HAL
open science

Analyse des circuits intégrés par laser en mode sonde

Mohamed Mehdi Rebaï

To cite this version:

Mohamed Mehdi Rebaï. Analyse des circuits intégrés par laser en mode sonde. Electronique. Université de Bordeaux, 2014. Français. NNT : 2014BORD0362 . tel-01150670

HAL Id: tel-01150670

https://theses.hal.science/tel-01150670v1

Submitted on 11 May 2015

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

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

THÈSE

PRÉSENTÉE A

L'UNIVERSITÉ DE BORDEAUX

ÉCOLE DOCTORALE DES SCIENCES PHYSIQUES ET DE L'INGENIEUR

Par **Mohamed Mehdi REBAÏ**

POUR OBTENIR LE GRADE DE

DOCTEUR

SPÉCIALITÉ : **Electronique**

==========

Analyse des circuits intégrés par laser en mode sonde

==========

Soutenue le 08 Décembre 2014

Directeur de recherche : M. Dean LEWIS
Responsable CNES : M. Philippe PERDU

Après avis de :

Mme. LABAT, Nathalie	Professeur Université Bordeaux	Président de jury
Mme. BAFLEUR, Marise	Directeur de recherche LAAS-CNRS	Rapporteur
Mme. AUPETIT-BERTHELEMOT, Christelle	Professeur Université Limoges	Rapporteur
M. POUGET, Vincent	Chargé de recherche IES-CNRS	Examinateur CNRS
M. SANCHEZ, Kevin	Chargé de recherche CNES	Examinateur CNES
M. LEWIS, Dean	Professeur Université Bordeaux	Directeur de thèse
M. DARRACQ, Frédéric	MdC Université. Bordeaux	Co-directeur de thèse

“Mieux vaut savoir tout chercher que de chercher à tout savoir”

P. Mendelson

Remerciement

Cette thèse financée par le Centre National d'Etudes Spatiales (CNES) et la région Aquitaine s'est déroulée pendant trois ans au laboratoire de l'Intégration du Matériau au Système au sein de l'équipe laser. Ces travaux n'auraient pas pu être accomplis sans le soutien d'un grand nombre de personnes qu'il m'importe de remercier.

Pour commencer, je voudrais exprimer toute ma gratitude à Monsieur Philippe PERDU, expert senior au CNES, pour l'opportunité qu'il m'a offert d'effectuer des travaux de recherches dans le domaine du spatial. Pour ses conseils avisés, sa permanente bonne humeur ainsi que pour nos échanges scientifique sur les techniques d'analyse de défaillance par laser.

J'adresse également mes remerciements à Monsieur Dean LEWIS, directeur de ces travaux de m'avoir accepté au sein de l'équipe lase Je remercie Monsieur Frédéric DARRACQ, codirecteur de thèse pour les diverses rectifications apportées à mes différents rapports et manuscrit de thèse.

Je tiens également à remercier Monsieur Jean-Paul GUILLET pour sa précieuse aide sur la détection synchrone ainsi que ses conseils éclairés.

Je remercie également mes membres du jury. Madame Nathalie LABAT d'avoir présidé mon jury de soutenance. Madame Marise BAFLEUR et Madame Christelle AUPETIT-BERTHELEMOT d'avoir accepté d'examiner ses travaux ainsi que pour leur accord de soutenance. Monsieur Viencent POUGET d'avoir accepté de se déplacer de Montpellier à Bordeaux pour faire partie des membres du jury de thèse.

Je remercie Monsieur Kévin SANCHEZ pour sa disponibilité lors de mon séjour au CNES ainsi que pour les discussions techniques que l'on a eu. Je le remercie également d'avoir été membre de mon jury de thèse

Je remercie l'ensemble des personnes travaillant et ayant travaillé au laboratoire IMS pour les moments de convivialités, de partage et d'échanges qu'on a eu.

Je dédie ces travaux à la femme la plus chère à mon cœur, ma grand-mère Ma.

Je dédie ces travaux à la femme la plus chère à mon cœur et la plus merveilleuse au monde, ma grand-mère Ma.

Je remercie profondément mes parents de m'avoir encouragé à faire une thèse et obtenir le titre de docteur. Je ne saurai leur exprimer toute ma gratitude pour leurs sacrifices, amour et protection. Ces travaux leur sont également dédiés.

Je remercie ma fiancée Souad de m'avoir supporté, soutenu et conseillé pendant les moments difficiles de la dernière année de thèse.

Et pour finir j'aimerai remercier l'ensemble de ma famille et amis pour leurs supports et moments de joies.

Sommaire

Introduction générale 12

Chapitre I : Techniques de localisation de défauts par laser 15

I.1. Introduction 16

I.2. Différentes sources de défaillances 16

I.2.1. Défaillances franches 17

I.2.2. Défaillances ambiguës 17

I.2.3. Autres défaillances 17

I.3. Techniques d'analyse de défaillance 17

I.3.1. Seebeck Effect Imaging (SEI) 18

I.3.2. Infrared Optical Beam Induced Resistance CHange (IR-OBIRCH) 19

I.3.3 Thermally Induced Voltage Alteration (TIVA) 20

I.3.4. Soft Defect Localization (SDL) 21

I.3.5. Microscopie à émission de lumière (EMision MIcroscopy) 22

I.3.6. La technique LVP (Laser Voltage Probing) et EOP (Electro Optical Probing) par réflectométrie 23

I.3.6.A. Exemples d'application de techniques sonde par réflectométrie sur des technologies intégrées. 24

I.3.6.B. Détection stroboscopique 31

I.3.7. La technique LVP par Interférométrie 33

I.3.7.A. Exemples d'application de la technique LVP interférométrique sur des technologies intégrées 34

I.3.8. Réflectométrie Vs Interférométrie: 40

I.4. Influence de la focalisation sur les mesures sondes 42

I.5. La technique Laser Voltage Imaging (LVI) 44

I.6. Amélioration de la résolution spatiale de la technique 45

I.7. Thermoréflectance 46

I.8. Conclusion du chapitre I 50

Chapitre II : Modélisation de l'interaction laser-semiconducteur pour une analyse EOP 51

II.1. Introduction 52

II.2. Propagation des faisceaux laser 52
II.2.1. Modèle de faisceau laser 52
II.2.2. Transmission et réflexion d'un faisceau laser entre deux milieux 55
II.3. Modèles Physiques utilisés pour la simulation EOP 56
II.3.1. Coefficients d'absorption 56
II.3.1.A. Mobilité des porteurs 57
II.3.1.B. Absorption par porteurs libres 61
II.3.2. Indice de réfraction 63
II.3.2.A. Variation de l'indice de réfraction en fonction de la température 63
II.3.2.B. Variation de l'indice de réfraction en fonction de la densité de porteurs libres 65
II.3.2.C. Indice d'extinction 66
II.3.3. Effets du champ électrique 67
II.3.3.A. Variation du coefficient d'absorption en fonction du champ électrique : Effet Franz-Keldysh 67
II.3.3.B. Variation de l'indice de réfraction en fonction du champ électrique – L'effet Kerr électrique 69
II.4. Modélisation d'un faisceau laser à travers plusieurs couches d'un CI 71
II.4.1. Modélisation de la réponse d'un petit spot laser 71
II.4.2. Modélisation de la réponse d'un large spot laser 73
II.4.3. Méthodologie et moyens de simulation 74
II.4.3.A. Outils de simulation 74
II.4.3.B. Démarche suivie pour les simulations 78
II.5. Conclusion du chapitre II 79
Chapitre III : Validation du modèle par simulations et expérimentations sur structures élémentaires 82
III.1. Introduction 83
III.2. Mise en place des simulations 83
III.2.1. Véhicule de test ISLAND 83

III.2.2. Caractéristiques des jonctions étudiées 84
III.2.2.A. La jonction : N^+ / P_{sub} 84
III.2.2.B. La jonction: N_{well} / P_{sub} 85
III.2.3. Résultats de simulations 86
III.2.3.A. Cas d'un diamètre de spot très inférieur à la surface métallique sondée 86
III.2.3.B Cas d'un diamètre de spot laser beaucoup plus grand que la surface métallique sondée 93
III.2.3.C. Effets de la température sur une mesure réfléctométrique 94
III.3. Résultats expérimentaux sur structures réelles 99
III.3.1 Préparation des expérimentations 99
III.3.1.A. Préparation d'échantillons 99
III.3.1.B. Carte de tests électriques 101
III.3.2. Mesures menées au CNES 102
III.3.3. Mesures expérimentales menées sur la plate-forme ATLAS 104
III.3.3.A. Mesures sur la diode KEOPS 105
III.3.3.B. Mesures sur les diodes D2 et D3 109
III.4. Conclusion du chapitre III 116
Chapitre IV : Simulations et expérimentations sur structures complexes 118
IV.1. Introduction 119
IV.2. Simulation sur transistor élémentaire MOSFET 119
IV.2.1. Cas où le diamètre du faisceau laser est très petit 121
IV.2.1.A. Simulation sur NMOS 121
IV.2.1.B. Simulation sur PMOS 126
IV.2.2. Cas où le diamètre du faisceau laser est grand devant la longueur de canal 129
IV.2.3. Effets de la température sur une mesure EOP 131
IV.3. Expérimentations sur transistor élémentaire MOSFET 135
IV.3.1 Mesures sur le transistor NMOS pour différentes températures 137

IV.3.2. Mesures sur le transistor PMOS pour différentes températures 138
IV.4. Simulation et expérimentation sur portes logiques 140
IV.4.1. Simulation et expérimentation sur simple inverseur 140
IV.4.2. Expérimentations et simulations sur portes logiques 141
IV.5. Etude sur des transistors bipolaires 146
IV.5.1 Simulations sur transistor bipolaire 146
IV.5.2. Expérimentation sur transistor NPN 151
IV.5.2.A. Test en fonctionnement de type diode 152
IV.5.2.B. Test en mode transistor/émetteur commun 154
IV.5.2.C. Test en mode émetteur commun avec la jonction base-collecteur non polarisée 156
IV.5.2.D. Comparaison de deux transistors de conceptions légèrement différentes 157
IV.5.2.E. Test d'un transistor bipolaire défaillant 158
IV.5.2. Expérimentation sur AOP 159
IV.6. Conclusion du chapitre IV 166
Conclusion générale 169
Contributions scientifique 173
Bibliographie 174

Introduction générale

Toujours plus intégré et plus rapide, telle est la devise du monde de la microélectronique. La course effrénée des nanotechnologies, la demande exponentielle des différentes industries et la consommation globale de notre planète des composants semiconducteurs est à l'origine de l'extraordinaire innovation du monde de la haute technologie. Cependant, cette expansion n'est pas sans embuches et se heurte à certaines limitations qui font que les composants électroniques sont mis à rude épreuve. Dépendant de l'application et de l'environnement dans lesquels évoluent ces composants électroniques, leurs dégradations et défaillances poussent les fabricants de circuits intégrés (communément appelés fondeurs) à continuellement innover en matière de fiabilité et d'abaissement de coût de fabrication. L'analyse de défaillance est la branche technique qui permet aux industriels de comprendre l'origine des différents défauts de leurs composants. Cette étape est primordiale pour garantir l'intégrité des circuits intégrés et de diminuer les coûts de fabrication.

L'objectif général de ce travail de recherche est d'étudier et de développer de nouvelles méthodes opérationnelles d'analyse sans contact des circuits intégrés largement submicroniques par faisceau laser en mode sonde dans l'objectif d'augmenter le taux de succès des analyses de défaillance. L'amélioration de la compréhension de la formation de l'onde réfléchie et des informations qu'elle contient est donc indispensable. Elle permet de mieux évaluer les améliorations possibles aussi bien à la source laser (longueur d'onde, puissance, stabilité, impact de la modulation ou du régime pulsé…), sur le composant sous test (fréquences de fonctionnement, tensions d'alimentation, échauffement du composant…) que sur l'interprétation du signal réfléchi.

Il est nécessaire de préciser le domaine d'application de ces techniques vis-à-vis de l'intégration incessante des circuits intégrés car certaines arrivent à un niveau de maturité permettant aux industriels de s'équiper en instrumentation dédiée pour parfaire leur technique de détection de défauts. La miniaturisation des composants induit un besoin d'améliorer la résolution et la sensibilité de ces techniques d'analyse par faisceau laser. Les techniques de type sonde ne sont pas encore largement utilisées dans les laboratoires industriels d'analyse de défaillance, car elles sont délicates à mettre en œuvre et leur interprétation n'est, en général, pas triviale.

Le laboratoire de l'intégration du matériau aux systèmes (IMS) en collaboration avec le Centre National d'Etudes Spatiales (CNES) a acquis une expertise unique et reconnue à l'échelle mondiale dans le test des circuits intégrés par faisceau laser et a déjà développé avec ses différents partenaires industriels et académiques un large panel de techniques d'analyse de défaillance de type «pompe» basées sur les propriétés optiques linéaires et non linéaires des circuits intégrés pour des circuits en fonctionnement statique ou dynamique. Certaines de ces techniques ont fait l'objet de transfert de technologie et sont largement utilisées dans les laboratoires d'analyse de défaillance industriels notamment au CNES.

Ces travaux de thèses, financés par le CNES et la région Aquitaine, ont été menés sur la plateforme laser ATLAS du laboratoire IMS, plateforme aux caractéristiques uniques en Europe (en termes de flexibilité pour des activités d'études) comprenant plusieurs sources laser femto seconde, picoseconde ou continu et des stations de tests de circuits intégrés équipées de têtes optiques.

Le premier chapitre de cette thèse traite des techniques lasers de localisation de défauts. Une revue de la littérature du domaine des techniques d'analyse optique de défaillance utilisées dans la microélectronique est présentée avec un intérêt spécifique pour les techniques d'analyse de type sonde. On présente également dans ce chapitre plusieurs cas d'étude sur les techniques réfléctométrique et interférométrique. Ce chapitre a pour principal but, non seulement de poser le contexte de notre travail, mais également de mettre en évidence les premiers paramètres dépendants des sources optiques et de la configuration des bancs de mesure pour notre propre étude.

Le deuxième chapitre a pour principal objectif de présenter et mettre en évidence les différents paramètres physiques liés à l'interaction laser - semiconducteur. Les différents modèles physiques présentés dans ce chapitre sont affinés avec des résultats expérimentaux afin d'optimiser nos résultats de simulations physiques avec les expérimentations pour des études refléctométriques. Un modèle global est donné en fin de ce chapitre qui intègre tous les paramètres physiques, optiques et électriques présentés. Il donne le rapport de l'intensité d'un faisceau laser réfléchi sur l'intensité du faisceau laser incident à travers les différentes couches d'un circuit intégré (CI). Le modèle développé propose également une solution pour la problématique du spot laser couvrant plusieurs structures élémentaires.

Le troisième chapitre de ce manuscrit de thèse valide le modèle développé avec des simulations comparées à des expérimentations sur des structures élémentaires. Le quatrième

chapitre quant à lui présente des simulations et des expérimentations sur des structures beaucoup plus complexes comme des transistors NMOSFET et PMOSFET mais également des transistors bipolaires. Des circuits logiques plus complexes tels que des chaines d'inverseurs, des chaines de portes NAND et de portes XOR ainsi que des composants analogiques en particulier un amplificateur opérationnel sont également étudiés dans ce chapitre.

Chapitre I : Techniques de localisation de défauts par laser

Chapitre I : Techniques laser de localisation de défauts par lasers.

I.1. Introduction

Du fait de l'intégration toujours plus poussée des circuits intégrés (CI), l'analyse de leur défaillance se complique rapidement. Elle reste cependant essentielle pour l'acquisition des signaux internes des puces, non seulement à des fins d'analyse de défaillance, mais aussi pour tester les performances électriques de ces circuits intégrés afin d'améliorer leur conception. La diminution des tensions d'alimentation de ces dits CI impose une augmentation des performances des équipements d'analyse. L'étude d'un défaut dans les circuits intégrés dépend fortement de son type et de son origine [BASC 13]. Parmi l'ensemble des techniques de localisation de défauts disponibles, nous nous intéressons principalement, dans cette thèse, aux techniques sondes. Les techniques «sonde» optiques reposent sur l'analyse des propriétés d'un faisceau laser qui a été réfléchi par l'échantillon testé, ici un CI. Les propriétés du faisceau peuvent varier en présence d'un changement de température [QUIN 95], [LEWI 05], [YAZA 13], d'une variation de densité de charges libres [HEIN 86] ou d'un champ électrique [PANI 98], [YEE 99] ou [KIND 07-B]. De fait, l'analyse des propriétés du faisceau laser réfléchi permet de remonter à son origine, donc d'obtenir des informations sur le paramètre physique étudié. Comme la réponse contenue dans le faisceau réfléchi dépend des paramètres électriques du CI testé, elle permet à la fois l'analyse du fonctionnement et la détection de défaut. Dans ce chapitre, nous présenterons quelques techniques d'analyse de défaillance des composants électroniques en général et nous nous focaliserons principalement sur les techniques lasers sonde et leurs applications.

I.2. Différentes sources de défaillances

Un circuit intégré est un ensemble d'éléments, d'architectures, de matériaux et de fonctions différentes. Cette diversité dans la constitution des puces électroniques amène avec elle une diversité de défauts. Ces défauts évoluent avec l'évolution de l'électronique et il devient de plus en plus difficile de les détecter. Les défaillances causées se classent en trois principales catégories que nous allons survoler dans ce qui suit avec quelques techniques d'analyse de défaillance qui ont prouvé leur efficacité.

I.2.1. Défaillances franches

Ces défaillances aussi appelées défaillances « hard » sont souvent provoquées par des défauts au niveau des métallisations lors de leur fabrication (décalage de masques ou présence d'impuretés par exemple). Parmi les défauts que nous pouvons rencontrer :

- des défauts de type circuits ouverts,
- des défauts de type courts circuits,
- des défauts dans le routage des pistes métalliques.

Il existe cependant d'autres sources de défauts hard, comme les défauts induits par des ESD (ElectroStatic Discharge) où il en résulte une fusion du semi conducteur.

I.2.2. Défaillances ambiguës

Une défaillance ambiguë ou défaillance soft (soft defect) est une défaillance qui se produit généralement dans certaines conditions d'alimentation du composant alors que dans d'autres, le composant fonctionne correctement. Ces défaillances se produisent après une dégradation du composant causée par des phénomènes physiques induits par une hausse de température, une fréquence de fonctionnement trop élevée ou une mauvaise application d'une tension de polarisation du composant.

I.2.3. Autres défaillances

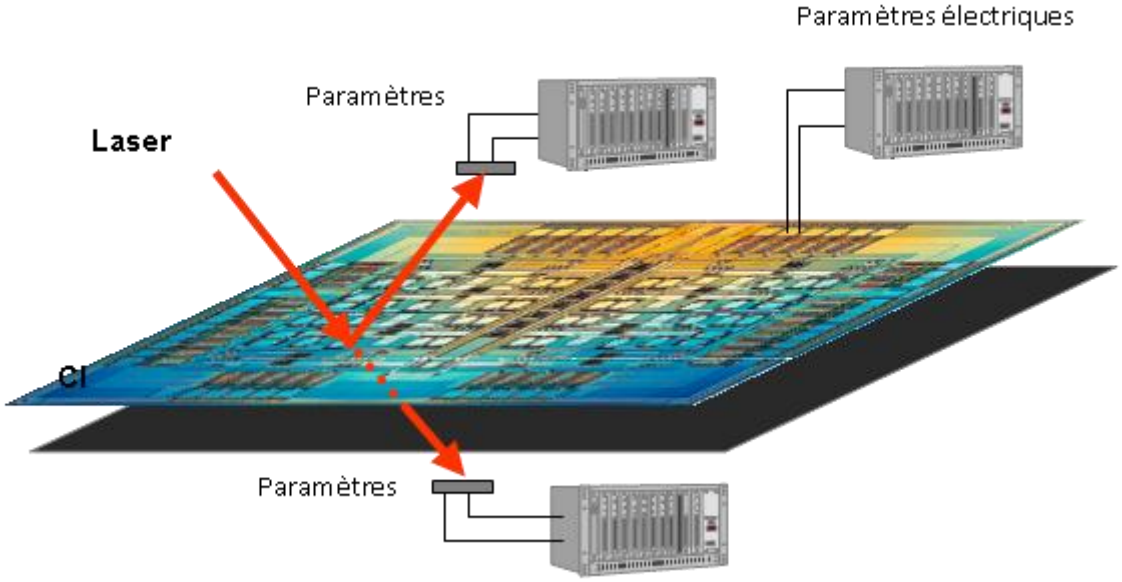
D'autres défaillances peuvent survenir dans les circuits intégrés et ne peuvent être classés parmi les deux précédentes catégories. Ces défaillances sont, le plus souvent, dues aux phénomènes de latch-up, de claquage d'oxyde de grille dans les transistors MOS ou encore des défaillances fonctionnelles du composant. Une défaillance fonctionnelle se produit généralement dans les composants numériques. Ces composants ont des niveaux de tensions de fonctionnement qui sont corrects (pas de sur consommation ou chute de tension) cependant les résultats numériques en sorties sont incorrects.

I.3. Techniques d'analyse de défaillance

La nature d'un défaut pouvant être différents à chaque fois, l'analyse de défaillance dispose de plusieurs techniques de localisation de défauts. Ces techniques utilisent des moyens aussi variés qu'inattendus pour cibler les zones incriminées et évoluent avec les

technologies de l'électronique. L'utilisation de cristaux liquides cholestériques [HIAT 81], de lasers, d'émission de lumière spontanée ou encore des méthodes magnétiques [INFA 09] [COUR 14] sont autant de moyens utilisés dans le monde de l'analyse de défaillance.

Les tests par faisceau laser associent un circuit intégré (CI) en fonctionnement et un faisceau laser focalisé en un point précis du composant dont les paramètres caractéristiques (amplitude, direction de propagation, polarisation, longueur d'onde, variation temporelle de l'enveloppe…) sont parfaitement maîtrisés. L'analyse des grandeurs électriques du circuit (courant, tension, charges…) et de leur comportement (analyse DC, AC ou transitoire) et/ou l'analyse (analyse DC, AC ou transitoire) des paramètres de l'onde laser réfléchie ou transmise par le composant en fonctionnement fournit à l'expérimentateur la possibilité de mettre en œuvre une grande variété de techniques de test par faisceau laser sur circuit intégré (voir figure I.3.1). Ces méthodes sont classiquement classées en trois catégories : l'approche sonde, l'approche pompe et l'approche pompe - sonde.



FigureI.3.1 : *Test laser sur circuits intégrés.*

Dans cette section, nous présenterons quelques unes de ces techniques d'analyse de défaillance. La plupart de ces techniques sont basées sur l'utilisation de lasers pour la mise en évidence des différents défauts.

I.3.1. Seebeck Effect Imaging (SEI)

L'effet Seebeck est nommé d'après le physicien Allemand *Tomas Johann Seebeck*, qui en 1826 a publié ses résultats expérimentaux [SEEB 26]. Ses travaux sont à l'origine de ce

qu'on appelle de nos jours la thermoélectricité. L'effet Seebeck est la génération d'un courant électrique entre deux contacts métalliques de nature différente. Ce principe est utilisé par la technique SEI pour localiser les défauts de type circuit ouvert. En utilisant un laser pour chauffer les contacts métalliques, un mauvais contact ohmique au niveau des contacts métal-semiconducteur ou des vias est rapidement localisé. Grâce à la combinaison du balayage du laser et la mesure de tension aux bornes de la broche testée les défauts de type circuit ouvert sont mis en évidence. Cette technique est classée parmi les techniques type pompe. La figure suivante représente une image SEI d'une chaîne de vias [NORD 12].

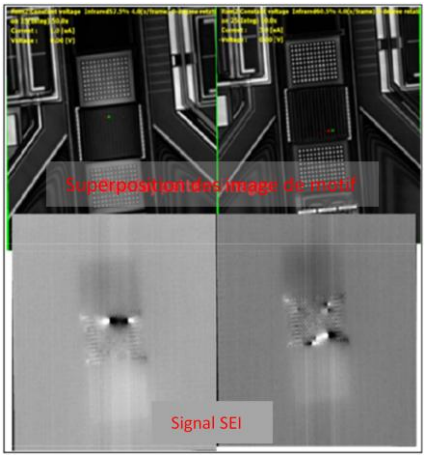


Figure I.3.1.1: *Imagerie SEI d'une chaîne de vias [NORD 12]*

La chaine n'étant pas polarisée, c'est l'échauffement local du passage du laser qui donne l'image de contraste. Les vias ayant un défaut apparaissent sur l'image en noir. Une superposition du layout avec le pattern de test nous aide à localiser la zone du défaut.

I.3.2. Infrared Optical Beam Induced Resistance CHange (IR-OBIRCH)

Cette méthode a été proposée et développée par les chercheurs *Nikawa* et *Tozaki* en 1993 [NIKA 99]. Cette technique consiste à induire un changement de résistance aux niveaux métalliques du composant grâce à l'échauffement provoqué par un laser infrarouge (1340 nm de longueur d'onde généralement). La variation du courant est détectée et assignée à la position du laser ce qui permet d'effectuer des cartographies et de localiser les défauts de type court-circuit par exemple.

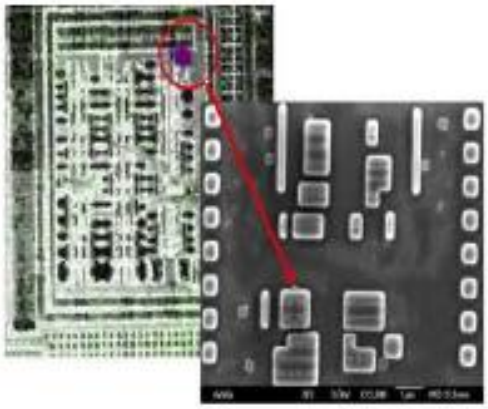


Figure I.3.2.1 *: Acquisition OBIRCH (cercle rouge) et visualisation du défaut au microscope électronique à balayage (MEB). Crédits [LIAO 07].*

La technique IR-OBIRCH est également classée parmi les techniques de type pompe.

I.3.3 Thermally Induced Voltage Alteration (TIVA)

Reposant sur le même principe que la technique OBIRCH, la technique TIVA est donc une technique de type pompe qui permet de mettre en évidence des défauts de type court-circuit en chauffant les pistes métalliques. Le laser induit des gradients thermiques locaux dans le dispositif, ce qui entraîne des variations de la tension du composant sous test. Le laser est balayé sur la surface du composant pendant que celui-ci est polarisé à l'aide d'une source de courant constant. Lorsque le spot laser est focalisé sur une zone contenant un court-circuit, un échauffement local se produit. Cet échauffement modifie la résistance du court-circuit, ce qui entraîne une variation dans la consommation électrique du composant. Ces variations sont tracées en fonction de la position du laser au moment où la modification a été détectée.

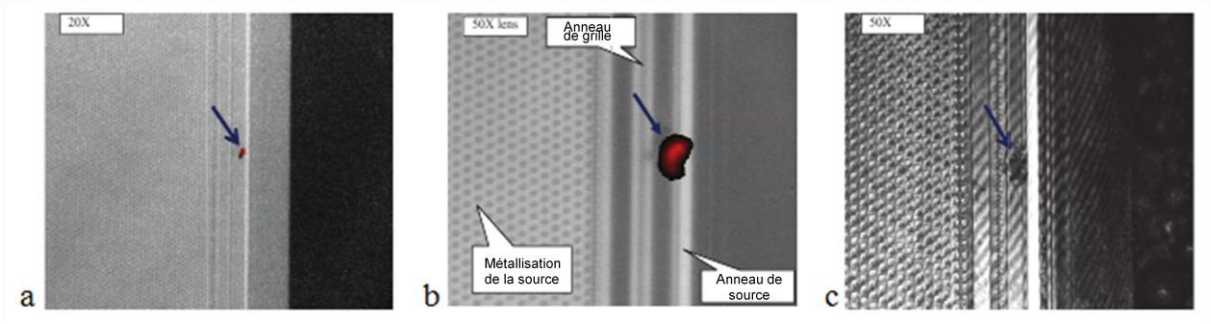


Figure I.3.3.1*: Localisation d'un défaut avec une imagerie TIVA d'un MOSFET.*
a- Zoom x20. b- zoom x50. c- Imagerie d'un défaut apparent entre les anneaux de la grille et de la source du MOSFET [LAU 14].

Une autre technique est dérivée de la technique TIVA. Cette technique repose sur le balayage d'un laser thermique sur le composant et le maintien de la tension d'alimentation

ainsi que le courant à des valeurs constantes grâce à un régulateur de courant. Les éventuelles variations lors du passage du laser sur un défaut sont enregistrées à l'aide du régulateur et une cartographie en fonction de la position du laser est effectuée.

I.3.4. Soft Defect Localization (SDL)

C'est une stimulation laser dynamique qui permet de détecter les défaillances de type soft. En balayant avec un laser thermique (1340 nm) ou photoélectrique (1064 nm) un composant en limite de défaillance, la technique SDL permet de réaliser des graphiques ou de l'imagerie (voir figures suivantes) [HART 09].

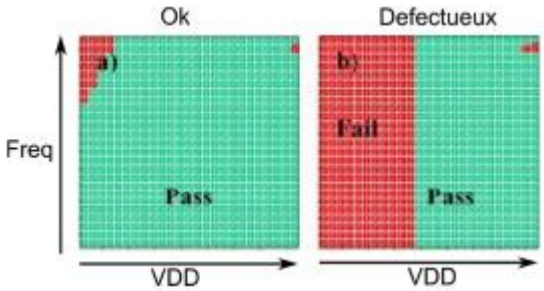


Figure I.3.4.1 *: Graphique (shmoo) représentant la dépendance en tension d'alimentation du défaut. (a) circuit fonctionnel, (b) circuit défaillant [HART 09].*

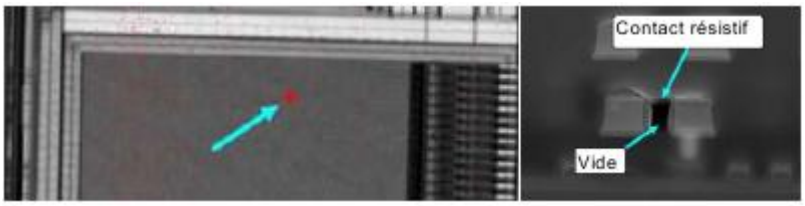


Figure I.3.4.2 *: Cartographie SDL superposée à l'image optique du circuit.*
La zone sensible est pointée par la flèche (à gauche).
Image MEB du défaut après coupe FIB (à droite) [HART 09].

La technique SDL permet d'adresser toutes sortes de défauts comme les défauts résistifs ou capacitifs provoquant des perturbations thermiques ou fréquentielles, des défauts de propagation de signaux qui peuvent provoquer une désynchronisation entre certains modules d'un composant complexe (type microprocesseur, microcontrôleur ou FPGA par exemple).

Des techniques comme la D-TLS (Dynamic Thermal Laser Stimulation) peuvent être combinées avec la technique IR-OBIRCH par exemple pour la détection de défauts de type soft [WU 13].

I.3.5. Microscopie à émission de lumière (EMision MIcroscopy)

La technique EMMI ou la technique à photoémission (Photo Emission Microscopy PEM) a fait son apparition en 1986 avec *N. Khurana & C-L Chiang* [KHUR 86] qui ont combiné la méthode de vision nocturne avec le traitement d'images par ordinateur pour détecter les points chauds dans les transistors MOS. Utilisée dans les premiers temps pour l'analyse de défaillance [KOLZ 91] et [LERO 99], elle permet également d'observer le fonctionnement interne des circuits intégrés lors de la commutation des transistors. La technique EMMI repose sur le principe de détection des photons qui sont associés à différents phénomènes physiques. La génération des photons détectés par cette méthode est : soit due aux collisions par porteurs libres qui sont accélérés par un champ électrique, soit due à la recombinaison radiative des paires électron-trou. Dans un cas comme dans l'autre, les différents mécanismes de défaillancs suivants peuvent être révélés :

- les courants de fuite dans les diodes en inverse,
- les courants de fuite dans les oxydes,
- la saturation des transistors MOS et bipolaire,
- les thyristors parasites (Latch-up).

La plupart des mécanismes de défaillance cités précédemment émettent dans des longueurs d'onde comprises entre 600 et 1300 nm environ, ce qui rend la technique EMMI applicable par les deux faces du composant. Cependant, avec l'intégration et l'augmentation des niveaux de métallisation dans les composants actuels, cette technique est devenue moins applicable par la face avant et on préfère effectuer l'analyse par la face arrière. Procéder à une détection de photons par la face arrière du composant impose généralement une phase d'amincissement du silicium [BART 96]. Pour pallier les phénomènes d'absorption des longueurs d'onde inférieures à 1064 nm (phénomènes que nous aborderons dans le prochain chapitre). Des détecteurs comme des caméras InGaAs (Indium Gallium Arsenic) remplacent de plus en plus les caméras CCD (Charged Coupled Device) et MCT (Mercure Cadmium Tellure) utilisées dans cette technique. Avec une largeur de bande comprise entre 950 nm et 1700 nm et une matrice de pixels de 1024*1024, les caméras InGaAs sont utilisées pour l'acquisition des photons émis par les circuits sur une durée de temps déterminée par le type de défaillance (voir figure I.3.5.1).

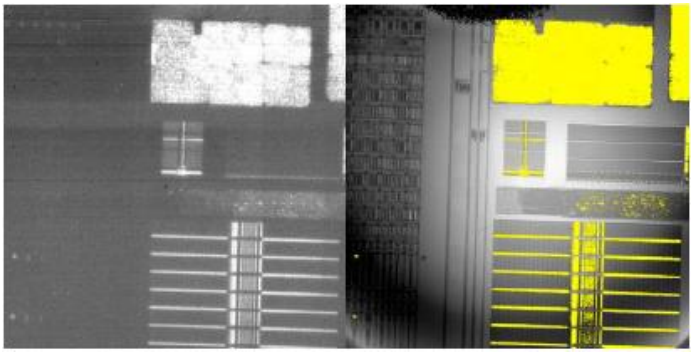


Figure I.3.5.1 *: Exemple de photoémission. Objectif 20X, Temps d'acquisition 60 sec. A gauche : image d'émissivité brute, à droite : image superposée avec l'image du circuit [CELI 13].*

Une dérivée de la technique EMMI dans le domaine temporel permet de mettre en évidence les courants traversant un transistor lorsque ce dernier est saturé. Cette technique se nomme la Time Resolved Emission (TRE). La technique TRE est un outil efficace pour l'acquisition d'informations temporelles sur les commutations des transistors dans un circuit intégré.

I.3.6. La technique LVP (Laser Voltage Probing) et EOP (Electro Optical Probing) par réflectométrie

Considérons un circuit intégré dont les zones actives sont optiquement accessibles. Un faisceau laser est focalisé à l'aide d'une lentille ou d'un objectif de microscope en un point précis du circuit. Le faisceau laser réfléchi est ensuite analysé à l'aide d'un photodétecteur. Le composant électronique est excité électriquement, cette excitation induit au niveau des zones actives du composant des modifications des paramètres physiques. Il en résulte une modification des paramètres caractéristiques de l'interaction laser-circuit intégré au niveau du point sondé, qui se traduit par un changement des paramètres de l'onde laser réfléchie. L'analyse des signaux électriques délivrés par le photodétecteur permet dans un premier temps de remonter aux variations d'un ou plusieurs paramètres de l'onde laser et dans un second temps, par la prise en compte des propriétés de l'interaction laser-semiconducteur, de déterminer les mécanismes physiques responsables de ces modifications.

La technique LVP par réflectométrie mesure la puissance du faisceau laser réfléchi par les couches métalliques du circuit intégré après son parcours au travers de l'ensemble des couches semi-conductrices en fonction de la tension d'alimentation appliquée au composant sous test. Le terme LVP désigne l'ensemble des techniques sondes lasers qui acquièrent les signaux à travers les couches du semiconducteur [KIND 09]. Le terme EOP fait référence à

l'étude du signal du faisceau laser réfléchi en prenant en compte l'ensemble des paramètres, non seulement électriques mais aussi physiques et optiques qui sont à l'origine de la modulation du faisceau laser réfléchi.

Une grande partie du travail de pionnier sur les techniques « sonde » optiques sur les CI a été réalisée par l'équipe de *David Bloom* de l'Université de Stanford au début des années 1980. Par la suite, *H. K. Heinrich* a proposé une méthode sonde non-invasive par utilisation d'un laser Infrarouge (IR) visant à mesurer la modulation de la densité de porteurs libres induites par la variation des potentiels électriques dans des transistors bipolaires [HEIN 87]. La société Intel a déposé un brevet sur la technique sonde appelée « Laser Voltage Probing » (LVP) le 12 Décembre 1996 et qui prit effet le 16 Février 1999, les inventeurs sont *M. J. Paniccia et V. R. Rao*. Ils l'ont intitulé : « Method and apparatus using an infrared laser based optical probe for measuring electric fields directly from active regions in an integrated circuit» sous le numéro 5872360. Un autre brevet a été déposé le 15 Mars 1997, par l'entreprise Schlumberger Technologies dont les inventeurs sont*: K. R. Wilsher, S. N. Raja et, W. K. Lo*. Il s'intitule: "Dual-laser voltage probing of IC's" et a le numéro 5905577. Nous considérerons, dans le cadre de cette thèse, l'application des techniques « sonde » optiques pour le test par la face arrière des composants.

La première version de cette méthode utilisait un laser continu avec une longueur d'onde de 1,3 µm. Une photodiode enregistrait la modulation de l'intensité de la lumière réfléchie par le composant induite par une tension électrique variable. La bande passante du système (200 MHz) était fixée par la bande passante de la photodiode utilisée. A la fin des années 90, une application commerciale de la technique LVP fut développée par Schlumberger Technologies, Inc. La source utilisée était un laser impulsionnel de longueur d'onde de 1,06 µm, de durée d'impulsion 35 ps avec un taux de répétition de 100 MHz. [PANI 98] [YEE 99].

I.3.6.A. Exemples d'application de techniques sonde par réflectométrie sur des technologies intégrées.

Dans cette partie nous allons détailler trois cas d'études significatifs de l'efficacité de la technique LVP en matière de détection de polarisation électrique sur des circuits relativement intégrés. Dans ces trois cas, la détection est de nature réflectométrique dans le sens où, c'est la puissance du faisceau réfléchi qui constitue le signal LVP. Ce signal apparait très faible, il est donc généralement amplifié puis analysé par une détection synchrone ou un

analyseur de spectre. Ces différents cas d'études présentent aussi des choix variés en matière de longueur d'onde laser.

i. Cas d'étude 1

La mise en œuvre optique du système de *M. Paniccia* [PANI98] est représenté sur la figure I.3.6.A.1. Il est composé d'un laser impulsionnel de longueur d'onde 1064 nm et de durée d'impulsions 35 ps. Son taux de répétition est de 100 MHz avec un jitter *<10 ps*, ce qui donne une bande passante d'environ 12 GHz. Le faisceau laser est focalisé sur la face arrière d'un CI sur la zone étudiée. Il traverse la jonction p-n et se retrouve réfléchi sur le métal des contacts ou des interconnexions puis retraverse le silicium et le chemin optique avant d'arriver sur le système de détection où il se transforme en signal électrique facile d'interprétation. L'association d'une lame séparatrice et d'une lame retardatrice λ/4 permet d'orienter le faisceau réfléchi vers la photodiode de détection.

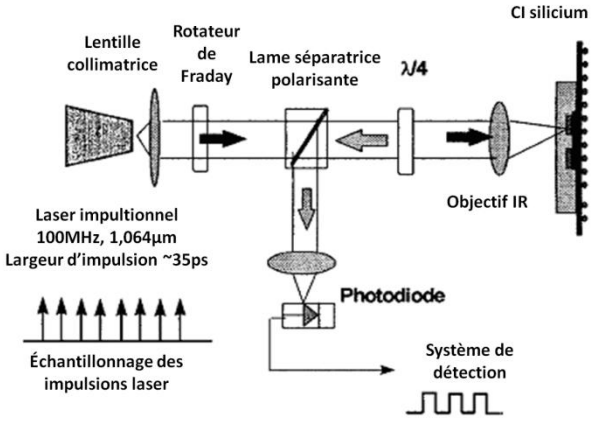


Figure I.3.6.A.1: *Schéma du montage optique du système LVP utilisé par [PANI 98].*

En absence de tension de polarisation sur la jonction p-n, aucune variation n'est observée sur le faisceau réfléchi. Quand la jonction p-n est polarisée en inverse, une petite modulation dans l'intensité du faisceau laser réfléchi est induite. La modulation de l'intensité du faisceau réfléchi est corrélée à la tension appliquée.

L'année d'après *W. M. Yee* reprendra le même banc expérimental sans la lame λ/4 pour approfondir les résultats (voir figure I.3.6.A.2).

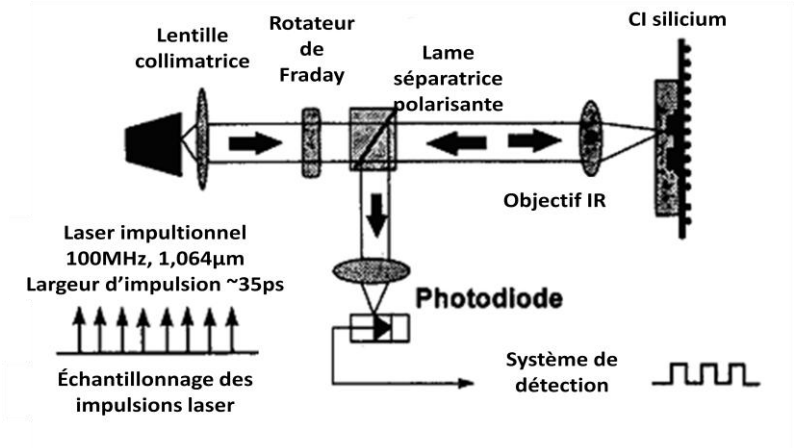


Figure I.3.6.A.2: *Schéma du montage optique du système LVP utilisé par [YEE 99].*

Ces deux montages expérimentaux ont été utilisés afin de déterminer l'amplitude du signal LVP, donnée par la tension délivrée par la photodiode, en fonction de la tension de polarisation inverse appliquée à une jonction p-n. Les résultats donnés par la figure I.3.6.A.3 et la figure I.3.6.A.4 représentent ce signal LVP en fonction de la tension de polarisation. La puissance laser utilisée pour la figure I.3.6.A.3 n'est pas renseignée par [PANI 98].

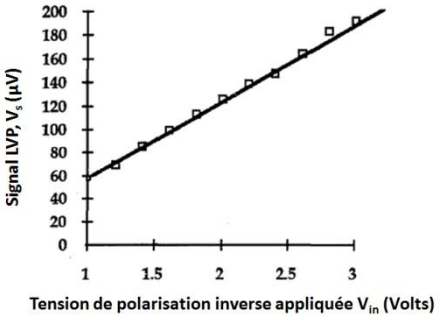


Figure I.3.6.A.3: *signal LVP mesuré sur une jonction p-n en fonction de la tension appliquée [PANI 98].*

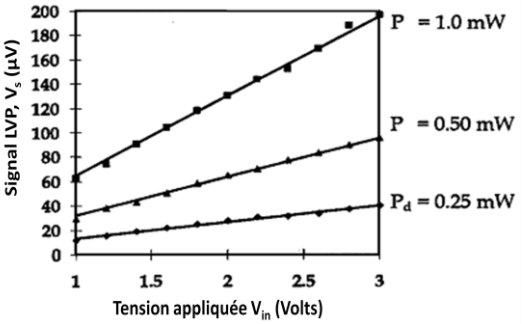


Figure I.3.6.A.4: *signal LVP mesuré sur une jonction p-n en fonction de la tension appliquée pour différentes puissances optiques incidentes [YEE 99].*

Les résultats sur la figure I.3.6.A.3 sont confirmés et complétés par les résultats de [YEE 99] de la figure I.3.6.A.4 qui démontrent la linéarité entre la tension appliquée (de 1 à 3 V) et le signal LVP pour différentes puissance lasers utilisés.

ii. Cas d'étude 2

L'équipe d'*U. Kindereit* a effectué des études de LVP en mode réflectométrique [KIND 07-A, B] et [KIND 08] avec un laser continu émettant des photons de longueur d'onde

1319 nm. Un diagramme de leur montage expérimental est présenté en figure I.3.6.A.5. Le détecteur est une photodiode avalanche (*APD*) ayant une bande passante en régime linéaire supérieure à 1 GHz. Un système standard d'imagerie par LSM (Laser Scanning Module) est utilisé, mais cette fois le signal LVP est analysé d'un point de vue spectral.

Dans cette étude, le signal LVP est associé à la variation de réflectivité définie par :

$$R(t) = P_{ref}(t)/ P_{inc} = R_0 + \Delta R(t). \quad (1)$$

Où P_{inc}, et P_{ref} sont respectivement la puissance incidente et la puissance réfléchie. R_0 est la réflectivité du composant et $\Delta R(t)$ est le changement de réflectivité dû à la variation de la tension en fonction du temps.

Le composant testé comprend des transistors MOS réalisés en technologie 120 nm (figure I.3.6.A.6). Le spot laser fait environ 1 µm de diamètre, ce qui est petit devant la surface de grille sondée qui fait 10x10 µm². Le *LSM* est utilisé pour produire une cartographie de la réponse LVP. La partie RF du signal est amplifiée et envoyée à un analyseur de spectre *(SA)* et à un oscilloscope. Elle est modulée par la tension de pilotage du transistor [KIND 07-B].

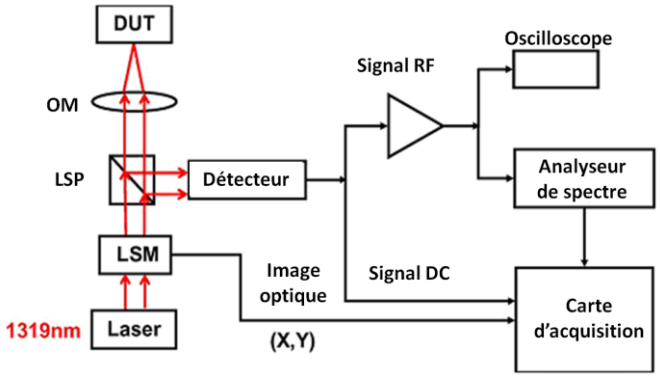


Figure I.3.6.A.5: *Diagramme du setup du système LVP (DUT: Device Under Test, MO: Objective lens, PBS: Polarization Beam Splitter) [KIND 07-B].*

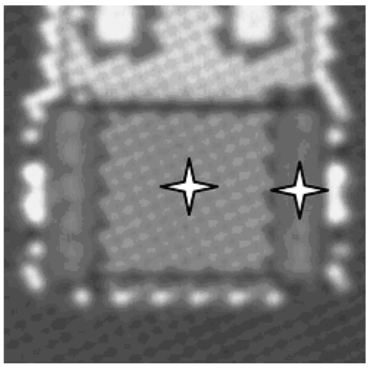


Figure I.3.6.A.6: *Image du DUT, les marqueurs montrent les points de sonde, au centre la grille et à droite le drain [KIND 07-B].*

La figure suivante représente différents états de polarisation du transistor établi lors des tests de *U. Kindereit*. Nous ne présenterons que l'état (d) où V_g=1,2 V et V_d=1,2 V pour un transistor NMOS. Le pilotage du transistor s'est fait avec une tension carrée, d'un rapport cyclique de 30 %.

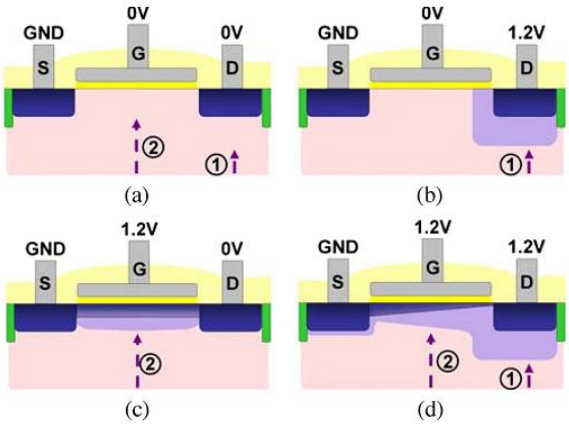


Figure I.3.6.A.7: *Diagramme de la section d'un NFET pour différents mode de polarisation [KIND 07-B].*

La figure I.3.6.A.8 représente l'image d'un FET avec les délimitations des trois parties qui constituent le transistor. Sur la cartographie présentée en figure I.3.6.A.9, un signal est relevé à la fois sous la grille et sous le drain.

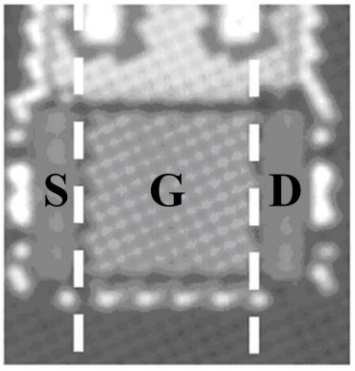


Figure I.3.6.A.8: *Image de la structure cartographiée (les pointillés délimitent les zones de source (S), grille (G) et drain (D) [KIND 07-B].*

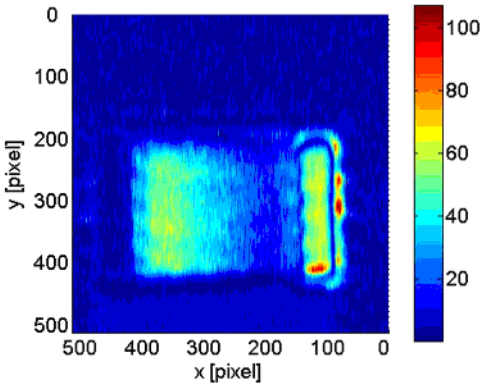


Figure I.3.6.A.9: *Cartographie du NFET en fonctionnement nominal, drain et grille polarisés à 1,2V [KIND07-B].*

La figure I.3.6.A.10 représente la variation du signal LVP en fonction de V_d quand le laser est focalisé au centre du drain. La tension du drain est augmentée périodiquement alors

que la tension de la grille est maintenue à 1,2 V ou croit avec V_d. La figure I.3.6.A.10 montre l'évolution du signal LVP en fonction de la tension de drain V_d pour un faisceau laser fixe sur le drain. Le signal croit presque linéairement avec la tension comme dans les cas d'étude précédente. Il est également relativement faible (moins de 70 ppm).

Ceci démontre que le signal LVP mesuré au niveau du drain n'est pas influencé par la tension de grille.

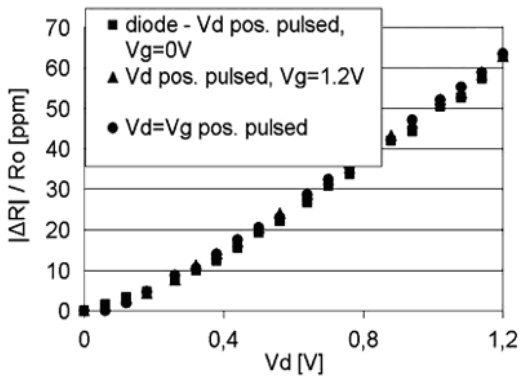


Figure I.3.6.A.10: *Balayage en tension du NFET avec un centrage du laser sur le centre du drain, la tension du drain varie pour différentes polarisations de la grille (carrés) 0 V, (triangles) 1,2 V et (points) variable et pulsé [KIND 07-B].*

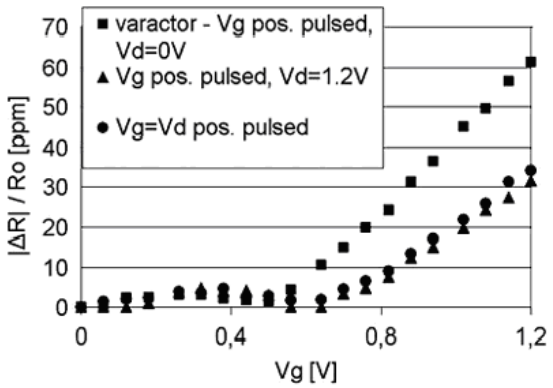


Figure I.3.6.A.11*: Balayage en tension du NFET avec un laser centré sur la grille pour différentes polarisations du drain, (carrés) 0 V, (triangles) 1,2 V et (points) variable et pulsé [KIND 07-B].*

La figure I.3.6.A.11 présente une comparaison pour différents cas de polarisation de la grille quand le faisceau laser est focalisé au centre de cette dernière. L'allure de ces courbes est la même que le drain soit polarisé ou pas. Cependant on observe une différence, par rapport au mode de fonctionnement où (Vg=1,2 V et Vd=0 V), au niveau du seuil en tension à partir duquel le signal LVP commence à croitre quasi-linéairement. D'autre part, la croissance est plus lente et le signal maximum diminue presque de moitié. Ceci peut s'expliquer visuellement sur la figure I.3.6.A.9 qui montre que la charge du canal d'inversion diminue entre la source et le drain.

iii. Cas d'étude 3

L'équipe de *Zachariasse* [ZACH 10] a travaillé sur la méthode LVP réflectométrique en utilisant le montage présenté par la figure I.3.6.A.12. Cette équipe a adapté un système d'imagerie utilisant un scanner à balayage laser (LSM) standard. La source laser peut être soit une source émettant une longueur d'onde de 1064 nm soit une source émettant une longueur d'onde de 1340 nm.

