Speed Point Contact Photodiode"*, in Proc. IRE , p1834-1835, Aug. 1962.

[28] R.P. Riesz, *"High-Speed Semiconductor Photodiodes"*, in Rev. Sci. Instr., p994-998, Sept. 1962.

[29] L.K. Anderson, *"The PIN junction photodiode as a detector of light modulated at microwave frequencies"*, in 1963 International Solid-State Circuits Conf. Digest Technical Paper, Philadelphia, USA, p114-115, Feb. 1963.

[30] D. Decoster, J.P. Vilcot, J. Harari, V. Magnin, *"Photodetectors for microwave applications : a review and trends"*, in SPIE Proceedings Photonics West, Photodetector Material and Devices V, Vol.3948, 22-28 Jan. 2003.

[31] *"PIN photodiode tunes across the C-band"*, in Fiber Systems Europe, pp7, May 2004.

[32] W. Gartner, *"Depletion Layer Photoeffects In Semiconductors"*, in Physical Review, Vol.116, p84-87, 1959.

[33] T.P. Pearsall, *"$Ga_{0.47}In_{0.53}As$: A Ternary Semiconductor For Photodetector Applications"*, in IEEE Journal of Quantum Electronics, Vol.16, No.7, p709-720, July. 1980.

[34] J. Bowers, C.Jr. Burrus, *"Ultrawide-band long-wavelength p-i-n photodetectors"*, in Journal of Lightwave Technology, Vol.15, No.10, pp1339-1350, Oct. 1997.

[35] Y.G Wey, K. Giboney, J. Bowers, M.Rodwell, P. Silvestre, P. Thiagarajan, G. Robinson, *"110 GHz GaInAs/InP double-heterostructure p-i-n photodetectors"*, in Journal of Lightwave Technology, Vol.13, No.7, pp1490-1499, July. 1995.

[36] M. Jutzi, M. Berroth, G.Wöhl, M.Oehme, E. Kasper, *"Ge-on-Si vertical incidence photodiodes with 39-GHz bandwidth"*, in IEEE Photonics Technology Letters, Vol.17, No.7, pp1510-1512, 2005.

[37] O. Qasameh, Z. Ma, P. Bhattacharya, E.T. Croke, *"Monolithically Integrated Multichannel SiGe/Si p-i-n-HBT Photoreceiver Arrays"*, in Journal of Lightwave Technology, Vol.18, No.11, pp1548-1553, Nov. 2000.

[38] R.B. Emmons, G. Lucovsky, *"The Frequency Response of Avalanching Photodiodes"*, in IEEE Transactions on Electron Devices, Vol.13, No.3, pp297-305, March 1966.

[39] S. Malyshev, A. Chizh, *"State of the art high-speed photodetectors for microwave photonics application"*, in 15th International Conference on Microwaves, Radar and Wireless Communications, Mikon-2004, Vol.3, pp765-775, 17-19 May 2004.

[40] T. Kagawa, Y. Kawamura, H. Iwamura, *"A Wide-Bandwidth Low-Noise InGaAsP-InAlAs Superlattice Avalanche Photodiode with Flip-Chip Structure for Wavelengths of 1.3 and 1.55 μm"*, in IEEE Journal of Quantum Electronics, Vol.29, No.5, pp1387-1392, May 1993.

[41] J.C. Campbell, *"High-Gain Bandwidth Product Si/InGaAs Avalanche Photodetectors"*, in Conference on Optical Fiber Communication Technical Digest, OFC'97, pp35-36, 16-21 Feb 1997.

[42] J. Wei, F. Xia, S.R. Forrest, *"A High-responsivity High-bandwidth Asymmetric Twin-waveguide Coupled InGaAs-InP-InAlAs Avalanche Photodiode"*, in IEEE Photonics Technology Letters, Vol.14, No.11, Nov. 2002.

[43] J.E. Bowers, C.A. Burrus, *"High-speed zero-bias waveguide photodetectors"*, in IEEE Electronics Letters, Vol.22, No.17, 14 Aug. 1986.

[44] K. Kato S. Hata, A. Kozen, J.I Yoshida, K. Kawano, *"High-Efficiency Waveguide InGaAs pin Photodiode with Bandwidth of over* $40GHz$*"*, in IEEE Photonics Technology Letters, Vol.3, No.5, pp473-474, May. 1991.

[45] D. Wake, T.P. Spooner, S.D. Perrin, I.D. Henning, *"50 GHz InGaAs edge-coupled pin photodetector"*, in IEEE Electronics Letters, Vol.27, No.12, pp1073-1054, May 1991.

[46] K. Kato S. Hata, A. Kozen, J.I Yoshida, K. Kawano, *"High Efficiency* $40GHz$ *Waveguide InGaAs p-i-n Photodiode Employing Multimode Waveguide Structure"*, in IEEE Photonics Technology Letters, Vol.3, No.9, pp820-822, Sept. 1991.

[47] G.S Kinsey, C.C. Hansing, A.L. Holmes Jr., B.G. Streeman, J.C. Campbell, A.G. Dentai, *"Waveguide $In_{0.53}Ga_{0.47}As - In_{0.52}Al_{0.48}As$ Avalanche Photodiode"*, in IEEE Photonics Technology Letters, Vol.12, No.4, pp416-418, April 2000.

[48] T. Nakata, T. Takeuchi, K. Makita, Y. Amamiya, Y. Suzuki, T. Torikai, *"An ultra high speed waveguide avalanche photodiode for 40-Gb/s optical receiver"*, in 27th European Conference on Optical Communication, ECOC'01, Amsterdam, Netherlands, pp564-565, 30 sept.- 4 oct. 2001.

[49] J.W. Shi, Y.H. Liu, C.W Liu, *"Design and Analysis of Separate-Absorption-Transport-Charge-Multiplication Traveling-Wave Avalanche Photodetectors"*, in IEEE Journal of Lightwave Technology, Vol.22, No.6, pp1583-1590, June 2004.

[50] M. Achouche, V. Magnin, J. Harari, F. Lelarge, E. Derouin, C. Jany, D. Carpentier, F. Blache, D. Decoster, *"High Performance Evanescent Edge Coupled Waveguide Unitraveling-Carrier Photodiodes for > 40-Gb/s Optical Receivers"*, in IEEE Photonics Technology Letters, Vol.16, No.2, pp584-586, Feb. 2004.

[51] K. Kato, *"Waveguide Photodiode"*, in Conference Proceedings of the 10th Annual Meeting Lasers and Electro-Optics Society 1997, LEOS '97, San Francisco, USA, Vol.1, pp158-159, 10-13 Nov. 1997.

[52] K. Kato, *"110-GHz, 50%-Efficiency Mushroom-Mesa Waveguide p-i-n Photodiode for a $1.55\mu m$ Wavelength"*, in IEEE Photonics Technology Letters, Vol.6, No.6, pp719-721, June 1994.

[53] G. Wanlin, L. Giraudet, J.P. Praseuth, A. Miras, E. Legros, *"High Responsivity side illuminated AlGaInAs PIN photodiode for $40Gbit/s$ - $40GHz$ application"*, in 23th European Conference on Optical Communication, ECOC'97, Edinburg, Great-Britain, Vol.2, pp37-40, Sept. 1997.

[54] R.J. Deri, *"Quenching of resonantly enhanced absorption by multimode interference in vertically coupled waveguide photodetector"*, in Optics Letters, Vol.17, No.9, pp667-669, May. 1992.

[55] R.J. Deri, *"Monolithic Integration of Optical Waveguide Circuitry with III-V Photodetectors for Advanced Lightwave Receivers"*, in IEEE Journal Lightwave Technology, Vol.11, No.8, pp1296-1313, Aug. 1993.

[56] A. Umbach, D. Trommer, G.G. Mekonnen, W. Ebert, G. Unterbörsch, *"Waveguide Integrated $1.55\mu m$ Photodetector with 45 GHz Bandwidth"*, in IEEE Electronics Letters, Vol.32, No.23, pp2143-2145, Nov. 1996.

[57] G. Unterbörsch, A. Umbach, D. Trommer, G.G. Mekonnen, *"$70GHz$ long Wavelength Photodetector"*, in 23th European Conference on Optical Communication, ECOC'97, Edinburg, Great-Britain, Vol.2, pp25-28, Sept. 1997.

[58] S. Demiguel, *"Photodiodes rapides à adaptateur de mode intégré pour les liaisons optiques/radiofréquences à 60GHz et les transmissions numériques à 40Gb/s"*, Thèse de doctorat, Université de Rouen, 26 Oct. 2001.

[59] T. Takeuchi, T. Nataka, K. Makita, M. Yamaguchi, *"High-Speed, high power and high-efficiency photodiodes with evanescently coupled graded-index waveguide"*, in IEEE Electronics Letters, Vol.36, No.11, pp972-973, May 2000.

[60] G.G.Mekonnen, H.G. Bach, A. Beling, R. Kunkel, D. Schmidt, W. Schlaak, *"80-Gb/s InP-Based Waveguide-Integrated Photoreceiver"*, in IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics, Vol.11, No.2, pp356-360, Mar.-Apr. 2005.

[61] F. Xia, J. Wei, V. Menon, S.R. Forrest, *"Monolithic Integration of a Semiconductor Optical Amplifier and a High Bandwidth p-i-n Photodiode Using Asymmetric Twin-Waveguide Technology"*, in IEEE Photonics Technology Letters, Vol.15, No.3, pp452-454, March 2003.

[62] S.S. Murtaza, H. Nie, J.C. Campbell, J.C. Bean, L.J. Peticolas, *"Short-Wavelength, High-Speed, Si-Based Resonant-Cavity Photodetector"*, in IEEE Photonics Technology Letters, Vol.8, No.7, pp927-929, July 1996.

[63] K. Kishino, M.S. Unlu, J.I. Chyi, J. Reed, L. Arsenault, H. Morkoc, *"Resonant cavity-enhanced (RCE) photodetectors"*, in IEEE Journal of Quantum Electronics, Vol.27, No.8, pp2025-2034, Aug. 1991.

[64] G. Kinsey, C. Lenox, H. Nie, J.C. Campbell, B.G. Streeman, *"Resonant-Cavity Photodetector with Integrated Spectral Notch Filter"*, in IEEE Photonics Technology Letters, Vol.10, No.8, pp1142-1143, Aug. 1998.

[65] I.H. Tan ; J.J. Dudley, D.I. Babic, D.A. Cohen, B.D. Young, E.L. Hu, J.E. Bowers, B.I. Miller, U. Koren, M.G. Young, *"High quantum efficiency and narrow absorption bandwidth of the wafer-fused resonant $In_{0.53}Ga_{0.47}As$ photodetectors"*, in IEEE Photonic Technology Letters, Vol.6, No.7, pp811-813, July 1994.

[66] C.C. Barron, C.J. Mahon, B.J. Thibeault, G. Wang, W. Jiang, L.A. Coldren, J.E. Bowers, *"Resonant-cavity-enhanced pin photodetector with 17 GHz bandwidth-efficiency product"*, in IEEE Electronics Letters, Vol.30, No.21, pp1796-1797, Oct. 1994.

[67] A. Chin, T.Y. Chang, *"Multilayer reflectors by molecular-beam epitaxy for resonance enhanced absorption in thin high-speed detectors"*, in Journal of Vacuum Science & Technology B, Vol.8, No.2, pp339-342, March/April 1990.

[68] K.A. Anselm, S.S. Murtaza, I.H. Tan, R.V. Chelakara, M.R. Islam, R.D. Dupuis, B.G. Streetman, J.E. Bowers, E.L. Hu, J.C. Campbell,, *"High-performance resonant-cavity photodetectors"*, in 53rd Annual Device Research Conference, 1995. Digest, pp64-65, 19-21 June 1995.

[69] S.Y. Hu, J. Ko, E.R. Hegblom, L.A. Coldren, *"Multimode WDM optical data links with monolithically integrated multiple-channel VCSEL and photodetector arrays"*, in IEEE Journal of Quantum Electronics, Vol.34, No.8, pp1403-1414, Aug. 1998.

[70] J. Peerlings, R. Riemenschneider, V.N. Kumar, M. Strassner, J. Pfeiffer, V. Scheuer, J. Daleiden, K. Mutamba, S. Herbst, H.L. Hartnagel, P. Meissner, *"Two-chip InGaAs-InP Fabry-Perot p-i-n receiver for WDM systems"*, in IEEE Photonic Technology Letters, Vol.11, No.2, pp260-262, Feb. 1999.

[71] Y. Zhou, J. Cheng, A.A. Allerman, *"High-speed wavelength-division multiplexing and demultiplexing using monolithic quasi-planar VCSEL and resonant photodetector arrays with strained InGaAs quantum wells"*, in IEEE Photonic Technology Letters, Vol.12, No.2, pp122-124, Feb. 2000.

[72] J.C. Campbell,, *"Resonant-Cavity Photodetectors"*, in Technical Digest of International Electron Devices Meeting, Washington D.C., USA, pp575-578, 10-13 Dec. 1995.

[73] M. Gokkavas, O.I. Dosunmu, M.S. Unlu, G. Ulu, R.P. Mirin, D.H. Christensen, E. Ozbay, *"High-speed high-efficiency large-area resonant cavity enhanced p-i-n photodiodes for multimode fiber communications"*, in IEEE Photonic Technology Letters, Vol.13, No.12, pp1349-1351, Dec. 2001.

[74] M.K. Emsley, O.I. Dosunmu, M.S. Unlu, *"Silicon substrates with buried distributed Bragg reflectors for resonant cavity-enhanced optoelectronics"*, in IEEE Journal of Selected Topics In Quantum Electronics, Vol.8, No.4, p948-955, July-Aug. 2002.

[75] M. Gokkavas, B.M. Onat, E. Ozbay, M.S. Islam, E.P. Ata, E. Towe, G. Tuttle, M.S. Unlu, *"Ultrafast resonant cavity enhanced Schottky photodiodes"*, in 10th Annual Meeting of IEEE Lasers and Electro-Optics Society, 1997. LEOS '97, Vol.1, pp160-161, 10-13 Nov. 1997.

[76] B.M. Onat, M. Gokkavas, E. Ozbay, E.P. Ata, E. Towe, M.S. Unlu, *"100-GHz resonant cavity enhanced Schottky photodiodes"*, in IEEE Photonic Technology Letters, Vol.10, No.5, pp707-709, May 1998.

[77] E.P. Ata, N. Biyikli, E. Demirel, E. Ozbay, M. Gokkavas, B. Onat, M.S. Unlu, G. Tuttle, *"High-speed resonant-cavity-enhanced Schottky photodiodes"*, in Technical Digest of Summaries of papers presented at the Conference on Lasers and Electro-Optics, 1998. CLEO 98, pp500, 3-8 May 1998.

[78] O.I Dosunmu, M.K. Emsley, M.S. Unlu, D.D. Cannon, L.C. Kimerling, *"High speed resonant cavity enhanced Ge photodetectors on Si reflecting substrates for 1550 nm operation"*, in IEEE International Topical Meeting on Microwave Photonics, 2004. MWP'04, pp266-268, 4-6 Oct. 2004.

[79] O.I. Dosunmu, D.D. Cannon, M.K. Emsley, L.C. Kimerling, M.S. Unlu, *"High speed resonant-cavity enhanced Ge photodetectors on reflecting Si substrates for 1550 nm opera-*

tion", in 17th Annual Meeting of the IEEE Lasers and Electro-Optics Society, 2004. LEOS 2004, Vol.1, pp148-149, 7-11 Nov. 2004.

[80] O.I Dosunmu, D.D. Cannon, M.K. Emsley, L.C. Kimerling, M.S. Unlu, *"High-speed resonant cavity enhanced Ge photodetectors on reflecting Si substrates for 1550-nm operation"*, in IEEE Photonic Technology Letters, Vol.17, No.1, pp175-177, Jan. 2005.

[81] J.D. Schaub, R. Li, C.L. Schow, J.C. Campbell, G.W. Neudeck, J. Denton, *"Resonant-cavity-enhanced high-speed Si photodiode grown by epitaxial lateral overgrowth"*, in IEEE Photonic Technology Letters, Vol.11, No.12, pp1647-1649, Dec. 1999.

[82] S.S. Murtaza, I.H. Tan, J.E. Bowers, E.L. Hu, K.A. Anselm, M.R. Islam, R.V. Chelakara, R.D. Dupuis, B.G. Streetman, J.C. Campbell, *"High-finesse resonant-cavity photodetectors with an adjustable resonance frequency"*, in Journal of Lightwave Technology, Vol.14, No.6, pp1081-1089, June 1996.

[83] I. Kimukin, N. Biyikli, B. Butun, O. Aytur, S.M. Unlu, E. Ozbay, *"InGaAs-based high-performance p-i-n photodiodes"*, in IEEE Photonics Technology Letters, Vol.14, No.3, pp366-368, March 2002.

[84] R. Kuchibhotla, A. Srinivasan, J.C. Campbell, C. Lei, D.G. Deppe, Y.S. He, B.G. Streetman, *"Low-voltage high-gain resonant-cavity avalanche photodiode"*, in IEEE Photonic Technology Letters, Vol.3, No.4, pp354-356, Apr. 1991.

[85] J.C. Campbell, *"High-speed, resonant-cavity photodetectors"*, in 10th Annual Meeting of the IEEE Lasers and Electro-Optics Society, 1997. LEOS '97, Vol.1, pp235-236, 10-13 Nov. 1997.

[86] H. Nie, K.A. Anselm, C. Lenox, P. Yuan, C. Hu, G. Kinsey, B.G. Streetman, J.C. Campbell, *"Resonant-cavity separate absorption, charge and multiplication avalanche photodiodes with high-speed and high gain-bandwidth product"*, in IEEE Photonic Technology Letters, Vol.10, No.3, pp409-411, March 1998.

[87] C. Lenox, H. Nie, P .Yuang, G. Kinsey, A.L. Homles Jr., B.G. Streetman, J.C. Campbell, *"Resonant-cavity InGaAs-InAlAs Avalanche Photodiodes with Gain-Bandwidth Product of 290 GHz"*, in IEEE Photonic Technology Letters, Vol.11, No.9, pp1162-1164, Sep. 1999.

[88] K. Kato, *"Ultrawide-Band/High-Frequency Photodetectors"*, in IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, Vol.47, No.7, pp1265-1281, Jul. 1999.

[89] T. Ishibashi, N. Shimizu, S. Kodama, H. Ito, T. Nagatsuma, T. Furuta, *"Uni-traveling-carrier photodiodes"*, in Technical Digest on Ultrafast Electronics and Optoelectronics, OSA TOPS, Vol.13, pp. 83-87, 1997.

[90] N. Shimizu, N. Watanabe, T. Furuta, T. Ishibashi, *"High-speed InP/InGaAs uni-traveling-carrier photodiodes with 3-dB bandwidth over 150 GHz"*, in 55th Annual Device Research Conference Digest, pp164-165, 23-25 June 1997.

[91] T. Pearsall, M. Piskorski, A. Brochet, J. Chevrier, *"A $Ga_{0.47}In_{0.53}As/InP$ heterophotodiode with reduced dark current"*, in IEEE Journal of Quantum Electronics, Vol.17, No.2, pp255-259, Feb. 1981.

[92] G.A. Davis, R.E. Weiss, R.A. LaRue, K.J. Williams, R.D. Esman, *"A 920-1650-nm high-current photodiode"*, in IEEE Photonic Technology Letters, Vol.8, No.10, pp1373-1375, Oct. 1996.

[93] N. Shimizu, N. Watanabe, T. Furuta, T. Ishibashi, *"InP-InGaAs uni-traveling-carrier photodiode with improved 3-dB bandwidth of over 150 GHz"*, in IEEE Photonic Technology Letters, Vol.10, No.3, pp412-414, March 1998.