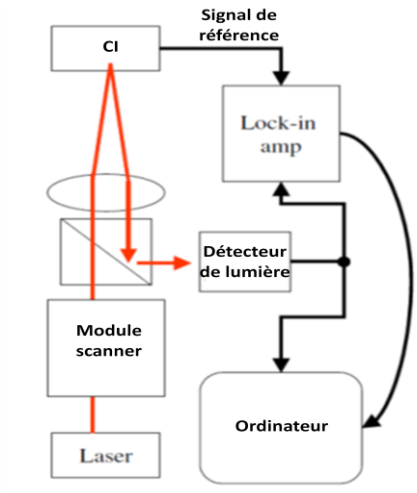


Figure I.3.6.A.12: *Montage expérimental. [ZACH 10]*

Le détecteur est constitué d'une photodiode adaptée à la longueur d'onde, couplée à un amplificateur. Le signal LVP est amplifié à l'aide d'une détection synchrone prenant comme référence le signal électrique envoyé sur le composant. Le DUT est polarisé en direct avec une tension sinusoïdale à une fréquence de 71 kHz.

En testant une diode de protection ESD, ils ont retrouvé un comportement linéaire entre la tension appliquée aux bornes de la diode et le signal LVP comme le montre la figure I.3.6.A.3. Cette diode se trouvait associée à un plot de sortie d'un composant réalisé en technologie 90 nm.

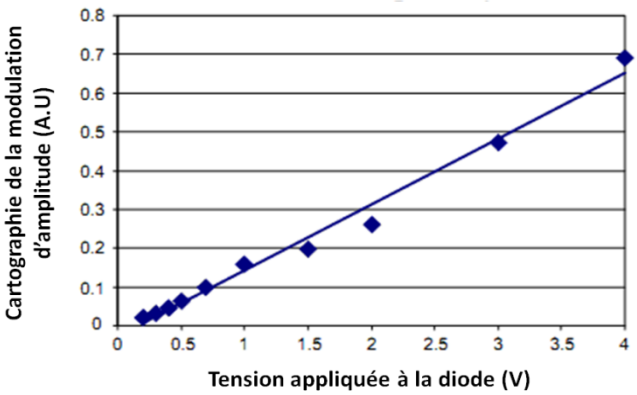


Figure I.3.6.A.13: *Modulation d'amplitude du signal en fonction de la tension de polarisation de la diode [ZACH 10].*

Comme ils utilisaient deux sources laser différentes, ils ont étudié l'influence de la longueur d'onde sur leur signal. La figure I.3.6.A.14 présente les résultats obtenus sur la diode de protection ESD. Le signal LVP est tracé en fonction de la puissance laser. Tant que l'amplificateur n'est pas saturé, le signal LVP augmente linéairement avec la puissance pour les deux longueurs d'onde utilisées.

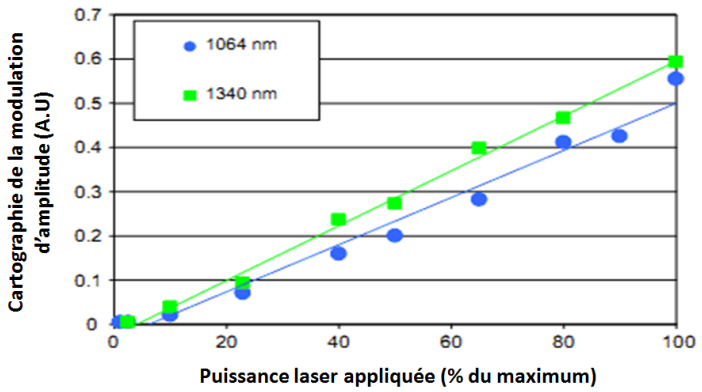


Figure I.3.6.A.14: *Modulation d'amplitude en fonction de la puissance laser appliquée, sous condition que l'amplificateur de détection ne soit pas saturé [ZACH 10].*

S'il semble que le comportement du signal est pratiquement le même pour les deux longueurs d'onde, nous ne pouvons pas pour autant conclure qu'elles sont égales en terme d'efficacité car la puissance laser réelle utilisée n'est pas donnée dans la publication.

I.3.6.B. Détection stroboscopique

A cause de la nature très faible de l'électro-absorption, l'acquisition dynamique du signal LVP se révèle complexe. Si une méthode de traitement de signal simple comme celles présentées précédemment ne suffit pas, la mesure peut s'appuyer sur la stroboscopie pour l'acquisition des transitions rapides des signaux [PANI 98]. Le principe de la mesure stroboscopique des signaux est illustré sur la figure I.3.6.B.1.

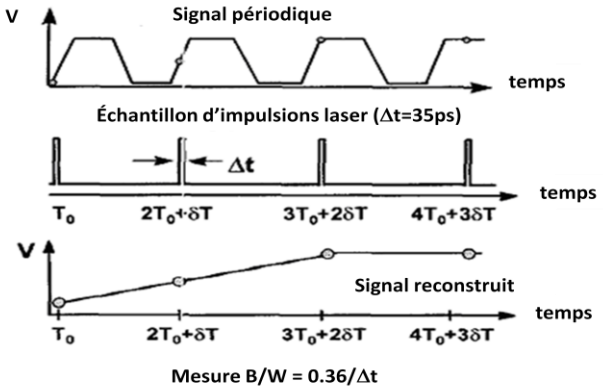


Figure I.3.6.B.1: *Schéma représentatif du principe de l'échantillonnage stroboscopique pour recouvrir un petit signal périodique. La bande passante équivalente est déterminée par la largeur de l'impulsion optique [PANI 98].*

Pour l'utilisation de la méthode stroboscopique, le testeur est mis dans une boucle et le laser impulsionnel d'échantillonnage balaye lentement les signaux à chaque boucle du pattern de test. L'avantage de cette méthode est que la bande passante des mesures est réduite par l'utilisation de courtes impulsions d'échantillonnage (autrement dit la largeur des impulsions

laser utilisées). Si la largeur des impulsions est de Δt alors la bande passante équivalente sera de l'ordre de 0,36/Δt. La clé, pour avoir une grande bande passante, est donc d'utiliser de très courtes impulsions laser.

On peut voir sur la figure I.3.6.B.2 des signaux LVP acquis sur différents nœuds d'un microprocesseur. Les signaux montrent la capacité de la technique LVP à acquérir de l'information temporelle sur différents signaux logiques [PANI 98]. L'information sur l'amplitude des signaux mesurés par *M. Paniccia* n'est pas renseignée dans [PANI 98].

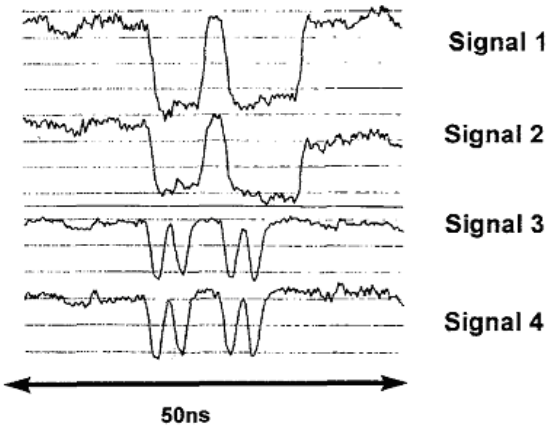


Figure I.3.6.B.2: *signaux LVP acquis sur les nœuds de diffusion internes d'un microprocesseur Intel [PANI 98].*

La figure I.3.6.B.2 présente des signaux LVP sur les entrées et sorties d'une porte en régime fonctionnel ou défaillant. La comparaison entre le signal LVP de l'entrée et celui de la sortie nous indique le temps de propagation qui est plus long dans le cas de la porte défaillante.

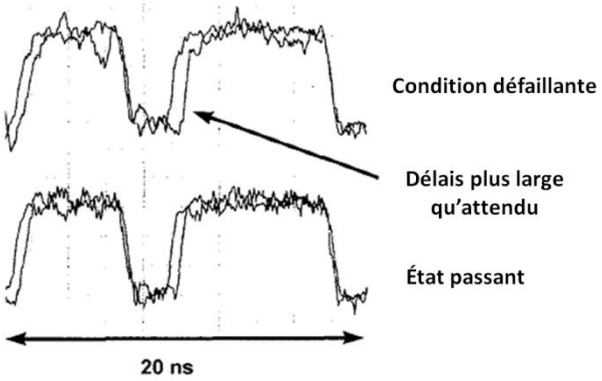


Figure I.3.6.B.3: *signaux LVP pris sur les entrées et sorties d'une porte sous les conditions passante et bloquée [PANI 98].*

Les figures I.3.6.B.4 et I.3.6.B.5 [YEE 99] représentent l'acquisition de signaux LVP d'un microprocesseur pour une analyse de défaillance logique de ces nœuds internes. On

remarque que l'amplitude des signaux mesurés est très faible de l'ordre de 1000 ppm au maximum pour la figure I.3.6.B.4 et 600 ppm pour la figure I.3.6.B.5.

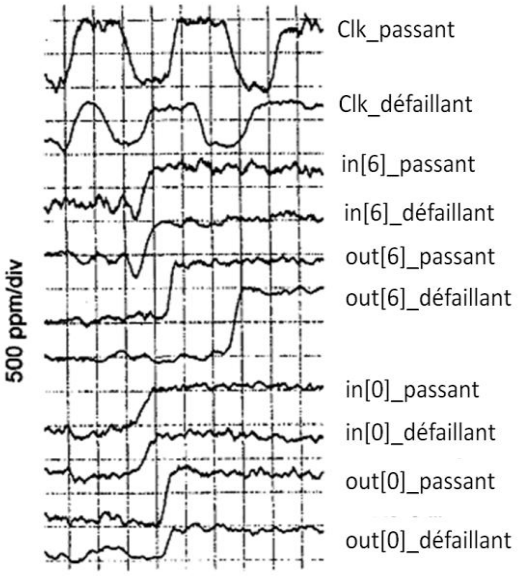


Figure I.3.6.B.4: *Acquisition des signaux internes d'un CI CMOS en utilisant le LVP montrant la capacité de ce dernier à effectuer des mesures temporelles [YEE 99].*

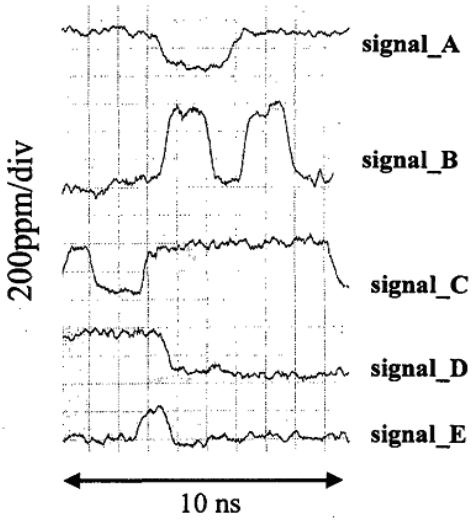


Figure I.3.6.B.5: *Mesures LVP de signaux internes d'un microprocesseur par la face arrière [YEE 99].*

Le principal inconvénient du système utilisé par [PANI 98] et [YEE 99] est la longueur d'onde du laser utilisé (λ=1064 nm) qui porte en elle une énergie proche de la bande interdite du silicium ce qui introduit une perturbation supplémentaire due au photo-courant généré. Cependant l'effet des photo-courants peut être réduit en diminuant la puissance du laser. [YEE 99].

I.3.7. La technique LVP par Interférométrie

La technique LVP par interférométrie est basée sur la mesure de la variation de phase du faisceau réfléchi par les couches métalliques du circuit intégré par rapport à un faisceau de référence. Ce dernier peut être un faisceau provenant du laser sans contact avec le DUT (Device Under Test) ou un faisceau réfléchi sur une partie du circuit intégré où ne se produise aucun phénomène physique ni électrique. Etudier la variation de phase induite par l'activité électrique du circuit testé est un moyen complémentaire à celui de la simple étude de la variation d'amplitude du faisceau sonde.

I.3.7.A. Exemples d'application de la technique LVP interférométrique sur des technologies intégrées

Ce chapitre présente quelques cas d'études significatifs de l'application de la mesure de changement de phase pour le suivi de l'activité électrique d'un composant intégré.

i. Cas d'étude 1

L'équipe de *H.K Heinrich*, de la société *IBM* a proposé en 1992 une méthode de mesure de signaux électriques par la face arrière basée sur l'analyse de la variation de phase d'un faisceau laser sonde à des fins d'étude du temps de propagation des signaux dans les circuits intégrés et les chaines de portes logiques. Ces travaux sont la suite des années de recherche de *H.K Heinrich* menées à l'université de *Stanford CA* au sein de l'équipe de *David Bloom.*

Un schéma du montage expérimental du système interférométrique est présenté en figure I.3.7.A.1.

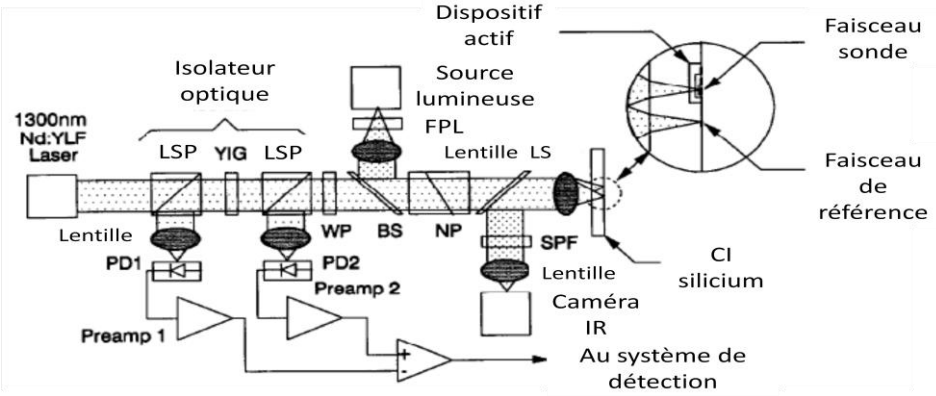


Figure I.3.7.A.1: *Schéma du dispositif LVP de l'équipe de H.K Heinrich [HEIN 92].*

La source laser utilisée émet des impulsions de durée 50 ps et de longueur d'onde centrale 1300 nm. Le faisceau est séparé en deux par un prisme de *Nomarski* (NP en figure I.3.7.A.1), le faisceau non dévié est focalisé sur la zone à sonder, l'autre sur une partie inactive du composant. Les deux faisceaux sondes sont recombinés par le prisme, l'activité électrique du circuit provoque une modulation de phase qui se traduit par une modulation de polarisation de l'onde laser. Cette modulation de polarisation est transformée en modulation d'amplitude par les lames séparatrices polarisantes (PBS en figure I.3.7.A.1). Deux composantes sont mesurées par les deux photodétecteurs (PD1 et PD2 sur la figure I.3.7.A.1) puis converties en signal LVP par l'électronique de détection.

La sensibilité du système de mesure dépend principalement du niveau du bruit de *grenaille* (bruit de *Schottky*) dans le système de détection et de la fonction de transfert du système de sonde. Le *RMS* (*Root Mean Square*) du signal bruit-courant sur les photodiodes peut être exprimé comme suit [HEIN 92] :

$$< i > = \sqrt{2.e.I_0.B} \qquad (2)$$

Où e est la charge de l'électron, I_0 est le photo-courant statique, B est la bande passante du système de détection.

La figure I.3.7.A.2-a représente le schéma d'une chaine de portes logiques (des émetteurs logiques à couplage) sur laquelle des mesures par interférométrie du délai de propagation ont été menées par [HEIN 92].

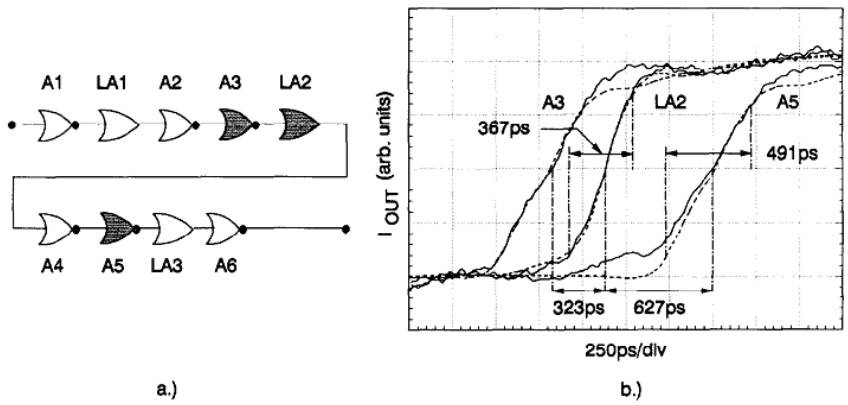


Figure I.3.7.A.2 :a) *Schéma de la chaine de portes logiques.*
b) *Mesures des délais de propagation de porte à porte. [HEIN 92].*

La figure I.3.7.A.2-b représente les résultats de la mesure du délai de propagation en comparaison avec les simulations. On devine que les résultats des mesures sont en trait continu et que la simulation est représentée en trait discontinu mais cette information n'est pas renseigné sur la publication et nous ne pouvons que supposer [HEIN 92]. Cependant on peut facilement voir que les deux courbes ont la même tendance et sont en très bonne adéquation. La mesure s'est faite sur la sortie des portes logiques et nous permet de connaitre les temps de montée des signaux ainsi que les délais de propagation d'une porte à l'autre.

ii. Cas d'étude 2

Une autre application de la technique LVP par interférométrie, réalisée par *T. M. Eiles* en 2010, sur des processeurs de technologie 0,18µm, dont les caractéristiques du système optique (laser et photo détecteur) ont été présentées précédemment dans la section de

réflectométrie des travaux de [PANI 98] porte sur l'acquisition de signaux internes dans les CI en apportant une modification du système standard de réflectométrie (voir figure I.3.7.A.3) en un système interférométrique (voir figure I.3.7.A.4).

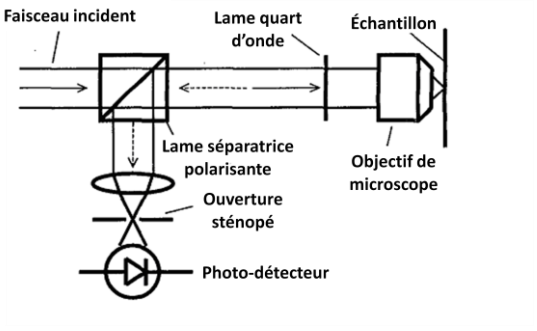


Figure I.3.7.A.3: *Schéma simplifié du mode réflectométrique [PANI 98] [EILE 00]*

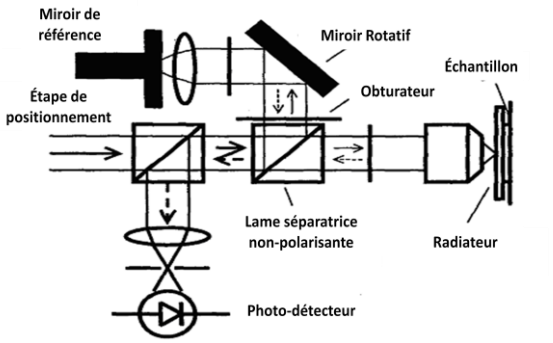


Figure I.3.7.A.4: *Schéma simplifié du système PID pour la détection de la modulation de phase [EILE 00].*

Le système de détection de phase PID (Phase Interferometer Detector) de la figure I.3.7.A.4 fonctionne comme suit:

Après la première lame séparatrice polarisante, utilisée dans le système standard, une lame séparatrice non polarisante est placée sur le chemin optique pour prélever un petit pourcentage (10 %) du faisceau incident qui est réfléchi sur un premier miroir puis sur un deuxième miroir de référence à travers une lame quart d'onde et une lentille. Le reste du faisceau non réfléchi par la lame séparatrice non polarisante est focalisé sur le *DUT* comme dans le mode de détection standard. Les faisceaux réfléchis provenant du miroir de référence et du *DUT* sont recombinés sur la lame séparatrice *90/10* et envoyés vers la *photodiode*. Le résultat de la somme des deux faisceaux donne l'équation suivante:

$$P = P_{sig}\left(1 + R + 2R^{1/2}cos\phi\right) \quad (3)$$

Où P_{sig} est la puissance réfléchie du signal provenant du DUT, R est le rapport de puissance entre le signal de référence et le signal réfléchi par le DUT, ϕ est la différence de phase. Cette équation admet que $R \leq 1$ et la figure I.3.7.A.5 montre les différentes modulations qu'on peut avoir avec cette technique. On remarque qu'un meilleur contraste de la modulation ou contraste de franges se produit quand la puissance des deux faisceaux à travers les deux chemins optiques sont égaux ($R=1$) cependant les résultats pour $R=0,5$ sont aussi satisfaisants.

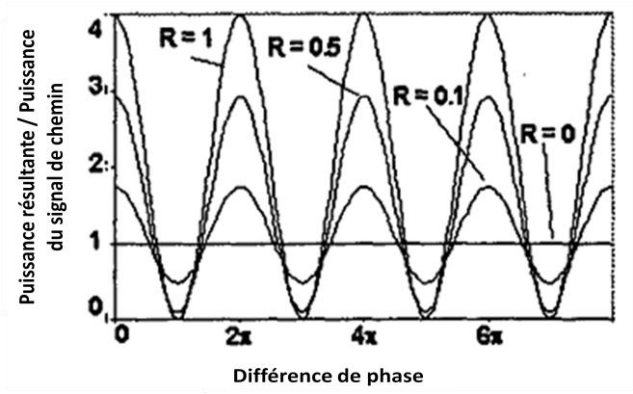


Figure I.3.7.A.5: *Puissance normalisée en sortie de l'interféromètre en fonction de la différence de phase induite par la position du miroir de référence [EILE 00].*

Les résultats obtenus par [EILE 00] sont présentés sur la figure I.3.7.A.7 sous la forme d'acquisition de signaux pour différents points de déphasage dont la polarité est présentée sur la figure I.3.7.A.6.

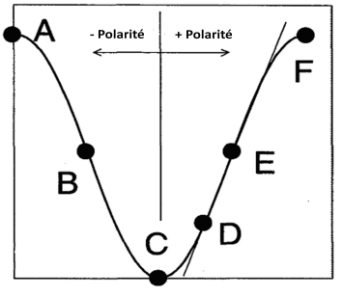


Figure I.3.7.A.6: *Une seule période de la modulation de phase avec différents points de phase [EILE 00].*

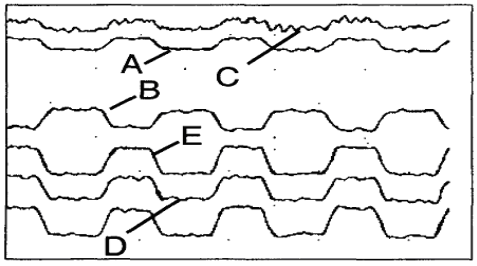


Figure I.3.7.A.7: *Signaux PID acquis sur un transistor de largeur de grille 0,18µm à différents points de phase [EILE 00].*

La figure I.3.7.A.6 représente la polarité sur une seule période du signal présenté sur la figure I.3.7.A.5. Les mesures effectuées dont les résultats sont représentés sur la figure I.3.7.A.7 correspondent à différents points de polarité. La figure I.3.7.A.7 montre clairement l'opposition de phase entre les signaux B et E ainsi que leur qualité par rapport aux signaux A et C. Les signaux A et C sont en accord de phase et délicats d'interprétation. Les indications sur les valeurs des abscisses et des ordonnées de la figure I.3.7.A.7 ne sont pas indiquées dans la publication [EILE 00].

iii. Cas d'étude 3

Une autre façon de sonder les signaux internes d'un circuit intégré est la TDP (Time Differential Probing) développé par *W. K. Lo* en 2001 [LO 01] et qui a pour principe

d'échantillonner les signaux avec un seul laser mais avec une double impulsion très courte d'intervalle Δt.

La figure I.3.7.A.8 présente le principe de la méthode TDP.

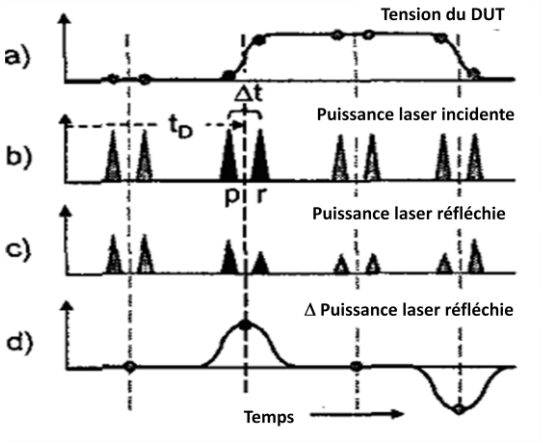


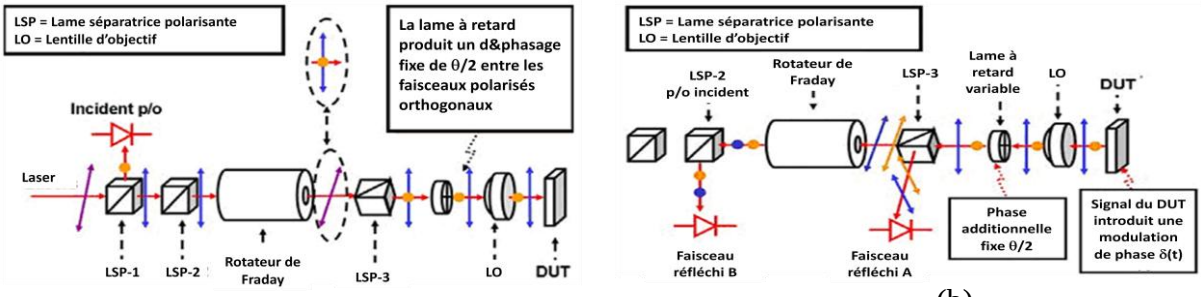
Figure I.3.7.A.8 (58): *Illustration du principe de la TDP. a) Signal du DUT sondé. b) Implusions des faisceaux laser incidents de sonde (p) et de référence (r) avec un petit délai de Δt. c) Modulation des faisceaux laser réfléchis par le signal du DUT. d) différence entre les impulsions p et r.*

On notera p et r la première et la seconde impulsion du faisceau laser. De cette manière on compare la réflectivité des deux impulsions entre elles et on peut extraire les informations sur la forme des signaux comme le temps de montée ou bien la durée des bits etc. La double impulsion réfléchie du laser est modulée par les signaux internes du DUT. Nous obtenons de cette façon quatre réponses différentes selon l'état du signal sondé. Effectivement si le signal du DUT se trouve à l'état bas ou à l'état haut au moment de son interaction avec les deux impulsions, p et r seront tous deux à leur maximum ou minimum, respectivement. Cependant si l'interaction se fait avec un front montant ou descendant, la différence d'amplitude des deux impulsions nous informera sur cette variation du signal sondé. La limite de la technique TDP, en plus du bruit environnant et de celui du laser, est la fréquence de répétition de la double impulsion qui doit être plus grande que les variations du signal mesuré afin d'assurer un échantillonnage correct.

iv. Cas d'étude 4

La technique PDP (Polarization Difference Probing) utilisée par [LO 04] permet de diminuer d'un facteur 2 le seuil du bruit avec un système de 20 GHz de bande passante et un laser pulsé à 10 ps. Le montage et le chemin optique du faisceau incident et réfléchi sont représentés sur les figures I.3.7.A.9-a et b [YIN 08]. Le faisceau incident consiste en deux faisceaux orthogonaux linéairement polarisés. Ces deux faisceaux sont décalés en phase de

$\theta/2$ par la lame à déphasage variable avant d'atteindre le DUT. Le DUT introduit une phase δ avant que la lame à déphasage introduise un deuxième déphasage de $\theta/2$. Les deux faisceaux interfèrent l'un avec l'autre dans les deux bras: Reflected A et Reflected B par les lames séparatrices polarisantes 2 et 3 (figure I.3.7.A.9-b).



(a) (b)

Figure I.3.7.A.9: *Propagation du faisceau incident(a) et réfléchi (b) à travers le bloc optique PDP [YIN 08].*

L'intensité du signal dans les bras Reflected A et Reflected B est donnée par l'équation suivante:

$$R \propto \left(\frac{X}{\sqrt{2}}\right)^2 + \left(\frac{Y}{\sqrt{2}}\right)^2 \pm 2\left(\frac{X}{\sqrt{2}}\right)\left(\frac{Y}{\sqrt{2}}\right)\cos(\theta+\delta) \qquad (4)$$

Où X et Y sont les amplitudes des signaux réfléchis dans les deux bras de polarisation. Le changement de phase δ influencera le résultat R directement ce qui permet, en modifiant la variable introduite par la lame à déphasage afin d'avoir un maximum de sensibilité sur les bras A et B, d'améliorer le rapport signal sur bruit du signal PDP final.

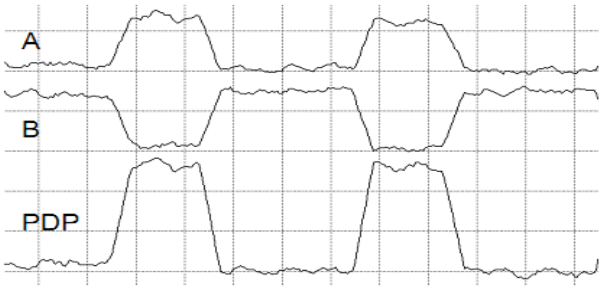


Figure I.3.7.A.10: *La modulation de phase est détectée sur les bras de réflexion A et B du bloc optique PDP et les signaux PDP montrent significativement une amélioration du rapport signal sur bruit [YIN 08].*

Nous pouvons constater sur la figure I.3.7.A.10 que les signaux réfléchis A et B sont en opposition de phase induite par les lames séparatrices polarisantes. Le signal PDP a une

amplitude deux fois plus importants que A et B. L'amplitude du signal réfléchi par le DUT est de l'ordre de 100 à 1000 ppm [YIN 08].

I.3.8. Réflectométrie Vs Interférométrie:

Les travaux de [BLOC 01] nous donnent une comparaison entre des mesures interférométriques et des mesures réflectométriques en se basant sur les améliorations faites par [WILS 00] sur la qualité de la sensibilité de détection des signaux et sur les travaux de [EILE 00] sur la réflectométrie.

Une comparaison entre la technique *PID* (Phase Interferometric Detection) et la technique *STD* (STandard amplitude Detection) est très difficile à mettre en œuvre du fait de la relation complexe entre le faisceau laser et le *DUT* et la difficulté de prédiction des processus d'interaction. Les résultats donnés dans [BLOC 01] sont spécifiques à la famille des composants CMOS de technologie 0,18 µm mais permettent d'avoir une idée d'ensemble sur l'utilisation des deux méthodes de la technique LVP. Un diagramme du montage optique du banc de mesures *LVP IDS 2500* utilisé par [BLOC 01], est donné en figure I.3.8.1.

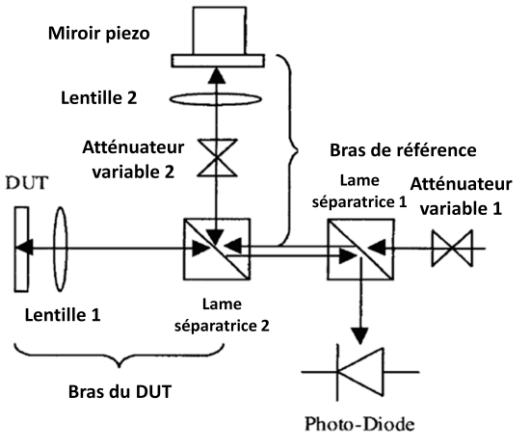


Figure I.3.8.1: *Schéma de détection utilisé dans le système IDS 2500 pour mesurer l'intensité et la modulation de phase du faisceau laser réfléchi sur le DUT [BLOC 01].*

Ce montage comporte un laser à 1,06µm, deux lames séparatrices, un bras de référence composé d'un atténuateur, une lentille et un miroir de référence posé sur un moteur piézoélectrique. L'autre bras est composé du *DUT* et d'une lentille de focalisation. Ce montage est appelé *interféromètre de Michelson*. Après la réflexion sur le *DUT* et sur le miroir les deux faisceaux sont recombinés au niveau de la deuxième lame séparatrice pour être dirigés vers la première lame séparatrice qui les dévie sur la photodiode. Pour la détection *STD*, un obturateur est placé sur le bras de référence pour supprimer son influence. Pour la

détection *PID*, la puissance réfléchie résultante des deux bras est donnée par la relation suivante :

$$P_{Refl}=P_{0,\,DUT} + P_{0,\,REF} + 2\,P^{1/2}_{0,DUT}\,P^{1/2}_{0,REF}\cos(\phi) \qquad (5)$$

ϕ : est la différence de phase entre le faisceau réfléchi venant du DUT et celui passant dans le bras de référence.

La qualité des mesures *PID* dépend principalement des paramètres qui influencent la phase. Ceci inclut l'alignement des faisceaux, la longueur du chemin optique, la puissance laser utilisée ainsi que les modes laser.

Les mesures ont été faites sur un processeur de type *DSP* (Digital Signal Processor) piloté à 50 MHz avec sa propre PLL avec une tension d'alimentation de 1,8V. Le canal des transistors NMOS (technologie CMOS 0,18 µm) du DSP a été sondé avec un laser de longueur d'onde λ = 1,06 µm. La puissance laser incidente sur le DUT durant le test était de 10 mW.

Le rapport signal sur bruit est donné par :

$$SNR = t_R / \Delta t \qquad (6)$$

Δt : le temps d'acquisition du signal LVP.

t_R : le temps de transition du front d'un signal.

Plus le temps d'acquisition du signal LVP est court, plus le *SNR* sera important ce qui implique que pour avoir de bonne mesures le Δt doit être le plus court possible.

La figure I.3.8.2 représente les résultats de la comparaison entre la détection par changement de phase et la détection standard par modulation d'amplitude du signal LVP et démontre une amélioration d'un facteur 3 pour la mesure *PID*.

Pour avoir une mesure *STD* correcte, il a fallu de trois tentatives à J. A. Block et son équipe. Par contre, il n'a fallu qu'une seule tentative pour la mesure *PID* pour avoir un signal lisible.

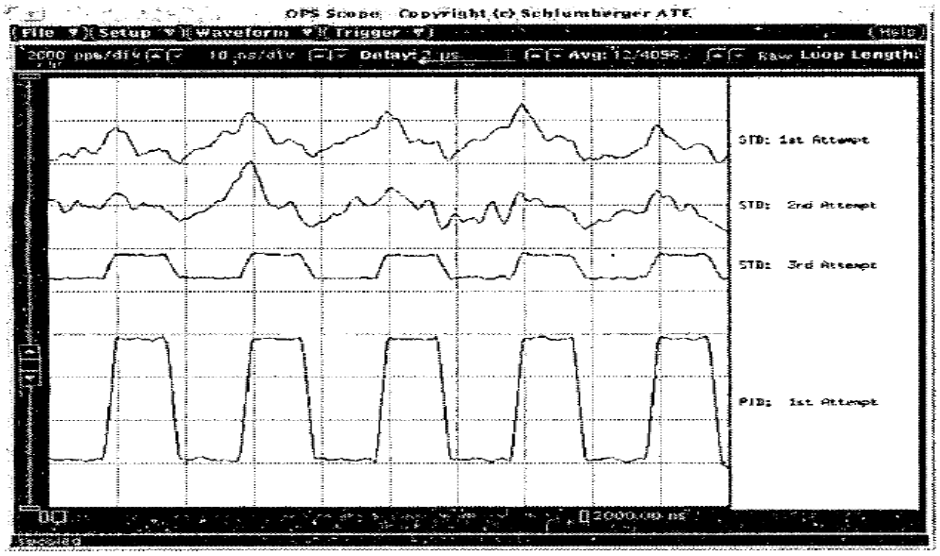


Figure I.3.8.2: *Signaux STD (les trois signaux du haut) et signaux PID (le dernier) acquis d'un NFET montrant l'amélioration du SNR pour le mode PID [BLOC 01].*

L'amplitude du signal *PID* est d'environ 6000 ppm contre environ 1400 ppm pour la troisième tentative *STD*.

I.4. Influence de la focalisation sur les mesures sondes

La qualité des mesures en mode « sonde » sont très dépendantes de la focalisation du faisceau laser. La figure I.4.1 représente un exemple de cette influence sur la reconstitution de l'image d'un double transistor MOS.

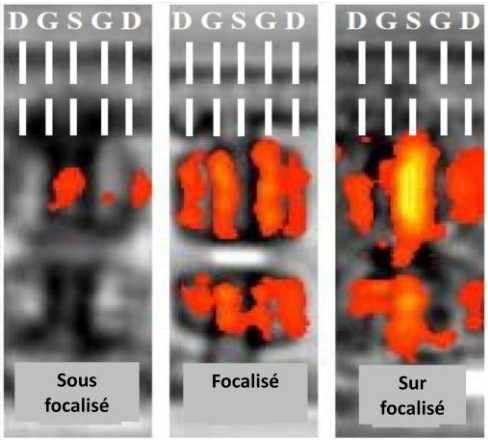


Figure I.4.1: *Changement de la détection de modulation du LVP avec la focalisation [YIN 10].*

L'expérience faite par [YIN 10] sur un double transistor de 180 nm de technologie démontre l'importance de la focalisation du faisceau. L'origine du signal LVP de la figure I.4.1 comme pour dans les travaux d'*U. Kindereit [KIND 07-A], [KIND 07-B] et [KIND 08]*, provient de la région du drain et de la grille. Quand le faisceau laser de 1300 nm

n'est pas bien focalisé, le diamètre du spot couvre alors une plus large région et donne l'illusion que l'origine du signal provient de la source. Dans ce cas, le signal sonde est la somme des signaux provenant des autres zones.

Cette expérimentation permet de mieux comprendre le cas où le spot laser est plus grand que la région à sonder et couvre plusieurs zones.

Dans une autre étude sur l'influence du déplacement du spot laser dans les détections *PID* et *STD*, des mesures de translation du *DSP* ont été faites suivant la direction *y* (figure I.4.2) ainsi qu'en profondeur selon *z* (figure I.4.3). L'approche suivie par [BLOC 01] est la comparaison entre deux mesures successives à partir du même point d'origine. La résolution des mesures est de 0,08 µm pour la dépendance en *y* et de 0,5 µm pour la mesure en profondeur *z*.

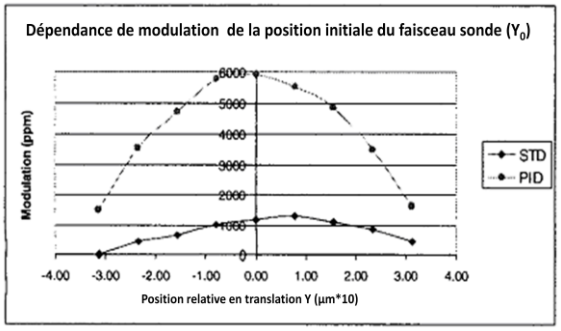


Figure I.4.2: *Modulation de la dépendance du signal sonde par rapport à la position latérale [BLOC 01].*

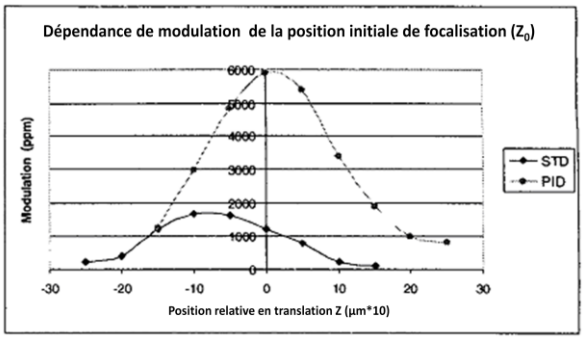


Figure I.4.3: *Modulation de la dépendance du signal sonde par rapport à la position longitudinale [BLOC 01].*

Comme cité précédemment, le *SNR* (rapport du signal sur bruit) dépend du temps d'acquisition. Les figures I.4.4 et I.4.5 représentent cette relation pour des mesures *STD* et *PID* suivant les axes *y* et *z*.

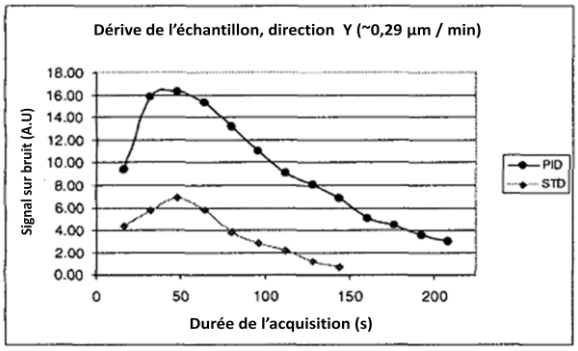


Figure I.4.4: *Effet de la dérive dans la direction y de l'échantillon sur le SNR pour l'acquisition STD et PID [BLOC 01].*

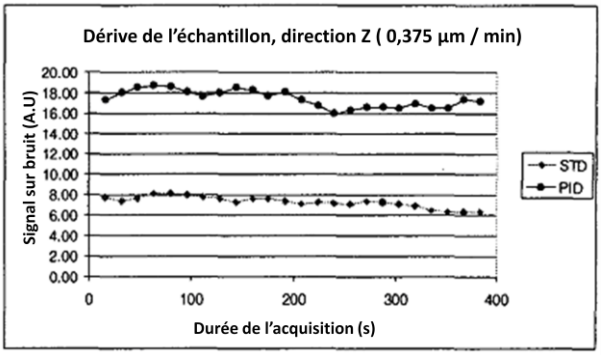


Figure I.4.5: *Effet de la dérive dans la direction z de l'échantillon sur le SNR pour l'acquisition STD et PID [BLOC 01].*

On note que sur la figure I.4.4 le *SNR* de la détection *PID* est au maximum 30% plus que dans le mode *STD* (35 s contre 50 s). Egalement, la décroissance est beaucoup plus lente pour le mode *PID* qui met ~ 100 s avant d'atteindre sa valeur de début, alors que pour le mode *STD* cela prend 75 s. L'influence du temps d'acquisition sur le *SNR* selon la direction *z* (figure I.4.5), que ce soit dans la détection *STD* ou *PID*, n'est pas aussi significative que la direction *y* (figure I.4.4).

I.5. La technique Laser Voltage Imaging (LVI)

La technique LVI, développée comme une extension générale de la technique LVP, est actuellement considérée comme un complément aux techniques d'analyse de défaillance existantes. Au lieu d'acquérir les signaux d'un point donné du CI dans le domaine temporel, la technique LVI extrait ces données dans le domaine fréquentiel afin de réduire le temps d'acquisition.

Quand un faisceau laser interagit avec un transistor, ce dernier module en amplitude et en phase le faisceau réfléchi à sa fréquence de basculement. Le signal réfléchi est alors détecté par une photodiode couplée à un amplificateur avant d'être filtré ou traité par un analyseur de spectre qui permet le traitement des seules zones fonctionnant à la fréquence étudiée.

Le signal analysé par l'analyseur de spectre est converti en niveaux correspondants de gris de façon à produire une image LVI comme sur la figure I.5.1 suivante.

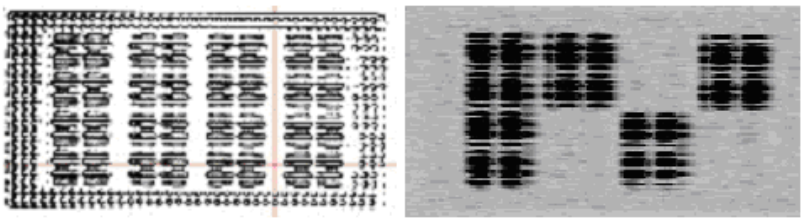


Figure I.5.1: *Images LSM et LVI [YIN 10].*

Pour une analyse de défaillance par LVI, le réglage des paramètres de l'analyseur de spectre doit correspondre au système mis en place (principalement, les paramètres du photo-détecteur et de système de pilotage du DUT) [YIN 10].

L'utilisation du LVI permet entre autres d'analyser les structures telles que les chaines de portes logiques. Grâce à sa capacité à distinguer le basculement d'un transistor à une

fréquence spécifique, le LVI se démarque par cette qualité pour le diagnostic de chaines de portes logiques [LIAO 10].

I.6. Amélioration de la résolution spatiale de la technique

Avec la diminution de la taille fondamentale des transistors, les techniques laser sonde atteignent leurs limites du fait de la taille du spot qui n'est plus négligeable devant celle des surfaces sondées. L'utilisation des LIL (Liquid Immersion Lens) permet d'améliorer le grossissement optique de 100x à 220x. Les SIL (Solid Immersion Lens), peuvent aussi réduire la taille du spot laser à 500 nm avec les LIL et à 230 nm pour une longueur d'onde de 1340 nm [YIN 08] La petite taille du spot permet d'augmenter la résolution du LVI ainsi que la finesse de placement pendant le sondage du CI ce qui permet l'analyse des petites structures. La figure I.6.1 représente une image LSM d'un CI de technologie 45 nm et la figure I.6.2 représente les signaux des transistors en commutation.

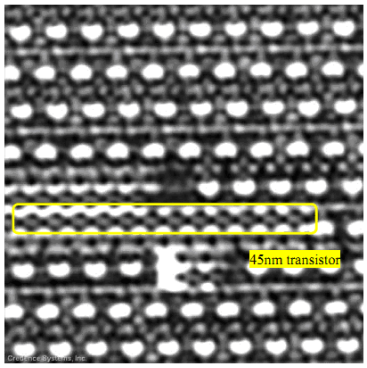


Figure I.6.1: *Image LSM avec SIL d'une chaine de buffer en technologie 45 nm avec un zoom 8x du LSM à 1024 pixels de résolution ce qui donne approximativement une largeur de vision de 9x9µm [YIN 08].*

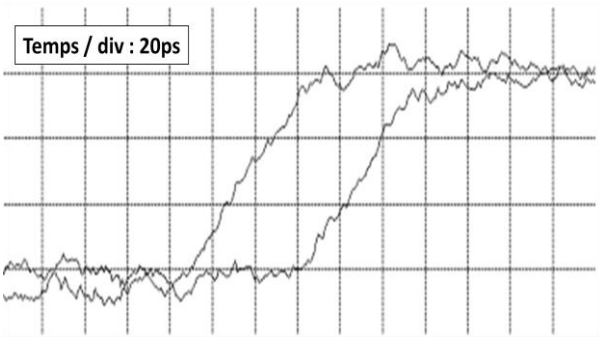


Figure I.6.2: *Délai de mesure de 55 ps entre les étages de buffer adjacents de la figure I.6.1 [YIN 08].*

L'indication sur l'amplitude exacte des signaux de la figure I.6.2 n'est pas renseignée sur la publication [YIN 08] la seule information est que les signaux sont entre 100 et 1000 ppm.

La figure I.6.3 présente une image LVI de [CELI 11] de structures défaillantes alimentées avec un signal d'horloge carré de fréquence de 5 MHz. Elle montre les zones où les transistors sont actifs.

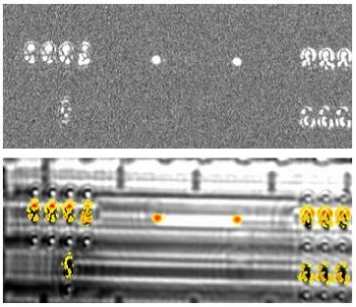


Figure I.6.3 : *Image du haut : Signature LVI. Image du bas : Superposition de l'image réfléchie et de la signature LVI. [CELI 11]*

La figure I.6.4 compare les images LVI d'un composant sain et d'un même composant défaillant, à la fréquence de sortie des données et à la fréquence d'horloge. Les images LVI ont été acquises avec un objectif d'ouverture numérique 0,5 et de grossissement 50 X. Les images du bas représentent une acquisition LVI avec une SIL à 2,45 d'ouverture numérique, ce qui donne un grossissement de 220 x. L'utilisation d'une SIL permet de localiser avec précision la cellule défaillante.

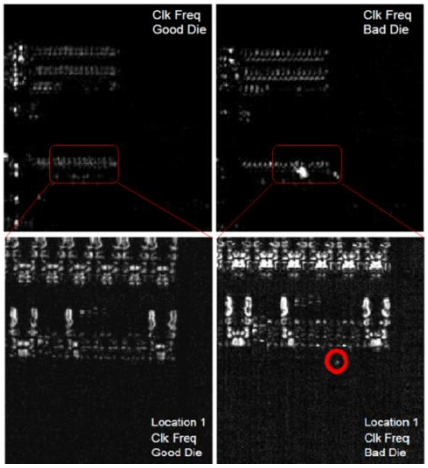


Figure I.6.4 : *Imagerie LVI en 50x en haut et un zoom LSM x4 sur une imagerie LVI avec SIL pour les deux images du bas. Le cercle rouge montre une anomalie sur le signal d'horloge qui se mélange avec le signal de données [YIN 10].*

Nous pouvons donc, grâce aux *SIL*, analyser les petites structures et extraire des informations utiles sur la localisation de défauts et le fonctionnement des circuits intégrés de taille de grille inférieure à 65 nm.

I.7. Thermoréflectance

L'application de la réflectométrie pour des mesures de températures (Réflectométrie thermique) ou des mesures du coefficient de thermo-réflectivité sur la face avant des

composants électroniques se fait depuis les années 90. La thermo réflectance est basée sur la relation entre la variation du coefficient de réflexion ΔR et la variation de la température ΔT.

Dans ce qui suit nous présentons deux cas d'étude de l'utilisation des sondes optiques pour l'étude de la température sur des structures de test basiques.

Les travaux de thèse de *V. Quintard* [QUIN 95] utilisent la réflectométrie pour mesurer le coefficient de thermo-réflectance ainsi que la variation de la température donnée par l'équation (7) suivante :

$$\Delta T = \kappa^{-1} \frac{\Delta R}{R} \qquad (7)$$

κ : Coefficient de thermo-réflectivité, constant pour un matériau donné.

Le montage expérimental du réflectomètre utilisé par *V. Quintard* est représenté sur la figure I.7.1.

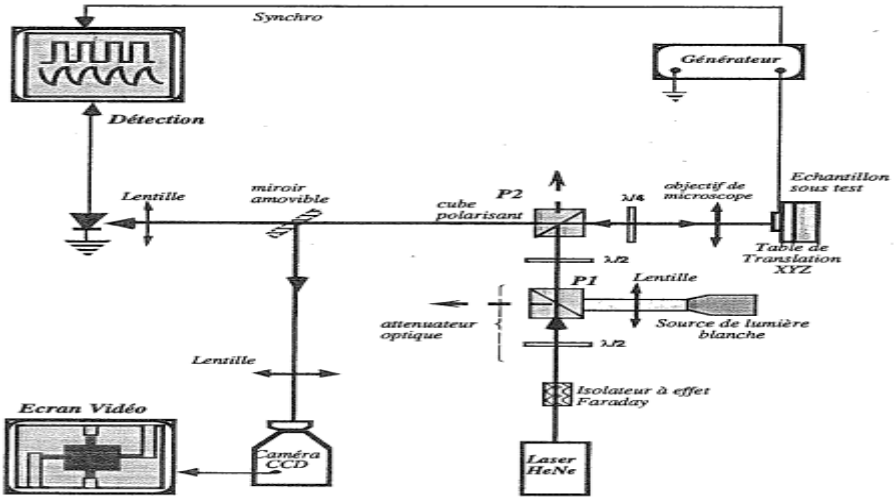


Figure I.7.1 : *Le réflectomètre. [QUIN 95]*

Le laser utilisé est un *He-Ne* monomode avec une longueur d'onde de 632,8 nm polarisé rectilignement. La structure étudiée est une résistance diffusée aussi appelée structure *Van der Pauw*. La figure suivante représente la variation de réflexion de deux échantillons A et B en réponse à une impulsion de courant de 73 mA durant 1 µs.