[94] T. Ishibashi, T. Furuta, H. Fushimi, S. Kodama, H. Ito, T. Nagatsuma, N. Shimizu, Y. Miyamoto, *"InP-InGaAs Uni-Traveling-Carrier Photodiodes"*, in IEICE Trans Electron., Vol.E83-C, No.6, pp938-949, June 2000.

[95] H. Ito, T. Furuta, S. Kodama, T. Ishibashi, *"InP/InGaAs uni-travelling-carrier photodiode with a 310 GHz bandwidth"*, in IEEE Electronic Letters, Vol.36, No.21, pp1809-1810, Oct. 2000.

[96] H. Ito, Y. Hirota, A. Hirata, T. Nagatsuma, T. Ishibashi, *"11 dBm photonic millimetre-wave generation at 100 GHz using uni-travelling-carrier photodiodes"*, in IEEE Electronic Letters, Vol.37, No.20, pp1225-1226, Sept. 2001.

[97] H. Ito, S. Kodama, Y. Muramoto, T. Furuta, T. Nagatsuma, T. Ishibashi, *"High-Speed and High-Output InP-InGaAs Unitraveling-Carrier Photodiodes"*, in IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics, Vol.10, No.4, pp709-727, July-Aug. 2004.

[98] Y. Muramoto, K. Kato, M. Mitsuhara, O. Nakajima, Y. Matsuoka, N. Shimizu, T. Ishibashi, *"High-output-voltage, high speed, high efficiency uni-travelling-carrier waveguide photodiode"*, in IEEE Electronic Letters, Vol.34, No.1, pp122-123, 8 Jan. 1998.

[99] M. Achouche, V. Magnin, J. Harari, D. Decoster, F. Blache, J.G. Provost, E. Derouin, D. Carpentier, S. Vuye, L. Giraudet, M. Goix, F. Jorge, *"High Speed and High Responsivity UTC Photodiode Module for $> 40Gb/s$ Optical Receivers"*, in Optical Fiber Communication Conference, OFC2004, Los Angeles, USA, Feb. 2004.

[100] K. Yang, A.L. Gutierrez-Aitken, X. Zhang, G.I. Haddad, P. Bhattacharya, *"Design, Modeling, and Characterization of Monolithically Integrated InP-Based ($1.55\mu m$) High-Speed (24Gb/s) p-i-n/HBT Front-End Photoreceivers"*, in Journal of Lightwave Technology, Vol.14, No.8, pp1831-1839, Aug. 1996.

[101] B. Jalali, D.A. Humphrey, L. Naval, R.K. Montgomery, A.F.J. Levi, D. Sivco, N.K. Dutta, A.Y. Cho, *"An Edge-Coupled Receiver OEIC Using AlInAs/InGaAs HBTs"*, in ..., pp281-284, .

[102] P. Fay, W. Wohlmuth, C. Caneau, S. Chandrasekhar, I. Adesida, *"A Comparative Study of Integrated Photoreceivers Using MSM/HEMT and PIN/HEMT Technologies"*, in IEEE Photonics Technology Letters, Vol.10, No.4, pp582-584, April 1998.

[103] D. Huber, R. Bauknecht, C. Bergamaschi, M. Bitter, A. Huber, T. Morf, A. Neiger, M. Rohner, I. Schnyder, V. Schwarz, H. Jäckel, *"InP-InGaAs Single HBT Technology for Photoreceiver OEIC's at 40 Gb/s and Beyond"*, in Journal of Lightwave Technology, Vol.18, No.7, pp992-1000, July 2000.

[104] K. Takahata, Y. Muramoto, H. Fukano, K. Kato, A. Kozen, O. Nakajima, Y. Matsuoka, *"52 GHz Bandwidth Monolithically Integrated WGPD/HEMT Photoreceiver With Large O/E Conversion Factor of 105 V/W"*, in the Electronic Letters, Vol.35, No.19, pp1639-1640, Sept. 1999.

[105] A. Huber, D. Huber, T. Morf, C. Bergamaschi, V. Hurm, M. Ludwig, M. Schlechtweg, H. Jäckel, *"Monolithic High Transimpedance Gain (*3.3kΩ*), 40 Gb/s InP-HBT Photoreceiver With Differential Outputs"*, in the Electronic Letters, Vol.35, No.11, pp897-898, May 1999.

[106] L.E.M. de Barros Jr, A. Paolella, P.R. Herczfeld, A.A.A. de Salles, *"Noise Performance of HBT as Photodetector in Analog Fiber-Optic Communication Link"*, in the IEEE IMOC'97 Proceedings, pp338-343, 1997.

[107] Y. Betser, D. Ritter, *"Modeling and Performance of an one Stage InP-InGaAs Optoelectronic HBT 3 Terminal Mixer"*, in the International Conference on InP and Related Material, pp380-383, 11-15 May 1997.

[108] N. Chand, P.A. Houston, P.N. Robson *"Gain of a Heterojunction Bipolar Phototransistor"*, in IEEE Transaction on Electron Devices, Vol.32, No.3, pp622-627, March 1985.

[109] H. Kamitsuna, K. Ishii, T. Shibata, K. Kurishima, M. Ida, *"A 43-Gb/s Clock and Data Recovery OEIC Integrating and InP-InGaAs HPT Oscillator with an HBT Decision Circuit"*, in IEEE Journal of Selected Topics In Quantum Electronics, Vol.10, No.4, p673-678, July-Aug. 2004.

[110] S.A. Bashar, A.A. Rezazadeh, *"Optically Transparent ITO Emitter Contacts in the Fabrication of InP/InGaAs HPT's"*, in the IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, Vol.43, No.9, pp2299-2303, Sept. 1995.

[111] A. Bilenca, 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"*, in Journal of Lightwave Technology,

Vol.19, No.9, pp1340-1351, Sept. 2001.

[112] C. Gonzalez, *"InP-Based Bipolar Phototransistors for Microwave Photonic Applications"*, in IEEE International Topical Meeting on Microwave Photonics '03, MWP'03, pp99-104, 10-12 Sept. 2003.

[113] J.C. Campbell, A.G. Dentai, C.A. Burrus Jr, J.F. Ferguson, *"InP/InGaAs Heterojunction Phototransistors"*, in IEEE Journal of Quantum Electronics, Vol.17, No.2, pp264-269, Feb. 1981.

[114] J.C. Campbell, A.G. Dentai, G.J. Qua, J.F. Ferguson, *"Avalanche InP/InGaAs Heterojunction Phototransistor"*, in IEEE Journal of Quantum Electronics, Vol.19, No.6, pp1134-1138, June 1983.

[115] A. Sasaki, H. Yano, S. Fujita, Y. Takeda, *"Integrated Optical Devices of InGaAsP/InP Heterojunction Phototransistor and Inner Stripe Light-Emitting Diode"*, in Journal of Lightwave Technology, Vol.3, No.6, pp1264-1269, Dec. 1985.

[116] H. Fukano, T. Kobayashi, Y. Takanashi, M. Fujimoto, *"High-speed InP/InGaAs Heterojunction Phototransistors with Emitter Metal Reflector"*, in International Electron Devices Meeting Technical Digest, pp213-216, 1993.

[117] H. Kamitsuna, T. Shibata, K. Kurishima, M. Ida, *"Direct Optical Injection Locking of InP/InGaAs HPT Oscillator Circuits for Millimeter-Wave Photonics and Optoelectronic Clock Recovery"*, in IEEE International Topical Meeting on Microwave Photonics, MWP2003, Budapest, Hongrie, Sept. 2003.

[118] M. Borgarino, R. Plana, M. Fendler, J.P. Vilcot, F. Mollot, J. Barette, D. DEcoster, J. Graffeuil, *"Low Frequency Noise Behaviour of InP/InGaAs Heterojunction Bipolar Waveguide Phototransistor"*, in Solid-State Electronics, Vol.44, pp59.62, 2000.

[119] D.C. Scott, D.P. Prakash, H. Erlig, D. Bhattacharya, M.E. Ali, H.R. Fetterman, M. Matloubian, *"High-Power High-Frequency Traveling-Wave Heterojunction Phototransistors with Integrated Polyimide Waveguide"*, in IEEE Microwave and Guided Wave Letters, Vol.8, No.8, Aug. 1998.

[120] W.K. Ng, C.H. Tan, P.A. Houston, A. Krysa, *"High Current InP/InGaAs Evanescently Coupled Waveguide Phototransistor"*, in IEE Proceedings on Optoelectronics, Vol.152, No.2, April 2005.

[121] D. Fritzsche, E. Kupbal, R. Aulbach, *"Fast Response InP/InGaAsP Heterojunction Phototransistors"*, in Electronic Letters, Vol.17, pp178-180, 1981.

[122] S. Chandrasekhar, M.K. Hoppe, A.G. Dentai, C.H. Joyner, G.J. Qua, *"Demonstration of Enhanced Performance of an InP/InGaAs Heterojunction Phototranistor with a Base*

Terminal", in IEEE Electron Devices Letters, Vol.12, No.10, pp550-552, Oct. 1991.

[123] T. Moriizumi, K. Takamashi, *"Theoritical Analysis of Heterojunction Phototransistors"*, in IEEE Transaction on Electron Devices, Vol.19, No.2, pp152-159, Feb. 1972.

[124] Z.I. Alferov, F.A. Akhmedov, V.I Korol'kov, V.G. Nikitin, *"Phototransistor utilizing a GaAs-AlAs heterojunction"*, in Sovietic Physics Semiconductor, Vol.7, No.2, pp780-782, Dec. 1973.

[125] H. Beneking, P. Mishel, G. Schul, *"High-gain wide-gap-emitter $Ga_{1-x}Al_xAs - GaAs$ phototransistor"*, in Electronic Letters, Vol.12, pp395-396, Aug. 1976.

[126] M. Konagi, K. Katsukawa, K. Takahashi, *"High-gain wide-gap-emitter $(GaAl)As/GaAs$ heterojunction phototransistors with high current gain"*, in Journal Applied Physics, Vol.48, pp4389-4394, Oct. 1977.

[127] R.A. Milano, T.H. Windhorn, E.R. Anderson, G.E. Stillman, R.D. Dupuis, P.D. Dapkus *"$Al_{0.5}Ga_{0.5}As - GaAs$ heterojunction phototransistors grown by metalorganic chemical vapor deposition"*, in Applied Physics Letters, Vol.34, pp562-565, May. 1979.

[128] T. Mitsuyu, S. Fujita, *"InGaAsP/InP Wavelength-Selective Heterojunction Phototransistors"*, in IEEE Transaction on Electron Devices, Vol.31, No.6, pp812-817, June. 1984.

[129] K.T. Alavi, C.G. Fonstad, *"Recent advances in InGaAsP/InP"*, in Proceedings of SPIE, Vol.272, pp38-42, 1981.

[130] S.L. Daryanani, G.W. Taylor, S.K. Sargood, T. Vang, B. Tell, *"The Inversion Channel Resonant-Cavity Enhanced Photodetector for Two-Dimensional Optoelectronic Array Applications"*, in IEEE Photonic Technology Letters, Vol.5, No.6, pp677-679, June. 1993.

[131] H. Fukano, Y. Takanashi, M. Fujimoto, M., *"High-speed InP-InGaAs heterojunction phototransistors employing a nonalloyed electrode metal as a reflector"*, in the IEEE Journal of Quantum Electronics, Vol.30, No.12, pp2889-2895, Dec. 1994.

[132] C. Gonzalez, J. Dangla, P. Launay, J.L. Benchimol, *"InP HBT Phototransistor for Radio over Fibre communication systems"*, in Mobile Communications, Nov. 1996.

[133] J. Van de Castle, *"Etude et Réalisation de transducteur opto-fréquences sur matériaux III-V"*, Thèse de Doctorat de l'Université des Sciences et Technologies de Lille, 2 Oct. 1996.

[134] V. Magnin, *"Contribution à l'étude et à l'optimisation de composants optoélectroniques"*, Thèse de doctorat, Université des Sciences et Technologies de Lille, 22 Oct. 1998.

[135] D.P. Prakash, D.C. Scott, H.R. Fetterman, M. Matloubian, Q. Du, W. Wang, *"Integration of Polyimide Waveguides with Traveling-Wave Phototransistors"*, in IEEE Photonic

Technology Letters, Vol.9, No.6, pp800-802, June 1997.

[136] S. Dupont, V. Magnin, E. Fendler, F. Jorge, S. Maricot, J.P. Vilcot, J. Harari, D. Decoster, *"Status on long-wavelength InP waveguide heterojunction phototransistors"*, in IEEE International Topical Meeting on Microwave Photonics, MWP2003, Budapest, Hongrie, Sept. 2003.

[137] A. Leven, V. Houtsma, R. Kopf, Y. Baeyens, Y.K. Chen, *"InP-based double-heterostructure phototransistors with 135 GHz optical-gain cutoff frequency"*, in IEEE Electronics Letters, Vol.40, No.13, pp833-834, 24 June 2004.

[138] A. Splett, T. Zinke, K. Peterman, E. Kasper, H. Kibbel, H.J. Herzog, H. Presing, *"Integration of waveguides and photodetectors in SiGe for* $1.3\mu m$ *operation"*, in IEEE Photonic Technology Letters, Vol.6, No.1, pp59-61, 1995.

[139] Y. Zhu, Q. Yang, Q. Wang, *"Resonant cavity SiGe/Si MQW heterojunction phototransistor grown on the SIMOX substrate for* $1.3\mu m$ *operation"*, in Proceedings of the 47th Conference on Electronic Components and Technology, Vol.1, pp1199-1204, 18-21 May 1997.

[140] Z. Pei, C.S. Liang, L.S. Lai, Y.T. Tseng, Y.M. Hsu, P.S. Chen, S.C. Lu, C.M. Liu, M.J. Tsai, C.W. Liu, *"High Efficient 850nm and 1,310nm Multiple Quantum Well SiGe/Si Heterojunction Phototransistor with 1.25 Plus GHz Bandwidth (850nm)"*, in International Electron Devices Meeting Technical Digest, pp297-300, 2002.

[141] Z. Pei, L.S. Lai, H.P. Hwang, Y.T. Tseng, C.S. Liang and M.J. Tsai, *"*$Si_{1-x}Ge_x/Si$ *Multi-Quantum Well Phototransistor for Near-Infrared Operation"*, in Physica E : Low-dimensional Systems and Nanostructures, Vol.16, No.3-4, pp554-557, March 2003.

[142] J.W. Shi, Z. Pei, Y.M. Hsu, F. Yuan, C.S. Liang, Y.T. Tseng, P.S. Chen, C.W. Liu, S.C. Lu, M.J. Tsai, *"Si/SiGe Heterojunction Phototransistor"*, in IEEE International Topical Meeting on Microwave Photonics, MWP2003, Budapest, Hongrie, Sept. 2003.

[143] J.L. Polleux, *"Contribution à l'étude et à la modélisation de phototransistors bipolaires à hétérojonction SiGe/Si pour les applications opto-microondes"*, Thèse de doctorat, CNAM-Paris, 24 Oct. 2001.

[144] J.L. Polleux, F. Moutier, C. Rumelhard, *"A Strained SiGe layer Heterojunction Bipolar Phototransistor for Short-Range Opto-Microwave Applications"*, in IEEE International Topical Meeting on Microwave Photonics, MWP2003, Budapest, Hongrie, Sept. 2003.

[145] 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"*, in GAAS Conference of the European Microwave Week, Munich, Allemagne, Oct. 2003.

[146] Z. Pei, C.S. Liang, L.S. Lai, Y.T. Tseng, Y.M. Hsu, P.S. Chen, S.C. Lu, M.J. Tsai, C.W. Liu, *"Bandwidth Enhancement in an Integratable SiGe Phototransistor by Removal of Excess Carriers"*, in IEEE Electron Device Letters, Vol.25, No.5, pp286-288, Mai 2004.

[147] T. Yin, A. Apsel, A.M. Pappu, C. Reungsinpinya, A. Khimani, *"Optical Interconnects in Commercial BiCMOS"*, in Proceedings of SPIE, Vol.5357, pp1-10, Juil. 2004.

[148] T. Yin, A.M. Pappu, A. Apsel, *"Low-Cost, High-Efficiency, and High-Speed SiGe Phototransistors in Commercial BiCMOS"*, in IEEE Photonic Technology Letters, Vol.18, No.1, pp55-57, Jan. 2006.

[149] W. Shockley, M. Sparks, G.K. Teal, *"p-n Junctions Transistors"*, in Physical Review, Vol.83, pp151, 1951.

[150] J.N. Shive, *"The Properties of Germanium Phototransistors"*, in Journal of Optical Society American, Vol.43, pp239, 1953.

[151] W. Shockley, *"Circuit Element Utilizing Semiconductive Material"*, in United States Patent No.2569347, 25 Sept. 1951.

[152] H. Kroemer, *"Theory of a Wide-Gap Emitter for Transistors"*, in Proceedings of IRE, Vol.45, pp1535-1537, 1957.

[153] H. Kroemer, *"Heterostructure Bipolar Transistors and Integrated Circuits"*, in Proceedings of IEEE, Vol.70, No.1, pp13-25, Jan. 1982.

[154] H. Kroemer, *"Heterostructure bipolar transistors : what should we build ?"*, in Journal of Vacuum Science & Technology B1, Vol.2, pp112-130, 1983.

[155] R. Braunstein, A. R. Moore, F. Herman, *"Intinsic Optical Absorption in Germanium-Silicon Alloys"*, in Physical Review, Vol. 109, No.3, pp695-710, Feb. 1958.

[156] E. Kasper, H.J. Herzog, H. Kibbel, *"A One-dimensional SiGe superlattice frown by UHV epitaxy"*, in Journal of Applied Physics, Vol.8, pp1541-1548, 1975.

[157] S.S. Iyer, G.L. Patton, S.S. Delage, S. Tiwari, J.M.C. Stork, *"Silicon-germanium base heterojunction bipolar transistors by molecular beam epitaxy"*, in International Electron Devices Meeting Technical Digest, Vol.33, pp874-876, 1987.

[158] J.C. Bean, *"Silicon-Based Semiconductor Heterostructures : Column IV Bandgap Engineering"*, in Proceedings of the IEEE, Vol.80, No.4, pp571-587, Avril 1992.

[159] E. Kasper, *"Properties of Strained and Relaxed Silicon Germanium"*, in EMIS Datareviews Series, INSPEC, London, No.12, 1995.

[160] C. Yahiaoui, *"Modélisation non-linéaire du TBH-SiGe. Application à la conception de cellules analogiques et logiques ultra-rapides"*, Thèse de doctorat, Université Paris-Sud - U.F.R. Scientifique d'Orsay, 11 juillet 1995.

[161] J.D. Cressler, G. Niu, *"Silicon-Germanium Heterojunction Bipolar Transistors"*, in Artech House, ISBN 1-58053-361-2, 2003.

[162] H. Kroemer, *"Zur theorie des diffusions und des drifttransistors, part III"*, in Arch. Elktr. Ubertragung, Vol.8, pp499-504, 1954.

[163] R. People, *"Indirect bandgap of coherently strained $Si_{1-x}Ge_x$ bulk alloys on $< 001 >$ silicon substrates"*, in Physical Review B, Vol.32, pp1405-1408, 1985.

[164] B.S. Meyerson, *"Low-Temperature silicon epitaxy by ultrahigh vacuum / chemical vapor deposition"*, in Applied Physics Letters, Vol.48, pp797-799, 1986.