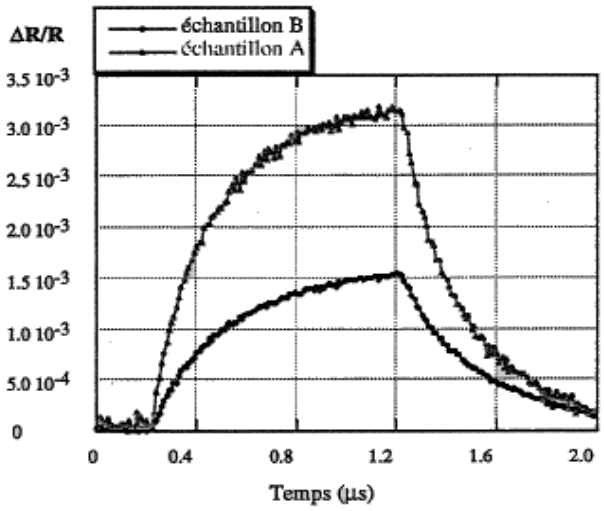


Figure I.7.2 : *Variation du coefficient de réfléxion aux temps courts pour deux échantillons A et B en réponse à une impulsion de courant. [QUIN 95]*

L'étude de la pente de la réponse $\frac{\Delta R}{R}$ a permis à *V. Quintard* de mesurer la variation de température ΔT des deux échantillons A et B et de trouver que $\Delta T_A \approx 2.64 \pm 0.13$ K et $\Delta T_B \approx 2.59 \pm 0.13$ K par rapport à la température ambiante.

Une application moderne du LVI sur l'étude de la signature de la *Thermo-Réflectance* des composants sous test réalisée par *G. Celi* [CELI 11] en se basant sur la formule précédente (équation 7) est présentée dans ce qui suit. En appliquant un signal pulsé de fréquence 1 MHz et de 1,1 V de tension sur une simple ligne de cuivre posée sur du polysilicium, on arrive à avoir une signature de la thermo réflectance sur une imagerie LVI représentée sur les figures I.7.3 et I.7.4.

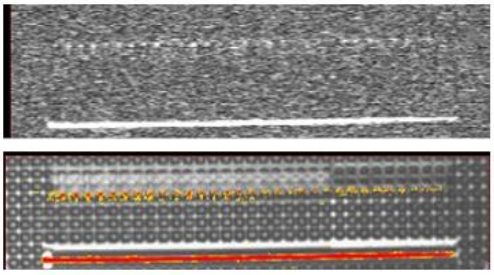


Figure I.7.3 : *Image du haut : Signature de la thermo-réflectance de la ligne de cuivre. L'image du bas: Superposition entre l'image réfléchie et l'image de la thermo réflectance. [CELI 11]*

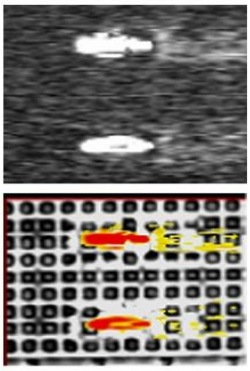


Figure I.7.4 : *Image du haut : Signature de la thermo-réflectance de la ligne de polysilicium. L'image du bas : Superposition entre l'image réfléchie et l'image de la thermo réflectance. [CELI 11]*

Sur les figures I.7.3 et I.7.4 nous pouvons voir la mesure TFI (Thermal Frequency Imaging) brute et superposée sur l'image du composant pour la localisation de défauts dans les structures du circuit intégré.

La thermo réflectance est sensible à la fréquence et à la tension de polarisation des structures. Ceci est démontré sur les figures I.7.5 et I.7.6.

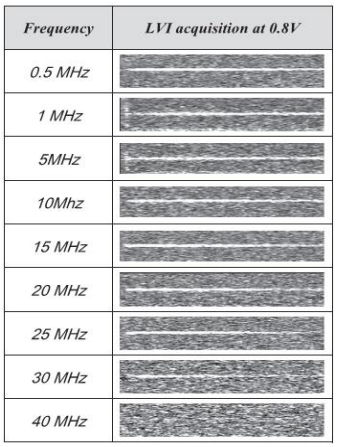


Figure I.7.5 : *Influence de la fréquence sur la thermo réflectance. [CELI 11]*

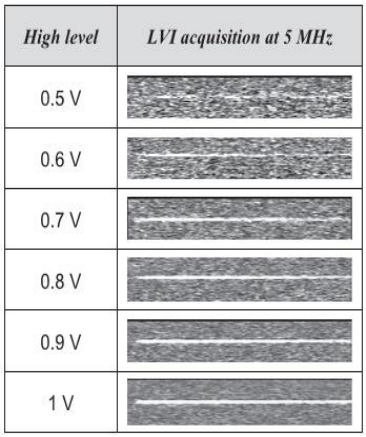


Figure I.7.6 : *Influence de la polarisation sur l'intensité de signal de thermo réflectance. [CELI 11]*

Sur les figures I.7.5 et I.7.6, nous pouvons voir que l'intensité du signal de thermo réflectance varie inversement par rapport à la fréquence mais de la même façon que la tension de polarisation.

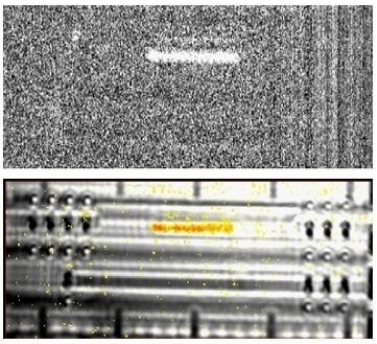


Figure I.7.7 : *Image du haut : Signature TFI. Image du bas : Superposition de l'image réfléchie et de la signature TFI. [CELI 11]*

En complément à la technique LVI, la TFI permet une détection des défauts là où le LVI peut être aveugle. En comparaison avec la figure I.6.3, la figure I.7.7 montre une défaillance dans la structure sur la ligne de cuivre étudiée.

Pour résumer les principales techniques sondes abordées dans ce chapitre le tableau suivant est proposé.

Nom	Paramètre laser analysé	Informations prélevées
Réflectométrie	• Intensité laser	Coefficient de réflexion • Température • Concentration de porteurs
Interférométrie	• Phase de l'onde laser • Polarisation	Chemin optique • Densité de porteurs • Déformation • Température

Tableau I.7.1 : *Principales techniques laser de type sonde.*

I.8. Conclusion du chapitre I

Nous avons vu dans ce chapitre que l'évolution de la technologie du semiconducteur apportait avec elle son lot de défaillances. Ces défaillances peuvent être détectées grâce aux différentes techniques précédemment présentées. Dans le cadre de cette thèse, la compréhension et l'interprétation du signal provenant du faisceau laser réfléchi dans une mesure laser sonde réflectométrique est à l'honneur. Dans le chapitre suivant, nous présenterons en détail les différents phénomènes physiques, électriques ainsi qu'optiques intervenant dans la modulation du faisceau laser traversant un circuit intégré sous test. Ces différents paramètres contribueront d'une manière directe au modèle établi pour la prédiction et l'interprétation d'un signal sonde provenant d'un circuit intégré.

Chapitre II : Modélisation de l'interaction laser-semiconducteur pour une analyse EOP

Chapitre II : Modélisation de l'interaction laser-semiconducteur pour une analyse EOP.

II.1. Introduction

Le principe des techniques « sonde » optiques, permettant la détection de champ ou de potentiel électrique, est basé sur les interactions optoélectroniques qui se produisent dans une jonction p-n quand un faisceau laser est focalisé sur la jonction. Cette interaction est très complexe en raison des nombreux processus optoélectroniques qui peuvent s'y produire. Ces effets comprennent: l'électro-absorption, l'électro-réfraction, l'effet de porteurs libres sur l'absorption et sur l'indice de réfraction [HEIN 87], [SORE 87] ou encore l'effet de la température sur ces paramètres. Certains résultats expérimentaux montrent que le processus optoélectronique dominant qui se déroule dans les composants CMOS est l'électro-absorption [PANI 98]. La majeure partie des composants utilisés sont en silicium, c'est la raison pour laquelle nous allons particulièrement nous intéresser à la réponse de ce matériau. L'interprétation des résultats produits par les techniques « sonde » optiques nécessite de prendre en considération les différents phénomènes physiques susceptibles d'induire une variation des propriétés du faisceau laser réfléchi. Nous allons dans ce chapitre présenter les principaux paramètres physiques et optiques intervenant lors de l'interaction d'un faisceau laser avec un circuit intégré. Ces modèles sont affinés avec des résultats expérimentaux pour être utilisé par la suite dans un modèle mathématique global qui décrit l'intensité du faisceau laser réfléchi sur l'intensité du faisceau laser incident. Le modèle, développé et présenté dans ce chapitre, intègre également le fait que la taille des structures élémentaires des nouvelles technologies est plus petite que la taille du spot laser sonde.

II.2. Propagation des faisceaux laser

II.2.1. Modèle de faisceau laser

Toute onde électromagnétique se propageant dans un milieu homogène peut être décrite par les équations de Maxwell. Une onde électromagnétique, dont les fronts d'onde sont des plans infinis, est définie comme étant des ondes planes. Nous assimilons un faisceau laser à une onde plane gaussienne dans un espace limité. L'expression du champ électrique complexe d'un faisceau gaussien à une distance r du centre du faisceau et à z de son origine est donnée par l'équation suivante en volts par mètre:

$$E(r,z) = E_0 \frac{w_0}{w(z)} exp\left(\frac{-r^2}{w^2(z)}\right) \exp\left(-ikz - ik\frac{r^2}{2R_c(z)} + i\zeta(z)\right) \quad (1)$$

Son intensité moyenne temporelle, mesurée en watts par mètre carré est décrite par la relation suivante :

$$I(r,z) = I_0 \left(\frac{w_0}{w(z)}\right)^2 exp\left(\frac{-2r^2}{w^2(z)}\right) \quad (2)$$

Où :

$k = \frac{2\pi}{\lambda}$ est le nombre d'onde (en radians par mètre). (3)

w(z) est une hyperbole égale à :

$$w(z) = w_0\sqrt{1 + \left(\frac{z}{z_R}\right)^2} \quad (4)$$

E_0 et I_0 sont respectivement l'amplitude et l'intensité du champ électrique au centre du faisceau à l'origine. C'est-à-dire $E_0 \stackrel{\text{def}}{=} |E(0,0)|$ et $I_0 \stackrel{\text{def}}{=} I(0,0)$.

La figure II.2.1.1 représente la distribution Gaussienne de l'intensité d'une onde électromagnétique en mode TEM_{00}.

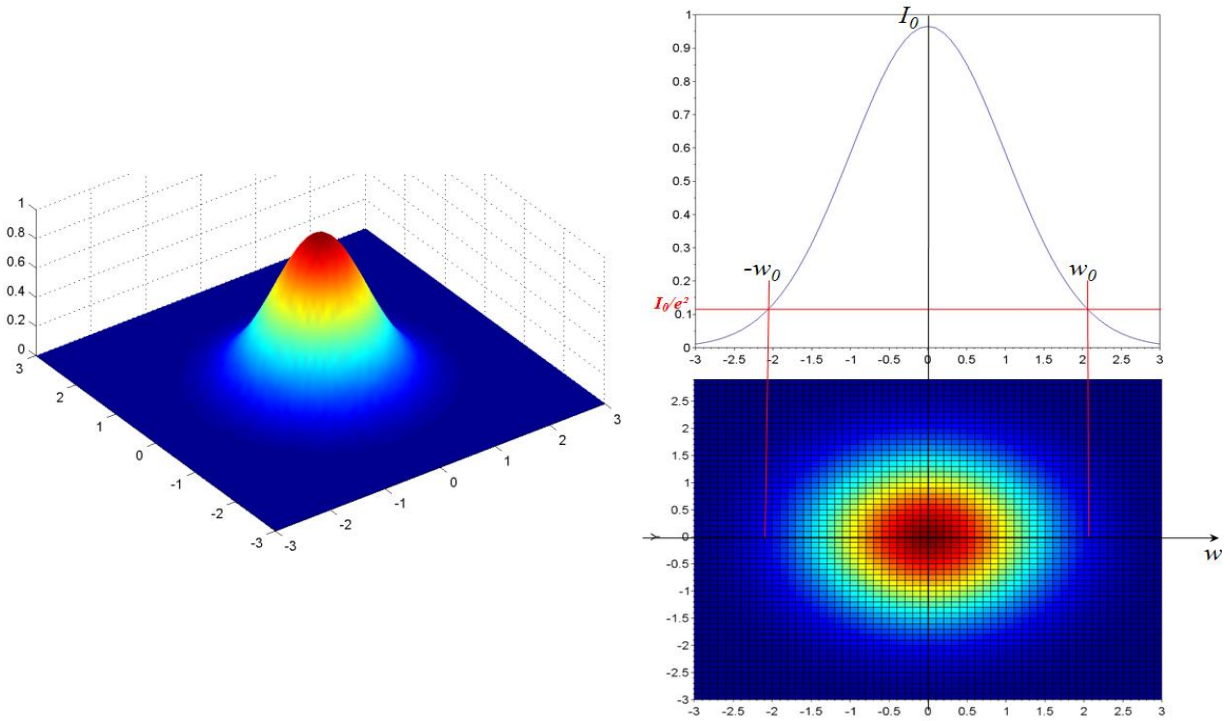


Figure II.2.1.1 : *Distribution gaussienne en 3D de l'intensité du mode TEM_{00}.*

« Une analyse plus fine, menée sur le mode d'émission TEM_{00} à profil gaussien, conduit à une théorie plus élaborée, vérifiée expérimentalement avec une bonne précision pour les lasers actuels [ANAN 92] [KOGE 66]. Pour une cavité concave ou plan-concave, la lumière est confinée dans un volume présentant une zone de section minimale appelée cercle de gorge. Le rayon de ce cercle est le rayon caractéristique à $1/e^2$ et d'une façon générale, toute limite de faisceau matérialisée sur un schéma est généralement une courbe caractérisée par l'atténuation de l'intensité à $1/e^2$. » [PREN 12].

Au voisinage de la cavité, la limite du faisceau n'est donc pas rectiligne. Par ailleurs, le rayon de courbure R_c du front d'onde varie également en fonction de z :

$$R_c(z) = z\left\{1 + \left[\frac{\pi w_0^2(0)}{\lambda z}\right]^2\right\} \tag{5}$$

Dans tout l'espace intra ou extra-cavité, la propagation s'effectue donc sous forme d'ondes sphériques dont le rayon de courbure évolue ; l'onde plane n'existe strictement que dans le plan du cercle de gorge puisque $R_c(0) \rightarrow \infty$

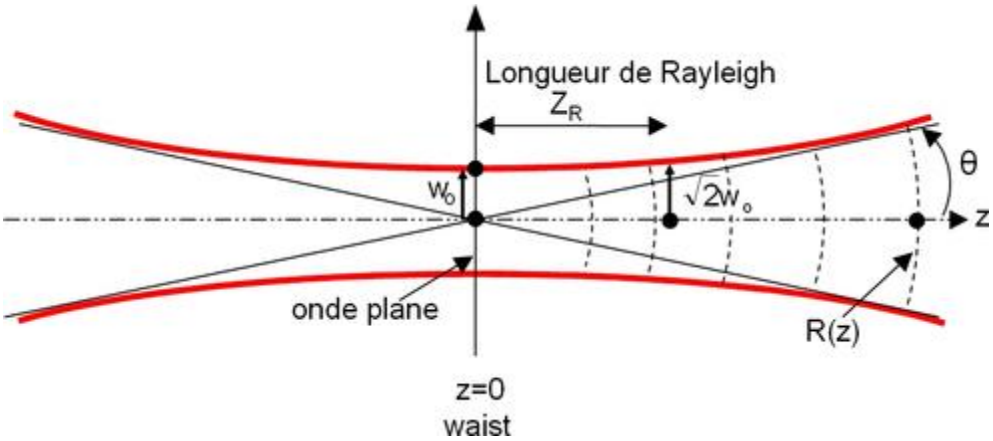


Figure II.2.1.2: *Propagation en mode gaussien (TEM_{00}).*

En pratique, il est intéressant de considérer le champ lointain, caractérisé par les valeurs de z très supérieures à

$$Z_R = \frac{\pi w_0^2(0)}{\lambda}$$, appelée distance de *Rayleigh*. (6)

Dans ce cas, la limite de faisceau devient rectiligne, puisque $w_0(z)$ évolue suivant une loi linéaire en fonction de z:

$$w_0(z) \approx w_0(0)\frac{z}{z_R} \tag{7}$$

Le demi-angle de divergence θ est alors déduit simplement de la relation.

$$\tan\theta \approx \frac{w_0(0)}{z_R} \approx \frac{\lambda}{\pi w_0(0)} \tag{8}$$

Comme nous considérons un test par la face arrière, le faisceau réfléchi résulte à la fois de l'arrivée du faisceau incident, après traversée du substrat, sur la face avant du CI, de la réflexion sur cette face avant et enfin d'une nouvelle traversée du substrat. Dans la prochaine section, nous allons présenter les lois de transmission et de réflexion d'un faisceau lumineux au niveau d'une interface entre deux milieux.

II.2.2. Transmission et réflexion d'un faisceau laser entre deux milieux

La théorie la plus abordable permettant d'exprimer la réflexion d'une onde est celle des ondes planes. La réflexion d'une onde plane à l'interface de deux milieux, d'indices de réfraction respectifs $\tilde{n}_1$ et $\tilde{n}_2$, est caractérisée par le coefficient de réflexion suivant :

$$\tilde{R} = \left[\frac{(\tilde{n}_1-\tilde{n}_2)^2}{(\tilde{n}_1+\tilde{n}_2)^2}\right] e^{j\Phi} = \frac{Intensité\ de\ l'onde\ réfléchie}{Intensité\ de\ l'onde\ incidente} \tag{9}$$

Où les indices $\tilde{n}_1$ et $\tilde{n}_2$, sont généralement des grandeurs complexes et Φ une éventuelle phase entre l'onde incidente et l'onde réfléchie. Il ne faut pas confondre le $\tilde{R}$ du coefficient de réflexion est le R(z) du rayon de courbure du front d'onde déjà vu dans la section précédente.

La connaissance des différents indices de réfraction rencontrés par le faisceau sonde est donc nécessaire à l'interprétation du signal EOP. Outre sa variation d'un matériau à un autre, l'indice de réfraction peut aussi varier au sein d'un même matériau en fonction de différents paramètres.

Le coefficient de transmission est, quant à lui, exprimé par l'équation suivante :

$$T = 1 - R \tag{10}$$

R est la partie réelle du coefficient de réflexion $\tilde{R}$.

Dans les sections suivantes, nous allons aborder quelques principes de la physique du semiconducteur et présenter les différents contributeurs de l'interaction d'un faisceau laser avec un circuit intégré.

II.3. Modèles Physiques utilisés pour la simulation EOP

II.3.1. Coefficients d'absorption

Si l'énergie apportée par un photon du faisceau laser est supérieure à 1,12 eV, il est possible de provoquer le passage d'un électron de la bande de valence à la bande de conduction. L'énergie du faisceau se trouve alors diminuée et suit la loi de Beer_Lambert.

$$E(z) = E_0 e^{-\alpha z} \quad (11)$$

Où α est le coefficient d'absorption qui nous servira à estimer l'absorption du faisceau laser et z est la distance parcourue dans le milieu absorbant. Si l'énergie du photon est inférieure à 1,12 eV, le silicium intrinsèque est quasiment transparent à température ambiante. Sur les figures suivantes nous pouvons voir que pour des longueurs d'ondes dont l'énergie est inférieure à 1,12 ev le silicium peut être absorbant sans pour autant que les électrons migrent d'une bande à l'autre. Ce type d'absorption est appelé absorption intra bande ou absorption par porteurs libres.

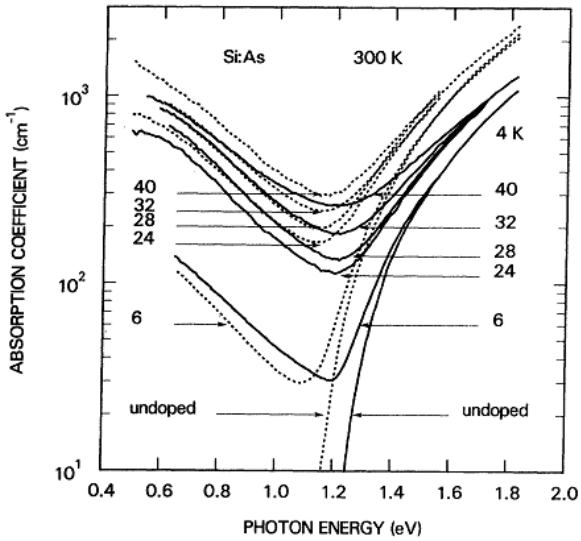


Figure II.3.1.1: *Coefficient d'absorption en fonction de l'énergie des photons pour le Silicium dopé à l'arsenic (As) à 300 et 4 K. les concentrations sont données en unité de $10^{18}cm^{-3}$. [SCHM81]*

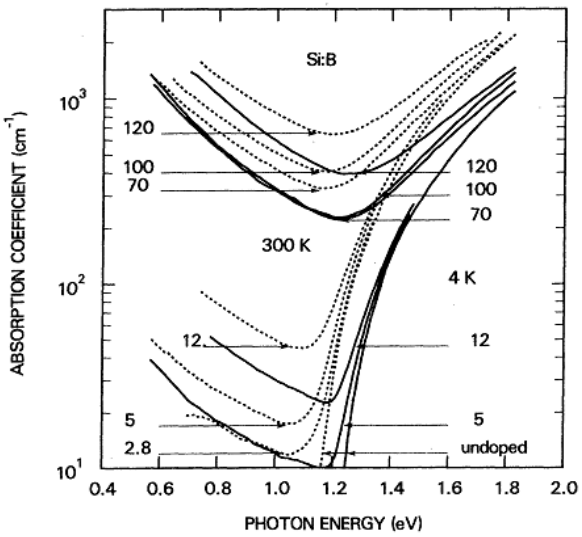


Figure II.3.1.2: *Coefficient d'absorption en fonction de l'énergie des photons pour le Silicium dopé au Bore (B) à 300 et 4 K. les concentrations sont données en unité de $10^{18}cm^{-3}$. [SCHM81]*

Nous pouvons voir sur les figures II.3.1.1 et II.3.1.2 que le silicium possède deux mécanismes d'absorption prédominants selon l'énergie du faisceau laser. A partir de l'étude

précédemment faite sur les techniques d'analyse par laser en mode sonde dans le chapitre I, nous nous intéresserons dans cette étude uniquement à l'absorption intra bande compte tenu des longueurs d'ondes utilisées (> à 1064 nm). L'absorption intra-bande ou absorption par porteurs libres α_{fc} consiste en l'absorption d'un photon par une charge libre. Elle est d'autant plus importante que le dopage du silicium est grand, comme le montrent les figures II.3.1.1 et II.3.1.2. La variation du coefficient d'absorption par porteurs libres est donnée par la formule suivante [SORE 87] :

$$\Delta\alpha_{fc} = \frac{\lambda^2 q^2}{4\pi^2 c_0^3 \varepsilon_0 n_0}\left[\frac{\Delta N_e}{m_e^2 \mu_e(T,N_e)} + \frac{\Delta N_h}{m_h^2 \mu_h(T,N_h)}\right] \quad (12)$$

Où λ est la longueur d'onde, q représente la charge élémentaire, c_0 est la vitesse de la lumière dans le vide, ε_0 est la permittivité de l'air, n_0 est l'indice du silicium non dopé, m_e et m_h sont, respectivement, les masses effectives des électrons et des trous, ΔN_e ΔN_h sont, respectivement, les variations de densité des électrons et des trous, $\mu(T, N)$ représente la mobilité des porteurs en fonction de la température du milieu dans lequel évoluent ces derniers et de la densité de porteurs présents au sein du semi-conducteur.

Nous remarquons sur l'équation 12 que le coefficient d'absorption par porteurs libres dépend de plusieurs paramètres qui doivent être bien quantifiés pour une bonne simulation. Dans les paragraphes suivants, nous allons présenter le modèle de coefficient d'absorption par porteurs libres utilisé pour nos simulations ainsi que les modèles de mobilités utilisés pour le calcul du coefficient d'absorption par porteurs libres.

II.3.1.A. Mobilité des porteurs

La mobilité des porteurs libres dans le semiconducteur est un paramètre important par son impact sur le coefficient d'absorption intra bande. Il existe deux mobilités de porteurs, la mobilité des porteurs libres majoritaires et la mobilité des porteurs libres minoritaires. Nous présentons dans ce qui suit les équations utilisées pour modéliser ces mobilités et l'influence des environnements internes et externes sur ces grandeurs physiques.

i. Mobilité des porteurs majoritaires

La mobilité des porteurs libres majoritaires dans le semiconducteur, est impactée par l'environnement externe comme la température ambiante mais également par la nature et l'état du semiconducteur (densité de dopage, présence d'un champ électrique ou non, etc…). Le modèle utilisé pour nos simulations s'appuie sur les travaux d'Arora [AROR 82]. Nous

avons modifié les paramètres d'affinement des équations pour mieux nous approcher des résultats expérimentaux. Les équations 13 et 14 donnent la mobilité des électrons et des trous pour le silicium:

$$\mu_e = 74\, T_n^{-0,57} + \frac{7,2\ 10^8\ T^{-2,33}}{1,01+\left[N/\left(14,5 10^{16}\ T_n^{2,4}\right)\right]0,9\ T_n^{-0,146}} \tag{13}$$

$$\mu_h = 54,3\, T_n^{-0,57} + \frac{1,36\ 10^8\ T^{-2,33}}{1+\left[N/\left(2,35\ 10^{17}\ T_n^{2,4}\right)\right]0,88\ T_n^{-0,146}} \tag{14}$$

Avec T_n = T/300 est la température normalisée. N est le nombre de porteurs libres en [cm^{-3}].

Les figures suivantes (figure II.3.1.A.1 et figure II.3.1.A.2) comparent les modèles théoriques utilisés pour calculer la mobilité des électrons et des trous avec quelques résultats expérimentaux publiés [AROR 02].

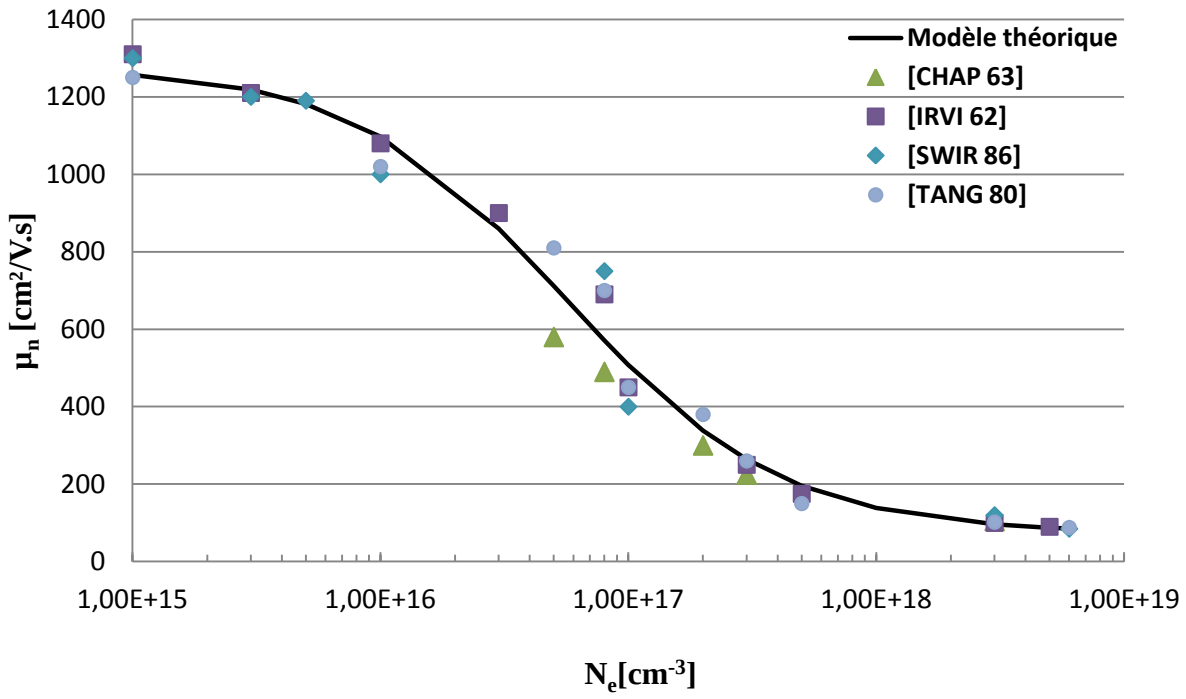


Figure II.3.1.A.1 : *Mobilité des électrons en fonction de la densité de dopage à 300 K.*

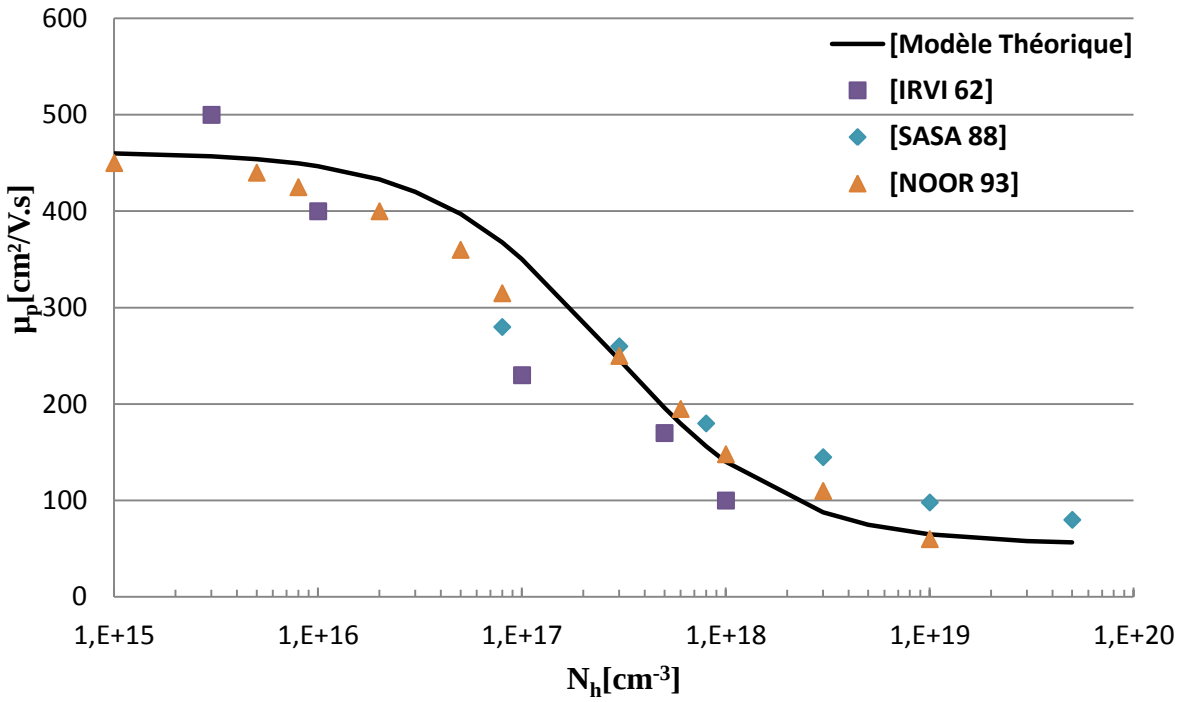


Figure II.3.1.A.2 : *Mobilité des trous en fonction de la densité de dopage à 300 K.*

La modification des paramètres d'affinement des courbes de mobilité nous permettent une meilleure approximation des valeurs pour la suite de nos simulations.

A partir des figures II.3.1.A.1 et II.3.1.A.2, nous remarquons que la mobilité des porteurs majoritaires décroit avec l'augmentation de la densité de porteurs.

Cette mobilité est plus importante pour les électrons que pour les trous.

ii. Mobilité des porteurs minoritaires

A partir des travaux de [REGG 02] la mobilité des porteurs minoritaires dans une couche dopée d'un circuit intégré se calcule à l'aide de l'équation suivante :

$$\mu_{min}(N_A, N_D, T) = A.\mu_0(N_A, N_D, T) + B.\frac{\mu_L(T) - 2\mu_0(N_A, N_D, T)}{1+\left(\frac{N_D}{C_{r1}(T)}\right)^{\alpha_1} + \left(\frac{N_A}{2C_{r2}(T)}\right)^{\alpha_2}} - \frac{\mu_1(N_A, N_D, T)}{1+\left(\frac{N_D}{C_{s1}(T)} + \frac{N_A}{C_{s2}(T)}\right)^{-2}} \quad (15)$$

Avec : A=2,2, B= 2,45 sont des paramètres utilisés pour affiner le modèle théorique aux données expérimentales, N_A et N_D respectivement les densités d'atomes accepteurs et donneurs, T la température du réseau et $\mu_L(T)$ la mobilité du réseau qui s'exprime suivant la relation empirique présentée par l'équation 16 :

$$\mu_L(T) = \mu_{max}\left(\frac{T}{300}\right)^{-\gamma + c\left(\frac{T}{300}\right)} \quad (16)$$

$\mu_0(N_A, N_D, T)$, $\mu_1(N_A, N_D, T)$ sont les mobilités des porteurs libres modulés par les fortes concentrations de dopages donnés par les expressions des équations 17 et 18:

$$\mu_0(N_A, N_D, T) = \frac{\mu_{0d}N_D + \mu_{0a}N_A}{N_A + N_D} \quad (17)$$

$$\mu_1(N_A, N_D, T) = \frac{\mu_{1d}N_D + \mu_{1a}N_A}{N_A + N_D} \quad (18)$$

Les différents paramètres des équations 15, 16, 17 et 18 sont représentés dans le tableau suivant:

Paramètres	Phosphore	Arsenic	Bore
μ_{max} (cm²/Vsec)	1441	1441	470,5
C	0,07	0,07	0,0
γ	2,45	2,45	2,16
μ_{0d} (cm²/Vsec)	62,2 $T_n^{-0,7}$	55 $T_n^{-0,6}$	90 $T_n^{-1,3}$
μ_{0a} (cm²/Vsec)	132 $T_n^{-1,3}$	132 $T_n^{-1,3}$	44 $T_n^{-0,7}$
μ_{1d} (cm²/Vsec)	48,6 $T_n^{-0,7}$	42,4 $T_n^{-0,5}$	28,2 $T_n^{-2,0}$
μ_{1a} (cm²/Vsec)	73,5 $T_n^{-1,25}$	73,5 $T_n^{-1,25}$	28,2 $T_n^{-0,8}$
C_{r1} (cm^{-3})	8,5 10^{16} $T_n^{3,65}$	8,9 10^{16} $T_n^{3,65}$	1,3 10^{18} $T_n^{2,2}$
C_{r2} (cm^{-3})	1,22 10^{17} $T_n^{2,65}$	1,22 10^{17} $T_n^{2,65}$	2,45 10^{17} $T_n^{3,1}$
C_{s1} (cm^{-3})	4 10^{20}	2,9 10^{20}	1,1 10^{18} $T_n^{6,2}$
C_{s2} (cm^{-3})	7 10^{20}	7 10^{20}	6,1 10^{20}
α_1	0,68	0,68	0,77
α_2	0,72	0,72	0,719

Tableau II.3.1.A.1: *Paramètres d'ajustements des formules de [REGG 02].*

Ce modèle de mobilité des porteurs minoritaires démontre que cette quantité n'est pas négligeable devant la mobilité des porteurs majoritaires et doit être prise en compte pour la modélisation. Les points expérimentaux des figures II.3.1.A.3 et II.3.1.A.4 sont tirés de la publication de *[REGG 02*] pour une température de 300 K.

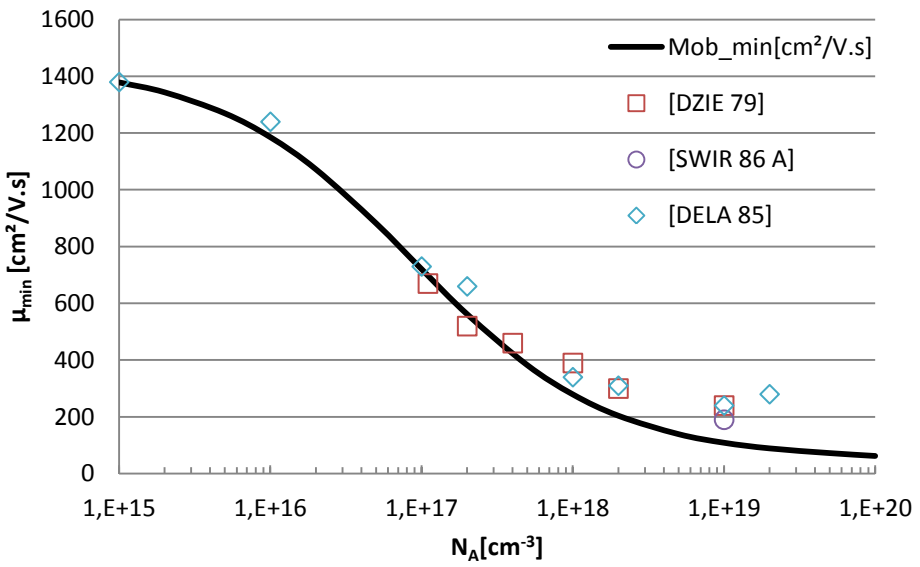


Figure II.3.1.A.3 : *Mobilité des électrons minoritaire en fonction de la densité de dopage à 300 K.*

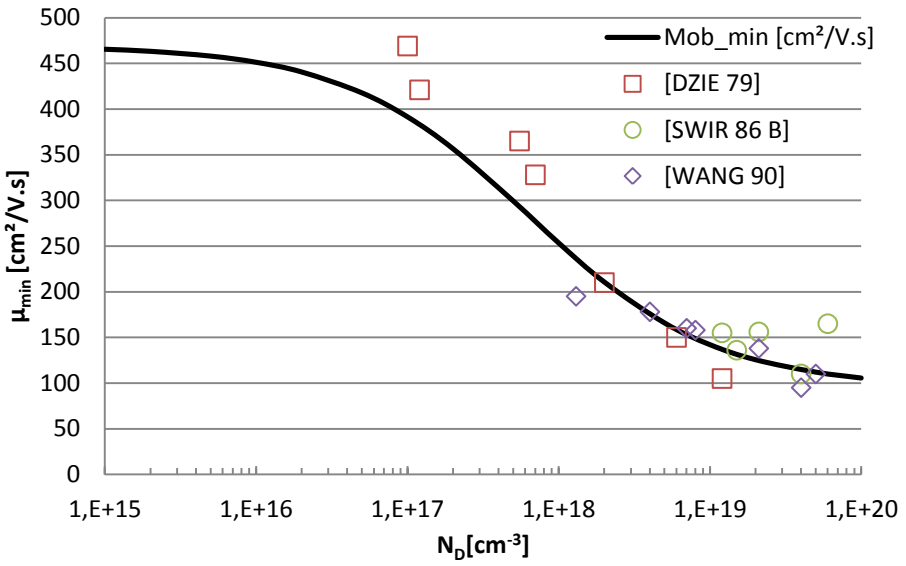


Figure II.3.1.A.4 : *Mobilité des trous minoritaire en fonction de la densité de dopage à 300 K.*

Nous remarquons à partir des courbes de mobilité des porteurs minoritaires (figures II.3.1.A.3 et II.3.1.A.4), que ce paramètre doit être pris en compte dans le calcul du coefficient d'absorption.

II.3.1.B. Absorption par porteurs libres

Après le calcul des mobilités de porteurs libres majoritaires et minoritaires, nous présentons le modèle du coefficient d'absorption sur lequel nous nous somme basé pour nos simulations. A partir du modèle de la variation du coefficient d'absorption par porteurs libres

présenté dans l'équation 12, nous introduisons un coefficient d'affinement A = 2,2 et nous calculons directement la valeur du coefficient d'absorption α_{fc}.

$$\alpha_{fc} = A\frac{\lambda^2 q^3}{4\pi^2 c_0^3 \varepsilon_0 n_0}\left[\frac{N_e(T)}{m_e^2 \mu_e(T,N_e)} + \frac{N_h(T)}{m_h^2 \mu_h(T,N_e)}\right] \quad (19)$$

Où μ_e et μ_h sont les mobilités des porteurs majoritaires ou minoritaires selon le cas de la couche traversée.

Les figures suivantes (figure II.3.1.B.1 et figure II.3.1.B.2) comparent les valeurs de coefficient d'absorption par porteurs libres calculés avec notre modèle, en fonction de la densité d'électrons et de trous, pour une température de 300 K et une longueur d'onde laser de 1330 nm, avec différents résultats expérimentaux publiés.

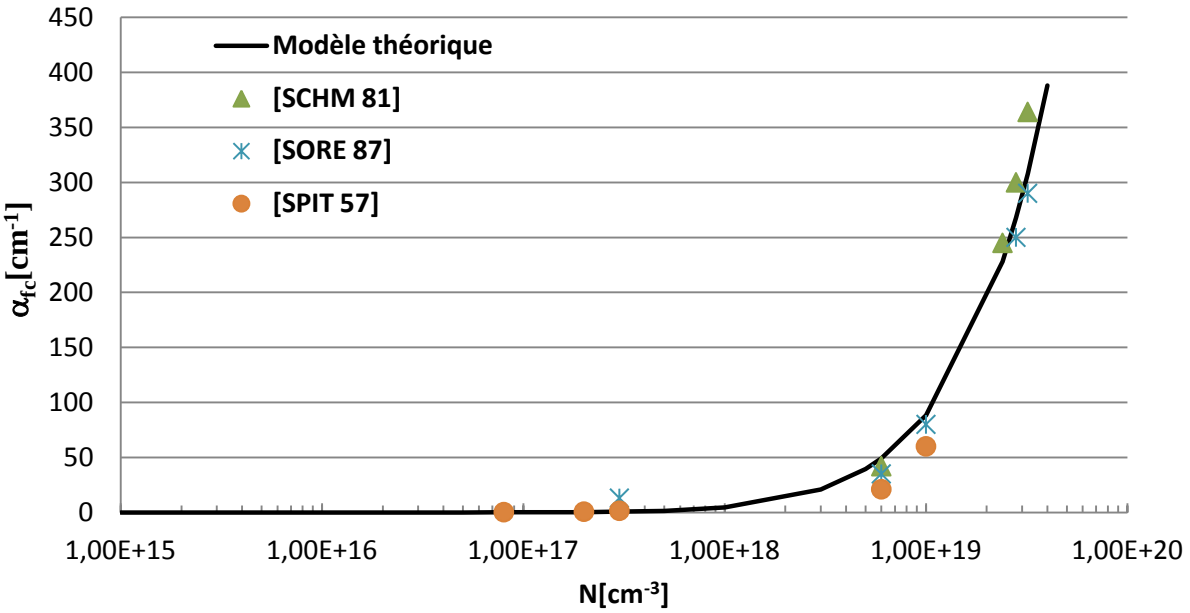


Figure II.3.1.B.1 : *Coefficient d'absorption par porteurs libres en fonction de la densité d'électrons à T = 300 K et λ = 1330 nm.*

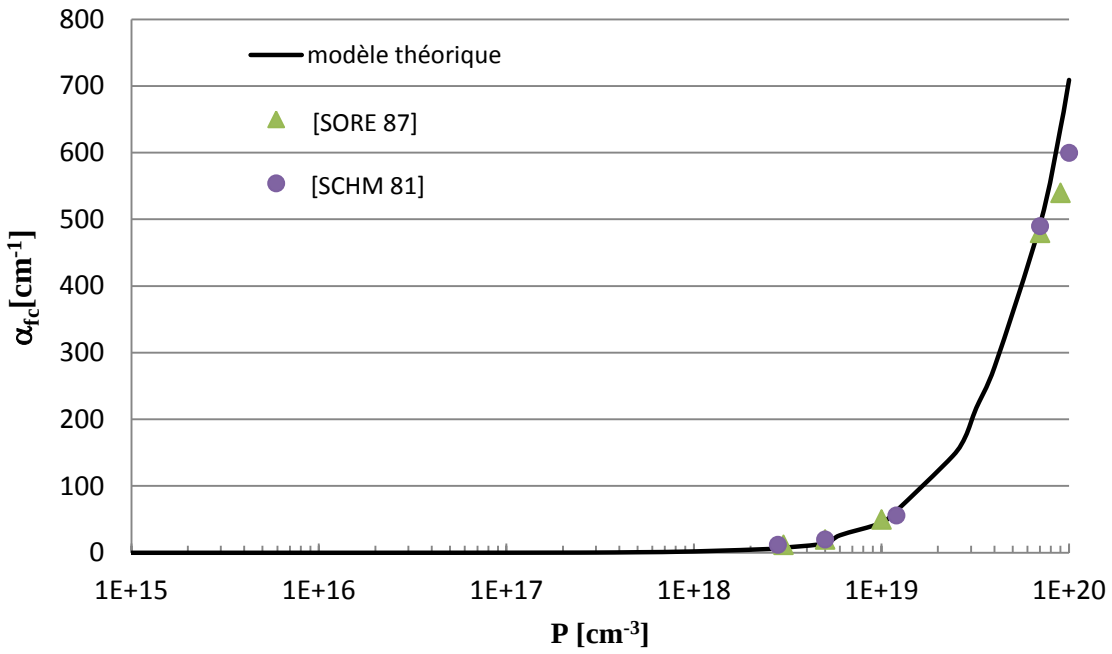


Figure II.3.1.B.2 : *Coefficient d'absorption par porteurs libres en fonction de la densité des trous à T=300 K et λ=1330 nm.*

Nous remarquons sur la figure II.3.1.B.1 ainsi que sur la figure II.3.1.B.2 que l'absorption par porteurs libres est plus importante pour les forts dopages et croit d'une manière exponentielle en fonction de la densité des porteurs.

La confrontation des résultats de notre modèle théorique d'absorption par porteurs libres avec les résultats expérimentaux montre une bonne adéquation et nous conforte dans la poursuite de nos simulations avec les modèles établis.

II.3.2. Indice de réfraction

Par définition, l'indice de réfraction est une grandeur physique sans dimension qui décrit le comportement de la lumière dans un milieu. L'indice de réfraction dépend principalement de la nature du milieu mais aussi de la longueur d'onde du faisceau traversant ce milieu. Il est constitué d'une partie réelle *n* et une partie imaginaire, également appelée indice d'extinction, *k*. L'indice de réfraction est alors donné par la formule suivante :

$$\tilde{n} = n + ik \qquad (20)$$

II.3.2.A. Variation de l'indice de réfraction en fonction de la température

Les travaux menés par Li [LI 80] montrent une dépendance de la partie réelle de l'indice de réfraction du silicium en fonction de la température. L'équation 21 est une relation

empirique de l'indice de réfraction, en fonction de la température et de la longueur d'onde du faisceau laser. Les paramètres $\epsilon(T)$ et $\Delta L(T)$ ont été modifiés pour affiner les résultats de simulation avec les résultats expérimentaux.

$$n(\lambda, T) = \left[\varepsilon(T) + \frac{e^{-3\Delta L(T)}}{\lambda^2}(0{,}8948 + 4{,}3977.10^{-4}T + 7{,}3835.10^{-8}T^2)\right]^{1/2} \quad (21)$$

Avec λ exprimée en [nm]

$$\epsilon(T) = 11{,}3445 + 2{,}7739.10^{-4}T + 1{,}7050.10^{-6}T^2 - 8{,}1347.10^{-10}T^3 \quad (22)$$

Et :

Pour 20 K≤T≤293 K :

$$\Delta L(T) = -0{,}0521 - 4{,}149.10^{-7}T - 4{,}620.10^{-10}T^2 + 1{,}482.10^{-11}T^3 \quad (23)$$

Pour 293 K<T<1600 K

$$\Delta L(T) = -0{,}071 - 1{,}887.10^{-6}T + 1{,}934.10^{-9}T^2 - 4{,}544.10^{-13}T^3 \quad (24)$$

La figure suivante représente la variation de l'indice de réfraction en fonction de la longueur d'onde pour différentes températures.

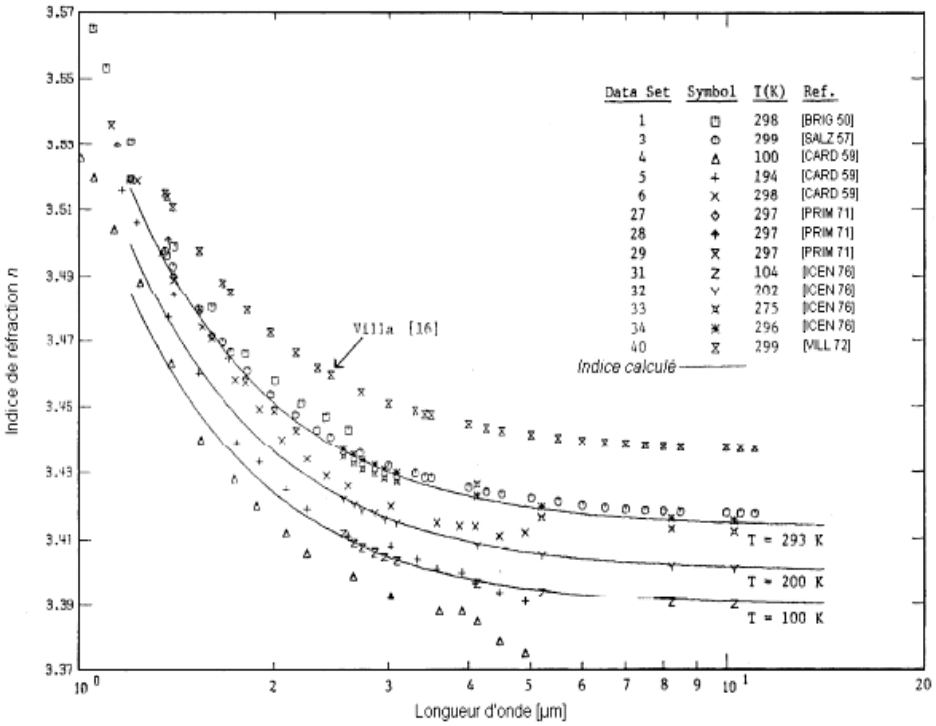


Figure II.3.2.A.1 : *Variation de l'indice de réfraction en fonction de la longueur d'onde pour différentes températures [LI 80].*

Nous remarquons sur la figure II.3.2.A.1 que l'indice de réfraction décroit avec la longueur d'onde mais également avec la température.

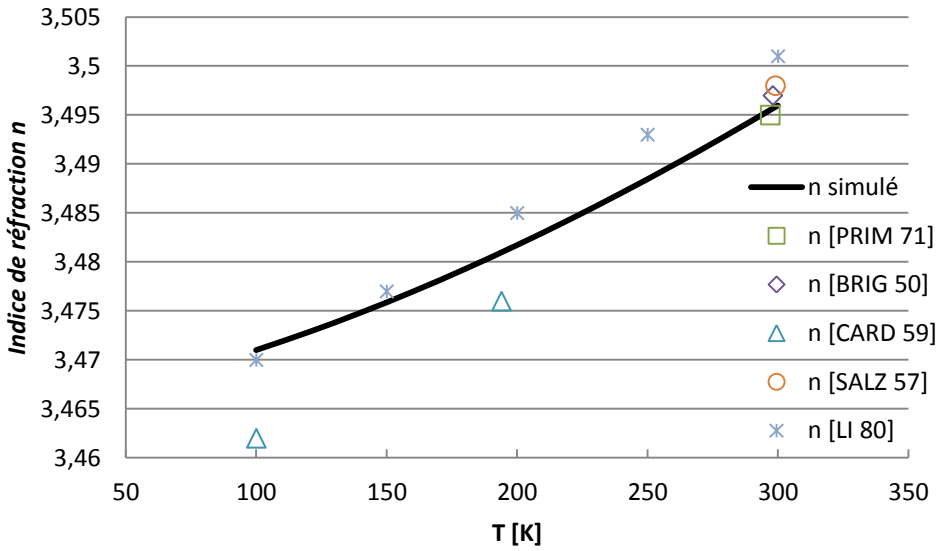
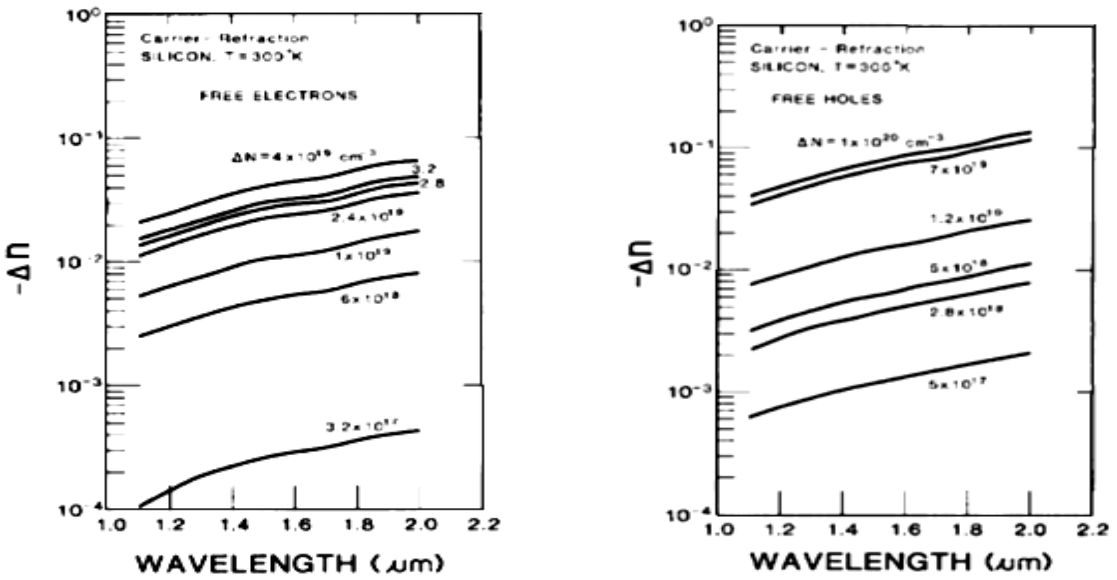


Figure II.3.2.A.2 : *Variation de l'indice de réfraction en fonction de la température pour une longueur d'onde de 1,35 µm.*

Nous remarquons sur la figure II.3.2.A.2 que l'indice de réfraction croit avec la température. Ce qui nous donne une idée sur l'importance de la prise en considération de la température dans nos études.