[165] C.A. King, J.L. Hoyt, C.M. Gronet, J.F. Gibbons, M.P. Scott, J. Turner, *"$Si/Si_{1-x}Ge_x$ heterojunction bipolar transistors produced by limited reaction processing"*, in IEEE Electron Device Letters, Vol.10, No.2, pp874-876, Feb. 1989.

[166] G.L. Patton, J.H. Comfort, B.S. Meyerson, E.F. Crabbe, G.J. Scilla, E. de Fresart, J.M.C. Stork, J.Y.C. Sun, D.L. Harame, J. Burghartz, *"63-75 GHz fT SiGe-base heterojunction bipolar technology"*, in Technical Digest of Symposium on VLSI Technology, Honolulu, HI, USA, pp49-50, 4-7 June 1990.

[167] G.L. Patton, J.H. Comfort, B.S. Meyerson, E.F. Crabbe, G.J. Scilla, E. de Fresart, J.M.C. Stork, J.Y.C. Sun, D.L. Harame, J. Burghartz, *"75-GHz fT SiGe-base heterojunction bipolar transistors"*, in IEEE Electron Device Letters, Vol.11, No.4, pp171-173, April 1990.

[168] J.H. Comfort, G.L. Patton, J.D. Cressler, W. Lee, E.F. Crabbe, B.S. Meyerson, J.Y.C. Sun, J.M.C. Stork, P.F. Lu, J.N. Burghartz, J. Warnock, G. Scilla, K.Y. Toh, M. D'Agostino, C. Stanis, K. Jenkins, *"Profile leverage in self-aligned epitaxial Si or SiGe base bipolar technology"*, in International Electron Devices Meeting Technical Digest, pp21-24, 9-12 Dec. 1990.

[169] D.L. Harame, J.M.C. Stork, B.S. Meyerson, E.F. Crabbe, G.L. Patton, G.J. Scilla, E. de Fresart, A.A. Bright, C. Stanis, A.C. Megdanis, M.P. Manny, E.J. Petrillo, M. Dimeo, R.C. McIntosh, K.K. Chan, *"SiGe-base PNP transistors fabricated with n-type UHV/CVD LTE in a 'No Dt' process"*, in Technical Digest of Symposium on VLSI Technology, Honolulu, HI, USA, pp47-48, 4-7 June 1990.

[170] D.L. Harame, E.F. Crabbe, J.D. Cressler, J.H. Comfort, J.Y.C. Sun, S.R. Stiffler, E. Kobeda, J.N. Burghartz, M.M. Gilbert, J.C. Malinowski, A.J. Dally, S. Ratanaphanyarat, M.J. Saccamango, W. Rausch, J. Cotte, C. Chu, J.M.C. Stork, *"A high performance epitaxial SiGe-base ECL BiCMOS technology"*, in International Electron Devices Meeting Technical

Digest, pp19-22, 13-16 Dec. 1992.

[171] D.L. Harame, J.M.C. Stork, B.S. Meyerson, K.Y.J. Hsu, J. Cotte, K.A. Jenkins, J.D. Cressler, P. Restle, E.F. Crabbe, S. Subbanna, T.E. Tice, B.W. Scharf, J.A. Yasaitis, *"Optimization of SiGe HBT technology for high speed analog and mixed-signal applications"*, in International Electron Devices Meeting Technical Digest, pp71-74, 5-8 Dec. 1993.

[172] E. Kasper, A. Gruhle, H. Kibbel, *"High speed SiGe-HBT with very low base sheet resistivity"*, in International Electron Devices Meeting Technical Digest, pp79-81, 5-8 Dec. 1993.

[173] E.F. Crabbe, B.S. Meyerson, J.M.C. Stork, D.L. Harame, *"Vertical profile optimization of very high frequency epitaxial Si and SiGe-base bipolar transistors"*, in International Electron Devices Meeting Technical Digest, pp83-86, 5-8 Dec. 1993.

[174] D.L. Harame, K. Schonenberg, M. Gilbert, D. Nguyen-Ngoc, J. Malinowski, S.J. Jeng, B. Meyerson, J.D. Cressler, R. Groves, G. Berg, K. Tallman, K. Stein, G. Hueckel, C. Kermarrec, T. Tice, G. Fitzgibbons, K. Walter, D. Colavito, T.Houghton, N. Greco, T. Kebede, B. Cunningham, S. Subbanna, J.H. Comfort, E.F. Crabbe, *"A 200 mm SiGe-HBT technology for wireless and mixed-signal applications"*, in International Electron Devices Meeting Technical Digest, pp437-440, 11-14 Dec. 1994.

[175] J.D. Cressler, E.F. Crabbe, J.H. Comfort, J.Y.C. Sun, J.M.C. Stork, *"An epitaxial emitter-cap SiGe-base bipolar technology optimized for liquid-nitrogen temperature operation"*, in IEEE Electron Device Letters, Vol.15, No.11, pp472-474, Nov. 1994.

[176] L.D. Lanzerotti, A. St. Amour, C.W. Liu, J.C. Sturm, J.K. Watanabe, D. Theodore, *"$Si/Si_{1-x-y}Ge_xC_y/Si$ heterojunction bipolar transistors"*, in IEEE Electron Device Letters, Vol.17, No.7, pp334-337, July 1996.

[177] A. Schuppen, S. Gerlach, H. Dietrich, D. Wandrei, U. Seiler, U. Konig, *"1-W SiGe power HBTs for mobile communication"*, in IEEE Microwave and Guided Wave Letters, Vol.6, No.9, pp341-343, Sep. 1996.

[178] P.A. Potyraj, K.J. Petrosky, K.D. Hobart, F.J. Kub, P.E. Thompson, *"A 230-Watt S-band SiGe heterojunction bipolar transistor"*, in IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, Vol.44, No.23, Part.2, pp2392-2397, Dec. 1996.

[179] K. Washio, E. Ohue, K. Oda, M. Tanabe, H. Shimamoto, T. Onai, *"A selective-epitaxial SiGe HBT with SMI electrodes featuring 9.3-ps ECL-gate delay"*, in International Electron Devices Meeting Technical Digest, pp795-798, 7-10 Dec. 1997.

[180] S.J. Jeng, B. Jagannathan, J.S. Rieh, J. Johnson, K.T. Schonenberg, D. Greenberg, A. Stricker, H. Chen, M. Khater, D. Ahlgren, G. Freeman, K. Stein, S. Subbanna, *"A 210-GHz fT SiGe HBT with a non-self-aligned structure"*, in IEEE Electron Device Letters, Vol.22, No.11, pp542-544, Nov. 2001.

[181] J.S. Rieh, B. Jagannathan, H. Chen, K.T. Schonenberg, D. Angell, A. Chinthakindi, J. Florkey, F. Golan, D. Greenberg, S.J. Jeng, M. Khater, F. Pagette, C. Schnabel, P. Smith, A. Stricker, K. Vaed, R. Volant, D. Ahlgren, G. Freeman, K. Stein, S. Subbanna, *"SiGe HBTs with cut-off frequency of 350 GHz"*, in International Electron Devices Meeting Technical Digest, pp771-774, 8-11 Dec. 2002.

[182] J.W. Matthews, A.E. Blakeslee, *"Defects in epitaxial multilayers. I. Misfit dislocations"*, in Journal of Crystal Growth, Vol.27, pp118-125, Dec. 1974.

[183] J.C. Bean, L.C. Feldman, A.T. Fiory, S. Nakahara, I.K. Robinson, *"Ge_xSi_{1-x}/Si strained-laver superlattice grown by molecular beam epitaxy"*, in Journal of Vacuum Science & Technology A, Vol.2, pp.436-440, 1984.

[184] C.M. Gronet, C.A. King, W. Opyd, J.F. Gibbons, S.D. Wilson, R. Hull, *"Growth of GeSi/Si strained layer superlattices using limited reaction processing"*, in Journal of Applied Physics, Vol.61, pp2407-2409, 1987.

[185] B.S. Meyerson, K.J. Uram, K.F. LeGoues, *"Cooperative growth phenomena in silicon/germanium low temperature epitaxy"*, in Applied Physics Letters, Vol.53, pp2555-2557, 1988.

[186] C.A. King, J.L. Hoyt, C.M. Gronet, J.F. Gibbons, M.P. Scott, S.J. Rosner, G. Reid, S. Laderman, K. Nauka, T.I. Kamins, *"Characterization of p-N $Si_{1-x}Ge_x/Si$ heterojunctions grown by limited reaction processing"*, in IEEE Transactions on Electron Devices, Vol.35, No.12, pp2454, Dec. 1988.

[187] J.D. Cressler, *"SiGe HBT Technology : A New Contender for Si-Based RF and Microwave Circuit Applications"*, in IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, Vol.46, No.5, pp 572-589, May 1998.

[188] S.S. Iyer, G.L. Patton, J.M.C. Stork, B.S. Meyerson, D.L. Harame, *"Heterojunction bipolar transistors using Si-Ge alloys"*, in IEEE Transactions on Electron Devices, Vol.36, No.10, pp2043-2064, Oct. 1989.

[189] D.V. Lang, R. People, J.C. Bean, A.M. Sergent,, *"Measurement of the band gap of Ge_xSi_{1-x}/Si strained-layer heterostructures"*, in Applied Physics Letters, Vol.47, No.12, pp1333-1335, Dec. 1985.

[190] R. People, *"Physics and Applications of Ge_xSi_{1-x}/Si Strained-Layer Heterostructures"*, in IEEE Journal of Quantum Electronics, Vol.22, No.9, pp1696-1710, Sept. 1986.

[191] C.A. King, J.L. Hoyt, J.F. Gibbons, *"Bandgap and Transport Properties of $Si_{1-x}Ge_x$ by Analysis of Nearly Ideal $Si/Si_{1-x}Ge_x/Si$ Heterojunction Bipolar Transistors"*, in IEEE Transactions on Electron Devices, Vol.36, No.10, pp2093-2104, Oct. 1989.

[192] R.J.E. Hueting, J.W. Slotboom, *"Reduced Sidewall Effects in SiGe-base Bipolar Transistors"*, in 24th European Solid-State Device Research Conference Proceedings, ESSDERC'94, pp67-70, Sept. 1994.

[193] P. Ashburn, A. Nouailhat, M.D.R. Hashim, G.J. Parker, M. Mouis, D.J. Robbins, *"Temperature Dependence of the Current Gain of $Si/Si_{1-x}Ge_x$ Heterojunction and Si Homojunction Bipolar Transistors"*, in 24th European Solid-State Device Research Conference Proceedings, ESSDERC'94, pp477-480, Sept. 1994.

[194] Z. Matutinovic-Krstelj, V. Venkataraman, E.J. Prinz, J.C. Sturm, C.W. Magee, *"Base Resistance and Effective Bandgap Reduction in n-p-n $Si/Si_{1-x}Ge_x/Si$ HBT's with Heavy Base Doping"*, in IEEE Transactions on Electron Devices, Vol.43, No.3, pp457-466, March 1996.

[195] S. Takagi, J.L. Hoyt, K. Rim, J.J. Welser, J.F. Gibbons, *"Evaluation of the Valence Band Discontinuity of Si/Si1-xGex/Si Heterostructures by Application of Admittance Spectroscopy to MOS Capacitors"*, in IEEE Transactions on Electron Devices, Vol.45, No.2, pp494-501, Feb. 1998.

[196] A. Vonsovici, L. Vescan, R. Apetz, A. Koster, K. Schmidt, *"Room Temperature Photocurrent Spectroscopy of SiGe/Si p-i-n Photodiodes Grown by Selective Epitaxy"*, in IEEE Transactions on Electron Devices, Vol.45, No.2, pp538-542, Feb. 1998.

[197] A. Neugroschel, G. Li, C.T. Sah, *"Low Frequency Conductance Voltage Analysis of $Si/Ge_xSi_{1-x}/Si$ Heterojunction Bipolar Transistors"*, in IEEE Transactions on Electron Devices, Vol.45, No.2, pp538-542, Feb. 1998.

[198] C.K. Maiti, N.B. Chakrabarti, S.K. Ray, *"Strained Silicon Heterostructures : materials and devices"*, in IEE Circuits, Devices & Systems, ISBN 0-85296-778-0, 2001.

[199] T. Manku, A. Nathan, *"Lattice mobility of holes in strained and unstrained $Si_{1-x}Ge_x$ alloys"*, in IEEE Electron Devices Letters, Vol.12, No.12, pp704-706, Dec. 1991.

[200] T. Manku, A. Nathan, *"Electron drift mobility model for devices based on unstrained and coherently strained $Si_{1-x}Ge_x$ grown on $< 001 >$ silicon substrate"*, in IEEE Transactions on Electron Devices, Vol.39, No.9, pp2082-2089, Sept. 1992.

[201] T. Manku, J.M. McGregor, A. Nathan, D.J. Roulston, J.P. Noel, D.C. Houghton, *"Drift hole mobility in strained and unstrained doped $Si_{1-x}Ge_x$ alloys"*, in IEEE Transactions on Electron Devices, Vol.40, No.11, pp1990-1996, Nov. 1993.

[202] F.M. Bufler, P. Graf, B. Meinerzhagen, B. Adeline, M.M. Rieger, H. Kibbel, G. Fischer, *"Low- and high-field electron-transport parameters for unstrained and strained $Si_{1-x}Ge_x$"*, in IEEE Electron Devices Letters, Vol.18, No.6, pp264-266, June 1997.

[203] J.M. Hinckley, J. Singh, *"Holes Transport Theory in Pseudomorphic $Si_{1-x}Ge_x$ Alloys Grown on Si(001) Substrates"*, in Physical Review B, Vol.41, pp2912-2926, 1990.

[204] T.K. Carns, S.K. Chun, M.O. Tanner, K.L. Wang, T.I. Kamins, J.E. Turner, D.Y.C. Lie, M.A. Nicolet, R.G. Wilson, *"Hole mobility measurements in heavily doped Si1-xGex strained layers"*, in IEEE Transactions on Electron Devices, Vol.41, No.7, pp1273-1281, July 1994.

[205] A. Levitas, *"Electrical Properties of GermaniumSilicon Alloys"*, in Physical Review, Vol.99, pp1810-1814, 1955.

[206] L.E. Kay, T.W. Tang, *"Monte Carlo calculation of strained and unstrained electron mobilities in $Si_{1-x}Ge_x$ using an improved ionized-impurity model"*, in Journal of Applied Physics, Vol.70, pp1483-1488, 1991.

[207] J.S. Rieh, L.H. Lu, L.P.B. Katehi, P.K. Bhattacharya, *"Experimental determination of minority electron mobility in p-type pseudomorphic SiGe/Si"*, in Topical Meeting on Silicon Monolithic Integrated Circuits in RF Systems, 1998. Digest of Papers, pp10-15, 17-18 Sept. 1998.

[208] J.S. Rieh, P.K. Bhattacharya, E.T. Croke, *"Temperature dependent minority electron mobilities in strained $Si_{1-x}Ge_x$ ($0.2 < x < 0.4$) layers"*, in IEEE Transactions on Electron Devices, Vol.47, No.4, pp883-890, April 2000.

[209] D.B.M. Klaassen, *"A Unified Mobility Model for Device Simulation"*, in International Electron Devices Meeting Technical Digest, pp357-360, 9-12 Dec. 1990.

[210] D.B.M. Klaassen, *"A Unified Mobility Model for Device Simulation - I. Model Equations and Concentration Dependence"*, in Solid State Electronic, Vol.35, No.7, pp953-959, July 1992.

[211] D.B.M. Klaassen, *"A Unified Mobility Model for Device Simulation - II. Temperature Dependence of Carrier Mobility and Lifetime"*, in Solid State Electronic, Vol.35, No.7, pp961-967, July 1992.

[212] J.L. Polleux, C. Rumelhard, *"Optical Absorption Coefficient Determination And Physical Modelling Of Strained SiGe/Si Photodetector"*, in 8th IEEE International Symposium on High Performance Electron Devices for Microwave and Optoelectronic Applications, EDMO 2000, pp.167-172, Nov. 2000.

[213] J.L. Polleux, C. Rumelhard, *"Modélisation Physique et Coefficient d'Absorption Optique de Photodétecteurs SiGe pour les Applications Optomicroondes"*, Journées Nationales Microondes, JNM2001, Poitiers, France, 16-18 Mai 2001.

[214] D.L. Harame, J.H. Comfort, J.D. Cressler, E.F. Crabbé, J.Y.C. Sun, B.S. Meyerson, T. Tice, *"Si/SiGe Epitaxial-Base Transistors-Part I : Materials, Physics, and Circuits"*, in IEEE Transactions on Electron Devices, Vol.42, No.3, pp455-468, March 1995.

[215] B. Van Haaren, *"Etude des phénomènes de bruit électrique dans les transistors bipolaires micro-ondes à hétérojonction Si/SiGe/Si"*, Thèse de doctorat, Université Paul Sabatier de Toulouse, 9 juil. 1998.

[216] G. Freeman, D. ahlgren, R. Groves, F. Huang, G. Hugo, B. Jagannathan, S. J. Jeng, J. Johnson, K. Schonenberg, K. Stein, R. Volant, S. Subbanna, *"A* $0.18\mu m$ $90GHz$ f_T *SiGe HBT BiCMOS, ASICompatible, Copper Interconnect Technology for RF and Microwave Applications"*, in International Electron Devices Meeting Technical Digest, pp569-572, 1999.

[217] B. Jagannathan, M. Khater, F. Pagette, J.S. Rieh, D. Angell, H. Chen, J. Florkey, F. Golan, D.R. Greenberg, R. Groves, S.J. Jeng, J. Johnson, E. Mengistu, K.T. Schonenberg, C.M. Schnabel, P. Smith, A. Stricker, D. Ahlgren, G. Freeman, K. Stein, S. Subbanna, *"Self-aligned site NPN transistors with 285 GHz fMAX and 207 GHz fT in a manufacturable technology"*, in IEEE Electron Device Letters, Vol.33, No.5, pp258-260, May 2000.

[218] E. Berranger, S. Bodnar, A. Chantre, J. Kirtsch, A. Monroy, A. Granier, M. Laurens, J.L. Regloni, M. Mouis, *"Integration of SiGe heterojunction bipolar transistors in a 200 mm Industrial BiCMOS technology"*, in Thin Solid Film, No.294, pp.250-253, 1997.

[219] A. Chantre, M. Marty, J.L. Regolini, M. Mouis, J. de Pontcharra, D. Dutartre, S. Jouan, F. Chaudier, M. Assous, C. Morin, M. Roche, *"A highly manufacturable* $0.35\mu m$ *SiGe HBT technology with* $70GHz$ *fmax"*, in 28th European Solid-State Device Research Conference Proceedings, ESSDERC'98, pp448-451, Sept. 1998.

[220] D. Zöschg, W. Wilhelm, H. Knapp, K. Aufinger, J. Böck, T.F. Meister, M. Wurzer, H.D. Wohlmuth, A. L. Scholtz, *"Monolithic Low-Noise Amplifiers up to 10GHz in Silicon and SiGe Bipolar Technologies"*, in EuMC Conference of the European Microwave Week, Paris, France, Vol.1, pp333-336, Oct. 2000.

[221] T. Teppo, E. Sönmez, K.B. Schab, P. Adele, H. Schumacher, *"Si/SiGe IC's with Low Cost in the 15 to 20 GHz Range"*, in 8th IEEE International Symposium on High Performance Electron Devices for Microwave and Optoelectronic Applications, EDMO 2000, pp.26-31, Nov. 2000.

[222] A. Schüppen, U. Erben, A. Gruhle, H. Kibbel, H. Schumacher, U. König, *"Enhanced SiGe Heterojunction Bipolar Transistor with* $160\,GHz - f_{max}$*"*, in Technical Digest of International Electron Devices Meeting, Washington D.C., USA, pp743-746, 10-13 Dec. 1995.