II.3.2.B. Variation de l'indice de réfraction en fonction de la densité de porteurs libres

La corrélation entre la tension du dispositif et la modulation du signal laser réfléchi dépend de l'influence de la tension sur le nombre de porteurs libres se trouvant sur la trajectoire du faisceau laser. La densité de porteurs libres modifie la valeur de l'indice de réfraction, la figure II.3.2.B.1 montre que la variation d'indice est croissante avec le dopage et la longueur d'onde [SORE 87].



(a) (b)

Figure II.3.2.B.1 : *Variation de l'indice de réfraction en fonction de la longueur d'onde laser, pour différentes concentration d'électrons (a) et de trous (b) libres. [SORE87]*

La variation de la partie réelle de l'indice de réfraction du silicium se formalise de la manière suivante [SORE 87] :

$$\Delta n = -\frac{\lambda^2 q^2}{8\pi^2 c_0^2 \varepsilon_0 n_0}\left[\frac{\Delta N_e}{m_e} + \frac{\Delta N_h}{m_h}\right] \tag{25}$$

Où n_0 est l'indice du silicium intrinsèque, q est la charge élémentaire, λ est la longueur d'onde, ε_0 est la permittivité du vide, c_0 la vitesse de la lumière dans le vide, m la masse effective et ΔN la variation de densité de porteurs de charge. Les indices h et e représentent respectivement les trous et les électrons.

Cette variation de l'indice de réfraction est directement liée à la densité de porteurs libres et au carré de la longueur d'onde du faisceau.

II.3.2.C. Indice d'extinction

L'indice d'extinction traduit la perte d'énergie d'un rayonnement électromagnétique traversant un milieu. Il dépend de la nature du matériau et est influencé par l'environnement extérieur également. Il est donné par l'équation suivante :

$$k = \frac{4\pi}{\alpha\lambda} \tag{26}$$

Où α est le coefficient d'absorption et λ la longueur d'onde du laser utilisé.

Il est clair dans ce que nous avons présenté jusqu'à présent que le dopage joue un rôle important dans la disposition des niveaux d'énergies du silicium. Cependant le dopage n'est pas la seule source pouvant modifier la mobilité des porteurs, le coefficient d'absorption, l'indice de réfraction ou encore l'épaisseur de la bande interdite. D'autres phénomènes peuvent eux aussi avoir une influence sur la largeur de la bande interdite et de ce fait une influence sur les paramètres précédemment présentés.

II.3.3. Effets du champ électrique

II.3.3.A. Variation du coefficient d'absorption en fonction du champ électrique : Effet Franz-Keldysh

Il a été démontré qu'en présence d'un champ électrique très élevé (> 10^4 *V/cm*), on peut créer des états tunnel près de la bande de conduction et de la bande de valence du semi-conducteur [PANK 71], [CHES 64], [KOSK 87]. Ces états tunnel réduisent la largeur de la bande interdite du semi-conducteur. Ces états tunnel permettent aux photons ayant une énergie proche de l'énergie de la bande interdite, mais inférieure, d'être absorbés en présence d'un champ électrique élevé. Cette absorption induite par le champ électrique provoque souvent un abaissement du seuil d'absorption du semi-conducteur, connu sous le nom d'effet *Franz-Keldysh (FK)* [KELD 58].

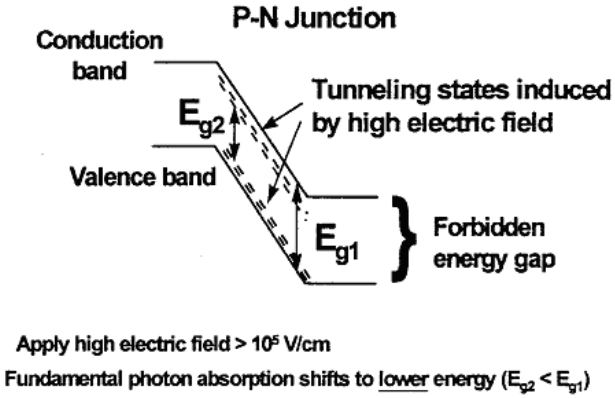


Figure II.3.3.A.1 : *Illustration du rétrécissement de la bande interdite en présence d'un fort champ électrique ce qui crée des états tunnel [PANI 98].*

Le changement de la limite d'absorption (en termes d'énergie) à des champs électriques élevés est représenté schématiquement sur la figure II.3.3.A.2.

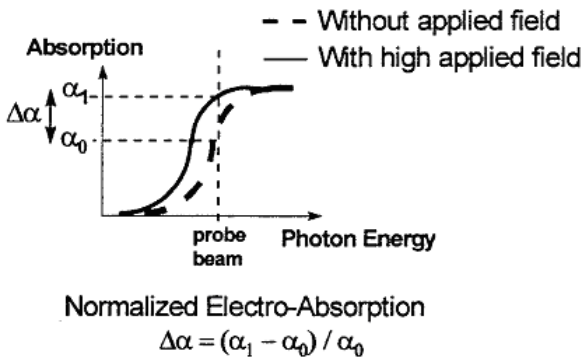


Figure II.3.3.A.2 : *Schéma représentant le décalage du seuil d'absorption du semi-conducteur en présence d'un fort champ électrique. [PANI 98].*

Il parait donc possible d'utiliser l'effet *FK* pour mesurer la tension appliquée à une jonction p-n en focalisant un faisceau laser sonde sur la zone souhaitée. Quand une tension de polarisation est appliquée à une jonction p-n, un champ électrique est créé dans la zone de charge d'espace. En raison de l'effet *FK*, ce champ électrique (de l'ordre de 10^5 *V/cm* pour les circuits CMOS actuels) va décaler le seuil limite d'absorption provoquant l'électro-absorption du faisceau laser sonde.

L'effet *Franz-Keldysh* a été mesuré expérimentalement pour le silicium non dopé et faiblement dopé mais également pour le GaAs [HEIN 86], [PANK 71]. Les figures II.3.3.A.3 et II.3.3.A.4 représentent la variation du coefficient d'absorption du silicium en présence d'un champ électrique réalisé par [CHES 64] et [WEND 65].

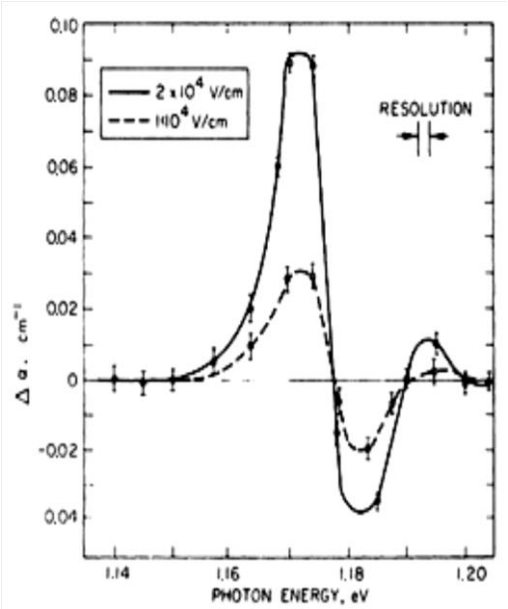


Figure II.3.3.A.3 : *Variation du coefficient d'absorption α induite par le champ électrique en fonction de l'énergie des photons [CHES 64]*

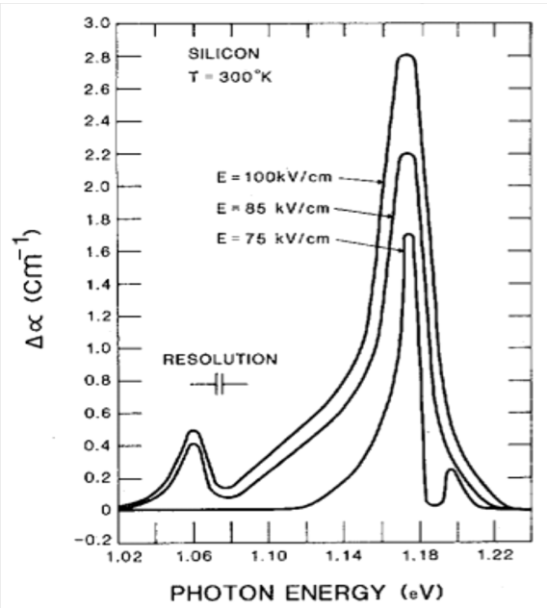


Figure II.3.3.A.4 : *Electro-absorption en fonction de l'énergie des photons pour différentes valeurs du champ électrique. [WEND 65]*

On remarque sur les deux figures II.3.3.A.3 et II.3.3.A.4 que le maximum de différence du coefficient d'absorption est centré autour de l'énergie du photon à 1,17 eV ce qui correspond à une longueur d'onde d'environ 1060 nm, énergie pour laquelle on arrive facilement à basculer d'un mode d'absorption à l'autre. La plage énergétique expérimentale couvre les énergies comprises entre 1,02 et 1,24 eV, énergies équivalentes aux longueurs d'onde allant de 1000 à 1200 nm. On note que l'effet du champ électrique sur l'absorption dans le silicium a principalement été caractérisé autour de l'énergie de la bande interdite du matériau et que la variation du coefficient d'absorption est au maximum de l'ordre de quelques cm^{-1}.

La modification de la largeur de bande interdite E_{FK} sous l'effet FK, induit par un champ électrique E, peut être modélisée de la façon suivante [WOLF 89].

$$E_{FK} = \left(\frac{3|q|hE}{4\sqrt{2m}}\right)^{\frac{2}{3}} \qquad (27)$$

Où q est la charge de l'électron et m la masse du porteur de charge.

Compte tenu des faibles variations induites par l'effet Franz-Keldysh sur le coefficient d'absorption, nous négligerons son effet dans nos simulations.

II.3.3.B. Variation de l'indice de réfraction en fonction du champ électrique – L'effet Kerr électrique

Le champ électrique peut aussi avoir une influence sur l'indice de réfraction, c'est ce que l'on appelle l'électro-réfraction. Les données d'électro-réfraction disponibles dans la littérature sont calculées à partir des données expérimentales de la variation du coefficient d'absorption en fonction du champ électrique (figure II.3.3.B.1). L'indice de réfraction *n* est en fait la partie réelle d'une grandeur complexe dont la partie imaginaire est proportionnelle au coefficient d'absorption. C'est par le biais des relations de *Kramers-Kronig* que l'on peut lier la partie réelle avec la partie imaginaire, donc, dans ce cas précis, l'indice de réfraction *n* et le coefficient d'absorption α. Ainsi la moindre dépendance de α peut être associée à *n*. La figure II.3.3.B.1 présente les résultats de ce type de calcul [SORE87].

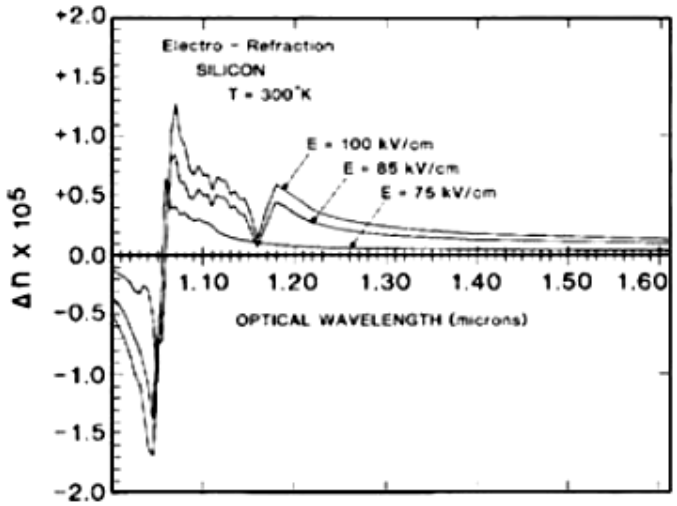


Figure II.3.3.B.1 : *Variation de l'indice de réfraction n en fonction de la longueur d'onde et du champ électrique pour le Silicium. [SORE 87]*

Il apparait que la variation de l'indice de réfraction ne varie pas de façon triviale en fonction de la longueur d'onde et du champ électrique. Cependant, elle reste inférieure à $2\ .10^{-5}$ pour une valeur de champ au plus égale à 10^5 V.cm^{-1}. Il ne semble pas exister de cadre théorique expliquant ce processus d'électro-réfraction, il est issu d'un traitement empirique.

La théorie électromagnétique prévoit une dépendance de l'indice de réfraction *n* en fonction du champ électrique *E* donnée par l'équation suivante [SORE 87] :

$$\Delta n(\lambda, E) = \frac{-3q^2(n(\lambda)^2-1)E^2}{2n(\lambda)M^2\omega_0^4x^2} \tag{28}$$

Où q est la charge élémentaire, λ la longueur d'onde, M la masse effective de l'électron, $\omega_0=2\pi.10^{15}$ rad.s^{-1} et $x=10^{-9}$ m.

La figure II.3.3.B.2 présente le calcul de la variation de l'indice de réfraction, suivant l'équation précédente, en fonction du module du champ électrique dans le silicium pour une longueur d'onde de 1,3 µm.

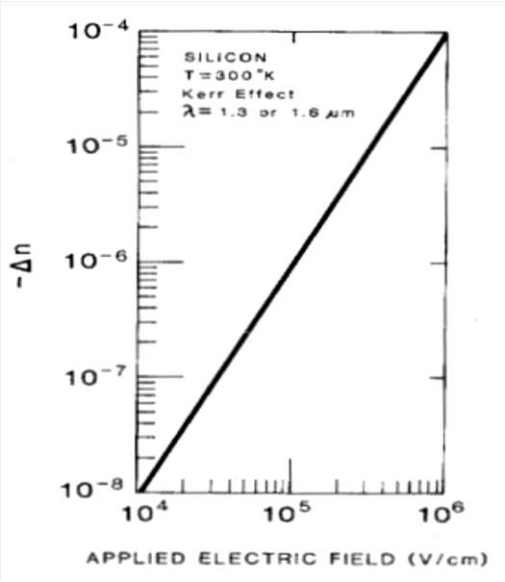


Figure II.3.3.B.2 : *Effet Kerr dans le silicium en fonction du champ électrique. [SORE 87]*

Les valeurs obtenues sont différentes de celles de la figure II.3.3.B.1 mais elles ont en commun d'être très faibles. Ces variations sont de l'ordre de 10^{-8} à 10^{-4} pour les champs allant de 10^4 à 10^6 V/cm pour une longueur d'onde de 1,3µm à T = 300 K. Ces variations restent relativement faibles et peuvent être négligées dans nos simulations.

II.4. Modélisation d'un faisceau laser à travers plusieurs couches d'un CI

La compréhension des phénomènes physiques, électriques et optiques entrant en jeu lors de l'analyse d'un circuit intégré par un faisceau laser en mode sonde nous permet de maitriser notre approche, les choix des paramètres et l'interprétation des résultats des techniques sondes.

Dès qu'un faisceau laser rencontre une interface entre deux milieux d'indice de réfraction différents, une partie se réfléchit et l'autre est transmise. Le faisceau sonde est donc fortement réfléchi au niveau de la face avant du circuit intégré (interface silicium/métal ou silicium/oxyde), mais aussi à l'intérieur du circuit (interface entre des zones différemment dopées) ainsi que sur la face arrière du circuit (air / substrat).

II.4.1. Modélisation de la réponse d'un petit spot laser

On considère un faisceau laser focalisé sur la face active d'un circuit intégré par la face arrière. Ce faisceau traverse les différentes couches du circuit intégré en suivant la loi de

transmission d'une onde électromagnétique. L'équation de transmission d'un faisceau d'un milieu à un autre s'écrit sous la forme :

$$I_T = I_{inc}\,(1-R).e^{-\alpha d} \qquad (29)$$

R est le coefficient de réflexion à l'entrée du milieu et α est le coefficient d'absorption total de la couche de semi-conducteur d'épaisseur *d* traversée par le faisceau laser. La figure suivante illustre le principe de modélisation pour plusieurs couches.

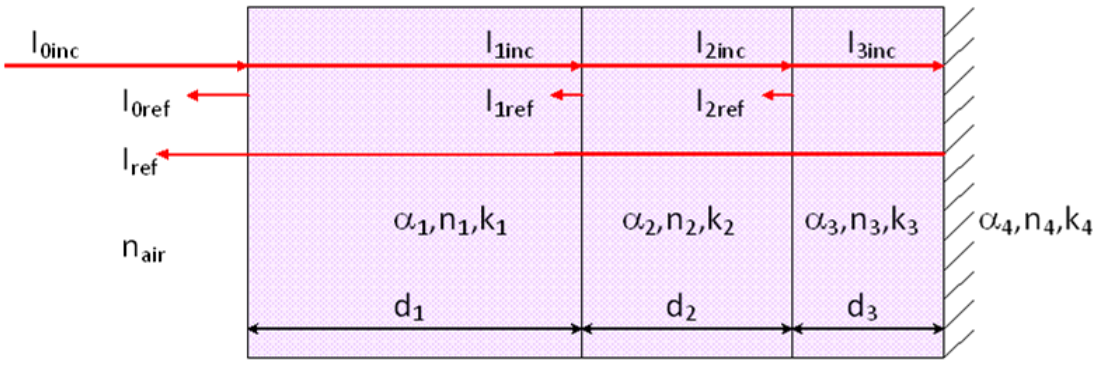


Figure II.4.1.1 : *Schéma explicatif de la réflexion du faisceau laser à travers plusieurs couches.*

Ce raisonnement s'applique dans le cas d'un faisceau laser ayant un spot très petit en comparaison à la structure élémentaire étudiée. L'équation suivante permet de calculer le rapport de l'intensité d'un faisceau laser réfléchi par les couches actives d'un circuit intégré sur l'intensité du faisceau incident quel que soit le nombre de couches semiconductrices traversées.

$$\frac{I_{ref}}{I_{inc}} = R_{M+1}\left(\Pi_{i=1}^{M}(1-R_i)^2\right).\,e^{-2\left(\sum_{i=1}^{M}\alpha_i d_i\right)} \qquad (30)$$

Où M : représente le nombre de couches composant le circuit intégré. *i* : est l'indice de la couche traversée par le faisceau laser. R_{M+1} est l'indice de réflexion sur la dernière couche du circuit intégré. Pour chaque couche, le coefficient de réflexion R est calculé à l'aide de la formule 9. Ce choix est d'autant moins valable que l'onde laser gaussienne s'éloigne du comportement d'une onde plane. Or on peut considérer que le front d'onde laser est pratiquement assimilable à celui d'une onde plane dans la zone correspondant au paramètre confocal du faisceau. Or l'étendue de cette zone est comparable à la profondeur des zones actives des composants très intégrés.

II.4.2. Modélisation de la réponse d'un large spot laser

Dans le cas où le spot laser couvre une large zone comportant plusieurs structures élémentaires, nous divisons la couverture du spot en petits éléments qu'on appellera pixels. Une matrice de pixels constitue alors la surface du spot laser. Chaque élément de la matrice aura une valeur donnée par la distribution de l'intensité gaussienne du spot laser. Etant donné que chaque structure élémentaire aura une réponse différente, la totalité de la surface couverte par le spot laser sera elle aussi représentée en matrice avec le même nombre d'éléments constituant la matrice de l'intensité du spot laser. La figure II.4.2.1 représente ce raisonnement. La réponse de l'interaction du faisceau laser avec les structures élémentaires couvertes par le spot laser (réflexion sur la dernière couche du circuit intégré) sera alors donnée par :

$$R_{M+1} = \sum_{j=1}^{H} \left(R_j \frac{S_j}{\pi \omega_0^2} \iint_{x_{1,j},y_{1,j}}^{x_{2,j},y_{2,j}} e^{-2\frac{x_j^2+y_j^2}{\omega_0^2}} dxdy \right) \tag{31}$$

Où H est le nombre d'éléments géométriques couverts par le spot laser et j est l'indice des éléments. S_j représente la surface de l'élément, $x_{1,j}$, $y_{1,j}$, $x_{2,j}$, $y_{2,j}$ sont les coordonnées spatiales de chaque élément, ω_0 est le rayon du spot laser focalisé sur la zone active du circuit intégré.

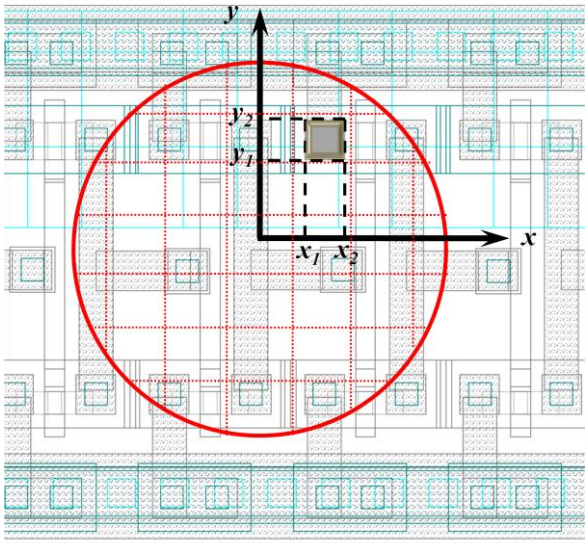


Figure II.4.2.1 : *Illustration d'un spot laser sur une zone hautement intégrée (couverture de plusieurs transistors MOS).*

Afin de vérifier et de confirmer le bon fondement de notre modèle (équations 30 et 31) nous effectuons des simulations sur des structures simples puis de plus en plus complexes. Les structures simulées s'approchent des structures testées. Dans la section suivante, une description des outils utilisés dans nos simulations ainsi que la méthodologie suivie sont présentées. Les structures simulées seront quant à elles décrites dans le chapitre suivant.

II.4.3. Méthodologie et moyens de simulation

Comme cité précédemment, nous nous somme aidés d'outils de simulation pour connaitre la distribution des porteurs libres dans nos structures. Les outils des packs CSUPREM et APSYS de Crosslight software, nous permettent de créer n'importe quel composant intégré. Nous avons également implémenté dans un logiciel de calcul numérique, plus précisément Scilab, toutes les équations des paramètres physiques précédents tels que la mobilité, le coefficient d'absorption, l'indice de réfraction ainsi que les modèles développés.

II.4.3.A. Outils de simulation

La société Crosslight vend des logiciels de modélisation et de simulation pour les dispositifs à base de semiconducteurs dans un environnement de conception technologique assistée par ordinateur (Technology Computer Aided Design). Dans ce qui suit, une courte présentation des outils Crosslight utilisés pour nos simulations est proposée.

i. LayerBuilder

Pour la création d'un composant électronique, nous avons utilisé l'outil LayerBuilder. Sur cet outil nous pouvons agir sur plusieurs paramètres de notre structure. Les principaux paramètres à définir sont:

- La dimension des couches.
- La nature des matériaux des couches qui composent le circuit intégré.
- La nature du dopage et sa densité.
- Les types de contact pour la polarisation (Ohmique ou Schottky) et leurs dimensions.
- Le nombre de mailles des couches.

Après la création de notre structure en 2D à partir du logiciel LayerBuilder, un script (.layer) est généré sous le logiciel APSYS.

ii. APSYS

La création d'un nouveau projet sous APSYS génère des fichiers associés à la géométrie et aux maillages, aux dopages, aux matériaux, aux contacts, au script principal et au fichier .layer qui reprend le script généré sous LayerBuilder.

A partir du fichier .layer, on génère le script du fichier .geo en faisant un clic droit sur le fichier .layer. On génère par la suite les scripts des mailles, du dopage et des matériaux du composant à partir fichier .geo. Nous intégrons par la suite au script principal les commandes de polarisation des contacts après avoir inclus les fichiers nécessaires à l'exécution du programme. Des informations supplémentaires pour la simulation peuvent être ajoutées au script principal comme par exemple la commande suivante de la température :

« temperature temp=400 $ température à 400K »

Les résultats de la simulation sont générés dans des fichiers .out et .std. Le fichier .sol.msg donne l'information sur les pas de tensions appliquées aux contacts et les fichiers .out et .std correspondants aux différents cas de figures.

iii. CrosslightView

Les fichiers .std sont visualisés avec l'outil CrosslightView qui peut être lancé par l'icône CrosslightView sous le logiciel APSYS ou en double cliquant sur le fichier .std. Les figures II.4.3.A.1 et II.4.3.A.2 représentent une capture d'écran de l'outil CrosslightView.

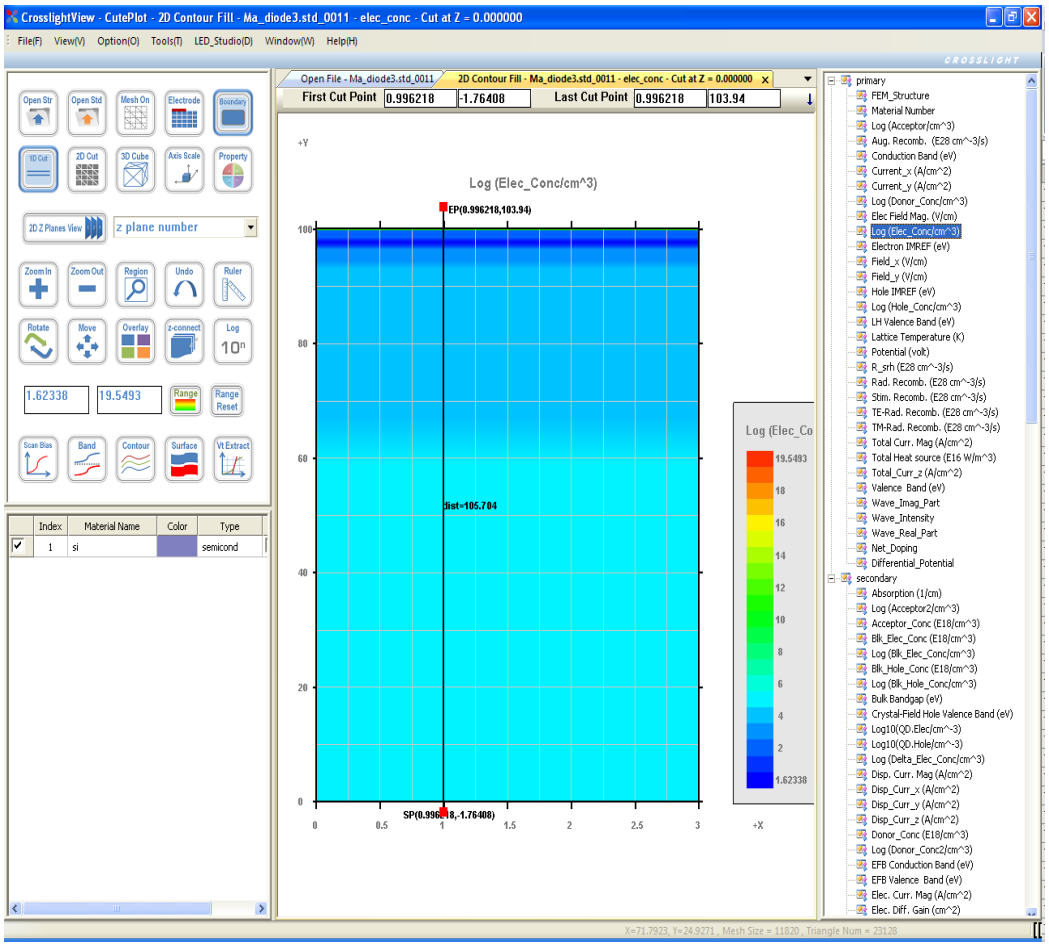


Figure II.4.3.A.1 : *Capture d'écran de l'outil CrosslightView (visualisation en 2D).*

A travers l'outil CrosslightView nous pouvons visualiser plusieurs résultats de simulation sur la structure créée (voir une partie de la liste sur l'onglet de droite de la figure II.4.3A.1). Dans l'onglet de droite, nous pouvons choisir la visualisation du phénomène qui nous intéresse sur l'ensemble de la structure. Un exemple est donné en figure II.4.3.A.1 sur la distribution de la densité d'électrons dans la jonction P-N créée. Une coupe en 1D peut être effectuée avec l'icône 1D Cut. Les points de début et de fin de coupe peuvent également être entrés manuellement. Le résultat de la section 1D le long de la structure est donné en figure II.4.3.A.2.

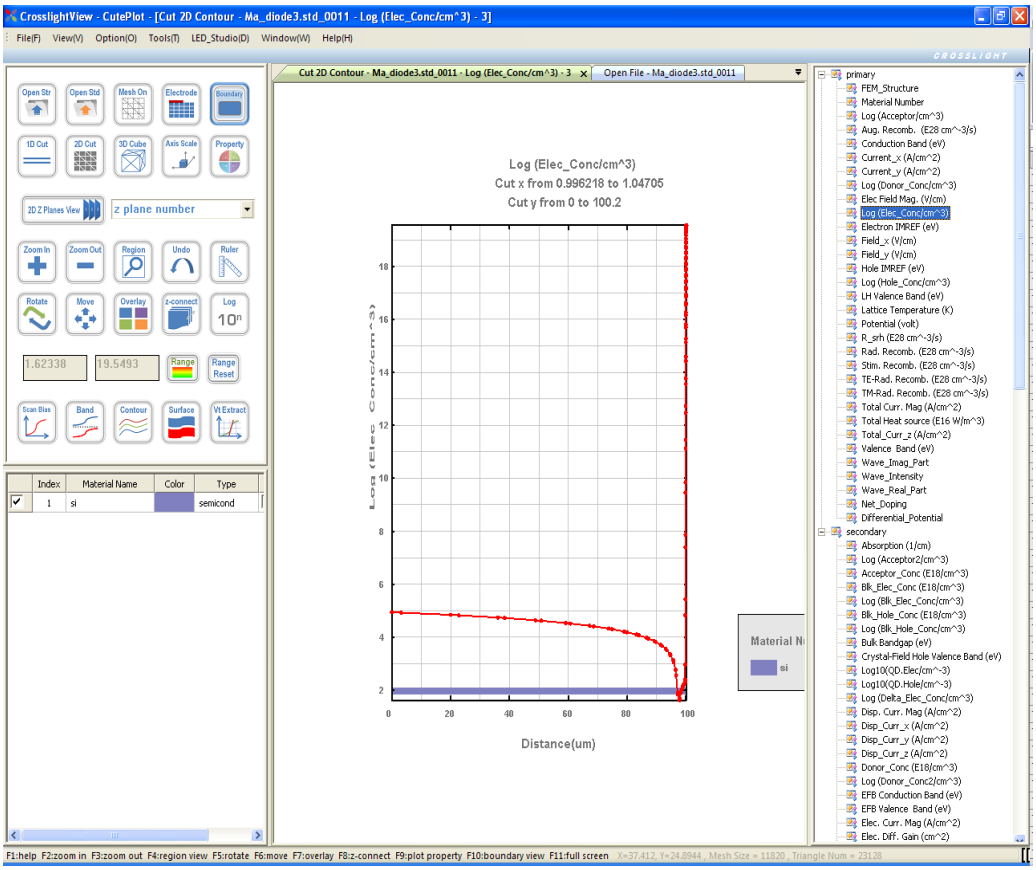


Figure II.4.3.A.2 : *Capture d'écran de l'outil CrosslightView (visualisation en 1D).*

Les points du graphique résultant de la coupe 1D peuvent être sauvegardés sous un fichier .txt. L'information sur la distribution de porteurs le long du profil de nos structures est intégrée au programme réalisé sous le logiciel Scilab afin de simuler la réponse EOP.

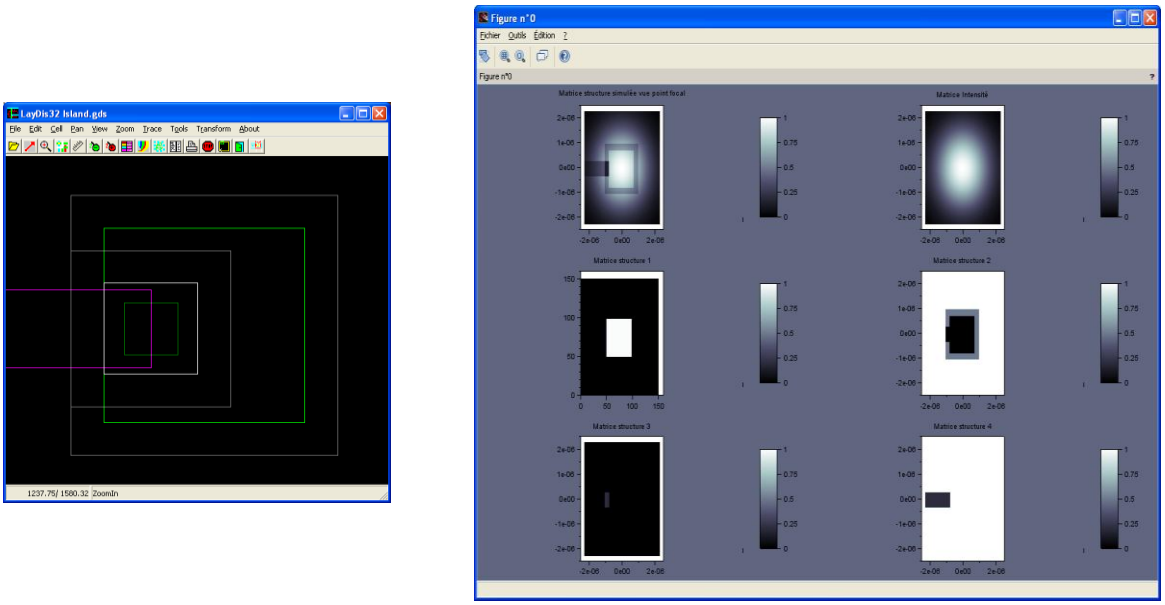
iv. Scilab

Les résultats de distribution des porteurs de la simulation de la jonction avec les outils de Crosslight sont intégrés au code rédigé avec le logiciel open source Scilab, qui permet de calculer le long du profil de la structure créée, à partir des modèles précédemment présentés :

- la mobilité des porteurs majoritaires et minoritaires,
- le coefficient d'absorption par porteurs libres,
- l'indice de réfraction et sa variation,
- l'indice d'extinction et le coefficient de réflexion aux interfaces,
- l'intensité du faisceau laser réfléchi sur l'intensité du faisceau laser incident…

Avec le même programme sous Scilab, des cellules de matrices sont créées pour simuler en 3D le cône gaussien du faisceau laser incident et réfléchi. Nous simulons

également sous forme de cellules de matrices la structure étudiée en fonction de ses coefficients de réflexion. Chaque pixel de la matrice finale correspond à l'intensité du faisceau laser réfléchi par la structure (Ex. simulation d'une diode en figure II.4.3.A.3-b). Une version du code utilisé est présentée en annexe.



-a- *-b-*

Figure II.4.3.A.3 : *Simulation de la structure de la diode D3 ISLAND sous Scilab.*

-a- *GDS de la diode D3 (logiciel LayDis 32).* ***-b-*** *Résultat de la combinaison des matrices de la structure de la diode D3 avec la matrice de l'intensité du faisceau laser au point focal.*

Les informations sur les dimensions de la structure sont prises directement du fichier topographique Data System (GDS) de cette dernière. La contribution de chaque pixel est prise en compte dans le calcul de l'intensité du faisceau réfléchi.

II.4.3.B. Démarche suivie pour les simulations

Le synoptique de la figure II.4.3.B résume le cheminement suivi pour la détermination du rapport de l'intensité du faisceau laser réfléchi sur l'intensité du faisceau laser incident.

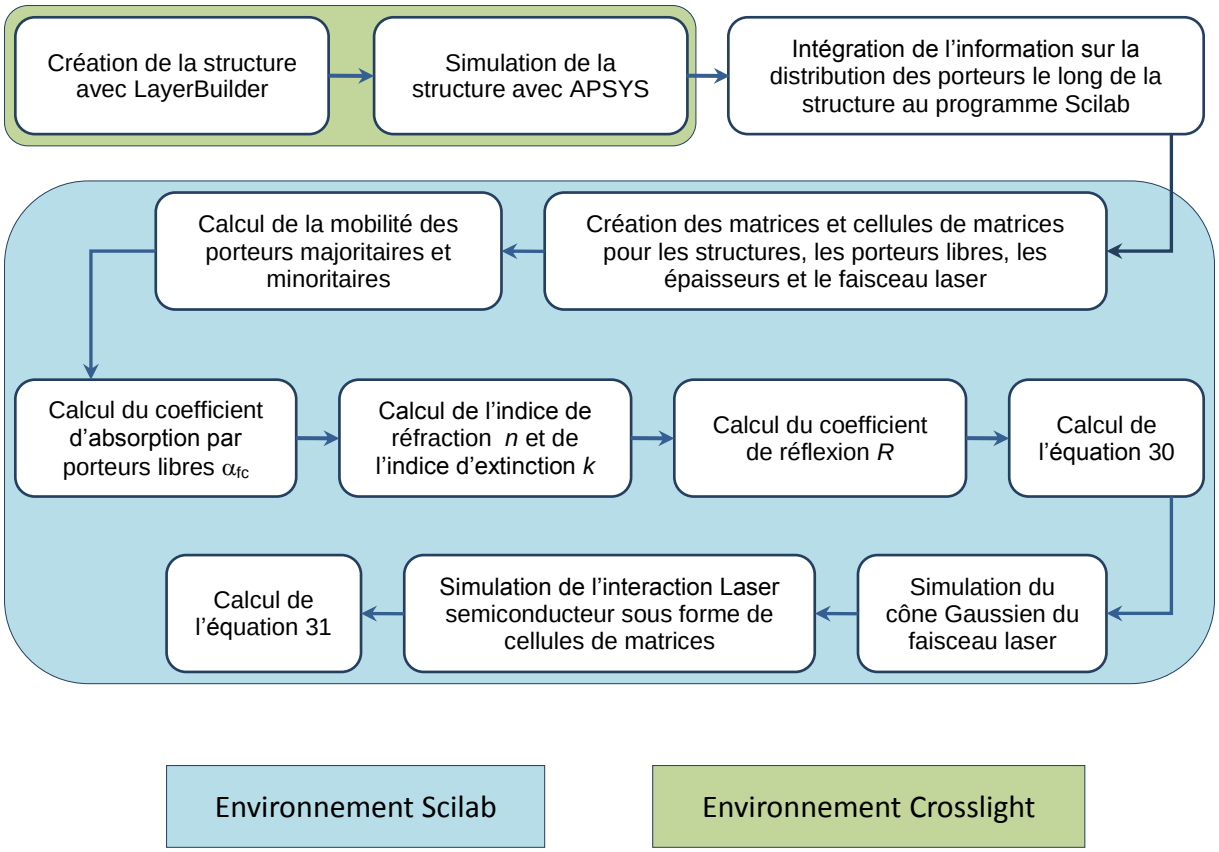


Figure II.4.3.B : *Synoptique des principales étapes de simulation et les environnements utilisés.*

Après la simulation sous TCAD des structures à étudier, nous intégrons les résultats sur la distribution de porteurs comme données d'entrée au programme sous Scilab. D'autres paramètres sont également à renseigner au code comme la température T, la longueur d'onde du faisceau laser souhaité λ, les dimensions physiques de la structure et les tensions de polarisation correspondantes aux simulations précédemment faites sous TCAD. Toutes les équations précédentes sont implémentées dans le code Scilab afin de sortir au final le rapport de l'intensité du faisceau laser réfléchi sur l'intensité du faisceau laser incident. Les valeurs des différents paramètres physiques utilisés pour le calcul du rapport I_{ref}/I_{inc} sont également données en fin de simulation.

II.5. Conclusion du chapitre II

Nous avons vu dans ce chapitre que l'interaction d'un laser avec un circuit intégré fait intervenir différents paramètres physiques, électriques et optiques. En plus de la simple interaction du faisceau laser avec le semiconducteur, des phénomènes électrothermiques entrent en jeu lors de la polarisation des composants électroniques. La prise en compte de tous

les phénomènes dans l'interprétation des résultats réflectométriques d'une mesure EOP est une tache ardue que nous essayons de relever dans cette étude. Nous avons affiné les différents modèles physiques des paramètres étudiés et nous les avons intégrés à notre propre modèle. Le modèle développé permet de calculer le rapport de l'intensité du faisceau laser réfléchi sur l'intensité du faisceau laser incident mais également de prendre en compte l'aspect dimensionnel des structures étudiées (cas d'un spot laser beaucoup plus large que la taille des structures élémentaires étudiées).

Chapitre III : Validation du modèle par simulations et expérimentations sur structures élémentaires

Chapitre III : Validation du modèle par simulations et expérimentations sur structures élémentaires

III.1. Introduction

Pour effectuer nos simulations, nous nous sommes basés sur des structures déjà existantes et pour lesquelles nous avions un minimum d'informations structurelles. Comme nous l'avons vu au chapitre précédent, nous nous sommes aidés de logiciels de simulation physique pour obtenir la distribution des porteurs le long des profils des structures étudiées. Dans ce chapitre, nous décrirons les structures étudiées et nous présenterons les résultats des simulations et des expérimentations menées sur des structures basiques.

III.2. Mise en place des simulations

III.2.1. Véhicule de test ISLAND

Les véhicules de test ISLAND (Integrated Structures for Laser ANalysis Demonstrations) conçus par Alexendre Douin [DOUI 07], du laboratoire de l'Intégration du Matériau aux Systèmes de Bordeaux, sont des puces qui intègrent plusieurs structures imaginées pour des tests laser. Fabriquée dans une technologie AMS 0,35 µm HBT BiCMOS en silicium, le layout de la puce est présenté en figure III.2.1.1.

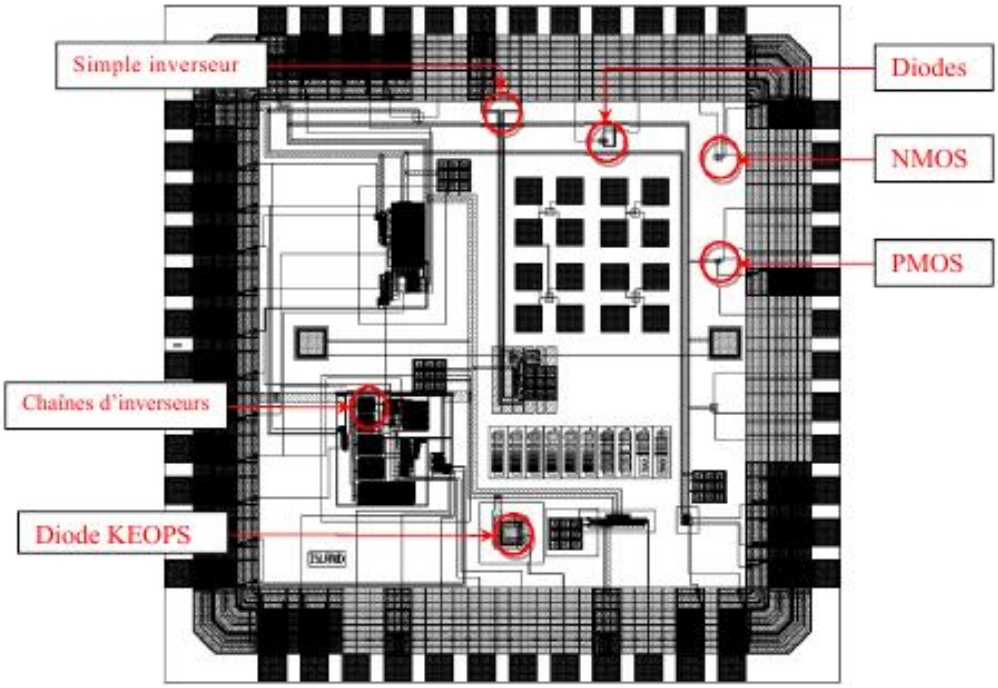


Figure III.2.1.1 : *Layout de la puce ISLAND.*

Sur la figure III.2.1.1 nous pouvons voir différentes structures : Des diodes, des transistors et des chaines de portes logiques. Dans un premier temps, nous allons effectuer des simulations de la réponse EOP d'une simple jonction PN. Les résultats de simulation seront par la suite confrontés à des résultats expérimentaux obtenus sur des diodes de ce véhicule de test.

III.2.2. Caractéristiques des jonctions étudiées

III.2.2.A. La jonction : N^+ / P_{sub}

Une des deux jonctions étudiées est un puits dopé N^+ sur du substrat P. Ses principales caractéristiques sont les suivantes :

- Profondeur de jonction : $N^+ \approx 0{,}2\ \mu m$ / $P_{sub} \approx 100\ \mu m >> N^+$.

- Dopages : $N^+ = 8{,}7\ 10^{19}\ cm^{-3}$ / $P_{sub} = 10^{15}\ cm^{-3}$.

Nous avons effectué notre étude sur les diodes isolées présentes dans le véhicule de test ISLAND. La diode KEOPS est une structure créée pour mesurer la taille du faisceau gaussien. Elle présente sous sa partie métallique, une jonction N^+P_{sub} avec les caractéristiques précédemment citées. La figure suivante présente la diode KEOPS (layout et coupe verticale).

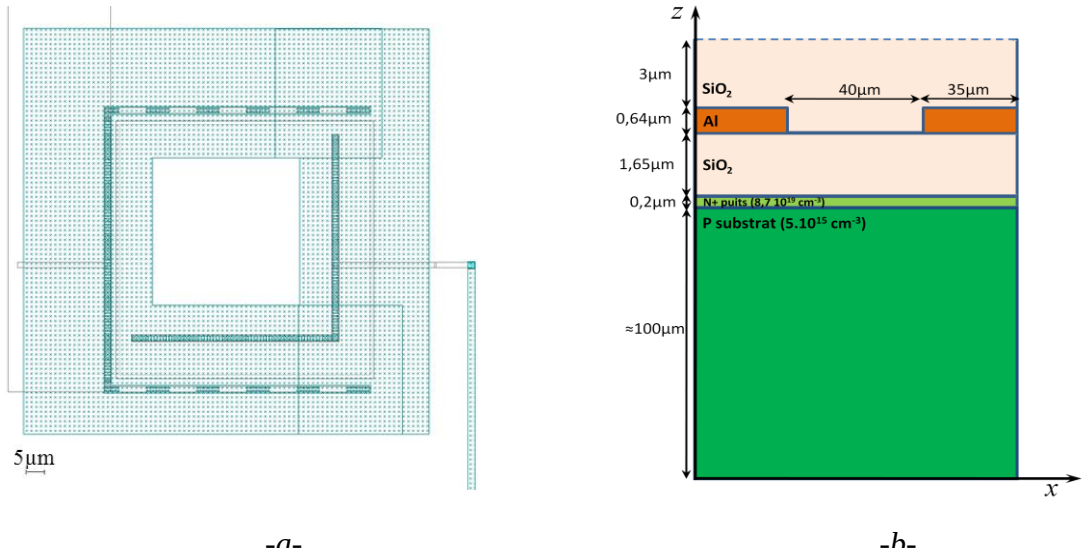
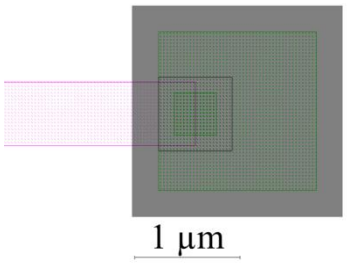
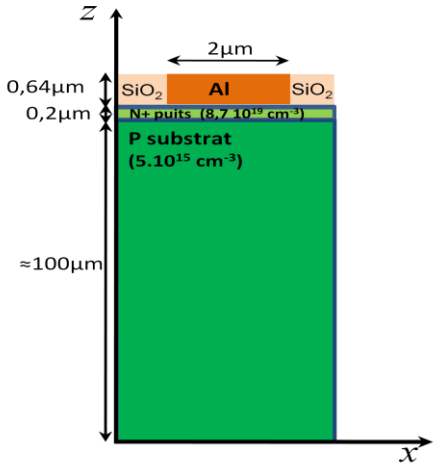


Figure III.2.2.A.1 : *Diode KEOPS du véhicule de tests ISLAND.*
-a- Layout de la diode. -b- Coupe verticale de la diode

Nous avons également porté notre étude sur une diode plus petite et plus intégrée que la diode KEOPS. La diode D3, dont la figure III.2.2.A.2 représente le layout avec ses

dimensions et une coupe verticale, possède les mêmes caractéristiques de jonction que la diode KEOPS.





-a- *-b-*

Figure III.2.2.A.2 : *Diode D3 du véhicule de tests ISLAND.*

-a- Layout de la diode.

-b- Coupe verticale de la diode

Nous avons simulé une jonction N^+P_{sub} en nous basant sur les épaisseurs de la jonction de la diode D3 et de la diode KEOPS qui sont identiques.

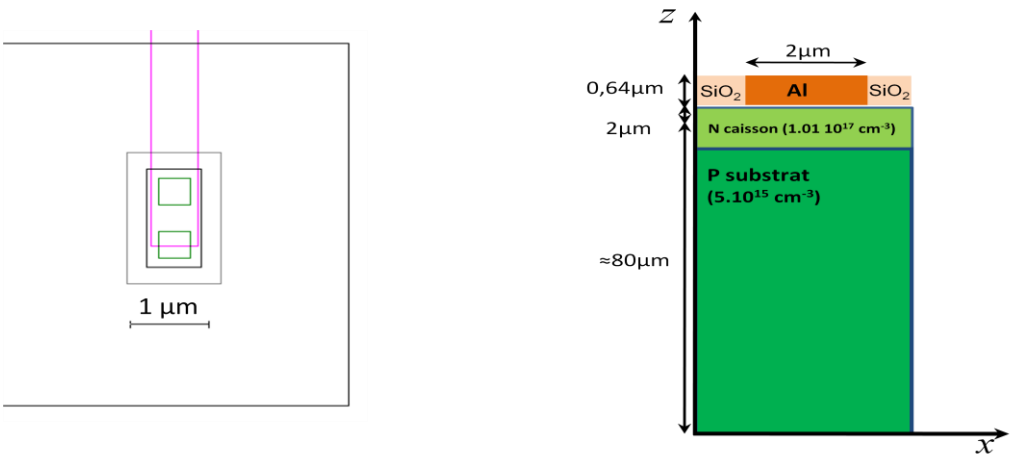
III.2.2.B. La jonction: N_{well} / P_{sub}

La troisième diode étudiée est la diode D2 qui possède une jonction entre le caisson N et le substrat P. Ses principales caractéristiques sont les suivantes :

- <u>Profondeur de jonction</u> : $N_{well} \approx 0{,}2$ µm / $P_{sub} \approx 80$ µm >> N_{well}.

- <u>Dopages</u> : $N_{well} = 1{,}01\ 10^{17}$ cm^{-3} / $P_{sub} = 10^{15}$ cm^{-3}.

La figure III.2.2.B.1 représente le layout avec ses dimensions et une coupe verticale.



-a- *-b-*

Figure III.2.2.B.1 : *Diode D2 du véhicule de tests ISLAND.*

-a- Layout de la diode.