[223] B. Van Haaren, M. Regis, O. Llopis, L. Escotte, A. Gruhle, C. Mahner, R. Plana, J. Graffeuil, *"Low-frequency noise properties of SiGe HBT's and application to ultra-low phase-noise oscillators"*, in IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, Vol.46, No.5 pp647-652, May 1998.

[224] N. Zerounian, F. Aniel, R. Adde, A. Gruhle, *"SiGe heterojunction bipolar transistor with* $231GHz$ f_T *at* $77K$*"*, in Electronics Letters, Vol. 36, No.12, pp1076-1077, 8th June 2000.

[225] M. Muller, *"Le Phototransistor Bipolaire InP/InGaAs comme mélangeur optique/électrique pour conversion vers la bande millimétrique dans le réseau d'accés radio sur fibre"*, Thèse de doctorat, Université Paris VI, 28 mars 2002.

[226] E.F. Crabbé, J.D. Cressler, G.L. Patton, J.M.C. Stork, J.H. Confort, J.Y.C Sun, *"Current Gain Rolloff in Graded-Base Heterojunction Bipolar Transistors"*, in IEEE Electron Device Letters, Vol.14, No.4, pp193-195, April 1993.

[227] J.L. Polleux, A.L. Billabert-Germond, G. Hincelin, C. Rumelhard, *"Characterisation of phototransistors by beating of lasers"*, in Workshop on Advances in Photonics Technologies for Microwave Applications at the European Microwave Week 2002, invited paper, Milan, Italie, 27th Sept. 2002.

[228] A.L. Billabert, J.L. Polleux, C. Rumelhard, *"Caractérisation de Phototransistors Microondes par Battement Lasers"*, Journées Nationales Microondes, JNM2003, Lille, France, Mai 2003.

[229] N. Chennafi, *"Contribution à l'étude physique et à l'optimisation des phototransistors bipolaires à hétérojonction à l'aide d'outils de Simulation numérique : Application au développement d'un schéma équivalent grand signal du phototransistor"*, Thèse de doctorat, CNAM-Paris, 5 juil. 1999.

[230] B. Neinhüs, P. Graf, S. Decker, B. Meinerzhagen, *"Examination of Transient Drift-Diffusion and Hydrodynamic Modeling Accuracy for SiGe HBTs by 2D Monte-Carlo Device Simulation"*, in the 27th European Solid-State Device Research Conference Proceedings, ESSDERC'97, pp.188-191, September 1997.

[231] D.M. Nuernbergk, H. Forster, F. Schwierz, J.S. Yuan, G. Paasch, G., *"Comparison of Monte Carlo, energy transport, and drift-diffusion simulations for a Si/SiGe/Si HBT"*, in the IEEE Workshop on High Performance Electron Devices for Microwave and Optoelectronic Applications, EDMO 1997, pp.19-24, Nov. 1997.

[232] J.S. Yuan, *"SiGe, GaAs, and InP Heterojunction Bipolar Transistors"*, John Wiley & Sons, Inc., ISBN 0-471-19746-7, 1999.

[233] N. Zérounian, *"Etudes expérimentales et modélisation de composants micro-ondes bipolaires et à effet de champ SiGe"*, Thèse de doctorat, Université Paris XI Orsay - IEF, 20 jan. 2000.

[234] *"ATLAS User's Manual Device Simulation Software Volume I"*, Silvaco International, 8th edition, 2002.

[235] 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"*, in IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, Vol.52, No.3, pp871-881, March 2004.

[236] *"ATLAS User's Manual Device Simulation Software Volume II"*, Silvaco International, 8th edition, 2002.

[237] J.S Rieh, B. Jagannathan, D.R. Greenberg, M. Meghelli, A. Rylyakov, F. Guarin, Z. Ya,g, D.C. Ahlgren, G. Freeman, P. Cottrell, D. Harame, *"SiGe Heterojunction Bipolar Transistors and Circuits Toward Terahertz Communication Applications"*, in IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, Vol.52, No.10, pp2390-2408, Oct. 2004.

[238] A. Schuppen, H. Dietrich, S. Gerlach, H. Hohnemann, J. Arndt, U. Seller, R. Gotzfried, U. Erben, H. Schumacher, *"SiGe-technology and components for mobile communication systems"*, in the Proceedings of the Bipolar/BiCMOS Circuits and Technology Meeting, pp130-133, 29 Sept.-1 Oct. 1996.

[239] H. Schumacher, U. Erben, W. Dürr, *"SiGe Heterojunction Bipolar Transistors - The Noise Perspective"*, in Solid-State Electronics, Vol.41, No.10, pp1485-1492, 1997.

[240] R. Gotzfried, F. Beisswanger, S. Gerlach, A. Schuppen, H. Dietrich, U. Seiler, K.H. Bach, J. Albers, *"RFIC's for mobile communication systems using SiGe bipolar technology"*, in IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, Vol.46, No.5, Part.2, pp661-668, May 1998.

[241] U. Erben, H. Schumacher, A. Schuppen, H. Dietrich, J. Arndt, *"Application of a production ready SiGe HBT process to 1.9, 5.7 and 10 GHz low noise MMICs"*, in the Topical Meeting on Silicon Monolithic Integrated Circuits in RF Systems Digest of Papers, pp100-104, 17-18 Sept. 1998.

[242] C.N. Rheinfelder, H. Kuhnert, J.-F. Luy, W. Heinrich, A. Schuppen, *"SiGe MMIC's beyond 20 GHz on a commercial technology"*, in the IEEE MTT-S International Microwave Symposium Digest, Vol.2, pp727-730, 11-16 June 2000.

[243] A. Schüppen, *"SiGe HBTs for mobile communication"*, in Solid-State Electronics, Vol.43, pp1373-1381, 1999.

[244] J. Berntgen, A. Schüppen, P. Maier, M. Tortschanoff, W. Kraus, M. Averweg, *"SiGe Technology bears fruits"*, in Material Science and Engineering, Vol.B59, pp13-20, 2002.

[245] S. Kehri, *"Études des limitations fréquentielles des phototransistors en fonction de leurs dimensions latérales"*, Mémoire de DEA de l'Université de Marne-la-Vallée, 2002-03.

[246] B. Lanoux, *"Modélisation comportementale et caractérisation électrique d'un phototransistor SiGe/Si"*, Mémoire de DEA de l'Université de Marne-la-Vallée, 30 juin 2003.

[247] A. Schuppen, H. Dietrich, *"High Speed SiGe heterobipolar transistors"*, in Journal of Crystal Growth, Vol.157, pp207-214, 1995.

[248] N. Chennafi, C. Rumelhard, C. Gonzalez, J. Thuret, *"Simulatoin and Measurement of Optoelectronic Performances of InP/InGaAs Heterojonction Bipolar Phototransistor"*, in Gallium Arsenide Integrated Circuit (GaAs) Symposium, Bologne, Italy, pp161-162, 3-5 Sept. 1997.

[249] M. Muller, M. Riet, C. Fortin, S. Withitsoonthorn, J. d'Orgeval, C. Gonzalez, *"Millimeter-Wave InP/InGaAs Photo-HBT and its Application to a Double-Stage Cascode Optoelectronic Mixer"*, in IEEE International Topical Meeting on Microwave Photonics, 2002. MWP'02, pp345-348, Noc. 2002.

[250] J. J. Ebers, J. L. Moll, *"Large-Scale Behaviour of Junction Transistors"*, in IEE. Proceedings, Vol.42, pp1761–1772, 1954.

[251] H.K. Gummel, H.C. Poon, *"An Integral Charge Control Model of Bipolar Transistors"*, in Bell System Technical Journal, Vol.49, pp827-852, 1970.

[252] H.C. de Graaff, W.J. Kloosterman, *"New Formulation of the Current and Charge Relations in Bipolar Transistor Modeling for CACD Purposes"*, in IEEE Transactions on Electron Devices, Vol.32, No.11, pp2415-2419, Nov. 1985.

[253] J.C.J. Paasschens, R. v.d. Toorn, W.J. Kloosterman, *"The Mextram Bipolar Transistor Model - level 504.6"*, in Philips Electronics National Laboratory Unclassified Report NL-UR 2000/811, March. 2005.

[254] H.M. Rein, M. Schroter, *"A compact physical large-signal model for high-speed bipolar transistors at high current densities - Part I : One-dimensional model"*, in IEEE Transactions on Electron Devices, Vol.34, No.8, pp1741-1751, Aug. 1987.

[255] H.M. Rein, 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"*, in IEEE Transactions on Electron Devices, Vol.34, No.8, pp1752-1761, Aug. 1987.

[256] C. McAndrew, J. Seitchik, D. Bowers, M. Dunn, M. Foisy, I. Getreu, M. McSwain, S. Moinian, J. Parker, P. van Wijnen, L. Wagner, *"VBIC95 : An improved vertical, IC bipolar transistor model"*, in the Proceedings of the Bipolar/BiCMOS Circuits and Technology Meeting, pp170-177, 2-3 Oct. 1995.

[257] 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. Schroter, P. van Wijnen, L.F. Wagner, *"VBIC95, the vertical bipolar inter-company model"*, in the IEEE Journal of Solid-State Circuits, Vol.31, No.10, pp1746-1483, Oct. 1996.

[258] H.C. de Graaff, *"State of the Art in Compact Modelling with Emphasis on Bipolar RF Circuit Design"*, in Proceeding of the 27th European Solid-State Device Research Conference, pp14-23, 22-24 Sept. 1997.

[259] A. Chakravorty, R. Garg, C.K. Maiti, *"Comparison of State of the Art Bipolar Compact Models for SiGe-HBTs"*, in Applied Surface Science, Vol.224, No.1-4, pp354-360, 15 March 2004.

[260] D.A. Teeter, J.R. East, R.K. Mains, G.I. Haddad, *"Large-signal numerical and analytical HBT models"*, in IEEE Transactions on Electron Devices, Vol.40, No.5, pp837-845, May 1993.

[261] D.A. Teeter, J.R. East, G.I. Haddad, *"Large-Signal HBT Characterization and Modeling at Millimeter Wave Frequencies"*, in IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, Vol.41, No.6/7, pp1087-1093, June/July 1993.

[262] S. Bruce, A. Rydberg, H. Schumacher, U. Erben, J-F. Luy, M. Karlsteen, M. Willander, *"Development, implementation and verification of a physics-based Si/SiGe HBT model for millimeter-wave nonlinear circuit simulations"*, in CiteSeer.IST Scientific Literature Digital Library, http ://citeseer.ist.psu.edu/81144.html, Proceedings 26th European Microwave Conference, Prague, Czech Republic, - pp903-905, 1996.

[263] Q.M. Zhang, H. Huntao, J. Sitch, R.K. Surridge, J.M. Xu, *"A new large signal HBT model"*, in IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, Vol.44, No.11, pp2001-2009, Nov. 1996.

[264] S. Megherbi, C. Yahiaoui, J.F. Pone, *"A behavioural nonlinear SiGe-HBT model based on Gummel-Poon topology"*, in the Proceedings of the 40th Midwest Symposium on Circuits and Systems, Vol.2, pp1314-1317, 3-6 Aug. 1997.

[265] Q. Cai, J. Gerber, U.L. Rohde, T. Daniel, *"HBT high-frequency modeling and integrated parameter extraction"*, in IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, Vol.45, No.12, pp2493-2502, Dec. 1997.

[266] C.N. Rheinfelder, F.J. Beisswanger, W. Heinrich, *"Nonlinear modeling of SiGe HBTs up to 50 GHz"*, in IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, Vol.45, No.12, pp2503-2508, Dec. 1997.

[267] F. Arcioni, J.P. Pascual, T. Fernandez, J.M. Zamanillo, A. Mediavilla, E. Artal, V. Filimon, J.F. Luy, *"SiGe HBT large-signal modelling and its application to the design of millimetre wave amplifiers"*, in the Topical Meeting on Silicon Monolithic Integrated Circuits in RF Systems Digest of Papers, pp105-112, 17-18 Sept. 1998.

[268] Jérémy Raoult, *"Etude et Modélisation de Transistors Bipolaires à Hétérrojonction SiGe - Application à la Conception d'Oscillateurs Rdaiofréquences Intégrés"*, Thèse de doctorat, Institut National des Sciences Appliquées de Lyon, 16 déc. 2003.

[269] E. Sonmez, W. Durr, P. Abele, K.B. Schad, H. Schumacher, *"Parameter extraction of SiGe HBTs for a scalable MEXTRAM model and performance verification by a SiGe HBT MMIC active receive mixer design for 11 GHz"*, in the Topical Meeting on Silicon Monolithic

Integrated Circuits in RF Systems Digest of Papers, pp159-162, 26-28 April 2000.

[270] L. Paszkiewicz, *"Modélisation et caractérisation de liaisons optiques mixtes fibre optique-radio et conception d'un récepteur optoélectronique"*, Thèse de doctorat, Université de Marne-la-Vallée, 10 jan. 2002.

[271] S.W. Tan, W.T. Chen, M.Y. Chu, W.S. Lour, *"A new model for the phototransistor"*, in the International Workshop on Junction Technology, pp232-235, 15-16 March 2004.

[272] 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"*, in IEEE Transactions on Electron Devices, Vol.52, No.2, pp204-210, Feb. 2005.

[273] S.M. Frimel, K.P. Roenker, *"Gummel-Poon Model for NPN Heterojunction Bipolar Phototransistors"*, in Journal of Applied Physics, Vol.82, No.7, pp3581-3591, 1st Oct. 1997.

[274] F. Yuan, J.W. Shi, Z. Pei, C.W. Liu, *"MEXTRAM modeling of Si-SiGe HPTs"*, in IEEE Transactions on Electron Devices, Vol.51, No.6, pp870-876, June 2004.

[275] F. Moutier, J.L. Polleux, C. Rumelhard, *"Physical and Electrical Modelling of Photocurrent Sources in a SiGe/Si Heterojunction Phototransistor"*, in 2nd European IST-NoE-Nefertiti Winterschool, England, York, pp870-876, Feb. 2004.

[276] W.M. Webster, *"On The Variation of Junction Transistor Current Amplification Factor With Emitter Current"*, in Proceedings of the IRE, p914-920, 1954.

[277] M. Egels, B. Delacressonnière, Y. Sahabun, P. Lecoy, *"Design of an optically frequency or phase-controlled oscillator for hybrid fiber-radio LAN at 5.2 GHz"*, in Microwave and Optical Technology Letters, Vol.45, No.2, pp104-107, April 2005.

[278] A. Bdeoui, *"Étude des éléments d'une liaison optique en microondes. Modèle de laser avec transposition du bruit 1/f autour de la fréquence de modulation et nouvelle configuration de photodétecteur à cavité étendue microphotonique "*, Thèse de doctorat, Conservatoire National des Arts et Métiers, 27 Avril 2006.

[279] F. Moutier, J.L. Polleux, C. Rumelhard, H. Schumacher, *"Frequency Response Enhancement of a Single Strained Layer SiGe Phototransistor Based on Physical Simulations"*, GAAS Conference of the European Microwave Week, France, Paris, Oct. 2005.

[280] B. Saadany, F. Marty, Y. Mita, D. Khalid, T. Bourouina, *"A MEMS Tunable Optical Filter Based on Vertical DBR Architecture"*, DTIP'04 - Design, Test, Integration and Packaging MEMS / MOEMS, 12-14 May 2004.

[281] O. Powell, *"Single-Mode condition for silicon rib waveguides"*, in the IEEE Journal of Lightwave Technology, Vol.20, No.10, Oct. 2002.

[282] S.P. Chan, C.E. Png, S .T. Lim, G.T. Reed, V.M.N. Passaro, *"Single-Mode and polarization-independent silicon-on-insulator waveguides with small cross section"*, in the IEEE Journal of Lightwave Technology, Vol.23, No.6, June 2005.

Résumé

Des prototypes de phototransistors bipolaires à hétérojonction SiGe/Si fabriqués avec une technologie industrielle de HBT d'Atmel, ont été caractérisés électriquement et opto-électriquement à $940nm$. Une sensibilité de $1,49A/W$ et une fréquence de transition optique de $400MHz$ en mode phototransistor ont été obtenues pour un prototype présentant une fenêtre optique de $10 \times 10\mu m^2$. Un modèle comportemental optique-microonde pour les couches SiGe contraint sur Si a été utilisé pour développer un modèle physique du phototransistor SiGe. Les résultats issus de ce modèle en comparaison avec les mesures ont permis la validation du modèle comportemental. Les résultats de la simulation physique ont été ensuite utilisés afin de développer un modèle opto-électrique statique associé à un modèle petit signal pour une polarisation particulière en mode phototransistor. L'intégration de la partie optique a été facilitée par le développement du modèle en corrélation avec la structure physique du phototransistor. Le dernier chapitre se concentre sur l'exploitation du modèle physique dans le but d'évaluer les performances du phototransistor. Tout d'abord, le phototransistor a été caractérisé pour un éclairement vertical au travers de la fenêtre optique à $940nm$. Suite à une étude des zones rapides et des contributions de chaque région, nous avons pu mettre en avant un effet UTC-HPT (Uni-Traveling-Carrier) dans le cas où seule la base absorbe. Cet effet a été de nouveau obtenu lors d'une étude en longueur d'onde et a été maximisé à la longueur de $1,17\mu m$ privilégiant l'absorption dans le SiGe. Nous avons montré une voie d'optimisation des performances du phototransistor avec un éclairement latéral et estimé les performances qu'il est possible d'atteindre. L'ensemble de ce travail apporte ainsi une contribution préliminaire à de potentielles applications du phototransistor SiGe pour les applications Radio-over-Fiber, qui présentent des porteuses microondes atteignant les $3,1-10,6GHz$ pour l'UWB à près de $60GHz$ ou plus pour le très haut débit sans fil.

Mots-clés: Phototransistor, photodiode, photodétecteur, SiGe, hétérojonction, sensibilité, gain optique-microonde, fréquence de transition optique, f_{Topt}, UTC-HPT, Uni-Traveling-Carrier.

Abstract

Prototypes of SiGe/Si heterojunction bipolar phototransistors were build with the Atmel industrial HBT technology. Theses prototype were characterized electrically and opto-electrically at $940nm$. A responsivity of $1,49A/W$ and an optical transition frequency of $400MHz$ in the phototransistor mode were obtained for a $10 \times 10\mu m^2$ optical window prototype. A opto-microwave numerical model for SiGe layers strained on Si was used to develop a physical model of SiGe phototransistor. Results from theses simulations were compared to measurements in order to validate the optical-microwave model. Physical simulation results were used to develop an opto-electrical model. The implementation of the optical part was faciliteted by the original architecture of the model following the physical structure of the phototransistor. The last chapter deals with the evaluation of the phototransistor based on the physical simulations. It was characterised with an vertical illumination at $940nm$. A study on fast area and contribution of each region exhibite an UTC-HPT (Phototransistor Uni-Travreling-Carrier) effect when only the base detects. This effect was one more time obtained at the time of a wavelength analysis and was maximized at $1,17\mu m$. We have shown a optimisation of the phototransistor by illuminating the component laterally and estimated the performances that are possible to reach. This work gives a preliminary contribution on potential applications of the SiGe phototransistor for the Radio-over-Fiber applications, that present microwave carriers of $3,1-10,6GHz$ for UWB to $60GHz$ or moreover for wireless high bandwidth.

Keywords: Phototransistor, photodiode, photodetector, SiGe, heterojunction, responsivity, optical-microwave gain, optical transition frequency, f_{Topt}, UTC-HPT, Uni-Traveling-Carrier.