-b- Coupe verticale de la diode

En utilisant notre code rédigé sous Scilab, nous calculons le rapport de l'intensité du faisceau laser réfléchi sur l'intensité du faisceau laser incident (équation II.30). Le diamètre du faisceau laser pouvant atteindre 6 µm, la surface du contact métallique de la diode D2 2x1,2 µm et celui de la diode D3 2x2 µm. Dans un premier temps, nous supposons que le diamètre du faisceau laser est très petit devant la surface métallique réfléchissante.

III.2.3. Résultats de simulations

III.2.3.A. Cas d'un diamètre de spot très inférieur à la surface métallique sondée

La première simulation porte sur l'étude de la variation du rapport de l'intensité du faisceau laser réfléchi sur l'intensité du faisceau laser incident pour un petit spot laser à une température de 300 K et une longueur d'onde de 1330 nm. La polarisation de la jonction N^+P_{sub} est directe. La figure III.2.3.A.1 représente le rapport I_{ref}/I_{inc} calculé sous Scilab à partir des résultats de simulation de la distribution de la densité des porteurs sous TCAD.

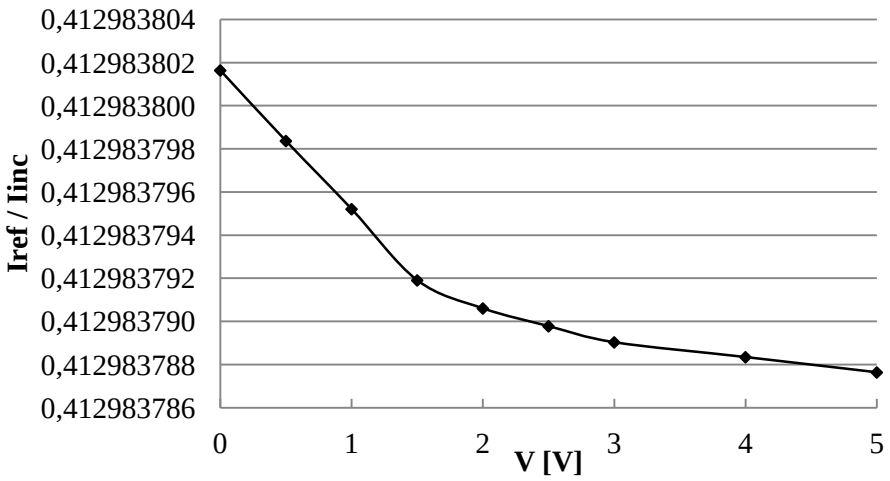


Figure III.2.3.A.1 : *Rapport I_{ref}/I_{inc} en fonction de la polarisation de la jonction N^+P_{sub} pour une longueur d'onde de 1330 nm à température ambiante.*

Le rapport I_{ref}/I_{inc} décroit en fonction de la tension de polarisation et la variation entre la valeur maximum à 0V et minimum à 5 V est de 1,4 10^{-8}. Cette décroissance en fonction de la tension de polarisation de la jonction vient du fait que la distribution de porteurs libres le long du profil est modifiée. Le modèle utilisé par les simulateurs TCAD s'appuie sur la théorie conventionnelle dérive-diffusion qui décrit la dynamique de la densité des porteurs dans un matériau. La figure III.2.3.A.2 et la figure III.2.3.A.3 représentent la distribution des porteurs le long de la jonction N^+P_{sub}. Un zoom sur la zone de charge d'espace (ZCE) est effectué afin de mieux voir l'effet de la polarisation sur la distribution des porteurs dans cette région.

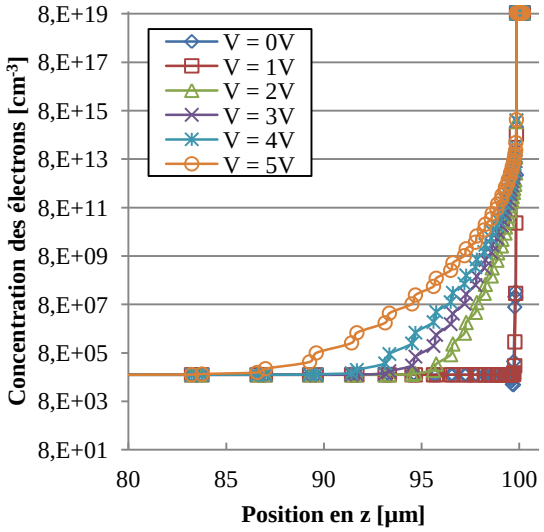


Figure III.2.3.A.2 : *Concentration des électrons le long de la jonction N^+P_{sub} pour différentes tensions de polarisation à 300 K.*

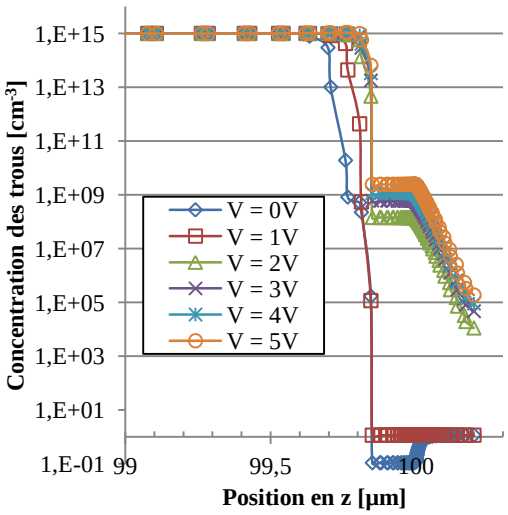


Figure III.2.3.A.3 : *Concentration des trous le long de la jonction N^+P_{sub} pour différentes tensions de polarisation à 300 K.*

Les résultats de ces simulations, nous permettent de remarquer sur les figures III.2.3.A.2 et III.2.3.A.3 que la densité de porteurs augmente avec la tension de polarisation.

Nous avons également effectué des simulations sur la diode D2 pour calculer le rapport de l'intensité du faisceau laser réfléchi sur l'intensité du faisceau laser incident pour un petit spot laser à une température de 300 K et une longueur d'onde de 1330 nm. La figure suivante représente le résultat de ces simulations pour une tension de polarisation directe entre 0 et 3,5 V.

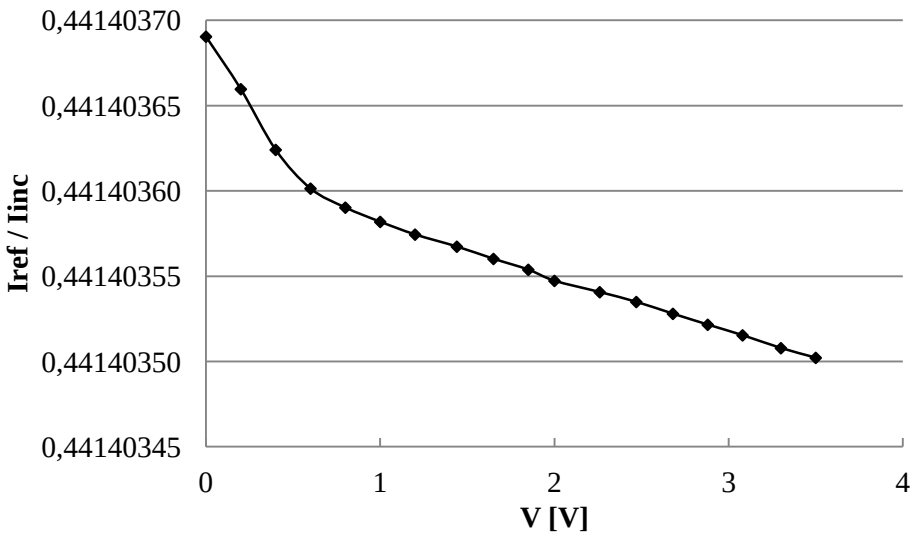


Figure III.2.3.A.4 : *Rapport I_{ref}/I_{inc} en fonction de la polarisation de la jonction $N_{well}P_{sub}$ pour une longueur d'onde de 1330 nm à température ambiante.*

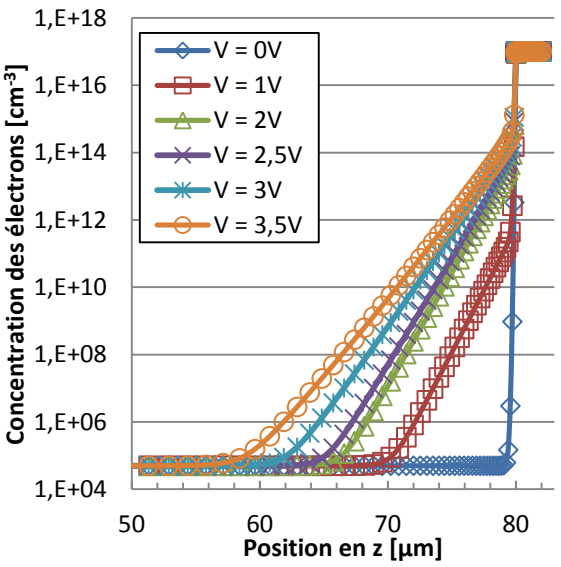


Figure III.2.3.A.5 : *Concentration des électrons le long de la jonction $N_{well}P_{sub}$ pour différentes tensions de polarisation à 300 K.*

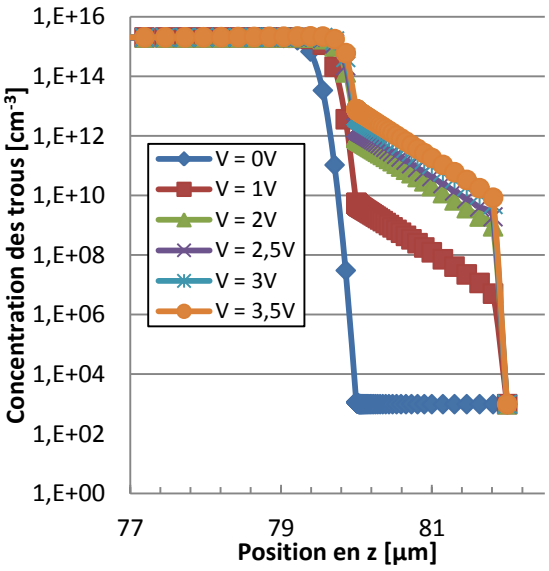


Figure III.2.3.A.6 : *Concentration des trous le long de la jonction $N_{well}P_{sub}$ pour différentes tensions de polarisation à 300 K.*

Tout comme les résultats obtenus en simulation de la jonction N^+P (figures III.2.3.A.2 et III.2.3.A.3), la densité de porteurs augmente avec la tension de polarisation de la jonction.

A partir de ces données, nous calculons à l'aide du code réalisé sous Scilab, les paramètres suivants : La mobilité des porteurs majoritaires et minoritaires représentée sur les figures III.2.3.A.5 et III.2.3.A.6, le coefficient d'absorption représenté sur la figure III.2.3.A.7 et l'indice de réfraction représenté sur la figure III.2.3.A.8 pour un point en z=79,86 µm dans la jonction $N_{well}P_{sub}$.

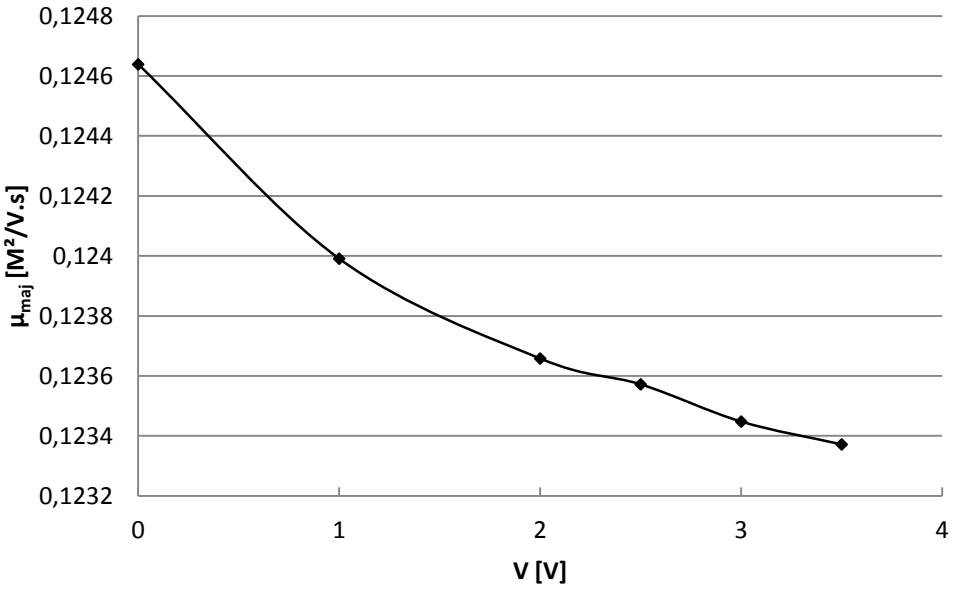


Figure III.2.3.A.7 : *Mobilité des porteurs majoritaires en fonction de la tension de polarisation à 300 K pour un z = 79,86 µm.*

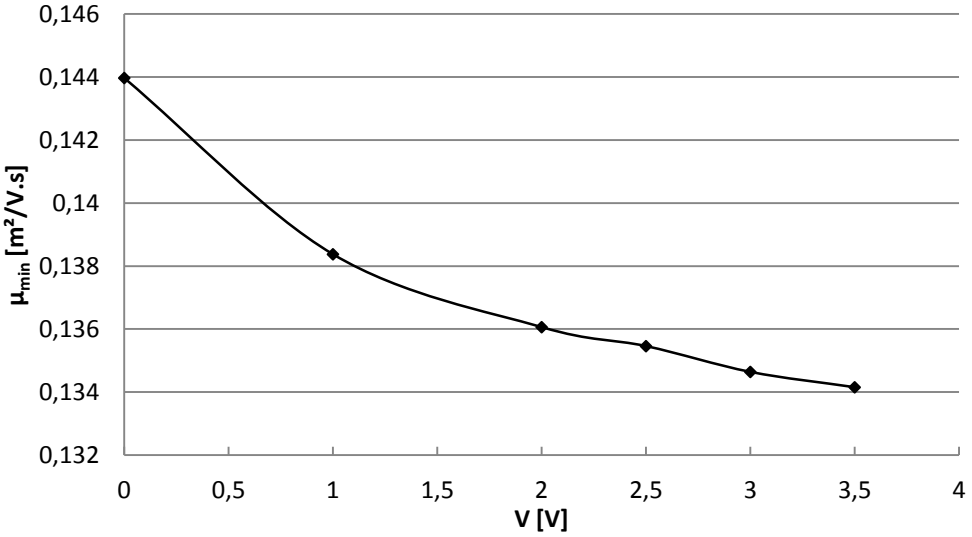


Figure III.2.3.A.8 : *Mobilité des porteurs minoritaires en fonction de la tension de polarisation à 300 K pour un z = 79,86 µm.*

Nous remarquons à partir des figures III.2.3.A.7 et III.2.3.A.8 que les mobilités des porteurs majoritaires et minoritaires dépendent directement de la densité de porteurs. La mobilité est logiquement plus importante pour les électrons que pour les trous. Elle est également dépendante de la tension de polarisation de notre structure. Nous remarquons que la mobilité décroit avec l'augmentation des tensions de polarisation. Effectivement, la tension de polarisation agit directement sur la distribution des porteurs qui à leur tour agissent sur la mobilité des électrons et des trous.

Les figures III.2.3.A.9 et III.2.3.A.10 représentent respectivement le coefficient d'absorption et l'indice de réfraction en fonction de la tension appliquée à la jonction pour une longueur d'onde de 1330 nm à T = 300 K pour une profondeur en z = 79,86 µm.

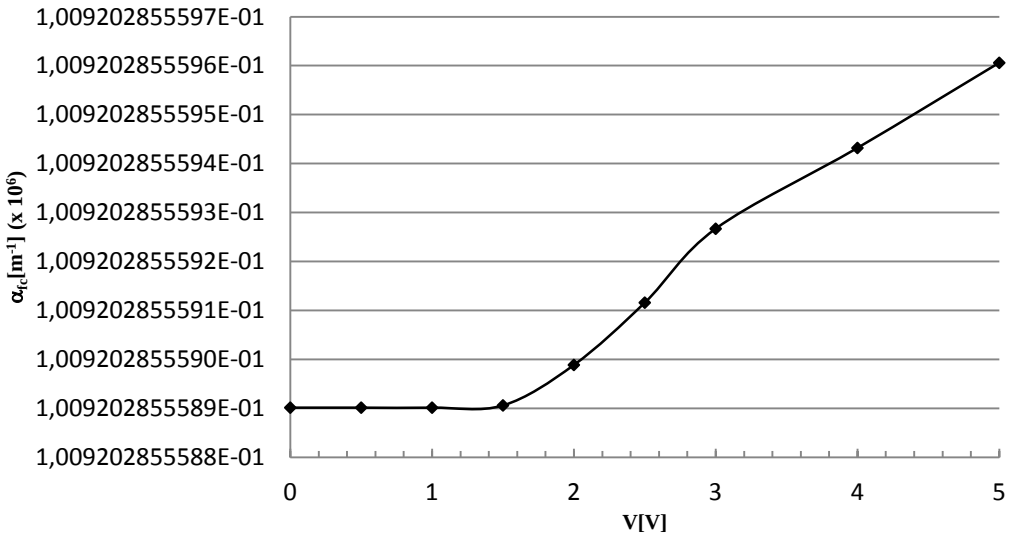


Figure III.2.3.A.9 : *Coefficient d'absorption par porteurs libres en fonction de la tension de polarisation de la jonction N^+P_{sub} pour λ=1330 nm et T=300 K pour un z = 79,86 µm.*

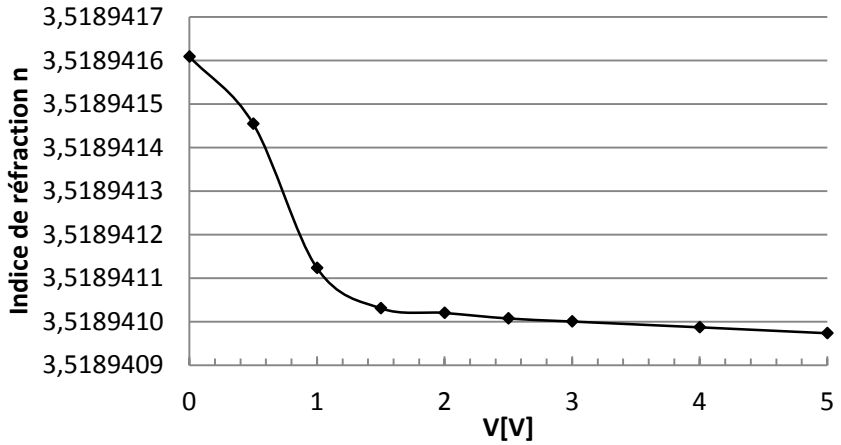


Figure III.2.3.A.10 : *Indice de réfraction en fonction de la tension de polarisation de la jonction N^+P_{sub} pour λ=1330 nm et T=300 K pour un z = 79,86 µm.*

Comme nous l'avons montré au chapitre précédent, le coefficient d'absorption est un paramètre dépendant du carré de la longueur d'onde, de la mobilité des porteurs majoritaires et minoritaires ainsi que de la concentration des porteurs qui se trouvent le long du chemin du faisceau laser. A partir des résultats de simulation présentés en figures III.2.3.A.2 et III.2.3.A.3, nous déduisons que le faisceau laser rencontre de plus en plus de porteurs sur son chemin avec l'augmentation de la tension de polarisation. Ce qui a pour résultat, un coefficient d'absorption qui augmente en conséquence et un indice de réfraction qui baisse (voir figures III.2.3.A.9 et III.2.3.A.10).

Une seconde étude de simulation est réalisée pour différentes longueurs d'onde. Dans une mesure réflectométrique, où on doit mesurer des variations de l'ordre du ppm, la figure suivante démontre bien l'importance du choix de la longueur d'onde du faisceau laser dans une mesure sonde.

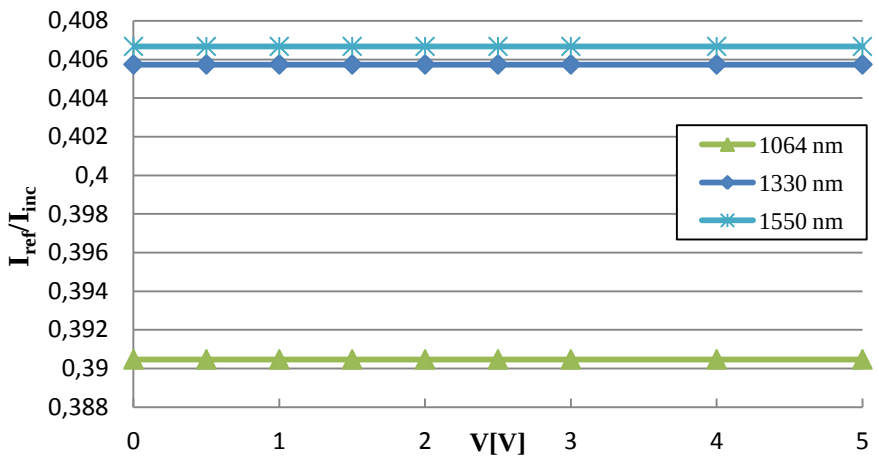


Figure III.2.3.A.11 : *Rapport I_{ref}/I_{inc} en fonction de la polarisation de la jonction N^+P_{sub} pour différentes longueurs d'ondes à 300 K.*

L'impact de la longueur d'onde se répercute directement sur la mesure du rapport de l'intensité du faisceau laser réfléchi sur celui de l'intensité du faisceau laser incident. Plus nous augmentons la longueur d'onde meilleur sera le rapport.

La variation de chaque courbe est négligeable devant la différence des valeurs des rapports entre eux. La figure suivante représente le rapport normalisé de l'intensité du faisceau laser réfléchi sur l'intensité du faisceau laser incident pour les trois précédentes longueurs d'onde à 300 K. Elle nous permet de visualiser la variation du rapport I_{ref}/I_{inc} normalisé pour chacune des longueurs d'ondes précédentes en fonction de la tension d'alimentation de la jonction N^+P_{sub}.

Ce rapport normalisé, noté Y_N est calculé d'après la formule suivante :

$$Y_N(V) = \frac{Y(V) - Y_{min}}{Y_{max} - Y_{min}} \quad (1)$$

Où $Y = I_{ref} / I_{inc}$.

Nous remarquons sur la figure III.2.3.A.12 que la variation du rapport I_{ref}/I_{inc} normalisé est plus importante pour la longueur d'onde de 1550 nm que 1064 nm quand la polarisation de la jonction est inférieure à 1,5 V.

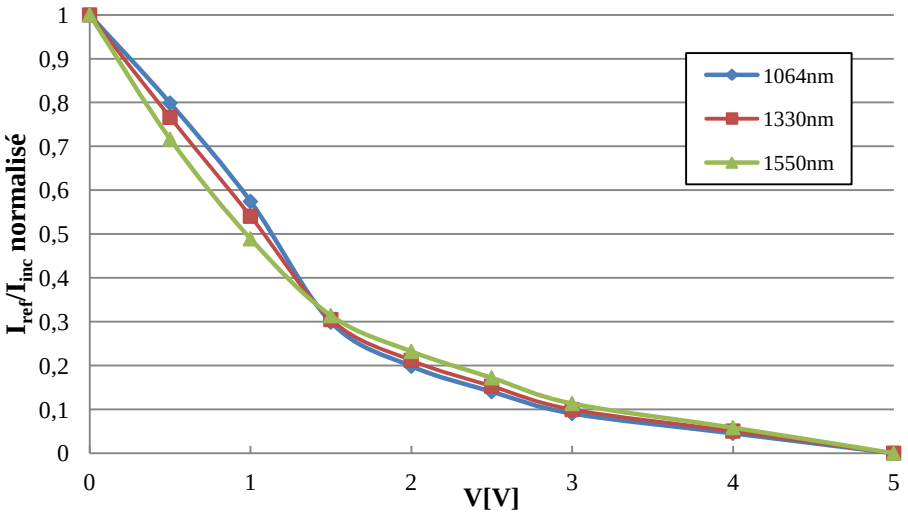


Figure III.2.3.A.12 : *Rapport I_{ref}/I_{inc} normalisé en fonction de la polarisation de la jonction PN pour différentes longueurs d'ondes à 300 K.*

La tension de polarisation influence directement la distribution de la densité de porteurs libres le long du profil de la structure. Le rapport I_{ref}/I_{inc} dépend directement de cette densité de porteurs mais également de la longueur d'onde du faisceau laser utilisé. L'influence de ces paramètres est différente suivant la tension de polarisation de notre jonction N^+P_{sub}.

La figure III.2.3.A.13 présente une simulation de mesure réflectométrique pour une jonction N^+P polarisée en inverse. Nous remarquons que le rapport de l'intensité du faisceau laser réfléchi sur l'intensité du faisceau laser incident en fonction de la polarisation inverse de la jonction N^+P_{sub} décroit avec la tension de polarisation inverse.

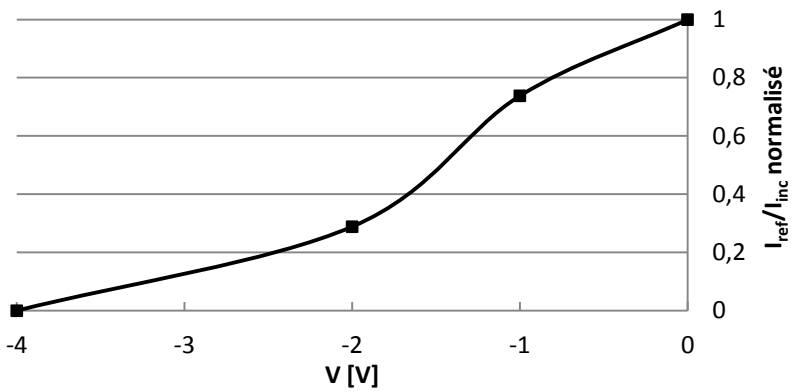


Figure III.2.3.A.13 : *Rapport I_{ref}/I_{inc} normalisé en fonction de la polarisation inverse de la jonction N^+P_{sub}.*

Ceci peut être expliqué par l'élargissement de la zone de charge d'espace avec l'augmentation de la tension de polarisation inverse qui rend les couches P et N^+ plus dopées et cause par conséquent une augmentation du coefficient d'absorption et une baisse de l'indice de réfraction.

III.2.3.B Cas d'un diamètre de spot laser beaucoup plus grand que la surface métallique sondée

En complément des premières simulations, l'impact de la largeur du spot laser par rapport à la taille de la structure élémentaire étudiée est démontré dans ce qui suit. La surface métallique de la jonction simulée est de 2 µm x 2 µm (cas de la diode D3) et le petit spot laser à un diamètre de 1 µm alors que le large spot simulé a un diamètre de 4 µm. Le tableau suivant présente le maximum du rapport de l'intensité du faisceau laser réfléchi sur le faisceau laser incident pour un petit et un large spot laser.

	Petit spot	Large spot
I_{ref}/I_{inc}	0,4057368	0,1539662

Tableau III.2.3.B.1 : *Maximum du rapport de l'intensité laser réfléchi sur l'intensité laser incident pour un petit et un large spot laser.*

A partir du tableau III.2.3.B.1, nous constatons que pour une meilleure estimation du rapport I_{ref}/I_{inc}, il est préférable d'avoir le plus petit diamètre de spot possible. Relativement à la technologie, ceci devient de plus en plus difficile à avoir de nos jours sur des technologies très intégrées. La faiblesse du rapport pour un large spot est expliquée par la faible contribution des zones métalliques et des zones faiblement réfléchissantes autour des structures dans le faisceau laser réfléchi.

La figure III.2.3.B.1 représente le rapport I_{ref}/I_{inc} normalisé pour 1330 nm de longueur d'onde à 300 K pour un petit et un large spot laser.

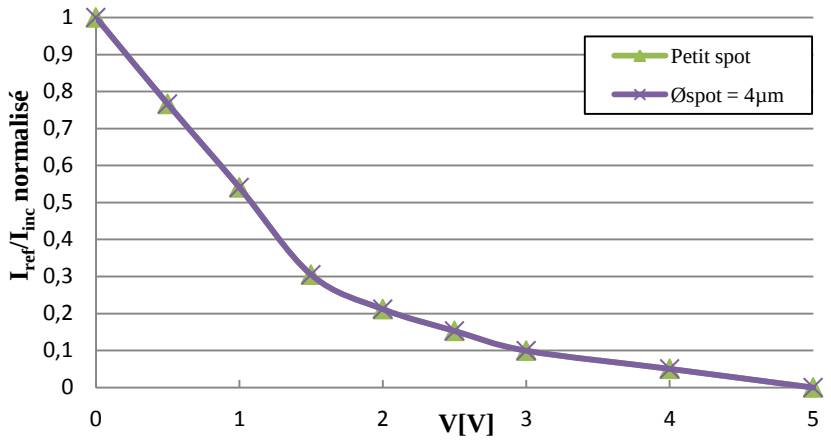


Figure III.2.3.B.1 : *Rapport I_{ref}/I_{inc} normalisé en fonction de la polarisation de la jonction N^+P_{sub} pour un petit et un large spot laser à 1330 nm de longueur d'onde et T=300 K.*

La variation du rapport I_{ref} / I_{inc} normalisé entre un petit spot laser et un large spot laser pour une même longueur d'onde est très faible et de l'ordre de 10^{-8}. Nous constatons donc que nous pouvons visualiser les mêmes variations et phénomènes avec un laser qu'il ait un petit ou un large spot à condition que la distribution des porteurs soit uniforme sur la surface planaire de focalisation du laser.

III.2.3.C. Effets de la température sur une mesure réfléctométrique

Dans cette sous-section, nous allons aborder la simulation de l'effet de la température sur une analyse réfléctométrique. Comme nous l'avons préalablement mentionné dans les chapitres précédents, la température est un paramètre qu'il faut impérativement prendre en considération dans une analyse réfléctométrique. La dépendance des paramètres impactés par la température ainsi que les écarts thermiques dans une structure vont être abordés dans les simulations suivantes. La figure III.2.3.C.1 représente cet effet sur une mesure réfléctométrique de la diode KEOPS polarisée en direct entre 0 et 4 V, pour une température évoluant entre 300 K et 340 K et une longueur d'onde laser de 1350 nm.

Nous pouvons voir que le rapport Iref/Iinc diminue en fonction de la tension de polarisation de la jonction N^+P_{sub} mais également avec l'augmentation de la température de la structure simulée. La figure III.2.3.C.1-b quant à elle montre bien que pour une tension de polarisation donnée de notre composant, l'augmentation de la température cause une baisse du signal mesuré.

Nous remarquons également que la différence entre le rapport I_{ref}/I_{inc} entre 300 K et 340 K est un peu plus importante pour V_{KEOPS}=1 V que pour V_{KEOPS}=2 V. Ceci est dû à l'influence de la température sur la distribution de porteurs dans le semiconducteur mais également à son impact sur l'indice de réfraction *n*.

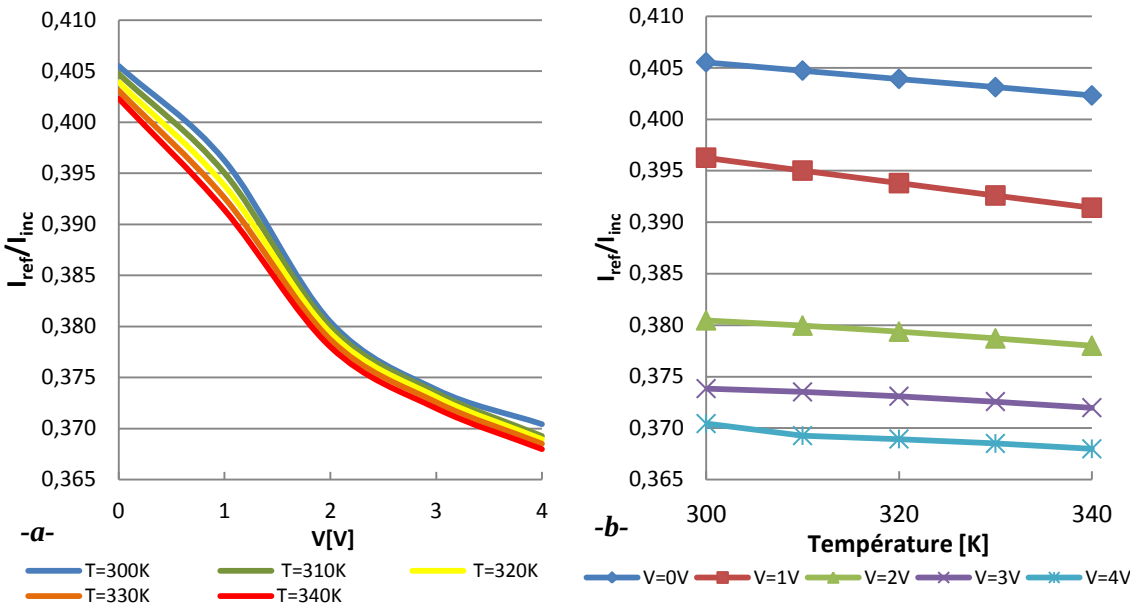


Figure III.2.3.C.1 : *Variation du rapport I_{ref}/I_{inc} en fonction de :*

-a- *La tension de polarisation de la diode KEOPS pour différentes températures.*

-b- *La température pour différentes tensions de polarisation de la diode KEOPS.*

La figure III.2.3.C.2 montre cette influence sur la distribution de porteurs à 98,27 µm de profondeur de la jonction N^+P_{sub} (à la frontière de la zone de charge d'espace).

Sur la figure III.2.3.C.2, nous pouvons voir que la densité des porteurs augmente avec la tension de polarisation de la diode, cependant nous observons aussi l'effet de la température sur ces porteurs. A tension constante, nous remarquons que pour des tensions inférieures à 2 V, la densité de porteurs augmente en fonction de l'augmentation de la température mais au-delà de 2 V, cette densité décroit en fonction de la température. Pour rappel, les résultats de la distribution des porteurs le long du profil de notre structure est issu des simulations faites par logiciel TCAD qui se base sur le modèle de dérive-diffusion des porteurs dans les semiconducteurs.

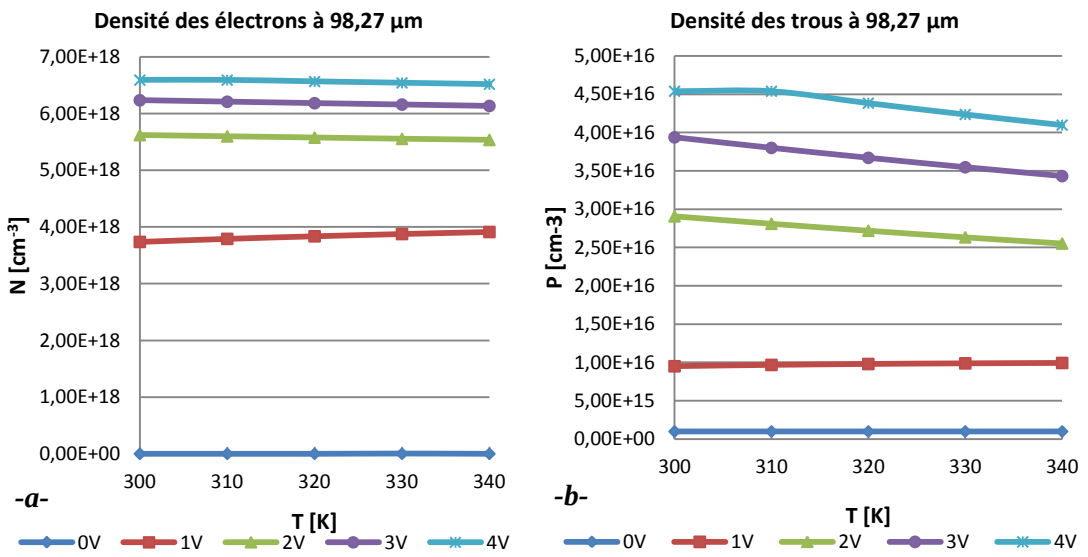


Figure III.2.3.C.2 : *Variation de la densité de porteurs à une distance de 98,27 µm en fonction de la température pour différentes tensions de polarisation de la jonction N^+P_{sub}.*

L'étude de l'impact de la température sur les paramètres physiques α_{fc} et n et leurs répercussions dans le rapport I_{ref}/I_{inc} est présentée dans ce qui suit. La figure III.2.3.C.3 présente la variation du coefficient d'absorption le long du profil de la diode pour T = 300, 310, 330 et 340 K ainsi que pour deux tensions de polarisation V_{KEOPS}=0 et 4 V.

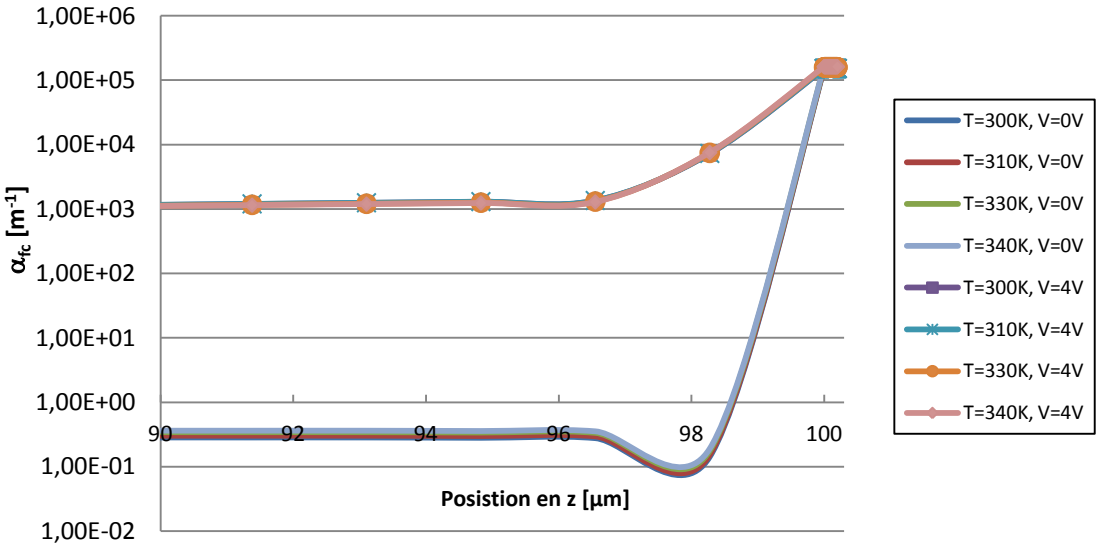


Figure III.2.3.C.3 : *Variation du coefficient d'absorption par porteurs libres le long du profil de la diode KEOPS pour différentes tensions de polarisation et températures.*

Nous remarquons que l'impact de la température est moins important que l'impact de la tension de polarisation sur la variation du coefficient d'absorption. Ceci est bien vérifié dans la figure III.2.3.C.4.

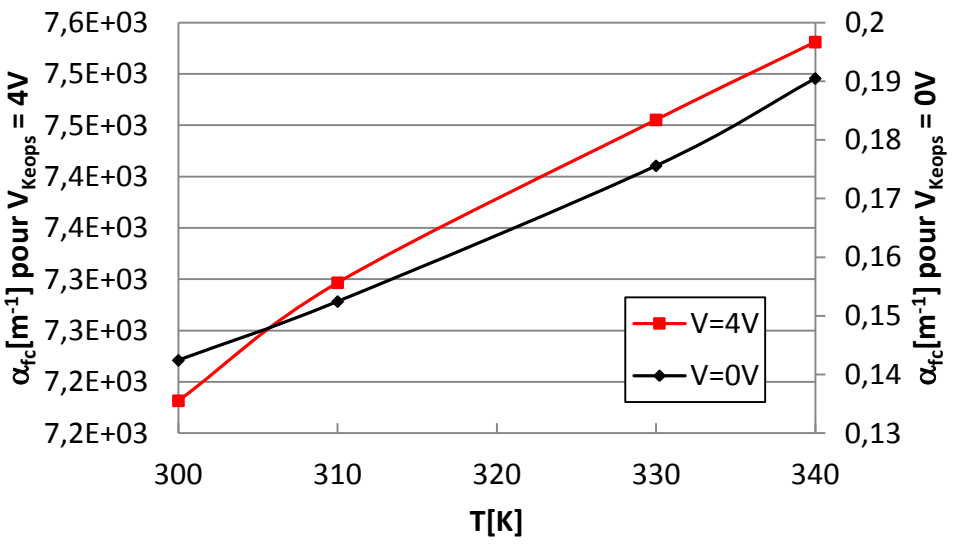


Figure III.2.3.C.4 : *Variation du coefficient d'absorption par porteurs libres en fonction de la température pour différentes tensions de polarisation de la diode KEOPS à 98,27 µm de profondeur.*

Nous remarquons sur la figure III.2.3.C.4 que le coefficient d'absorption par porteurs libres augmente significativement en fonction de la température. Nous remarquons également que la variation du coefficient d'absorption par porteurs libres est plus importante pour une tension de polarisation de 4 V que pour une tension de 0 V.

Nous concluons donc, à partir des figures III.2.3.C.2, III.2.3.C.3 et III.2.3.C.4, que l'effet de la polarisation sur la distribution des porteurs libres dans le circuit intégré est plus important que l'effet induit par la température sur ces porteurs à tension de polarisation constante. La variation du coefficient d'absorption par porteurs libres est plus importante quand on augmente la température et la tension de polarisation.

Dans la figure III.2.3.C.5 est représenté l'indice de réfraction n le long du profil de la diode KEOPS pour T = 300, 310, 330 et 340 K ainsi que pour deux tensions de polarisation V_{KEOPS} = 0 et 4 V.

A partir de la figure III.2.3.C.5, nous ne pouvons pas distinguer clairement l'effet de la température de l'effet induit par la tension de polarisation sur l'indice de réfraction *n*. Sur la figure III.2.3.C.5, nous représentons la variation de l'indice de réfraction n en fonction de la température pour les deux tensions de polarisation 0 et 4 V.

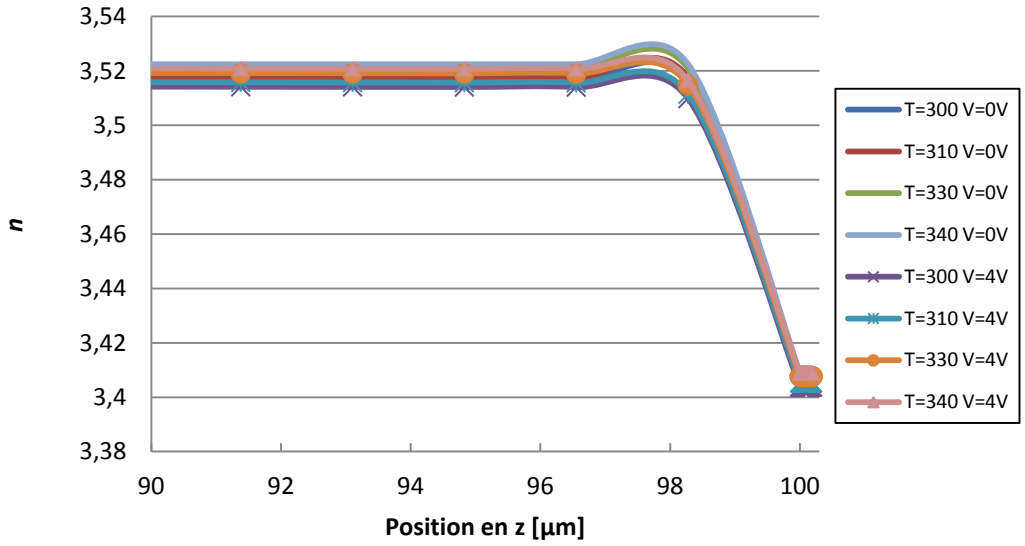


Figure III.2.3.C.5 : *Variation de l'indice de réfraction le long du profil de la diode KEOPS pour différentes tensions de polarisation et températures.*

On remarque, sur la figure III.2.3.C.5, que l'influence de la température sur l'indice de réfraction est plus grande que l'influence de la tension de polarisation.

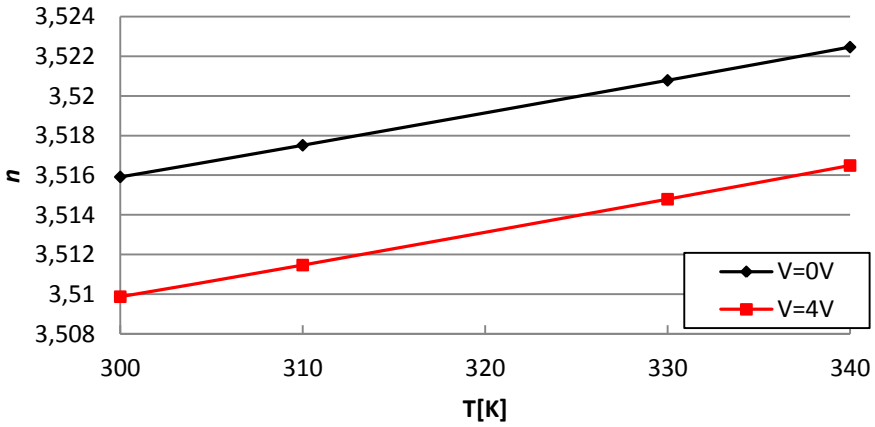


Figure III.2.3.C.6 : *Variation de l'indice de réfraction en fonction de la température pour différentes tensions de polarisation de la diode KEOPS à 98,3 µm de profondeur.*

On remarque également que la tension de polarisation a tendance à faire baisser l'indice de réfraction, alors que la température tend à l'augmenter (eq. II.21 et eq. II.25).

La section suivante décrit les différentes expérimentations menées afin de valider le modèle établi utilisé dans nos simulations de calcul du rapport de l'intensité du faisceau laser réfléchi I_{ref} sur l'intensité du faisceau laser incident I_{inc}.

III.3. Résultats expérimentaux sur structures réelles

Afin de valider nos simulations, nous avons effectué des expérimentations sur différentes plateformes : au CNES de Toulouse avec un TriPhemos de chez HAMAMATSU et sur la plateforme ATLAS du laboratoire IMS.

III.3.1 Préparation des expérimentations

III.3.1.A. Préparation d'échantillons

Une des phases les plus importantes pour nos expérimentations est la préparation des échantillons dont nous disposons. Nous étions en possession de 6 véhicules de tests ISLAND en boitier TQFP 48 broches. La phase d'ouverture des composants s'est faite avec une machine ASAP (Automatic Selected Area Preparation) représentée en figure III.3.1.A.1.

Figure III.3.1.A.1 : *Image de la machine d'ouverture des composants*

L'utilisation de la machine ne sera pas détaillée dans ce chapitre. Cependant, l'ouverture des composants par la face arrière est une étape délicate à réaliser et le succès des expérimentations est dépendant du succès de cette phase. La figure suivante représente une photographie de l'ouverture du boitier d'une puce ISLAND par la face arrière après polissage.

L'épaisseur des puces après amincissement et polissage est de 100 µm ± 30 µm. Le taux de réussite de l'opération d'ouverture mécanique des 6 puces ISLAND de départ est de 5/6. Sur les 5 puces ouvertes, seulement 4 avaient leurs structures KEOPS opérationnelles avant et après l'ouverture.

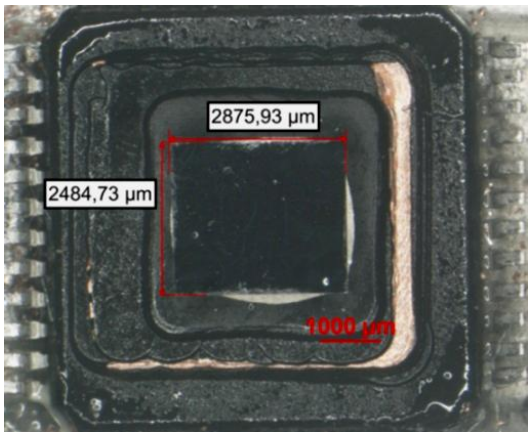


Figure III.3.1.A.2 : *Image optique de la face arrière d'une puce ISLAND après ouverture et polissage.*

La figure III.3.1.A.3-a représente la caractérisation de la diode KEOPS de la puce ISLAND et la figure III.3.1.A.3-b représente la caractérisation de la diode D3 de la puce ISLAND avant et après ouverture des boitiers.

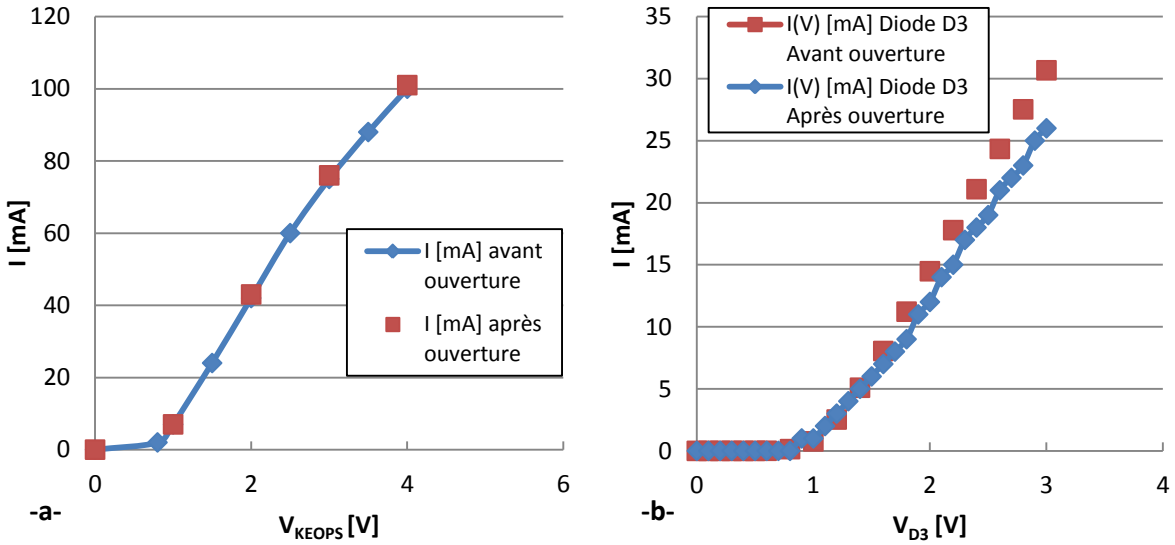


Figure III.3.1.A.3 : *Caractérisation I(V) des diodes intégrées sur la puce ISLAND N°04 avant et après ouverture.* ***-a-*** *Diode KEOPS.* ***-b-*** *Diode D3.*

L'ouverture des boitiers ISLAND n'a engendrée aucune dégradation notable du fonctionnement électrique des diodes KEOPS préparées pour nos expérimentations. Cependant nous notons une baisse de la pente de la résistance à l'état passant de 2,86° pour la diode D3.

III.3.1.B. Carte de tests électriques

Pour utiliser nos véhicules de tests ISLAND, nous avons réalisé une carte électronique standard capable d'accueillir n'importe quel boitier TQFP 48 dans n'importe quelle position avec la possibilité d'adresser individuellement chacune des 48 broches. La figure III.3.1.B.1 présente des photographies de la carte de tests réalisée.

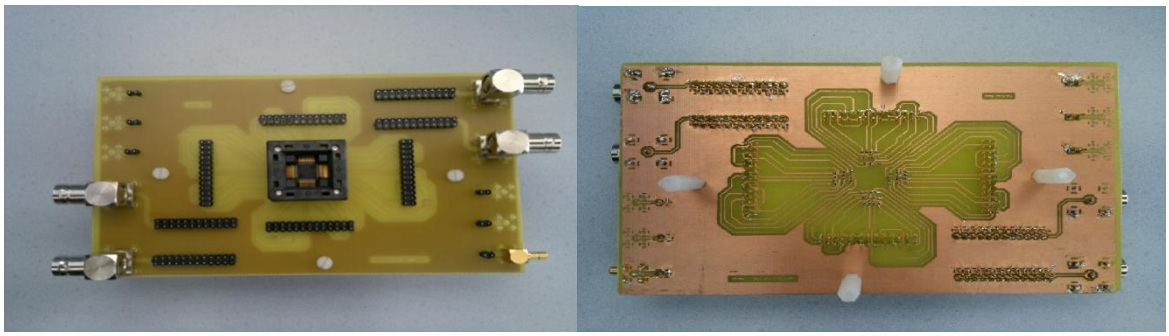


Figure III.3.1.B.1 : *Photos de la carte de tests électriques*

Nous avons utilisé un support de circuit TQFP 48 que nous avons usiné pour pouvoir placer nos puces ISLAND dans une position inversée afin de présenter leur face arrière au faisceau laser. La carte possède 10 entrées/sorties pour les différentes alimentations et la visualisation des signaux de sortie des modules des véhicules de tests ISLAND. Nous avons utilisé ce montage (figure III.3.1.B.1) dans un premier temps pour nos expérimentations, mais nous l'avons modifié par la suite pour lui inclure un module thermoélectrique (cellule Peltier ou résistance chauffante) pour les tests en température (voir figure III.3.1.B.2).

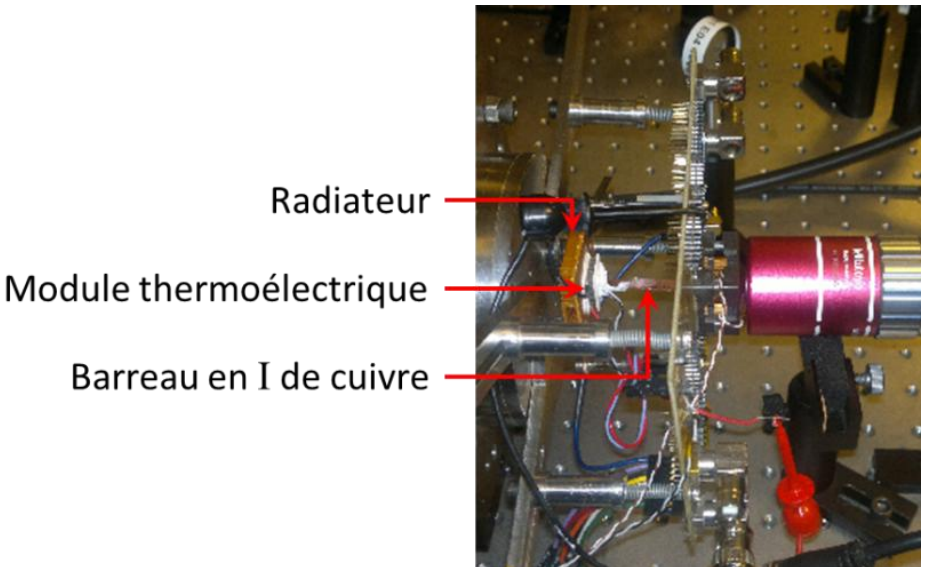


Figure III.3.1.B.2 : *Photo du montage final de la carte électronique sur le banc de mesure.*

Le barreau en cuivre en forme de I placé entre le module thermoélectrique et la face avant des composants ISLAND nous permet une bonne conductivité thermique.

III.3.2. Mesures menées au CNES

La première partie des mesures s'est déroulée au sein du CNES de Toulouse avec la machine TriPhemos de chez Hammamatsu. La machine intègre deux fonctionnalités : la fonction EOFM (Electro Optical Frequency Mapping) et la fonction EOP (Electro Optical Probing) (voir figure III.3.2.1). La machine possède une source laser continue de longueur d'onde 1330 nm et d'une puissance maximale de 100 mW. Pour nos expérimentations, la puissance laser utilisée est de 50% de la puissance maximale. Nous avons utilisé les objectifs 20 X et 50 X pour cartographier la diode KEOPS polarisée en direct jusqu'à 5 V. L'étude de l'intensité réfléchie par la structure avec la fonction EOP de la machine nous permet de vérifier les simulations présentées précédemment.

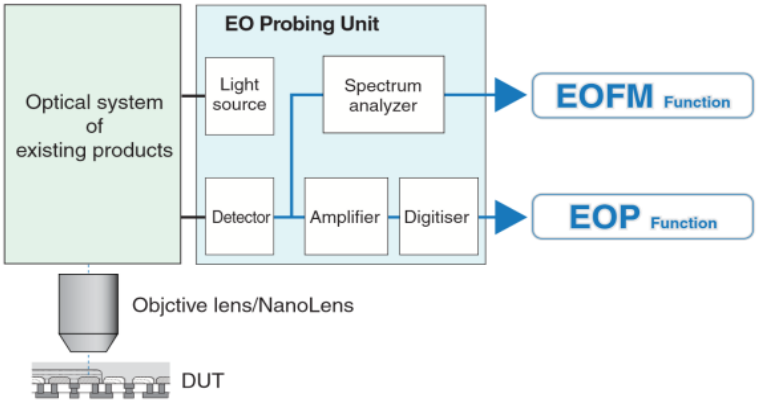
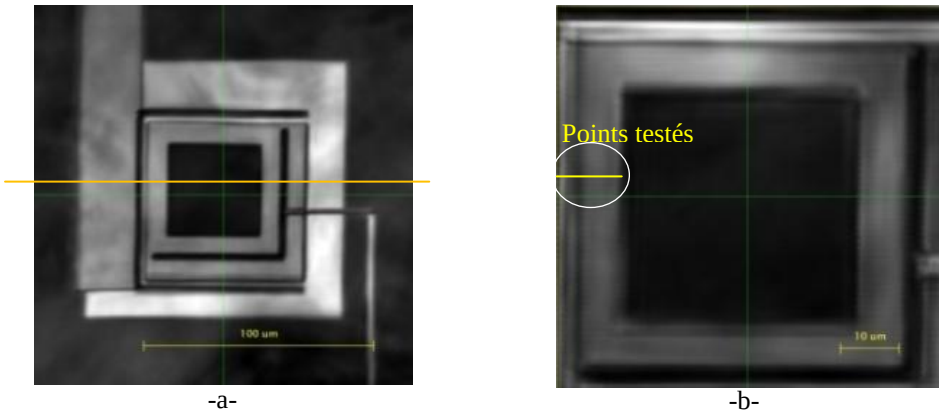


Figure III.3.2.1 : *Configuration du système utilisé pour les expérimentations au CNES [HAMM].*

Pour rappel, le Layout de la diode KEOPS est représenté en figure III.2.1.A.1-a. La cartographie de la diode en figure III.3.2.2, s'est faite à l'aide de la fonction EOP avec un signal de polarisation carré positif à une fréquence de 2,5 MHz et 50 % de rapport cyclique.



-a- -b-

Figure III.3.2.2 : *Cartographie de la diode KEOPS du véhicule de tests ISLAND avec la fonction EOP.*

-a- *20 X zoom.* ***-b-*** *50 X zoom.*

La taille de l'image fait 511x511 pixels ce qui représente un champ de vision de 174,8 x 174,8 µm pour un zoom de 20 X et 69,3x69,3 µm pour un zoom de 50 X. Le système scanne la structure et chaque intensité de faisceau réfléchi est convertie en pixel sur les images de la figure III.3.2.2. En étudiant l'intensité des pixels sur la ligne jaune de la figure III.3.2.2-b (pixels sous la partie métallique de la diode KEOPS) en fonction de la tension de polarisation de notre structure nous pouvons tracer la courbe normalisée de la figure III.3.2.3 et la comparer avec les résultats de simulations précédentes.

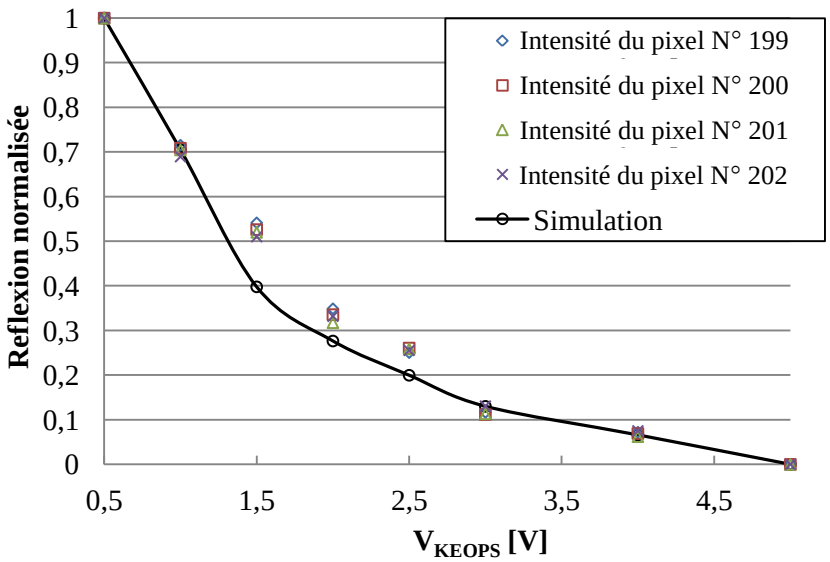


Figure III.3.2.3 : *Résultats de simulation Vs expérimentation sur la diode KEOPS du véhicule de tests ISLAND pour λ=1330 nm et une puissance laser de 50 mW.*

Nous remarquons que les résultats expérimentaux ont une bonne adéquation avec les résultats de simulation. Les mesures effectuées au CNES n'ont été faites qu'à température ambiante (à cette étape, le module thermique n'était pas encore intégré à la carte).

III.3.3. Mesures expérimentales menées sur la plate-forme ATLAS

Des expérimentations supplémentaires ont été menées au laboratoire IMS sur la plate-forme ATLAS de l'équipe laser. Le montage optique sur le banc mis en place pour cette mesure réflectométrique est représenté sur la figure III.3.3.1.

Nous avons utilisé pour ce montage un laser continu de 1350 nm de longueur d'onde. La puissance en sortie du laser est de 88 mW et de 12 mW en sortie de l'objectif du microscope 100 X de chez Mitutoyo. Une caméra InGaAs est utilisée pour la mise au point et le positionnement du spot laser sur le DUT (Device Under Test). Un premier photodétecteur noté PD1 est utilisé pour mesurer l'intensité du faisceau incident mais également pour visualiser les éventuelles fluctuations du laser. Un second détecteur noté PDA (Photo Diode Avalanche) est utilisé pour mesurer l'intensité du faisceau laser réfléchi par le DUT. La photodiode à avalanche possède une bande passante de 150 MHz et une sensibilité d'environ 0,85 A/W pour une longueur d'onde de 1350 nm. Le système utilisé pour les mesures thermiques sur le véhicule de test ISLAND est un module thermoélectrique moyen de 5,1 W et 2,5 A.

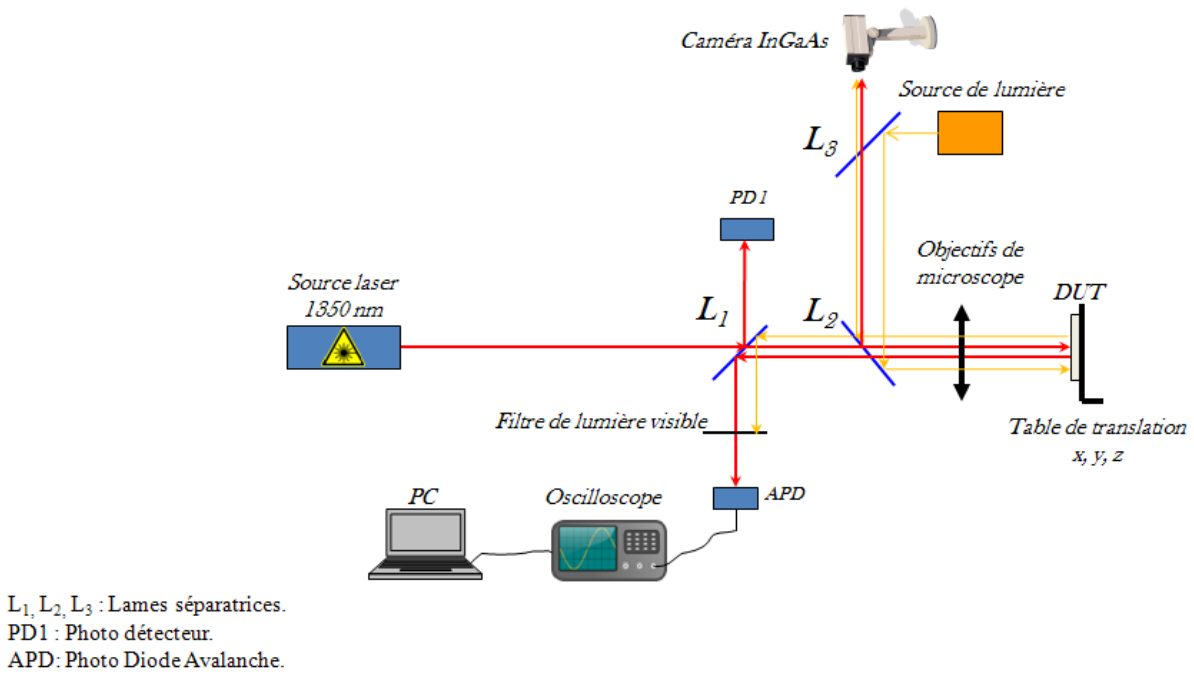


Figure III.3.3.1 : *Montage optique du banc de mesure réflectométrique sur la plate-forme ATLAS.*

Les photo-détecteurs sont reliés à un oscilloscope Tektronix (8 GHz de bande passante) mais également à un système d'acquisition et d'analyse de données autonome (DaqPro 5300) relié à un PC. L'acquisition des données est faite continuellement avec un

moyennage de 5 échantillons toutes les secondes. Egalement relié au DaqPro, deux thermocouples J et T mesurent respectivement la température du module thermoélectrique et la température à la surface de la face arrière du composant.

III.3.3.A. Mesures sur la diode KEOPS

Les mesures EOP sur la diode KEOPS sur la plateforme ATLAS se sont déroulées en deux temps. Dans un premier temps nous avons effectué des mesures EOP à température ambiante puis dans un second temps, nous avons mis en fonctionnement le module thermoélectrique de notre montage présenté précédemment.

i. Mesures à température ambiante

La première expérimentation réflectométrique menée sur la plateforme ATLAS, reprend les étapes suivies au CNES pour la mesure réflectométrique. Le résultat obtenu sur la diode KEOPS est représenté sur la figure III.3.3.A.1.

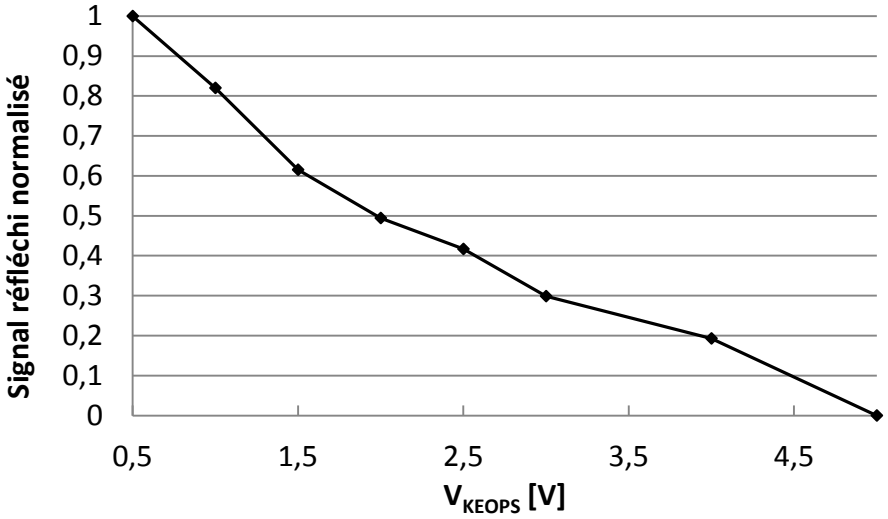


Figure III.3.3.A.1 : *Variation du signal réflectométrique en fonction de la tension de polarisation de la diode KEOPS.*

Nous remarquons que la courbe de la figure III.3.3.A.1 décroit presque de manière analogue que la courbe de la figure III.3.2.3. Cependant, effectuer une comparaison directe entre les deux résultats ne serait pas totalement exact de par l'utilisation de longueurs d'ondes laser différentes, de photo-détecteurs différents et de méthodes d'analyse du signal réfléchi par la diode KEOPS bien distinctes (Analyse de l'intensité des pixels par la fonction EOP de la machine du CNES et l'analyse de la variation de la réponse directe du photo-détecteur sur la plate-forme ATLAS). La figure III.3.3.A.2 montre l'effet de la polarisation inverse de la diode KEOPS sur notre mesure réflectométrique.

En comparant la figure III.3.3.A.2-a à la figure III.3.3.A.2-b nous remarquons que l'ordre de grandeur de la variation du signal mesuré est 84 fois plus grand pour une polarisation directe de la diode KEOPS que pour une polarisation inverse. L'écart moyen des mesures effectuées sur la diode KEOPS en polarisation inverse est de l'ordre de 0,1 mV ce qui nous laisse supposer deviner une tendance croissante du signal laser mesuré pour une polarisation inverse.

Dans ce cas d'étude, le montage utilisé montre ses limites à détecter avec une grande précision les faibles variations du signal réfléchi.

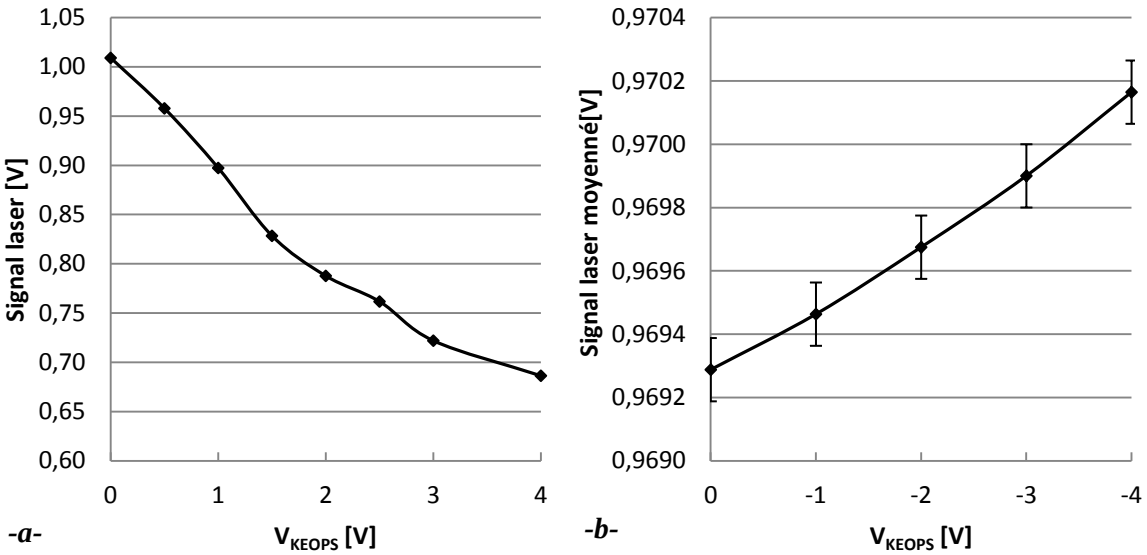


Figure III.3.3.A.2 : *Mesure du signal réflectométrique de la diode KEOPS pour des tensions de polarisation*
-a- *Directes.* ***-b-*** *Inverses.*

ii. Mesures thermiques

La figure III.3.3.A.3 représente l'effet de la polarisation de la diode KEOPS sur la température de la puce ISLAND en l'absence du faisceau laser et la mise hors tension du module thermoélectrique.

Nous remarquons à partir de la figure III.3.3.A.3 que la polarisation induit une hausse de température de 15,2 K pour une polarisation entre 0 et 4 V en direct.

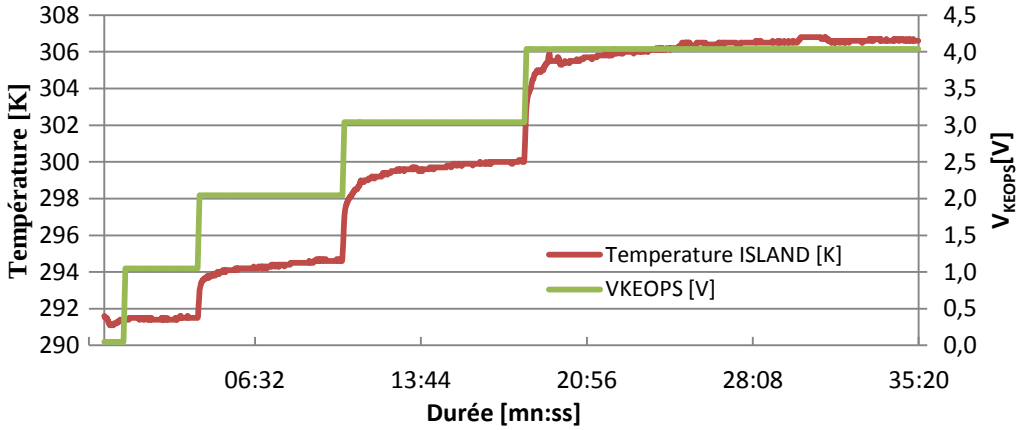


Figure III.3.3.A.3 : *Variation de la température de la surface de la puce ISLAND en fonction de la polarisation de la diode KEOPS hors présence du laser.*

Cependant nous remarquons que l'effet de cette hausse en température arrive à saturation après un certain temps de mise sous tension de la structure à étudier. Calculer une telle variation de la température et la prédire est impossible vu la complexité de l'ensemble de la puce ISLAND mais aussi à cause du manque d'informations précises sur la conception de la puce ISLAND. Pour ces raisons nous nous contenterons de l'information sur la température prise sur la face arrière de la puce à l'aide de la sonde thermique. Nous effectuerons par la suite nos mesures EOP après stabilisation de la température.

La figure III.3.3.A.4 représente l'influence thermique du laser continu à 1350 nm sur la puce ISLAND quand la diode KEOPS est hors tension.

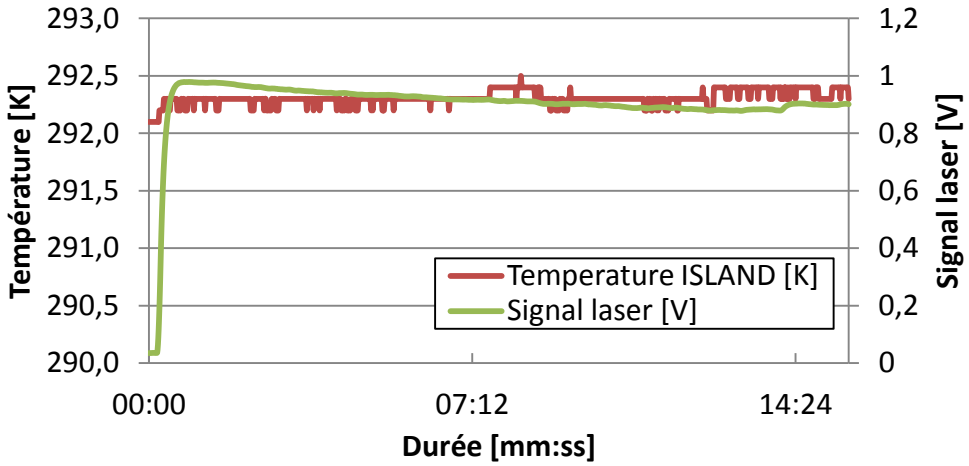


Figure III.3.3.A.4 : *Variation de la température de la surface de la puce ISLAND en fonction du laser continu à 1350 nm de longueur d'onde et 12 mW de puissance.*

A partir de la figure III.3.3.A.4, nous remarquons que la température de la puce reste relativement stable T_{ISLAND} = 292,3 ± 0,2 K. Nous déduisons donc que notre laser n'apporte qu'une faible variation thermique sur notre composant en comparaison de la variation

thermique induite par la polarisation de la diode KEOPS. Le fait que notre laser n'apporte qu'une très faible variation thermique est très important car la technique étudiée est une technique sonde.

La figure III.3.3.A.5 représente l'écart de température mesuré entre la surface de la puce ISLAND (en rouge sur la figure III.3.3.A.5) et le module thermoélectrique. Nous pouvons voir sur la figure III.3.3.A.5 que la différence de température entre le module thermoélectrique et la surface de la puce est plus petite pour les basses températures que pour les hautes températures. Cependant nous notons que la température reste relativement stable après quelques minutes.

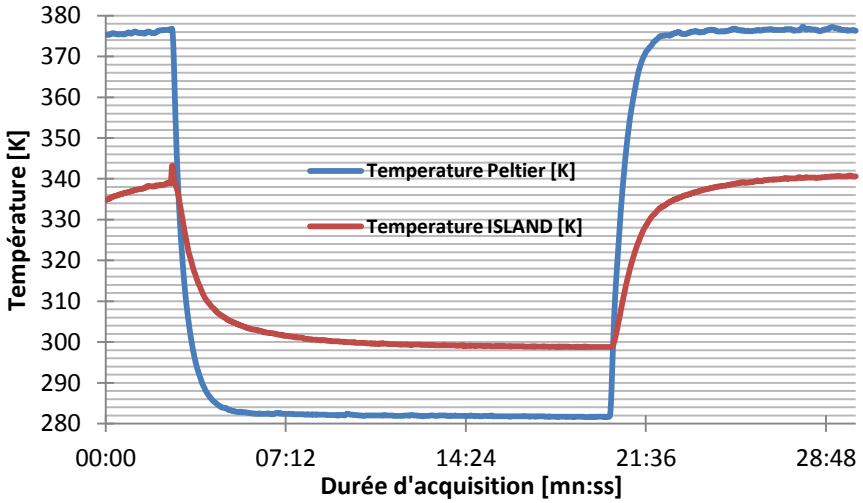


Figure III.3.3.A.5 : *Ecarts de températures entre le module thermoélectrique et la surface de la puce ISLAND.*

Le tableau suivant résume cette différence.

	Basses températures	Hautes températures
ΔT [K] = | $T_{Peltier} - T_{ISLAND}$ |	17,2	35,8

Tableau III.3.3.A.1 : *Différence de température entre le module thermoélectrique et la surface de la puce ISLAND.*

Cette différence de température est indicative sur la dissipation thermique du barreau de cuivre et de la thermo résistance du boitier de la puce ISLAND de notre système.

La deuxième partie des expérimentations est la suivante. Nous avons stabilisé la température de la surface de la puce ISLAND et effectué des mesures réflectométriques pour chaque température en fonction de la tension de polarisation de la diode KEOPS. Les résultats expérimentaux comparés aux résultats de simulations sont présentés sur la figure suivante.

Les résultats expérimentaux montrent une bonne adéquation avec les résultats de simulation. Nous observons effectivement les mêmes phénomènes décrits en simulation. La principale difficulté pour cette mesure réflectométrique en fonction de la température est la défocalisation. En gardant des points de repères pour nos mesures on arrive à outrepasser ce point critique. Le banc mis en place sur la plate-forme ATLAS permet d'effectuer ce genre de mesure avec beaucoup de stabilité dans les résultats.

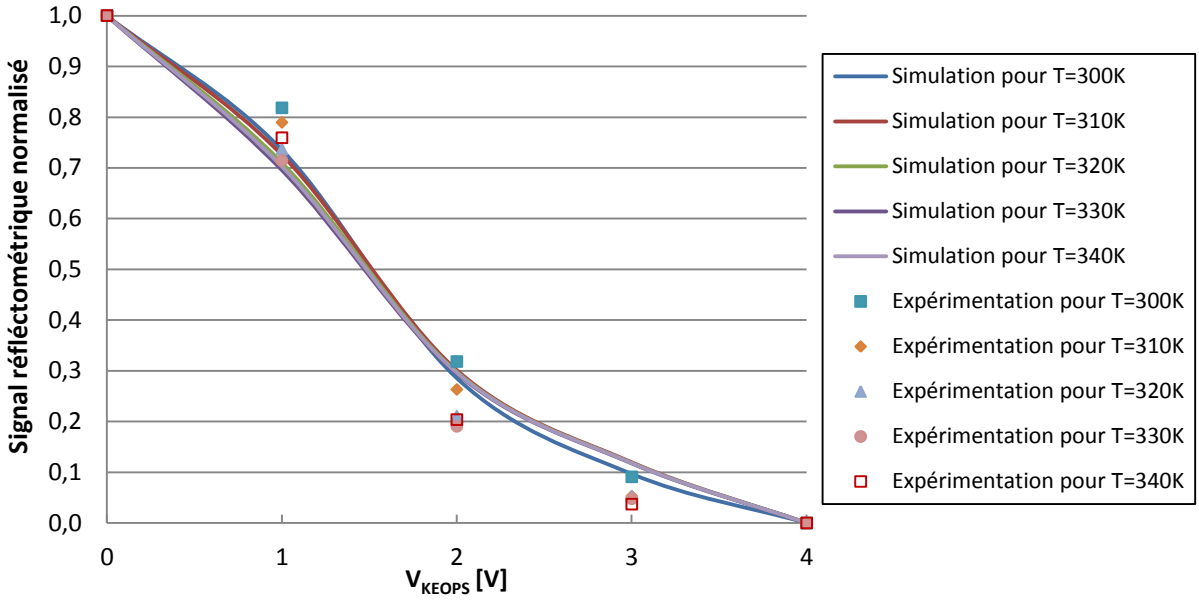


Figure III.3.3.A.6 : *Comparaison des résultats de mesures de l'intensité réfléchie avec les résultats de simulation pour différentes températures en fonction de la tension de polarisation.*

III.3.3.B. Mesures sur les diodes D2 et D3

L'utilisation du simple montage optique du banc de mesure réflectométrique précédent (voir figure III.3.3.1) a vite montré ses limites à détecter les petites variations de signaux des structures plus intégrées que la diode KEOPS. Le montage précédent ne permet pas non plus la détection des faibles variations de signaux lors de la polarisation de la diode en inverse. Pour arriver à mesurer les faibles variations de signaux réfléchis nous avons ajouté au montage précédent une détection synchrone (DS) de chez Stanford Research System, modèle SR830 DSP lock-in amplifier, en aval de la photo diode avalanche. La figure suivante illustre les améliorations apportées au précédent banc de mesure.

La détection synchrone est une technique utilisée pour mesurer les petites variations de signaux même si ces derniers sont noyés dans du bruit [SRS]. Le fonctionnement détaillé de la détection synchrone ne sera pas développé dans ce chapitre. Le montage en figure III.3.3.B.1 permet la détection des légères variations de l'intensité du faisceau laser mesuré

par la photo diode avalanche quand le spot couvre la totalité d'une structure comme la diode D2 ou D3.

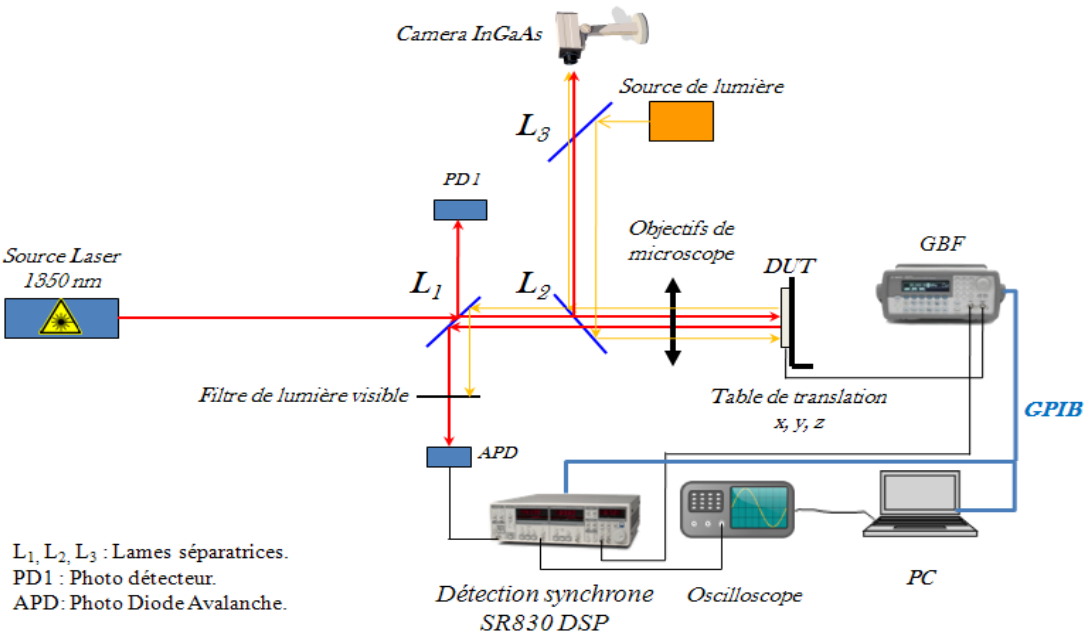


Figure III.3.3.B.1 : *Montage optique du banc de mesure réflectométrique synchrone sur la plate-forme ATLAS.*

i. Calibration de la chaine de détection

Afin de calibrer notre système de mesure, nous avons substitué le signal provenant de la photo diode avalanche (APD) par un signal carré à amplitude et rapport cyclique connu provenant du générateur de basses fréquences (GBF). La configuration de la détection synchrone pour la calibration de la chaine de mesure est la suivante :

- Sensibilité à 200 mV.
- Constante de temps : 1s.
- Filtres: *Line* + *2x Line* activés.
- Aucun déphasage initial.
- Réserve: Normal.

<u>Configuration de l'alimentation</u>

- Polarisation avec un signal carré à amplitude variable à partir du GBF.
- Fréquence de travail: 120 Hz.

Le signal R mesuré par la détection synchrone est présenté dans la figure III.3.3.B.2.

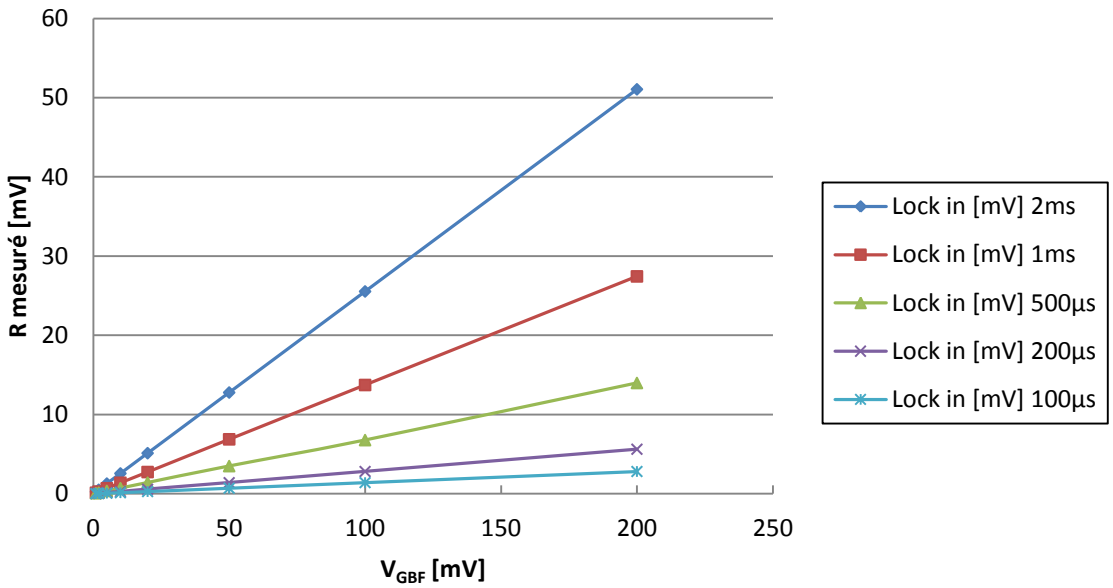


Figure III.3.3.B.2 : *Calibration de la détection synchrone en fonction de la tension délivrée par le GBF comme signal d'entrée pour différentes durées d'impulsions.*

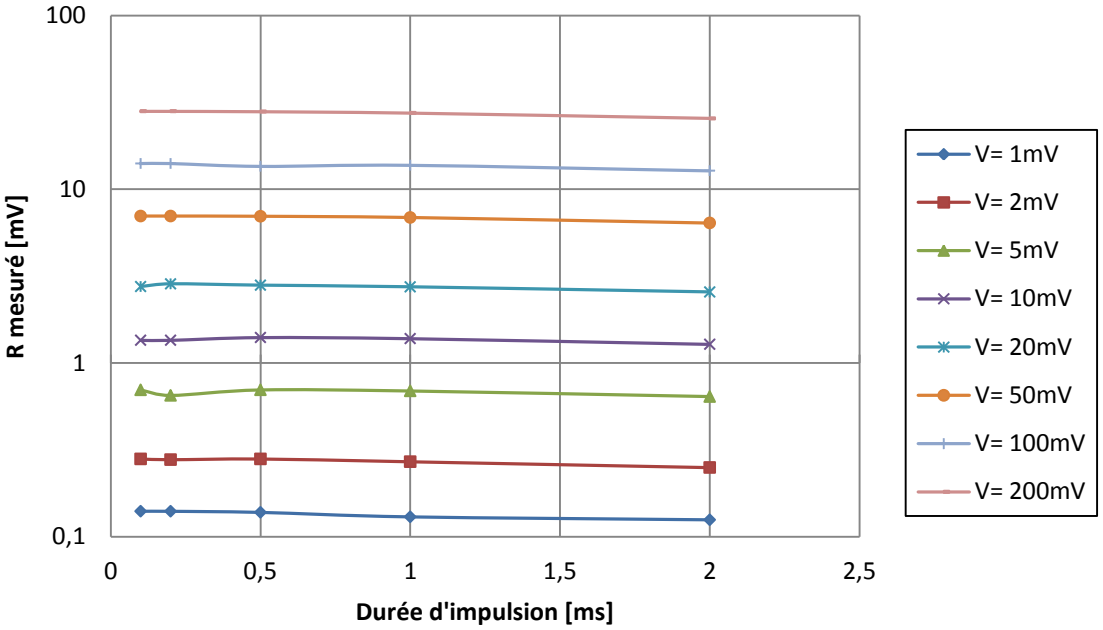


Figure III.3.3.B.3 : *Calibration de la détection synchrone en fonction de la durée d'impulsion délivrée par le GBF comme signal d'entrée pour différentes tensions.*

La détection synchrone permet la mesure des faibles variations de l'intensité du signal réfléchi ΔI_{ref} mesurées par le photo-détecteur (variation de quelques centaines de µV avec une

précision d'environ 20 µV correspondant aux différents bruits provenant de la chaîne de mesure et de l'environnement extérieur).

ii. Mesure en détection synchrone

Pour l'expérimentation suivante, nous avons polarisé la diode D3 avec une tension carrée variable entre 1 et 3,3 V à 500 µs de durée d'impulsion et une fréquence de 120 Hz à T = 291 K. Chaque point de mesure représenté sur la figure III.3.3.B.4 est une moyenne effective sur 100 échantillons de mesure. La photodiode avalanche utilisée possède une bande passante de 150 MHz. La constante de temps prise sur la détection synchrone est de 300 ms et sa sensibilité de 100 µV.

La phase entre notre signal de synchronisation et le signal mesuré par la photodiode avalanche est de -180°. Un tel déphasage se traduit par une baisse du signal réfléchi (voir page 3-1 [SRS]).

Une comparaison du signal EOP mesuré en mode synchrone de la diode D3 avec les résultats de simulation est présentée en figure III.3.3.B.4. Nous comparons, après adaptation des résultats de mesure (prise en compte du déphasage initial et normalisation entre 1 et 3,3 V), les résultats en détection synchrone avec les points de simulation correspondants.

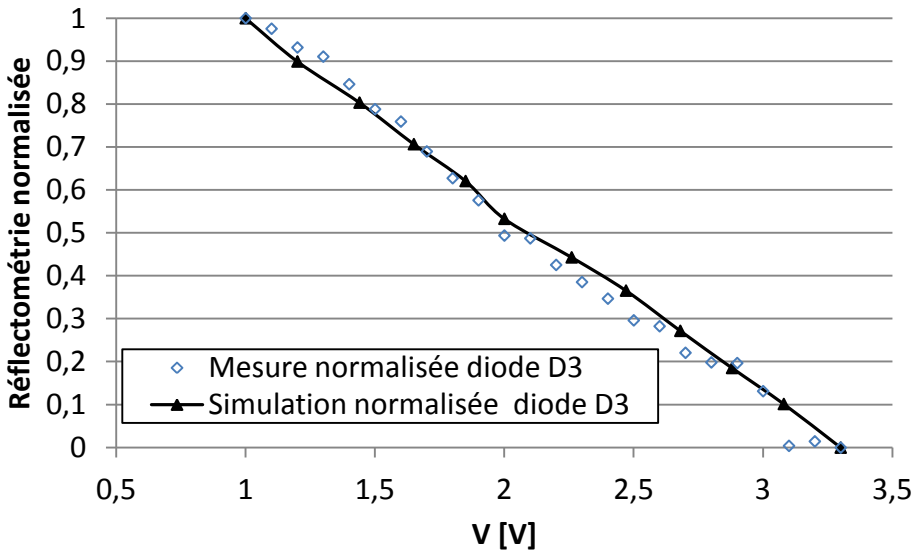


Figure III.3.3.B.4 : *Comparaison entre la mesure synchrone normalisée et la simulation normalisée de la diode D3.*

Nous pouvons voir sur la figure III.3.3.B.4 que la simulation et la mesure normalisée suivent la même tendance pour une tension d'alimentation en direct de la diode D3 entre 1 V

et 3,3 V. Nous arrivons également à mesurer une variation du signal EOP provenant de la diode D3 grâce à la détection synchrone de l'ordre de 335 µV.

La figure suivante représente une comparaison entre les mesures réflectométriques de la diode KEOPS avec et sans détection synchrone et les résultats de simulation.

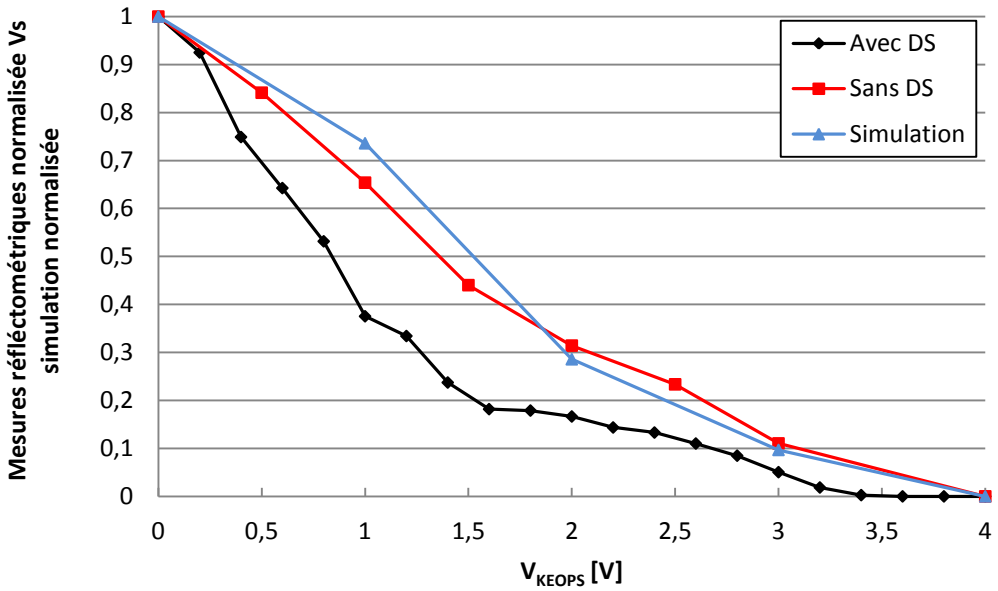


Figure III.3.3.B.5 : *Mesure de la valeur absolue de l'atténuation de l'intensité du faisceau laser réfléchi par la diode KEOPS.*

A partir de la figure III.3.3.B.5 nous remarquons que les courbes de mesures avec et sans détection synchrone suivent la même tendance que la courbe de simulation. Cependant on note une différence entre la mesure avec détection synchrone et la mesure sans détection synchrone. Cette différence est probablement due à l'utilisation de deux chaînes de mesure distinctes.

La variation des valeurs mesurées sur la diode KEOPS est de l'ordre du Volt et la variation des valeurs mesurées sur la diode D3 est de l'ordre de la centaine de µV. La détection synchrone montre son avantage dans ce dernier cas de figure et son importance dans la mesure de faibles variations du faisceau laser réfléchi par les structures sondées.

La détection synchrone sur la mesure réflectométrique des deux diodes (KEOPS et la diode D3) en polarisation inverse ne montre aucune variation notable. Le signal reste noyé dans le bruit qui est de l'ordre de 40 µV.

Pour l'expérimentation suivante, nous avons polarisé en direct la diode D2 avec une tension carrée variable entre 0,9 et 3,3 V de 500 µs de durée d'impulsion à une fréquence de

480 Hz et T = 291 K. Chaque point de mesure représenté sur la figure III.3.3.B.6 est une moyenne de 100 échantillons de mesure. La photodiode avalanche utilisée possède une bande passante de 150 MHz. La constante de temps prise sur la détection synchrone est de 300 ms et sa sensibilité de 100 µV.

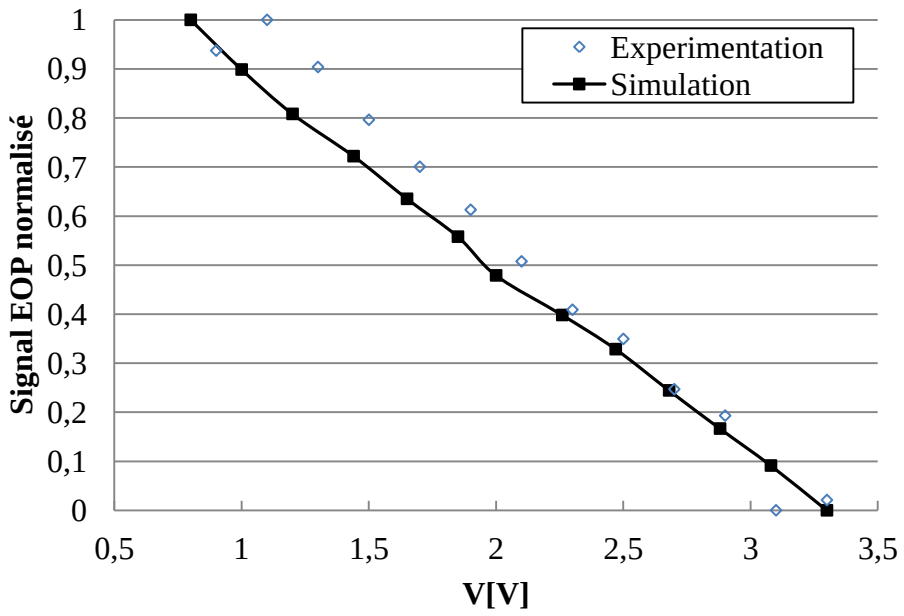


Figure III.3.3.B.6 : *Comparaison entre la mesure synchrone normalisée et la simulation normalisée de la diode D2.*

Sur la figure III.3.3.B.6 nous remarquons que nous avons une bonne adéquation entre les résultats de simulation et les résultats expérimentaux et que le signal EOP provenant de la diode D2 décroit comme prévu en fonction de la tension de polarisation de la diode.

Afin d'optimiser les mesures sur les structures plus complexes, nous avons effectué une étude sur les paramètres optimaux d'alimentation de nos structures et de la détection synchrone. La figure suivante présente les résultats de mesures après prise en compte du déphasage initial de 180° sur la diode D2 avec la détection synchrone.

Les figures III.3.3.B.7 et III.3.3.B.8 montrent la variation du signal EOP en fonction de la tension de polarisation pour différentes durées des impulsions d'alimentation à différentes fréquences. Nous remarquons sur ces deux figures que nous avons un meilleur signal pour de longues durées d'impulsion. Une impulsion plus longue est synonyme de temps d'échauffement plus long également ce qui nous contraint à choisir de courtes durées d'impulsion.

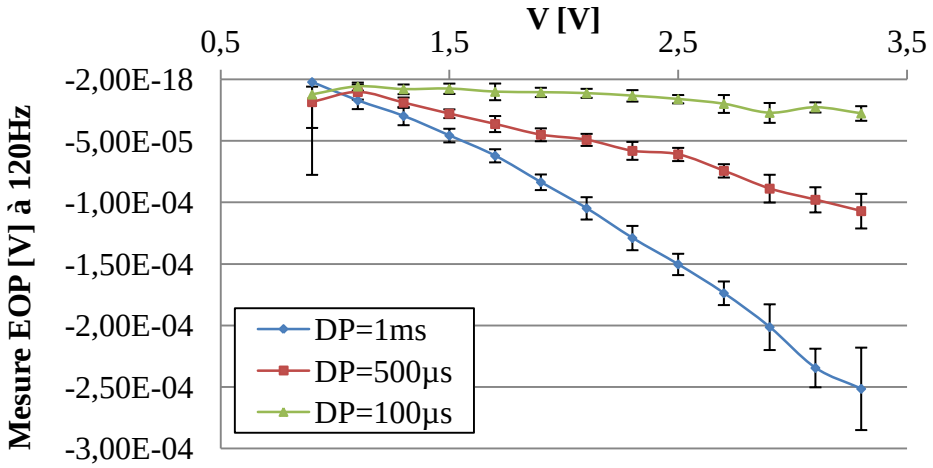


Figure III.3.3.B.7 : *Mesure du Signal EOP de la diode D2 en fonction de la tension d'alimentation à 120 Hz pour différentes durées d'impulsion.*

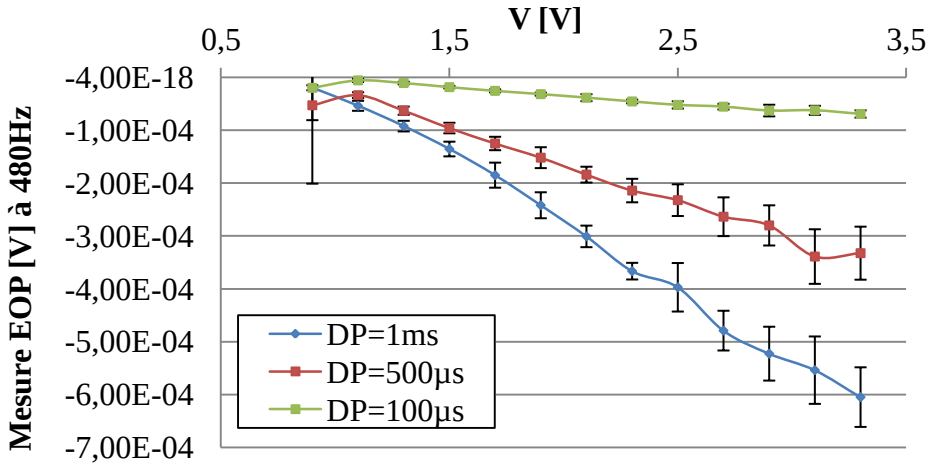


Figure III.3.3.B.8 : *Mesure du Signal EOP de la diode D2 en fonction de la tension d'alimentation à 480 Hz pour différentes durées d'impulsion*

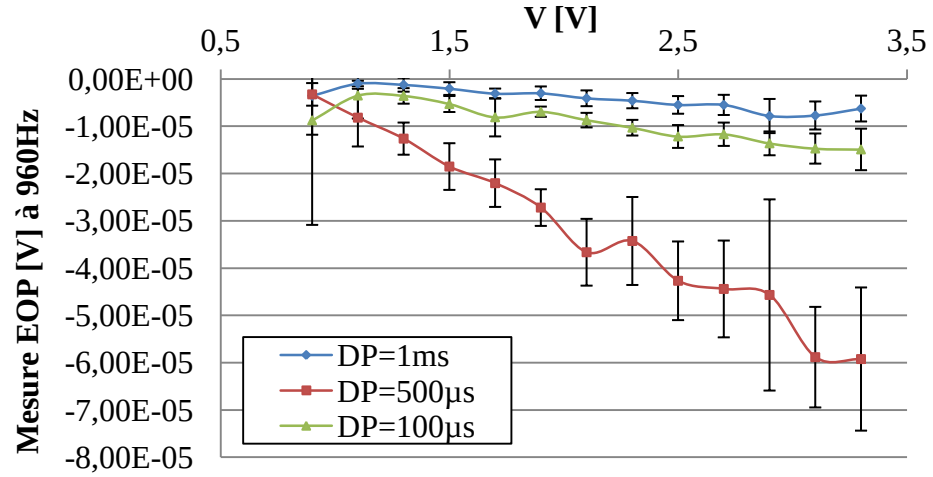


Figure III.3.3.B.9 : *Mesure du Signal EOP de la diode D2 en fonction de la tension d'alimentation à 960 Hz pour différentes durées d'impulsion*

On remarque sur la figure à 960 Hz (figure III.3.3.B.9) que la mesure du signal EOP de la diode D2 est moins stable que pour les mesures du signal EOP de la diode D2 à 120 Hz ou 480 Hz car les durées d'impulsions deviennent plus importantes pour une fréquence de 960Hz et l'échauffement électrothermique est plus important et induit des perturbations dans notre chaine de mesure. Nous éviterons de travailler autour des fréquences au alentour du kHz et nous choisirons plus d'effectuer les mesures EOP sur les structures plus complexes à 480 Hz avec une durée d'impulsion de 500 µs. Ce choix de fréquence vient du fait qu'à cette fréquence, les effets thermiques sont moins importants que pour 120 Hz.

III.4. Conclusion du chapitre III

L'analyse des circuits intégrés par laser en mode sonde repose sur l'étude de la modulation du faisceau laser incident et réfléchi par les zones actives des structures élémentaires. A partir de l'étude sur les différents paramètres modulant le faisceau laser, nous avons pu mettre en évidence les principaux paramètres jouant un rôle dans l'interaction laser semiconducteur. L'influence de l'environnement interne et externe dans une mesure réfléctométrique est difficile à isoler quand tous les paramètres varient en même temps. Nous nous sommes basé sur des modèles physiques préexistants, que nous avons modifiés pour une meilleure adéquation avec les mesures expérimentales. Dans notre démarche, nous nous sommes aidé d'outils de simulation et de calcul puissants pour un gain de temps et de fiabilité considérable.

Une approche thermique fut également menée afin de répondre à la question : quel effet a la température sur une mesure réflectométrique ?

Plusieurs expérimentations ont été menées sur une structure simple de type diode et les résultats obtenus ont une bonne adéquation avec les résultats de simulation.

A partir des connaissances acquises au cours des premiers chapitres, nous allons procéder à une étude EOP sur des structures plus complexes comme des transistors MOS et bipolaires et des portes logiques. Nous nous servirons des mêmes outils pour les simulations et les expérimentations.

Chapitre IV : Simulations et expérimentations sur structures complexes

Chapitre IV : Simulations et expérimentations EOP sur structures complexes

IV.1. Introduction

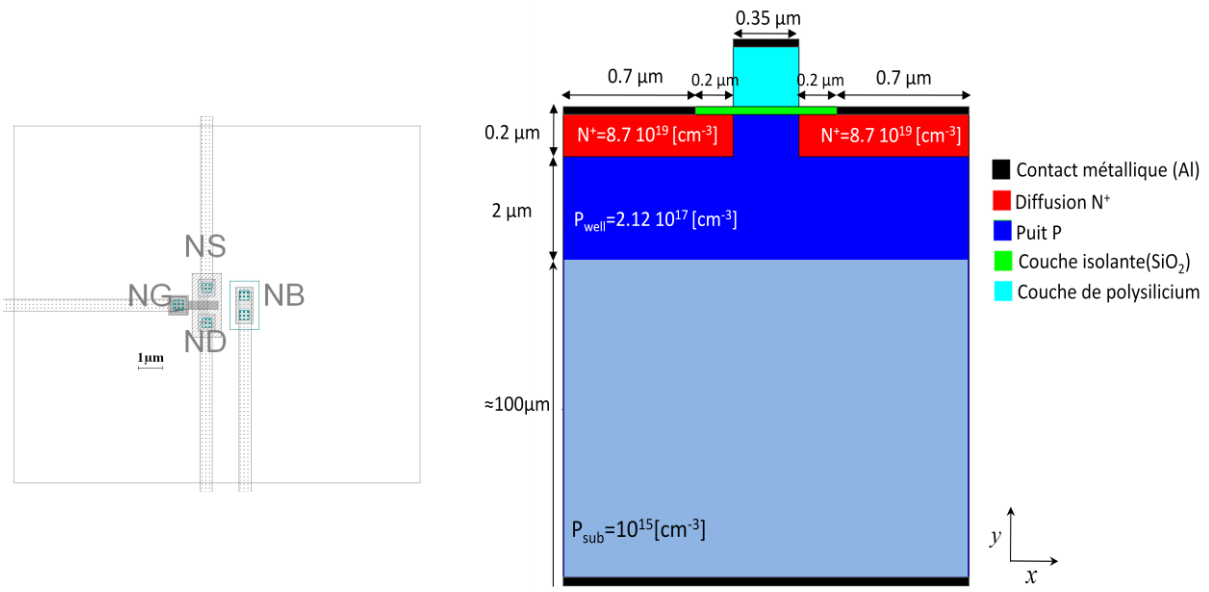
Nous avons étudié dans les chapitres précédents les différents paramètres physiques et optiques pouvant modifier l'intensité d'un faisceau laser à travers plusieurs couches d'un circuit intégré. A partir de ces paramètres, nous avons établi un modèle mathématique décrivant la variation du rapport de l'intensité du faisceau laser réfléchi sur l'intensité du faisceau laser incident que nous avons appliqué sur des structures microélectroniques basiques. Ce modèle mathématique intègre les résultats des simulations TCAD des structures étudiées mais également les différents modèles physiques affinés dans le chapitre II. L'aspect thermique est également pris en compte. Dans ce chapitre nous allons étendre l'étude à des structures plus complexes comme des transistors MOS, des transistors bipolaires, des inverseurs, des chaines de portes logiques et des structures analogiques comme des Amplificateurs Opérationnels.

IV.2. Simulation sur transistor élémentaire MOSFET

Les transistors MOS testés sont intégrés sur la puce ISLAND (technologie AMS 0,35 µm HBT BiCMOS) présentée dans le chapitre précédent leurs tension de seuil est de 0,8V. Les différentes données technologiques connues à propos de ces transistors sont :

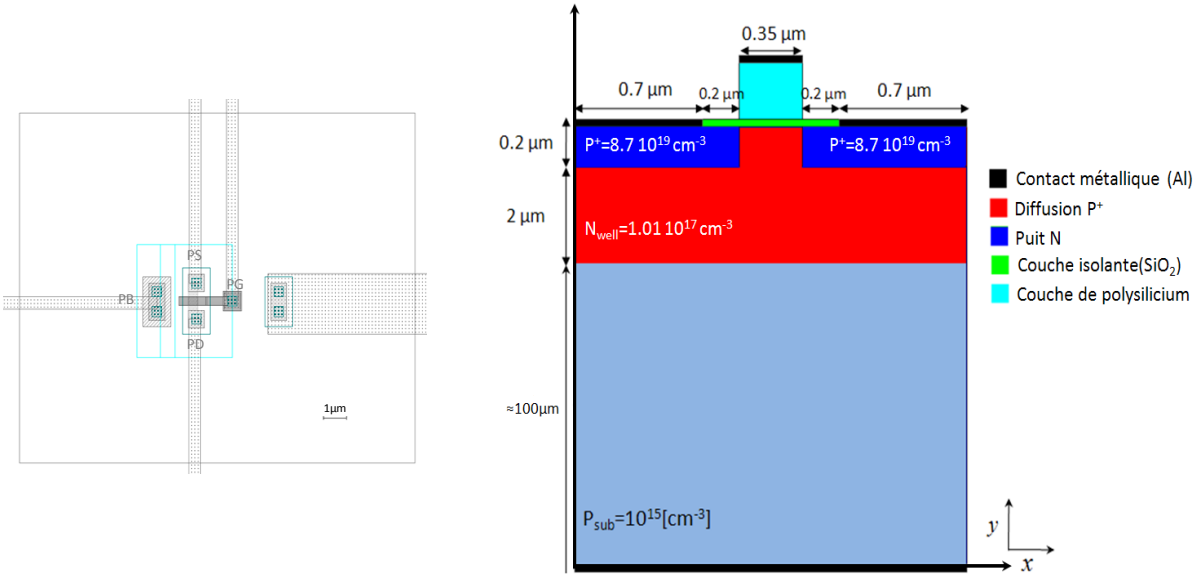
- Caractéristiques de dopage:
  - Transistor NMOSFET :
  - Dopages : $N^+ = 8{,}7\ 10^{19}\ cm^{-3}$, $P_{well} = 2.12\ 10^{17} cm^{-3}$, $P_{sub} = 10^{15}\ cm^{-3}$.
  - Transistor PMOSFET :
  - Dopages : $P^+ = 8{,}7\ 10^{19}\ cm^{-3}$, $N_{well} = 1.01\ 10^{17} cm^{-3}$, $P_{sub} = 10^{15}\ cm^{-3}$.

Les figures IV.2.1 et IV.2.2 présentent les transistors étudiés (layout et coupe verticale).



-a- *-b-*

Figure IV.2.1 : *Transistor NMOSFET du véhicule de test ISLAND. a - Layout du transistor. b - Coupe verticale du transistor.*



-a- *-b-*

Figure IV.2.2 : *Transistor PMOSFET du véhicule de test ISLAND. a - Layout du transistor. b - Coupe verticale du transistor.*

Dans ce qui suit, des simulations d'une analyse par technique laser sonde sur transistors NMOS et PMOS sont présentées. Nous avons utilisé exactement les mêmes modèles précédemment utilisés dans le chapitre III.

IV.2.1. Cas où le diamètre du faisceau laser est très petit

Nous entendons par laser « très petit », un faisceau dont la section minimale est inférieure à 0,35 µm. Cette faible section du spot laser permet de simuler individuellement les réponses du drain, de la source et du canal. Nous présentons des simulations pour une arrivée du faisceau laser sous le contact de source (position S sur la figure IV.2.1.1), de grille (position G sur la figure IV.2.1.1) et de drain (position D sur la figure IV.2.1.1) pour différents modes de polarisation des transistors.

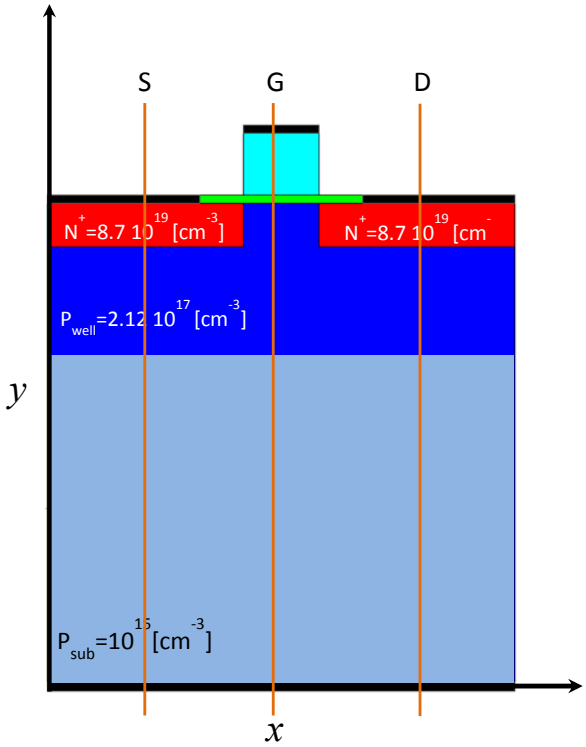


Figure IV.2.1.1 : *Différentes trajectoires du faisceau laser sous les contacts d'un transistor NMOS.*

La première étude porte sur la variation du rapport de l'intensité du faisceau laser réfléchi (I_{ref}) sur l'intensité du faisceau laser incident (I_{inc}) pour un petit spot laser à une température de 300 K sous les 3 contacts des transistors NMOS et PMOS.

IV.2.1.A. Simulation sur NMOS

Les figures IV.2.1.A.1-a, IV.2.1.A.1-b et IV.2.1.A.1-c représentent le rapport I_{ref} / I_{inc} calculé sous « Scilab » à partir des résultats de simulation de la distribution de la densité des porteurs des outils TCAD.

Les figures IV.2.1.A.1-a et IV.2.1.A.1-c sont très ressemblantes, ce qui laisse à supposer que l'origine des variations du signal réfléchi est la même sous la source et sous le

drain. En effet, les deux sont identiques d'un point de vue structurel et positionnés de façon symétrique par rapport à la grille. Dans ce cas, nous pouvons constater une décroissance du signal réfléchi quand la tension V_{GS} augmente. Cette décroissance est principalement due à l'augmentation du coefficient d'absorption par porteurs libres (voir figures IV.2.1.A.2-a et c). D'un autre côté, l'indice de réfraction le long de la trajectoire n'est pas sensible à la variation de V_{GS} (voir figures IV.2.1.A.3-a et c).

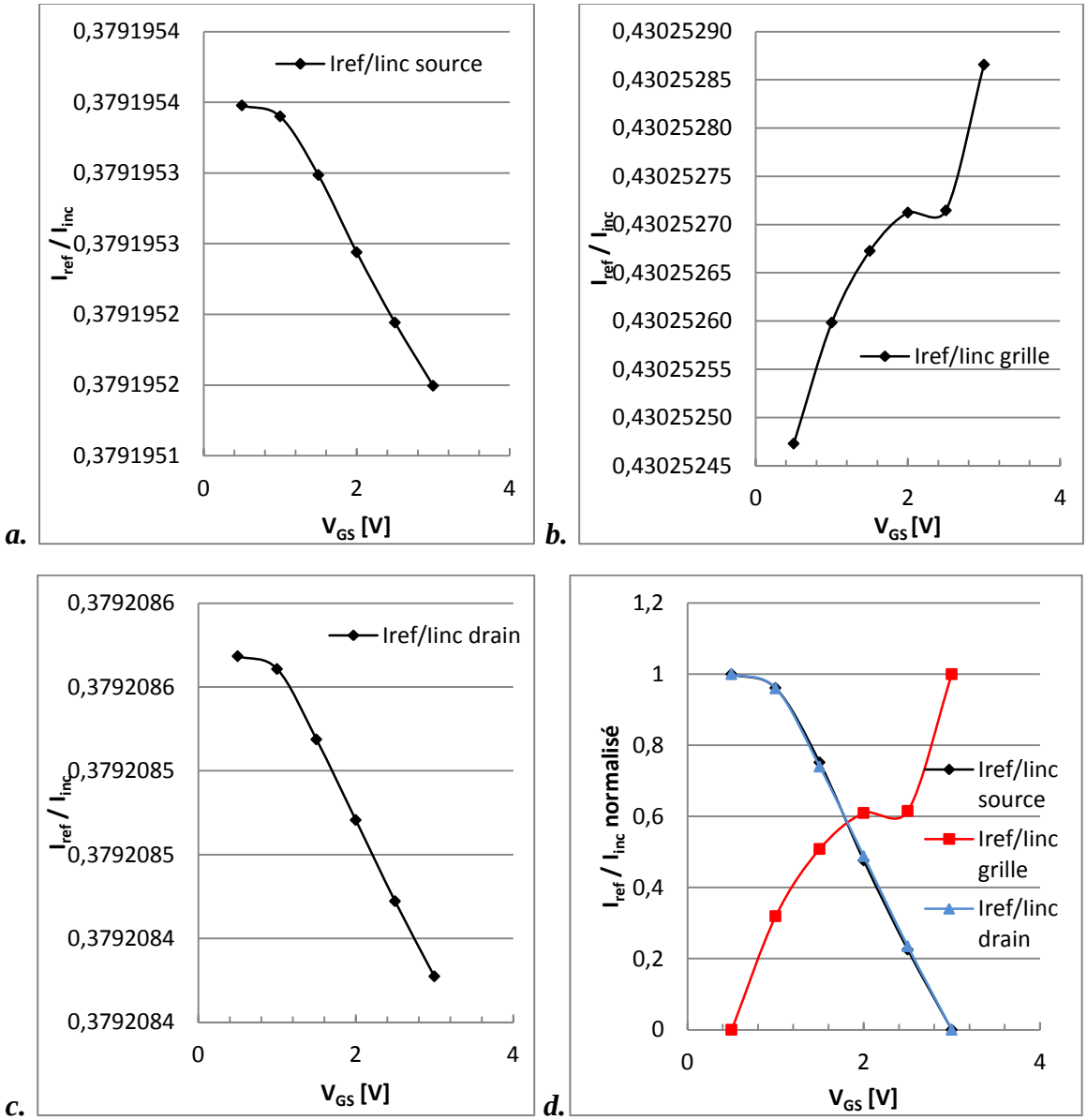


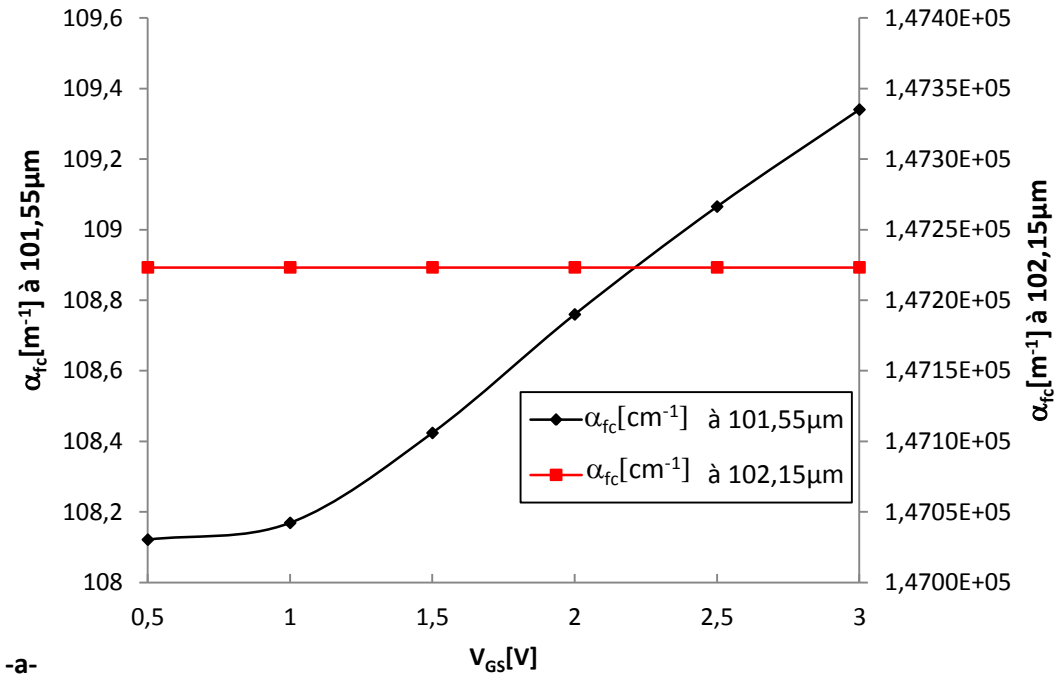
Figure IV.2.1.A.1 : *Rapport I_{ref} / I_{inc} en fonction de V_{GS} pour un V_{DS} = 3 V, une longueur d'onde de 1350 nm à température ambiante.*

a. Sous le contact de source. b. Sous la grille. c. Sous le contact de drain. d. Rapport normalisé sous le drain, la grille et la source.

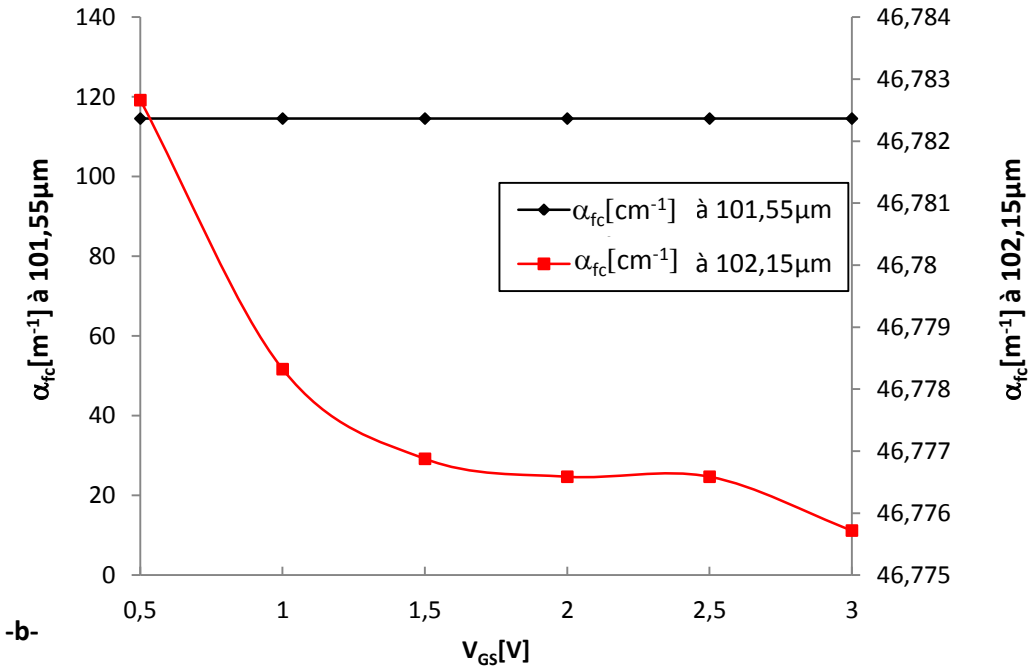
La figure IV.2.1.A.1-b montre un comportement diamétralement différent. L'intensité du signal réfléchi augmente en fonction de V_{GS} quand le faisceau sonde arrive sous la grille.

Nous pouvons tout d'abord remarquer que l'intensité du signal réfléchi est plus importante que celle correspondant à une arrivée du faisceau sous le drain ou la source, la raison est que l'absorption par porteurs libres est moins forte sous la grille en l'absence des diffusions de drain et de source (voir figure IV.2.1.A.2-b). La croissance de la courbe semble de nouveau être principalement due à la variation du coefficient d'absorption par porteurs libres en fonction de V_{GS}. La figure IV.2.1A.2-b montre qu'il a tendance à décroitre quand V_{GS} augmente. Nous pouvons lier cette tendance à l'établissement du canal sous la grille. La figure IV.2.1.A.3-b montre une relative insensibilité du coefficient de réfraction aux variations de V_{GS} pour une arrivée du faisceau sous la grille.

Les figures IV.2.1.A.2-a-, -b- et -c- représentent la variation du coefficient d'absorption par porteurs libres à une distance de 101,55 µm (dans le puits) et 102,15 µm (dans la diffusion de drain/source) sur l'axe y en fonction de V_{GS} (pour V_{DS} = 3 V) à température ambiante.



-a-



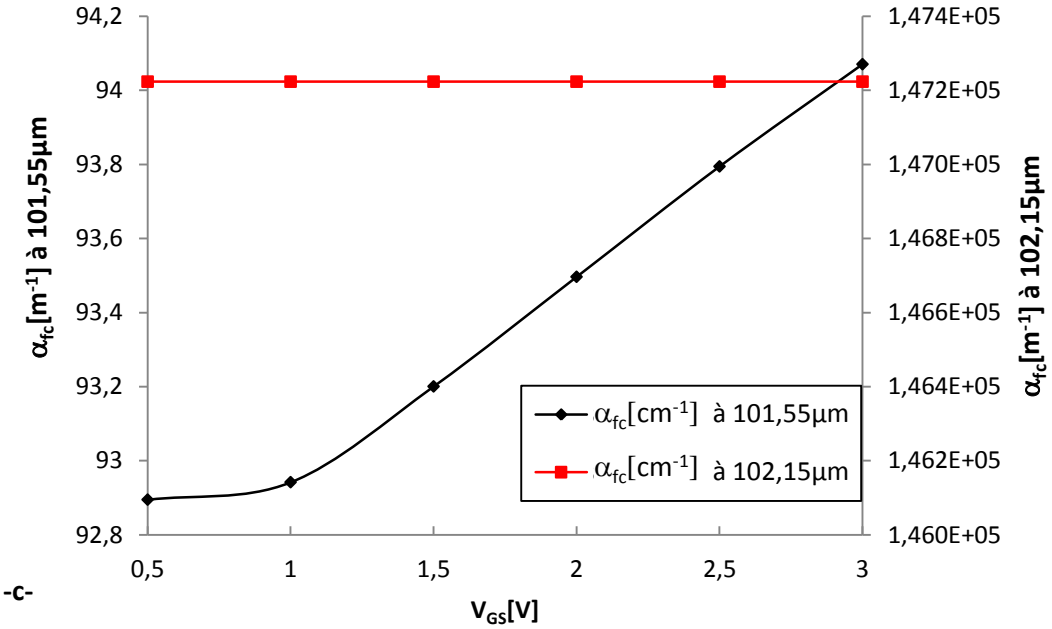
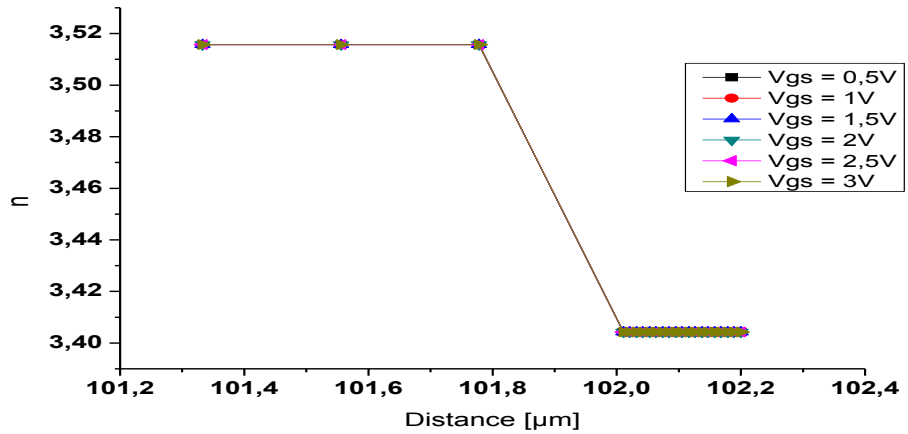
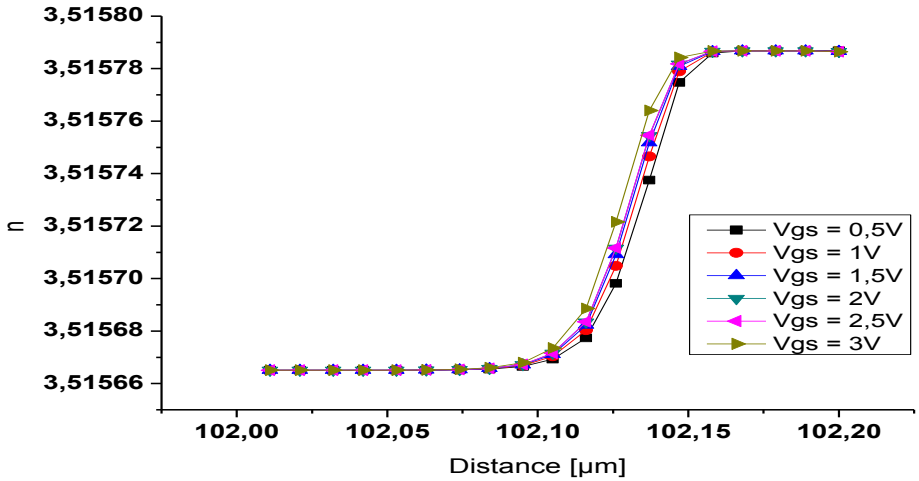


Figure IV.2.1.A.2 : *Coefficient d'absorption par porteurs libres à 101,55µm et 102,15 µm en y du NMOSFET en fonction de la tension de polarisation V_{GS} quand V_{DS}=3V, pour λ=1350 nm et T=300 K. a. Sous le contact de source. b. Sous la grille. c. Sous le contact de drain.*

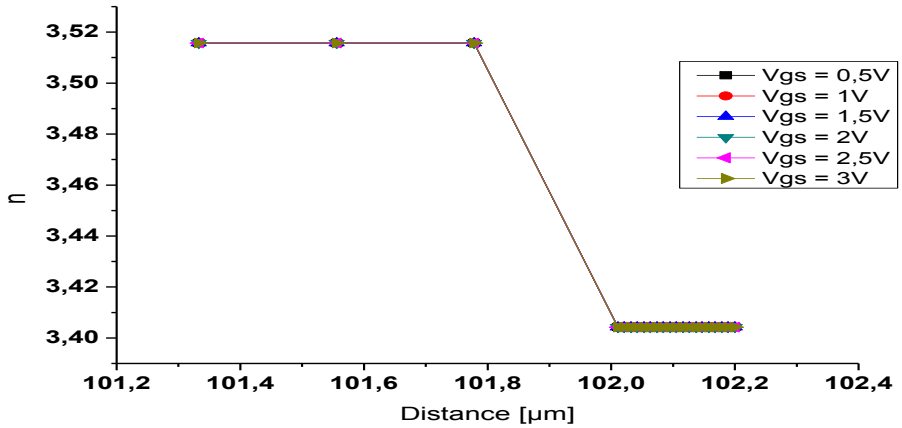
Les figures suivantes représentent la variation de l'indice de réfraction en fonction de la distance (selon l'axe y) pour différents V_{GS} (V_{DS} = 3 V) à température ambiante.



-a-



-b-



-c-

Figure IV.2.1.A.3 : *Indice de réfraction le long des coupes S, G et D du NMOSFET pour différentes tensions de polarisation V_{GS} quand V_{DS} = 3 V, λ=1350 nm et T=300 K.*

a- Sous le contact de source, b-. Sous la grille et c-Sous le contact de drain.

IV.2.1.B. Simulation sur PMOS

Les figures IV.2.1.B.1-a, b et c représentent le rapport I_{ref} / I_{inc} calculé pour le transistor PMOS. Tout comme dans le cas du NMOS, on retrouve une forte ressemblance entre l'évolution de l'intensité du faisceau réfléchi quand le faisceau arrive sous la source et sous le drain. La décroissance observée dans ces deux cas est liée à l'évolution du coefficient d'absorption par porteurs libres (voir figures IV.2.1.B.2-a et c), l'indice de réfraction étant de nouveau insensible à V_{GS} (voir figures IV.2.1.B.3-a et c).

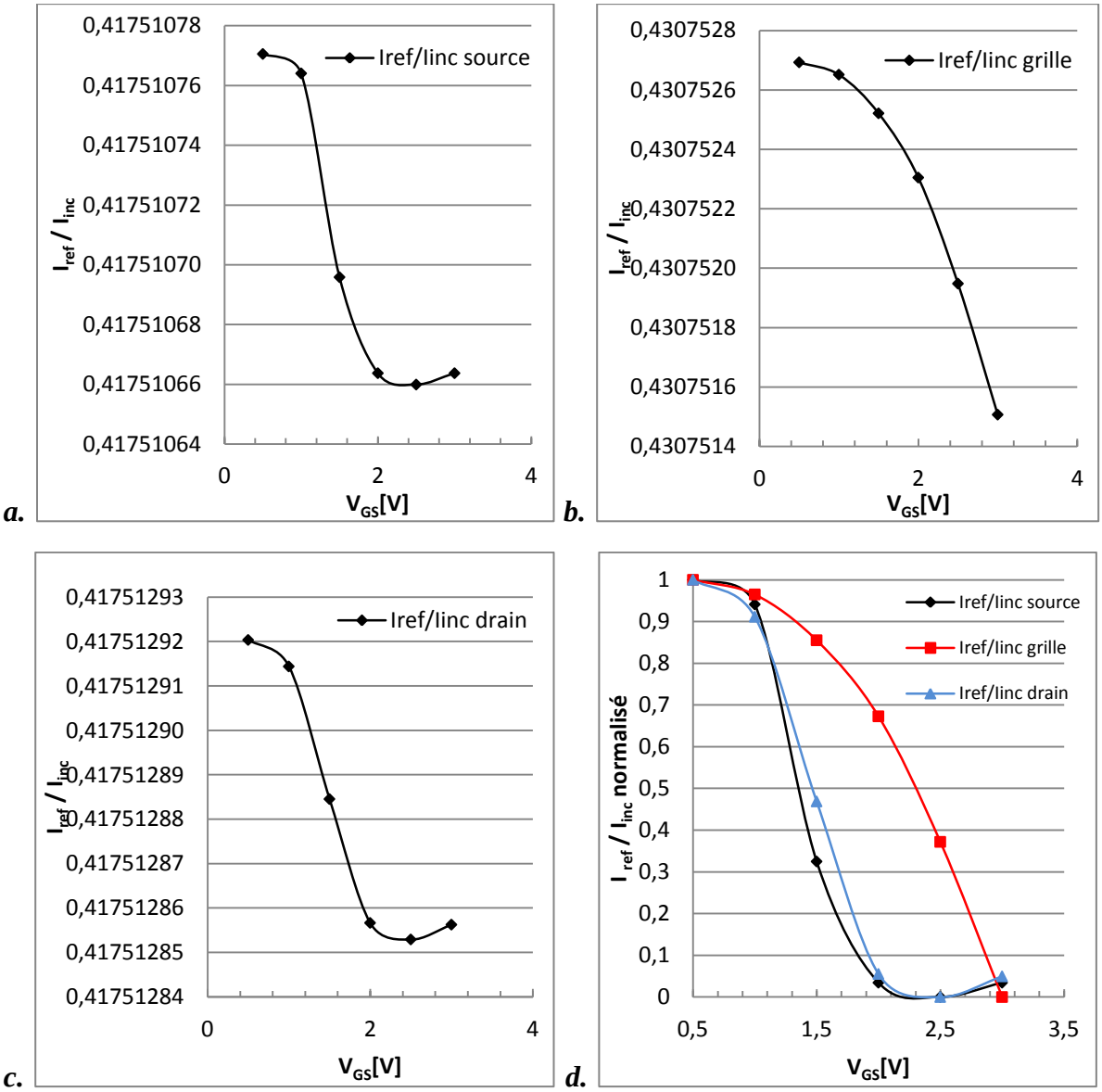
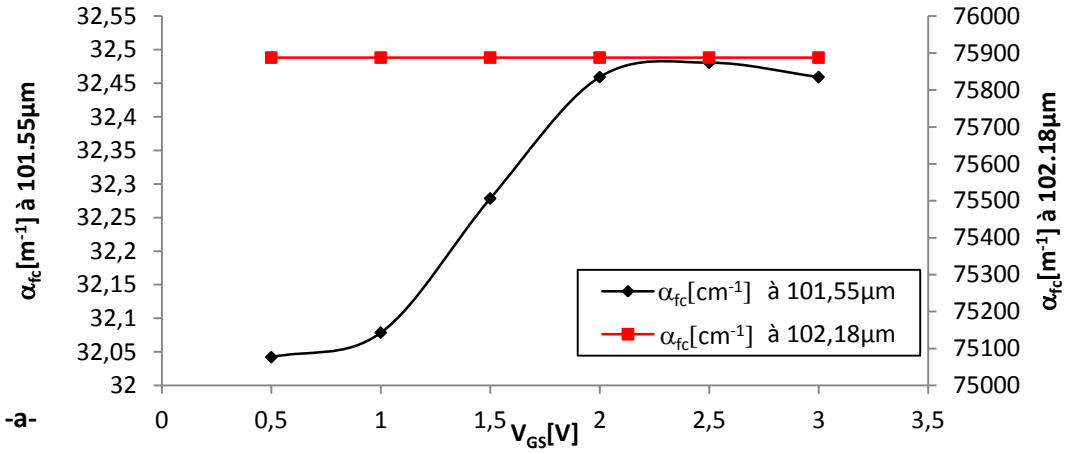
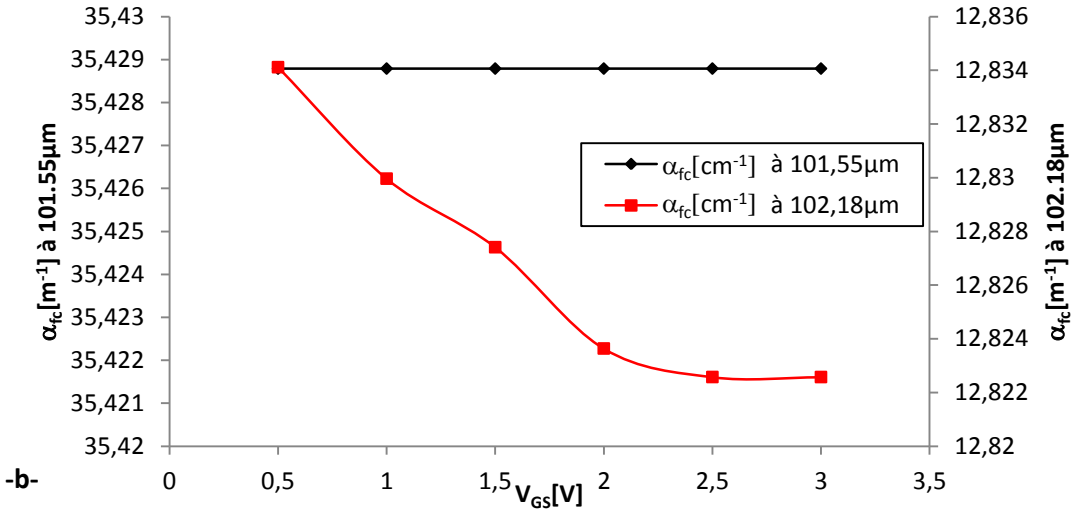


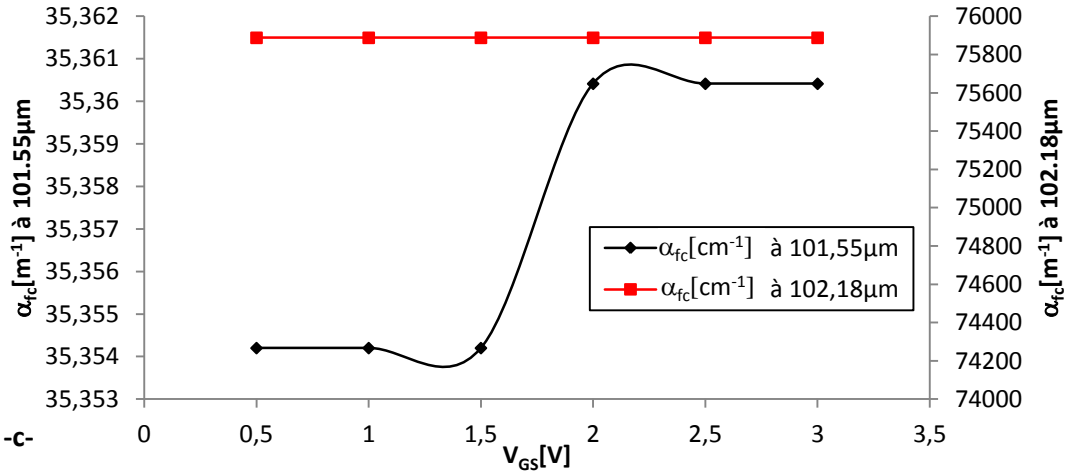
Figure IV.2.1.B.1 : *Rapport I_{ref}/ I_{inc} en fonction de V_{GS} quand V_{DS} = -3 V, une longueur d'onde de 1350 nm à température ambiante.*
a. Sous le contact de source. b. Sous la grille. c. Sous le contact de drain. d. Rapport normalisé sous le drain, la grille et la source.

Quand le faisceau arrive sous la grille, l'intensité réfléchie est décroissante en fonction de V_{GS} (voir figure IV.2.1.B.1-b). Ce comportement est différent de ce qui a été obtenu sous la grille du transistor NMOS. (Figure IV.2.1.A.2-b). Pourtant le coefficient d'absorption par porteurs libres est décroissant en fonction de V_{GS} (voir figure IV.2.1.B.2-b). La décroissance de l'intensité réfléchie est donc beaucoup moins explicable. Compte tenu du manque d'information sur les structures étudiées, les résultats obtenus sous TCAD présentent donc une limite dans leur utilisation pour la compréhension des phénomènes.

Les figures suivantes représentent la variation du coefficient d'absorption par porteurs libres à une distance de 101,55 µm (dans le puits) et 102,18 µm (dans la diffusion de drain/source) sur l'axe y en fonction de V_{GS} (pour V_{DS} = -3 V) à température ambiante.



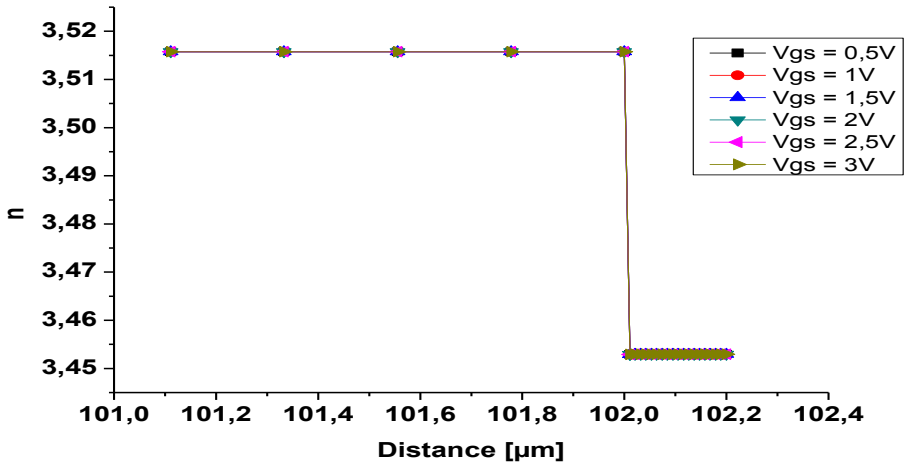




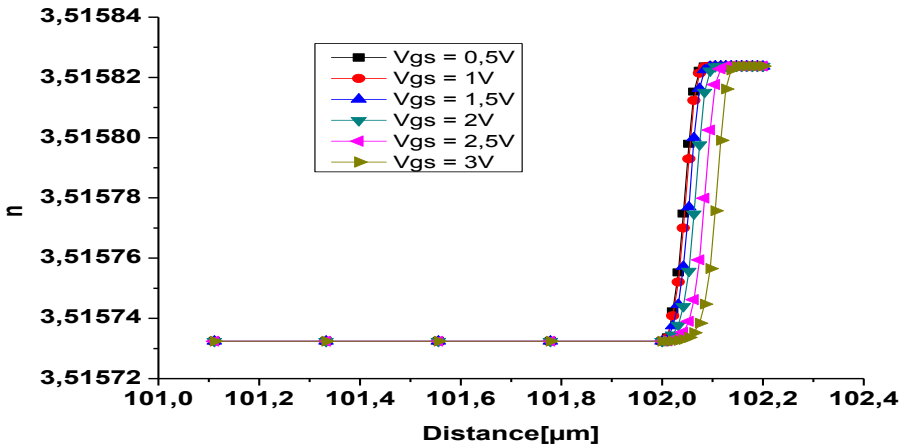
-c-

Figure IV.2.1.B.2 : *Coefficient d'absorption par porteurs libres à 101,55µm et 102.18 µm en y du PMOSFET en fonction de la tension de polarisation VGS quand V_{DS} = -3 V pour λ = 1350 nm et T = 300 K.*
a. Sous le contact de source. b. Sous la grille. c. Sous le contact de drain.

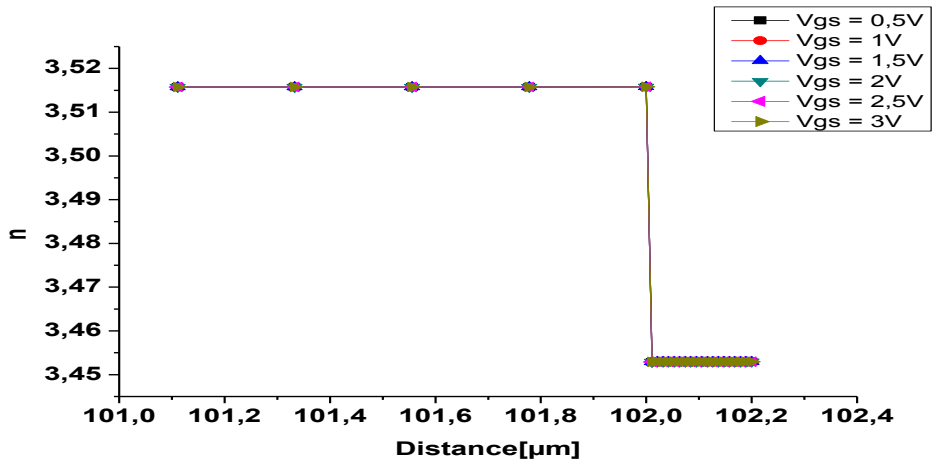
Les figures suivantes représentent la variation de l'indice de réfraction en fonction de la distance suivant l'axe y pour différents V_{GS} (pour V_{DS} = -3 V) à température ambiante.



-a-



-b-



-c-

Figure IV.2.1.B.3 : *Indice de réfraction le long des coupes S, G et D du PMOSFET pour différentes tensions de polarisation V_{GS} quand V_{SD} = 3 V, λ = 1350 nm et T = 300 K.*

a. Sous le contact de source. b. Sous la grille. c. Sous le contact de drain.

IV.2.2. Cas où le diamètre du faisceau laser est grand devant la longueur de canal

Nous considérons un spot laser plus large que notre structure simulée. Le diamètre du spot laser simulé est de 6 µm. Dans ce cas, il ne s'agit donc plus de sonder individuellement drain, source et canal mais l'intégralité du transistor. Cette situation est beaucoup plus proche de la réalité expérimentale.

Les figures IV.2.2.1 et IV.2.2.2 représentent respectivement le rapport I_{ref} / I_{inc} dans le cas de l'analyse d'un transistor NMOS et d'un transistor PMOS, couvert par un spot laser beaucoup plus large.

Nous pouvons tout d'abord constater que le rapport I_{ref} / I_{inc} est au moins 25 fois plus faible que dans le cas du petit faisceau. Cette tendance a déjà été observée au cours de simulations effectuées sur les diodes dans le chapitre précédent. Une telle différence s'explique par l'absorption des parties non métalliques autour du transistor qui font que le faisceau réfléchi soit beaucoup moins intense que pour un petit spot laser.

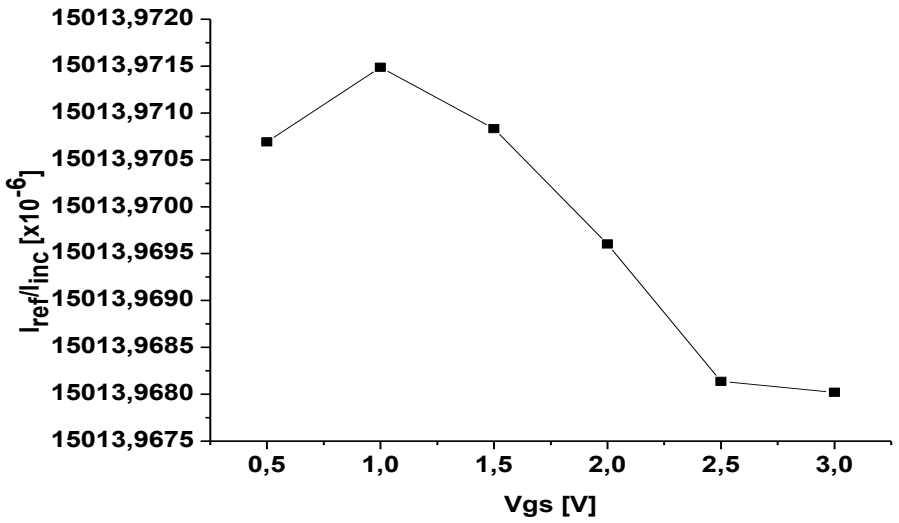


Figure IV.2.2.1 : *Rapport I_{ref}/ I_{inc} du NMOSFET pour un large spot en fonction de V_{GS} quand V_{SD} = 3 V à température ambiante.*

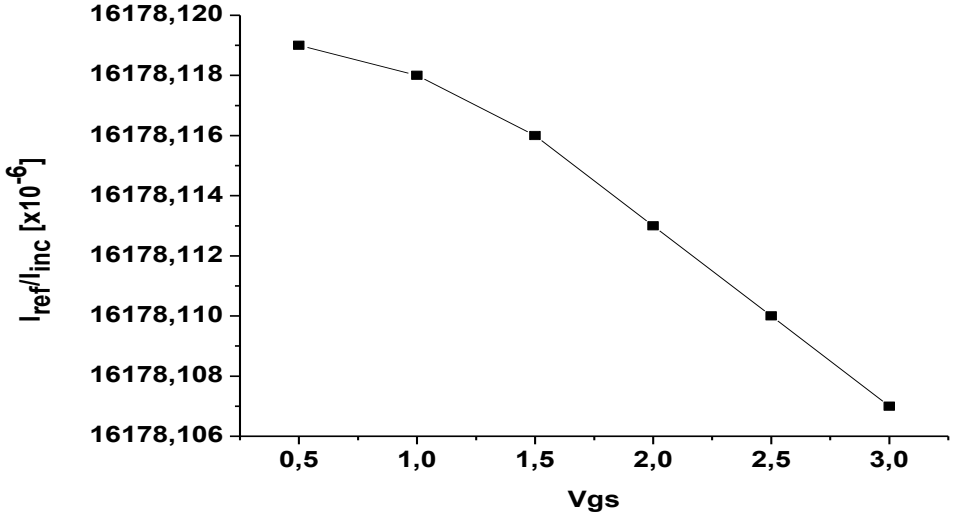


Figure IV.2.2.2 : *Rapport I_{ref}/ I_{inc} du PMOSFET pour un large spot de 6 µm de diamètre en fonction de V_{GS} quand V_{SD} = 3 V à température ambiante.*

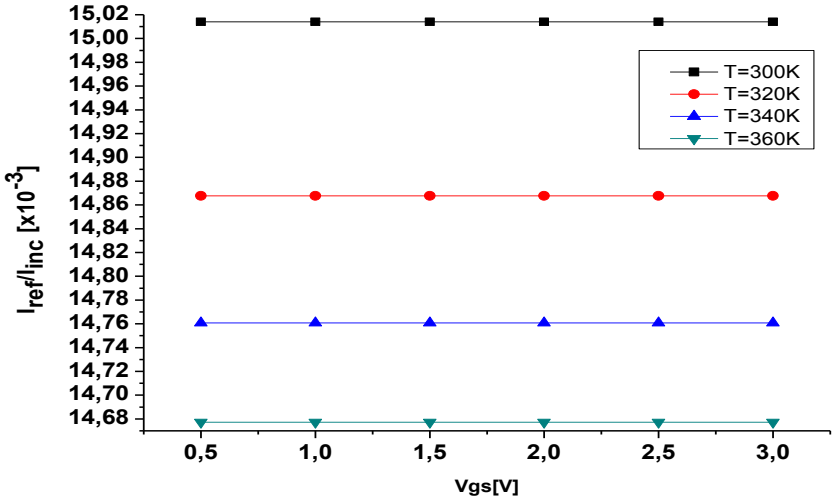
Pour les deux types de transistor, l'intensité du faisceau réfléchi tend à décroitre en fonction de V_{GS}. Ce comportement est similaire à celui des figures IV.2.1.A.1-b et c et des figures IV.2.1.B.1-b et c. Il semble donc que les contributions de la source et du drain dominent le signal réfléchi. C'est cohérent avec le fait que ces deux éléments occupent une surface quatre fois plus grande que celle du canal. La réponse du canal se trouve donc noyée à cause de la taille du faisceau.

On peut enfin remarquer que la décroissance du signal réfléchi est un peu plus prononcée pour le transistor PMOS que pour le NMOS.

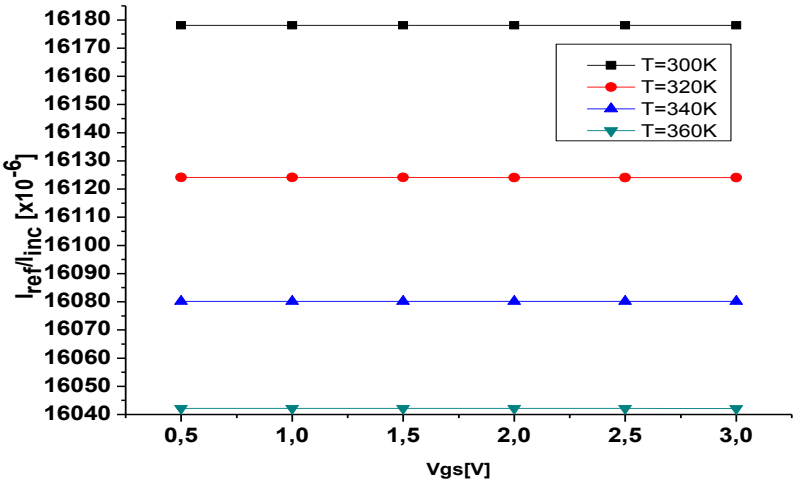
IV.2.3. Effets de la température sur une mesure EOP

Dans ce paragraphe, nous allons aborder la simulation de l'effet de la température sur une analyse réflectométrique. La température est un paramètre extérieur qu'il faut impérativement prendre en considération dans une analyse réflectométrique. La dépendance des paramètres impactés par la température ainsi que les écarts thermiques dans une structure vont être abordés dans les simulations suivantes.

La figure IV.2.3.1 présente l'évolution du rapport I_{ref} / I_{inc} en fonction de V_{GS} pour différentes valeurs de température. L'échelle est mal adaptée pour voir la décroissance observée en figure IV.2.2.1 mais elle permet de voir que la valeur moyenne de ce rapport décroit quand la température augmente. Cette tendance concerne aussi bien le transistor NMOS que le PMOS.



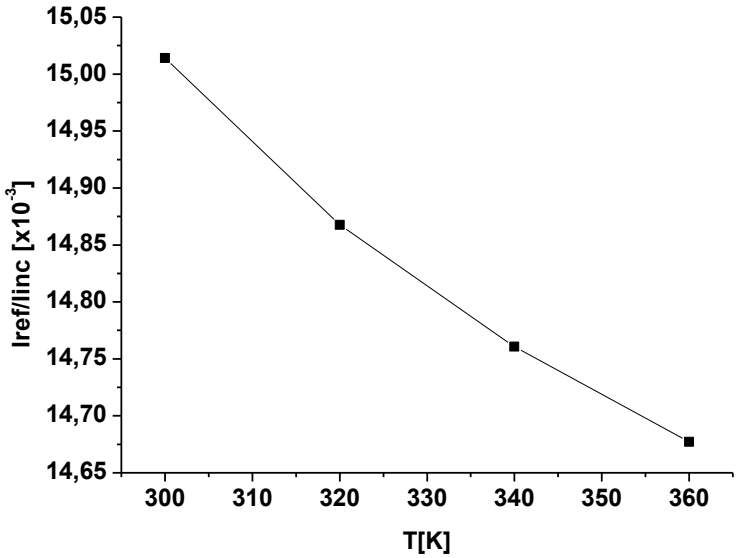
a-



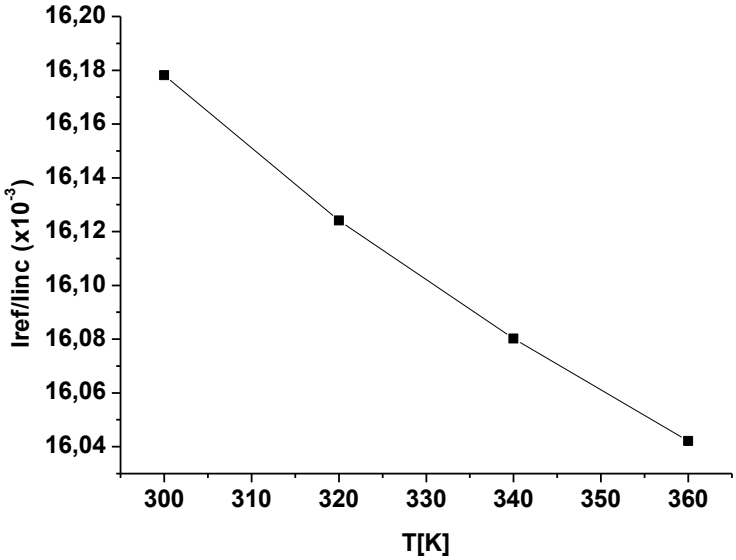
b-

Figure IV.2.3.1 : *Rapport I_{ref}/ I_{inc} du transistor NMOS (V_{DS} = 3 V) (a) et PMOS (V_{DS} = -3V) (b) pour un large spot de 6 µm de diamètre en fonction de VGS à température ambiante.*

La figure IV.2.3.2 présente la variation de la valeur maximale du rapport I_{ref}/I_{inc} en fonction de la température. On retrouve dans cette figure la même tendance que celle visible en figure IV.2.3.1.



a-



b-

Figure IV.2.3.2 : *Variation de la valeur maximale du rapport I_{ref}/I_{inc} (a) du NMOSFET (V_{DS} = 3V ; V_{GS} = 3 V) et (b) du PMOSFET (V_{DS} = -3 V, V_{GS} = -3 V) en fonction de la température pour un large spot de 6µm de diamètre.*

En utilisant la formule de normalisation introduite dans le chapitre précédent, on vérifie sur la figure IV.2.3.3 que la variation du rapport I_{ref}/I_{inc} en fonction de V_{GS} est la même que celle déjà obtenue pour 300 K en figure IV.2.2.1.

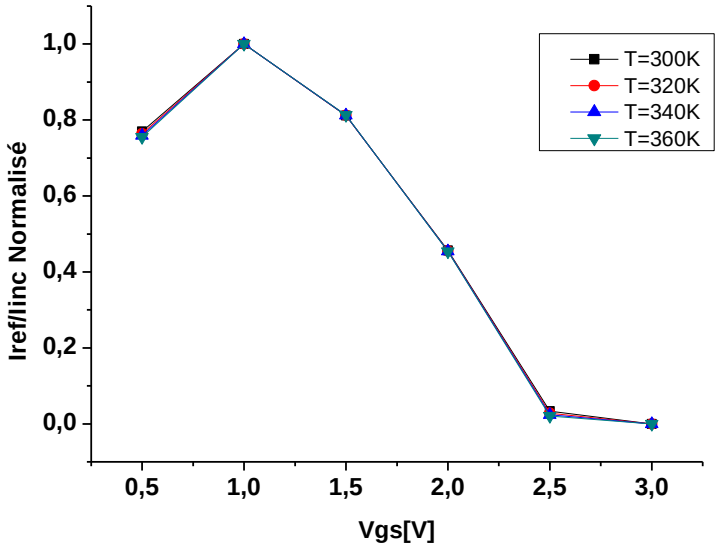
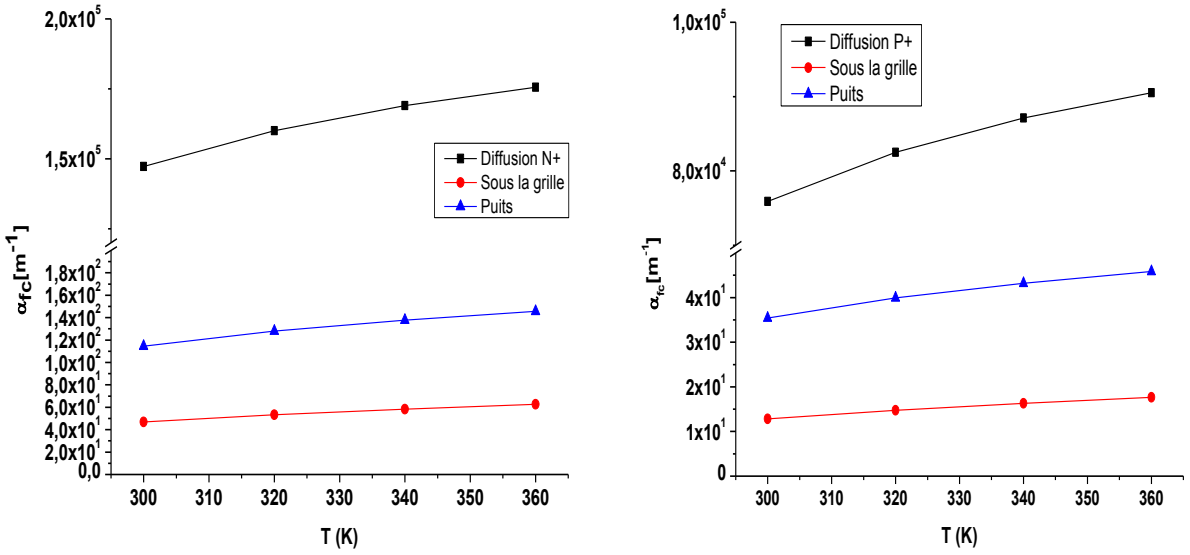


Figure IV.2.3.3 : *Rapport Iref/Iinc normalisé de la simulation sur le NMOSFET pour un large spot de 6 µm de diamètre en fonction de V_{GS} quand V_{DS} = -3 V à différentes températures.*

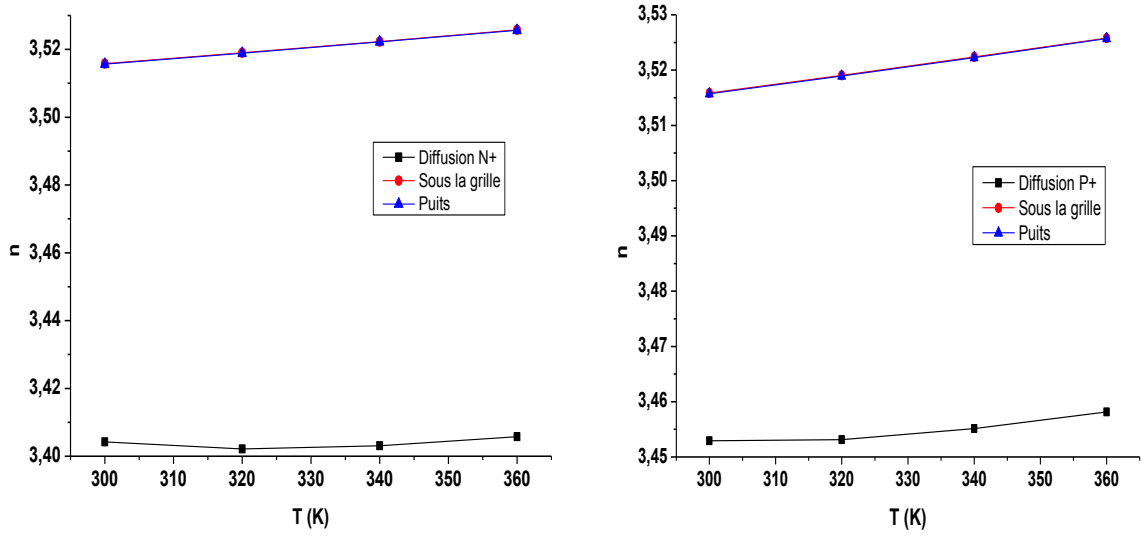
La baisse du signal en fonction de la température est corrélée à une hausse moyenne de l'ordre de 25 % (entre 300 et 360 K) du coefficient d'absorption par porteurs libres sous le transistor NMOS ou PMOS. D'un autre côté l'augmentation maximale de l'indice de réfraction est seulement de 0,3 % (entre 300 et 360 K). Les variations du signal semblent donc être principalement liées à l'augmentation du coefficient d'absorption en fonction de la température. Les figures suivantes représentent la variation des coefficients d'absorption en fonction de la température sous les zones de diffusion, sous les grilles et dans les puits des transistors NMOS et PMOS pour une polarisation de V_{GS} = 3 V et $|V_{DS}|$ = 3 V.



(a) (b)

Figure IV.2.3.4 : *Variation du coefficient d'absorption en fonction de la température pour différentes positions dans les transistors.*
(a) du NMOSFET (V_{DS} = 3 V ; V_{GS}=3 V) et (b) du PMOSFET (V_{DS} = -3 V, V_{GS}=-3 V).

Les figures suivantes représentent la variation des coefficients d'absorption en fonction de la température sous les zones de diffusion, sous les grilles et dans les puits des transistors NMOS et PMOS pour une polarisation du V_{GS} = 3 V et $|V_{DS}|$ = 3 V.



(a) (b)

Figure IV.2.3.5 : *Variation de l'indice de réfraction en fonction de la température pour différentes positions dans les transistors.*
(a) du NMOSFET (V_{DS} = 3 V ; V_{GS} = 3 V) et (b) du PMOSFET (V_{DS} = -3 V, V_{GS} = -3V).

Nous constatons après l'étude faite sur l'effet de la température que contrairement à se qui est connu jusque là sur les phénomènes de thermoréflectance, dans une analyse EOP le principal phénomène prédominant et modifiant le signal EOP est celui du coefficient d'absorption qui est plus important que la variation de l'indice de réfraction.

IV.3. Expérimentations sur transistor élémentaire MOSFET

Les expérimentations ont été menées au laboratoire IMS sur la plateforme ATLAS. En utilisant le même montage expérimental décrit dans le chapitre précédent. Le laser utilisé est toujours une source continue rayonnant à une longueur d'onde 1350 nm et envoyant une puissance maximale de 9 mW sur le composant sous test.

La photodiode relevant la puissance du faisceau réfléchi est couplée à une détection synchrone (DS). L'utilisation de la détection synchrone est devenue indispensable pour le test des structures les plus petites du fait des très faibles variations du signal réfléchi. Nous avons choisi de moduler l'alimentation du composant (ou l'un de ses signaux de commande dans le cas des transistors), en gardant un éclairement laser continu.

La DS déclenche, en utilisant un signal sinusoïdal interne, un générateur de signal carré (GBF) qui polarise le composant. Les différents réglages de ces deux éléments sont:

Configuration de la DS :	**Configuration du GBF :**
- Fréquence de travail : 480 Hz. - Amplitude : 3,5 V. - Déphasage initial de 180°. - Pentes du filtre : 18 dB. - Sensibilité : 100 mV. - Constante de temps : 300 ms. - Filtres : Line + 2x Line. - Réserve : Normal. - Bras de référence sur l'entrée B du lock-in. - Acquisition sur 50 points. - Acquisition de l'entrée A-B du lock-in. - 900 ms de temps d'acquisition entre chaque point.	**Polarisation de V_{GS}** - Durées d'impulsion carrée : 500 µs. - Fréquence de travail : 480 Hz. - Une amplitude variable de 0,5 à 3 V avec un pas de 0,1 V.

L'alimentation des structures est maintenue proche de sa valeur nominale (V_{DD} = 3 V).

Au cours de ces expérimentations, la température de la puce a été fixée par une résistance chauffante et contrôlée par un thermocouple placé au plus près de la face arrière de la puce.

Les transistors NMOS et PMOS testés sont ceux de l'inverseur isolé présent sur la puce. Les deux transistors isolés de la puce ISLAND étaient défectueux avant même l'étape critique de l'ouverture des boitiers avec la machine ASAP. Nous avons polarisé la tension V_{DD} à 3 V et fait varier la tension V_{in} (correspondant au V_{GS}) de 0,5 V à 3 V. La figure IV.3.1 représente le layout du simple inverseur et le positionnement du spot laser dans le cas où le transistor NMOS est testé.

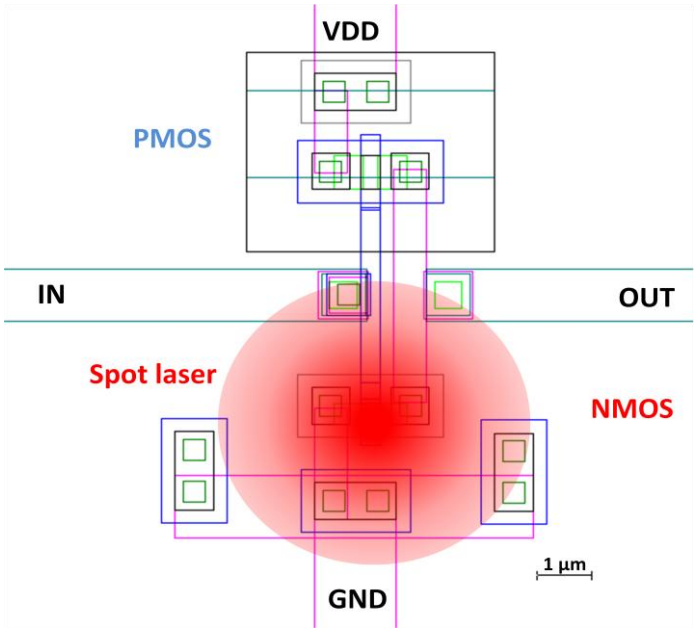


Figure IV.3.1 : *Layout du simple inverseur étudié et couverture du faisceau laser.*

Le positionnement du faisceau est effectué avec le soin de ne pas couvrir les deux transistors afin d'éviter au maximum des effets conjoints sur le signal réfléchi.

Durant le test, la sortie de l'inverseur est connectée à une impédance de valeur 1 MΩ. Ce détail est important car il est à l'origine d'une différence de comportement des transistors par rapport aux cas de transistors isolés tels que considérés dans les simulations. En effet alors que le transistor simulé voit du courant passer pour une certaine valeur du couple (V_{DS}, V_{GS}), le transistor testé voit beaucoup moins de courant du fait de la haute impédance vue par son drain et du blocage de l'autre transistor.

IV.3.1 Mesures sur le transistor NMOS pour différentes températures

La figure IV.3.1.1 présente la variation du signal EOP (moyenne sur 100 acquisitions pour chaque point de mesure R_{moy}) quand le spot laser est focalisé sur le transistor NMOS, en fonction de la tension V_{GS}, pour différentes températures.

Comme prévu par les simulations, nous retrouvons la décroissance du signal réfléchi en fonction de V_{GS}, pour une température constante. Entre 28° C et 77° C, la valeur absolue du signal EOP diminue, pour tout V_{GS}, jusqu'à parvenir à une apparente saturation à partir de 67° C. Cette diminution est compatible avec les résultats de simulations présentés en figure IV.2.3.1-a.

Entre 17° C et 28° C, la valeur absolue signal EOP augmente, pour tout V_{GS}, cette variation n'est pas compatible avec les résultats de simulation.

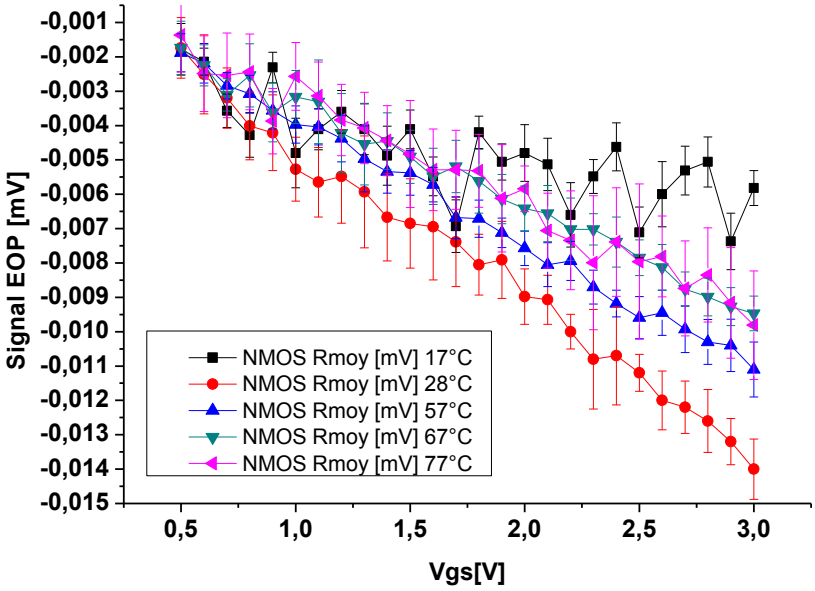


Figure IV.3.1.1 : *Mesure EOP du NMOS présent dans le simple inverseur en fonction de la tension V_{GS} pour différentes températures.*

L'inaptitude du modèle de simulation à expliquer les observations à 17° C peut être attribuée d'une part à une trop forte simplification du modèle et d'autre part à des biais expérimentaux non évalués.

Nous pouvons enfin remarquer que le basculement de l'inverseur vers 1,65 V, seul moment durant lequel un fort courant traverse l'inverseur, ne se voit pas sur les courbes.

IV.3.2. Mesures sur le transistor PMOS pour différentes températures

La figure IV.3.2.1 présente la variation du signal EOP quand le spot laser est focalisé sur le transistor PMOS, en fonction de la tension V_{GS}, pour différentes températures.

Nous pouvons, tout d'abord, constater que la comparaison avec le cas du transistor NMOS semble globalement en accord avec les simulations dans la mesure où le signal EOP est plus fort avec le PMOS et sa variation plus importante en fonction de V_{GS}. D'un autre côté, on retrouve la tendance décroissante du signal EOP vue en simulation.

Contrairement au cas du transistor NMOS, la variation des courbes en fonction de la température est monotone. La tendance suivie est la même que celle prévue par la simulation sur le transistor PMOS, à savoir une hausse globale du signal (en valeur absolue) quand la température baisse (figure IV.2.3.1-b).

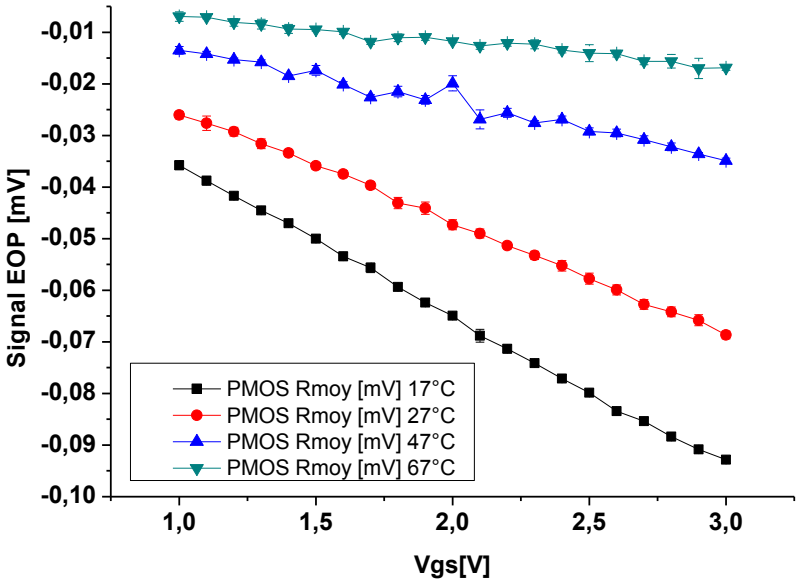


Figure IV.3.2.1 : *Mesure EOP du PMOS présent dans le simple inverseur en fonction de la tension -V_{GS} pour différentes températures.*

La figure IV.3.2.2 reprend des courbes des figures IV.3.1.1 et IV.3.2.1 pour mieux comparer les réponses des transistors NMOS et PMOS.

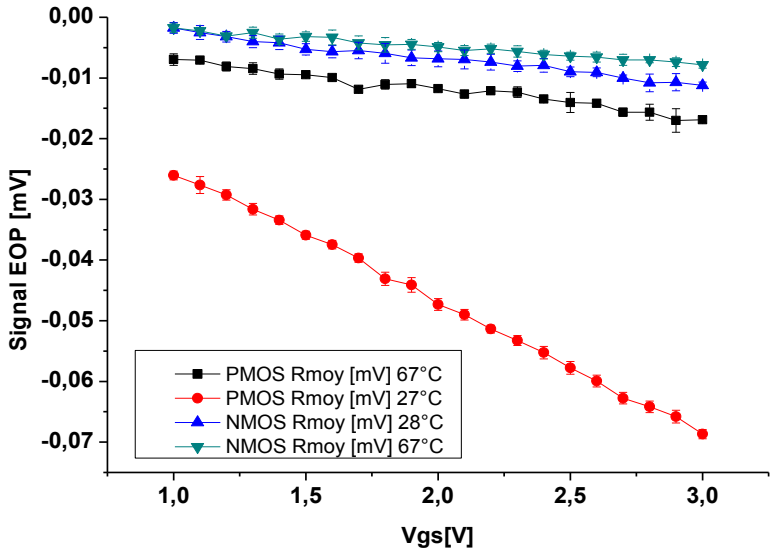


Figure IV.3.2.2 : *Comparaison des mesures EOP du NMOS et du PMOS présents dans le simple inverseur en fonction de la tension $|V_{GS}|$ pour différentes températures*

Il apparait que pour les deux températures choisies (27° C et 67° C) la réponse du transistor PMOS est plus forte (en valeur absolue) que celle du transistor NMOS. Cependant l'écart entre les deux réponses est moindre à 27° C qu'à 67° C. Ce résultat conforte les résultats obtenus lors des simulations (voir figure IV.2.3.2 a et b).

La figure IV.3.2.3 trace les données précédentes selon une forme comparable à celles présentées en figure IV.2.3.2.

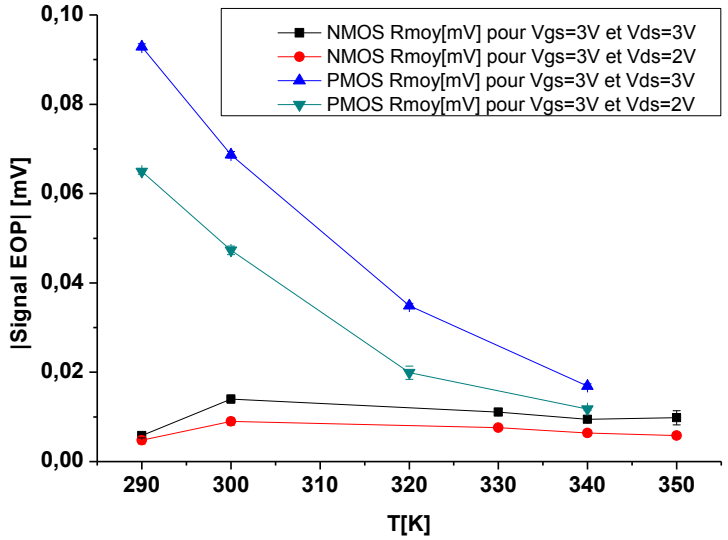


Figure IV.3.2.3 : *Variation absolue du signal EOP du NMOS et PMOS en fonction de la température pour deux cas de polarisation des transistors.*

Les résultats de la figure IV.2.3.2 sont cohérents avec les données expérimentales de la figure IV.3.2.3. Seul le point à 290 K n'est pas en accord pour le transistor NMOS.

IV.4. Simulation et expérimentation sur portes logiques

IV.4.1. Simulation et expérimentation sur simple inverseur

En appliquant les équations du chapitre II (eq. II-30 et eq. II-31), nous avons effectué des simulations d'un large spot laser de 6µm de diamètre positionné au milieu du simple inverseur (voir figure IV.4.1.1).

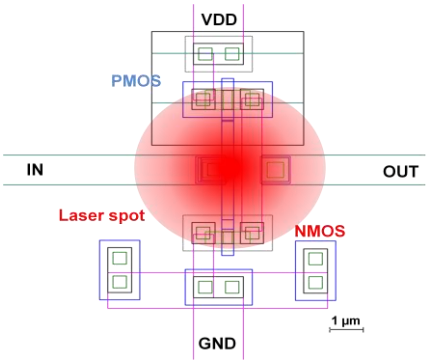


Figure IV.4.1.1 : *Illustration du positionnement du spot laser au milieu du simple inverseur.*

La figure IV.4.1.2 représente la comparaison des résultats de simulations aux résultats expérimentaux en fonction de la température pour différentes tension de polarisation V_{in} (V_{GS}) et un V_{DD} = 3 V.

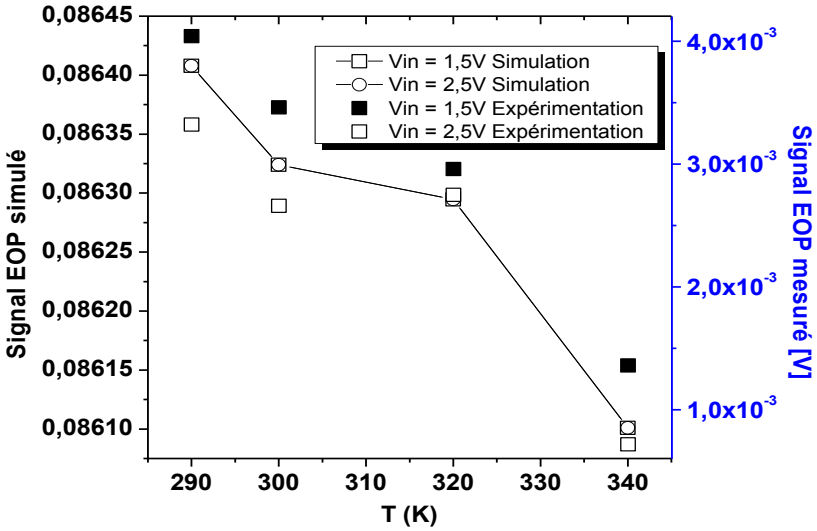


Figure IV.4.1.2 : *Comparaison des résultats de simulation aux résultats expérimentaux sur le simple inverseur en fonction de la température pour différentes tension V_{GS}.*

Les transistors NMOS et PMOS sont couverts entièrement par le spot laser. La contribution de chacun des transistors dans le signal EOP réfléchi est prise en compte à l'aide de l'équation II.31. Nous remarquons sur la figure IV.4.1.2 que les résultats de simulation

suivent la tendance des résultats expérimentaux. La contribution de chacun des transistors est proportionnelle à sa position sous le spot laser. Plus le transistor sera proche du centre du spot laser, plus sa contribution sera forte. Cependant en focalisant le spot laser au milieu de l'inverseur, le transistor PMOS a la plus forte contribution (pour cette technologie particulièrement).

IV.4.2. Expérimentations et simulations sur portes logiques

Comme nous l'avons préalablement présenté au chapitre précédent, les puces ISLAND intègrent différentes chaînes de portes logiques. Nous avons effectué des mesures EOP sur différentes structures que nous avons comparées à des résultats de simulations. Les figures IV.4.2.1-a, b et c représentent le layout de quelques portes des différentes chaines sondées avec la localisation respective du spot laser.

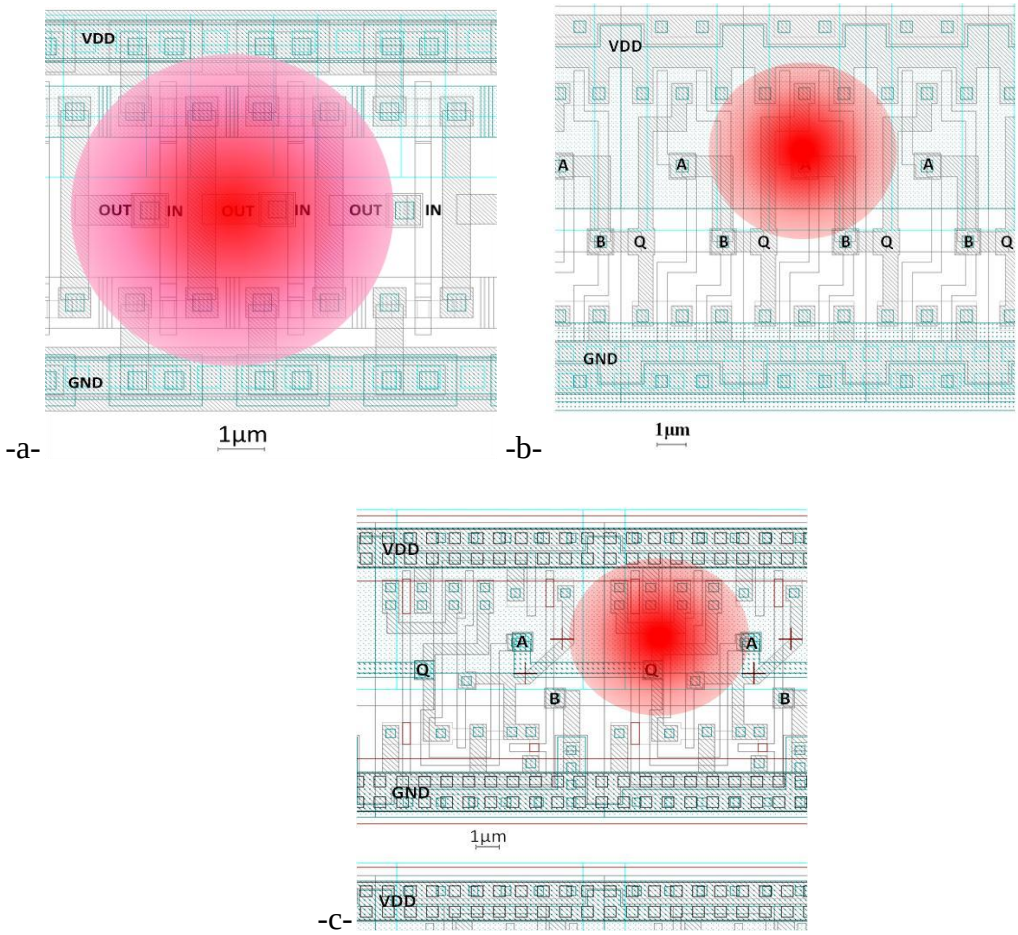


Figure IV.4.2.1 *: Layout des différentes chaines de portes logiques de la puce ISLAND. -a- chaine d'inverseurs. -b- chaine de portes NAND. -c- chaine de portes XOR*

La figure IV.4.2.2 représente les résultats de mesure EOP sur la chaine d'inverseurs. La chaine d'inverseurs est constituée d'une centaine d'inverseurs. La configuration de notre montage est la suivante :

Configuration de la DS :	**Configuration du GBF :**
- Fréquence de travail : 480 Hz. - Amplitude : 3,5 V. - Déphasage initial de 180°. - Pentes du filtre : 18 dB. - Sensibilité : 100 mV. - Constante de temps : 300 ms. - Filtres : Line + 2x Line. - Réserve : Normal. - Bras de référence sur l'entrée B du lock-in. - Acquisition sur 50 points. - Acquisition de l'entrée A-B du lock-in. - 900 ms de temps d'acquisition entre chaque point.	**Polarisation de V_{in}** - Durées d'impulsion carrée : 500 µs. - Fréquence de travail : 480 Hz. - Une amplitude variable de 0,5 à 3,1 V avec un pas de 0,2 V.

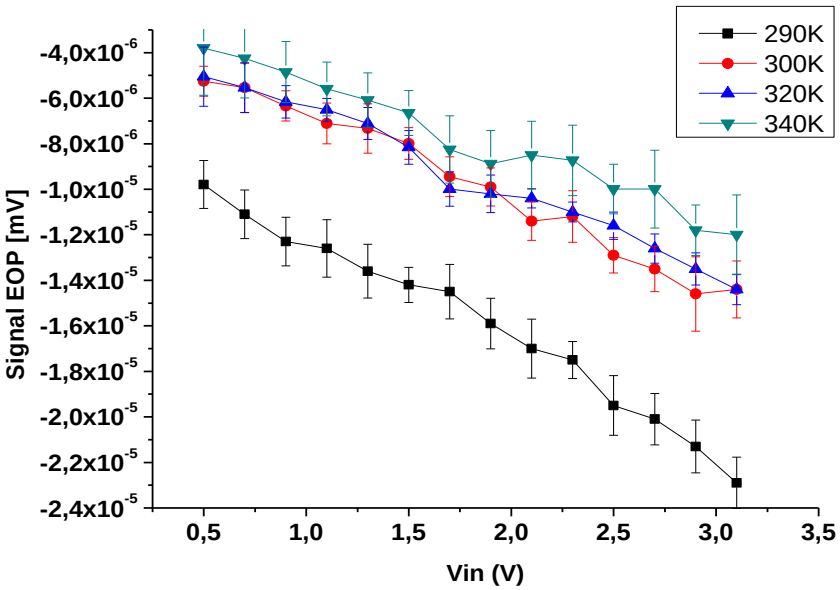


Figure IV.4.2.2 *: Mesure EOP sur une chaine d'inverseurs en fonction de la tension V_{in}(V) pour différentes températures*

La figure IV.4.2.3 représente quant à elle les résultats de mesure EOP sur la chaine de portes NAND. La chaine est constituée également d'une centaine de portes logiques. La configuration du banc de mesure est exactement la même que pour la chaine précédente.

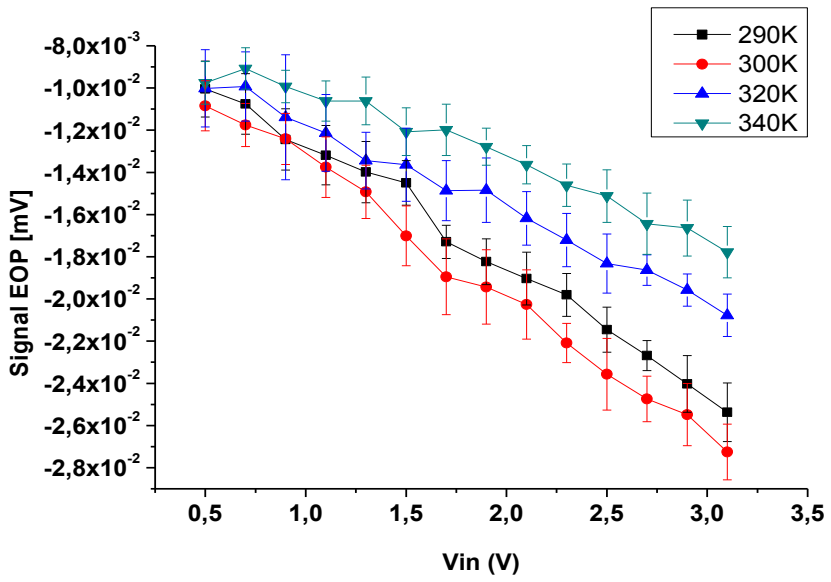


Figure IV.4.2.3 *: Mesure EOP sur une chaine de portes NAND en fonction de la tension V_{in}(V) pour différentes températures*

La figure IV.4.2.4 représente quant à elle les résultats de mesure EOP sur la chaine de portes XOR. La chaine est constituée également d'une centaine de portes logiques. La configuration du banc de mesure est restée la même que pour la chaine précédente.

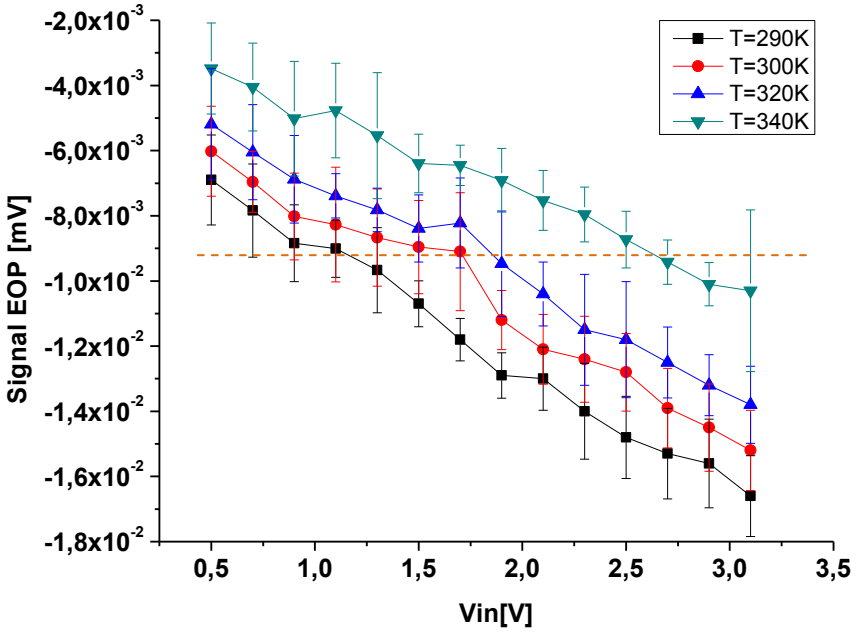


Figure IV.4.2.4 *: Mesure EOP sur une chaine de portes XOR en fonction de la tension V_{in}(V) pour différentes températures*

Nous remarquons sur les figures IV.4.2.2, IV.4.2.3 et IV.4.2.4 que le signal EOP diminue avec l'augmentation de tension V_{in}. Les principaux phénomènes décrivant la modulation du signal EOP sur les technologies MOS ont étaient décrites au chapitre précédent et sur la partie d'étude sur les transistors MOS de ce chapitre.

Nous pouvons également constater que pour une certaine valeur de signal EOP, nous pouvons avoir plusieurs configurations possibles. Par exemple, Sur la figure IV.4.2.4, nous avons tracé une ligne horizontale pour illustrer ces propos. Pour une valeur de signal $EOP = -9x10^{-3}$ mV nous avons un V_{in} = 0,9 V à T = 290 K ou bien un V_{in} = 1,3 V à T = 300 K ou encore un V_{in} = 2,5 V à T = 340 K. Nous ne pouvons pas dissocier l'information thermique de l'information électrique cependant nous pouvons dire que nous avons un meilleur signal EOP pour de basses températures.

La température est un élément très important à prendre en considération lors d'une analyse EOP. Comme nous l'avons vu, la température influe d'une manière significative sur les mesures EOP. Contrairement à ce qui est connu dans les études de thermoréflectance, l'impact de la température sur le coefficient d'absorption est beaucoup plus important que sur l'indice de réfraction dans une analyse EOP par face arrière. Ceci rend l'interprétation des mesures plus délicates car non seulement l'aspect électrique et optique sont à prendre en considération mais également l'aspect thermique des composants sous tests (auto échauffement des composants).

Les résultats expérimentaux présentés sur la figure IV.4.2.2 sont comparés à des simulations (voir figure IV.4.2.5) pour une longueur d'onde de 1350 nm à température ambiante pour un spot laser de 6 µm de largeur.

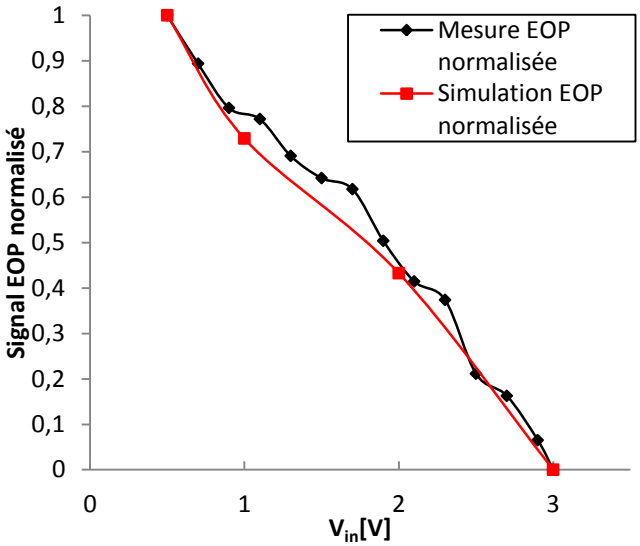


Figure IV.4.2.5 *: Comparaison entre les mesures EOP et les simulations sur une chaine d'inverseurs en fonction de la tension V_{in}(V) pour une température ambiante.*

La figure IV.4.2.5 montre que nous pouvons prédire, avec une précision relativement correcte, la variation du signal EOP pour une chaine d'inverseurs quand le spot laser à 6 µm de diamètre et 1350 nm de longueur d'onde est focalisé au centre de quatre transistors (deux transistors NMOS et deux transistors PMOS voir figure IV.4.2.1-a) pour un V_{DD} = 3,3 V et un V_{in} allant de 0,5 V à 3 V.

La figure IV.4.2.6 représente la comparaison des résultats de mesures aux résultats de simulations pour la chaine de portes NAND.

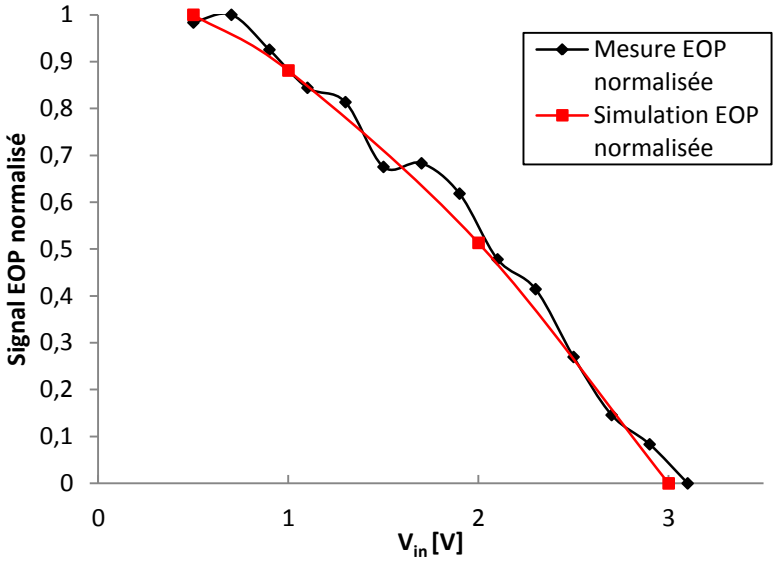


Figure IV.4.2.6 *: Comparaison entre les mesures EOP et les simulations sur une chaine de portes NAND en fonction de la tension V_{in}(V) pour une température ambiante.*

La courbe de simulation sur la porte NAND est le résultat de la contribution de ses deux transistors PMOS (voir figure IV.4.2.1-b). Les deux transistors sont commandés avec le même signal d'entrée (points A et B connectés, voir figure IV.4.2.1-b) ce qui les met dans le même état électronique. Nous pouvons voir sur la figure IV.4.2.6 que les résultats expérimentaux sont en adéquation avec les résultats de simulation.

Nous avons également comparé les résultats expérimentaux sur la chaine de portes XOR à des résultats de simulations (voir figure IV.4.2.7).

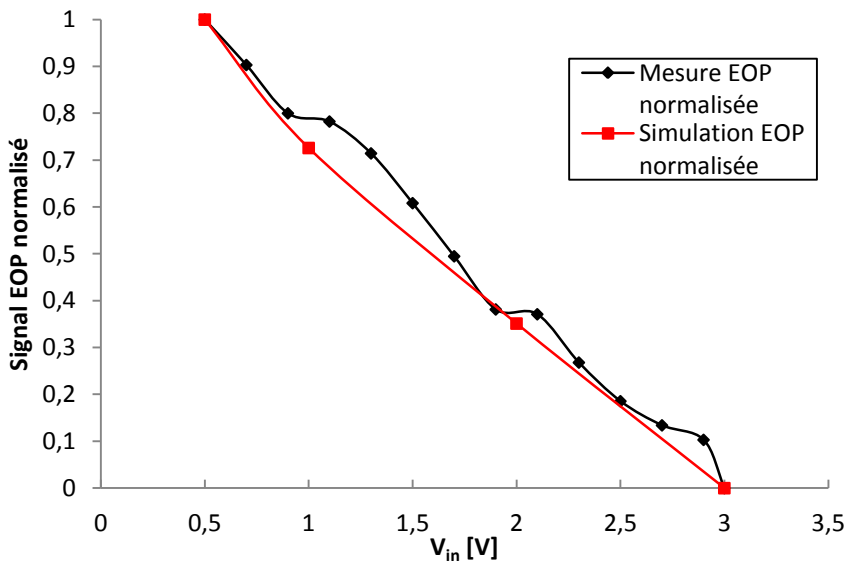


Figure IV.4.2.7 *: Comparaison entre les mesures EOP et les simulations sur ne chaine de portes XOR en fonction de la tension V_{in}(V) pour une température ambiante.*

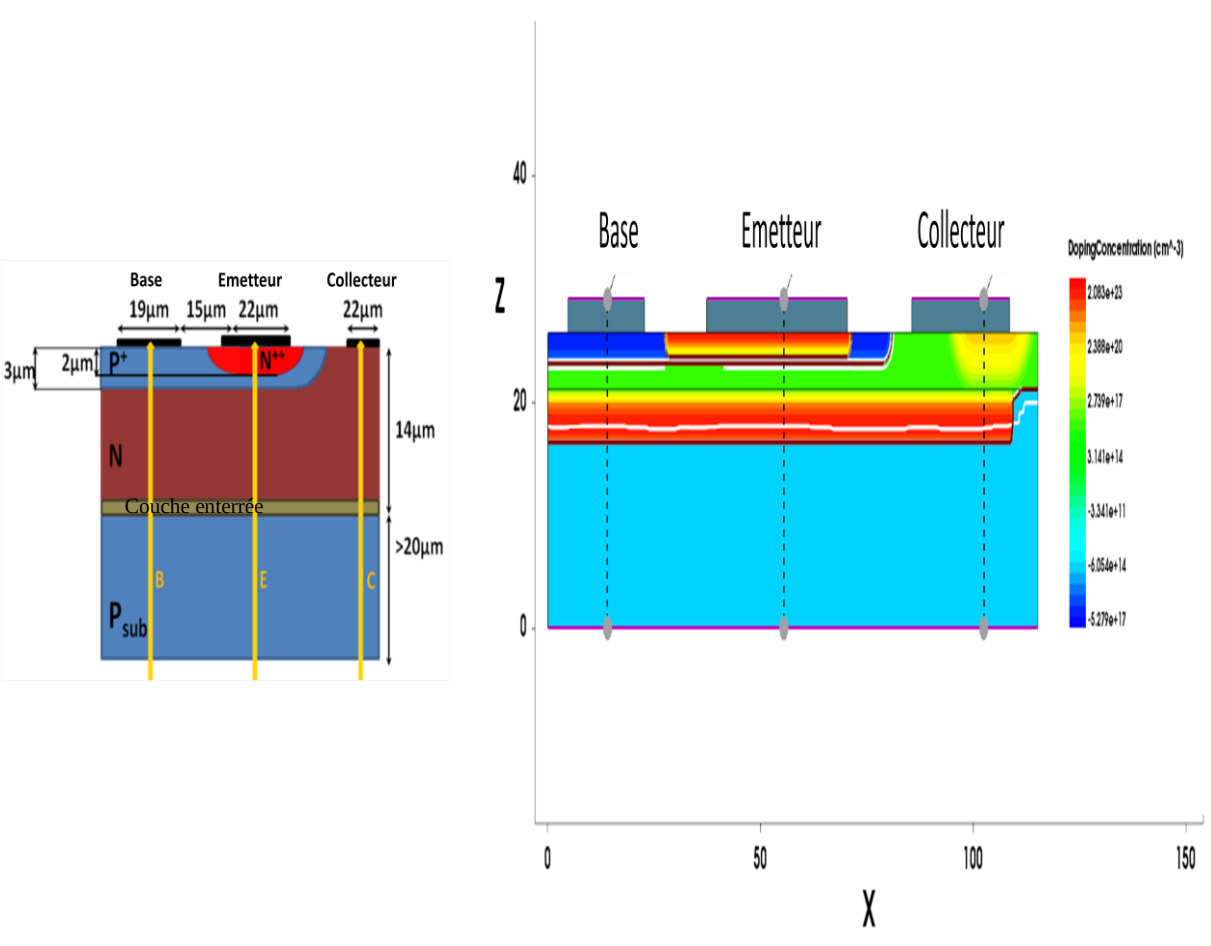
Les résultats de simulation sont la contribution de trois transistors PMOS (voir figure IV.4.2.1-c). Les trois transistors PMOS de gauche sont regroupés de façon à ce qu'ils soient polarisés de la même manière. Nous pouvons voir sur la figure IV.4.2.7 que les résultats expérimentaux sont en bonne adéquation avec les résultats de simulation. Nous pouvons également, dans ce cas d'étude, estimer la variation du signal EOP en fonction de la tension de polarisation pour une température donnée.

IV.5. Etude sur des transistors bipolaires

En complément des études sur les transistors MOS, une étude sur des transistors bipolaires est présentée dans cette section. Les échantillons choisis sont des transistors bipolaires NPN individuels commerciaux conçus par la société Intersil à bord de la puce CA3083.

IV.5.1 Simulations sur transistor bipolaire

Compte tenu du manque total d'informations sur la technologie des transistors bipolaires de la puce CA3083, nous avons effectué des simulations TCAD approximatives en essayant de reproduire au mieux le comportement électrique du transistor. Les simulations TCAD ont été faites à l'aide du logiciel SENTAURUS. Le changement d'outil de simulation est dû à l'expiration de la version du logiciel APSYS utilisé pour les simulations sur les jonctions PN et les transistors MOS. La figure suivante représente une coupe verticale du transistor bipolaire simulé.



(a) (b)

Figure IV.5.1.1 : *Schéma du transistor bipolaire simulé (a) dimensions du transistor bipolaire. (b) coupe verticale du transistor NPN simulé sous SENTAURUS.*

La distribution des porteurs sous la base, l'émetteur et le collecteur (voir coupes sur la figure IV.5.1.1) le long de l'axe z pour différentes tensions de polarisation est représentée sur la figure IV.5.1.2.

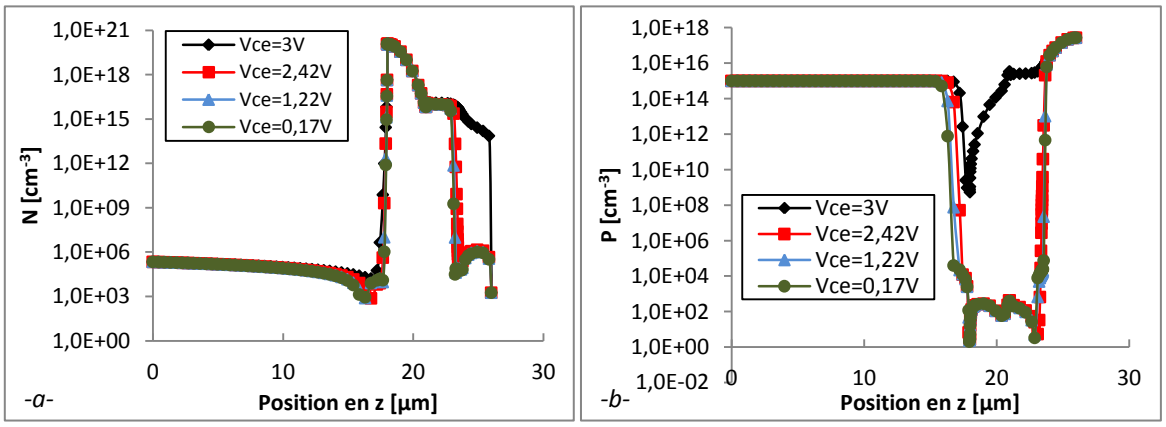


Figure IV.5.1.2 : *Distribution de porteurs le long de l'axe z pour différentes tensions V_{ce} sous la base. -a- Densité d'électrons. –b- Densité de trous*

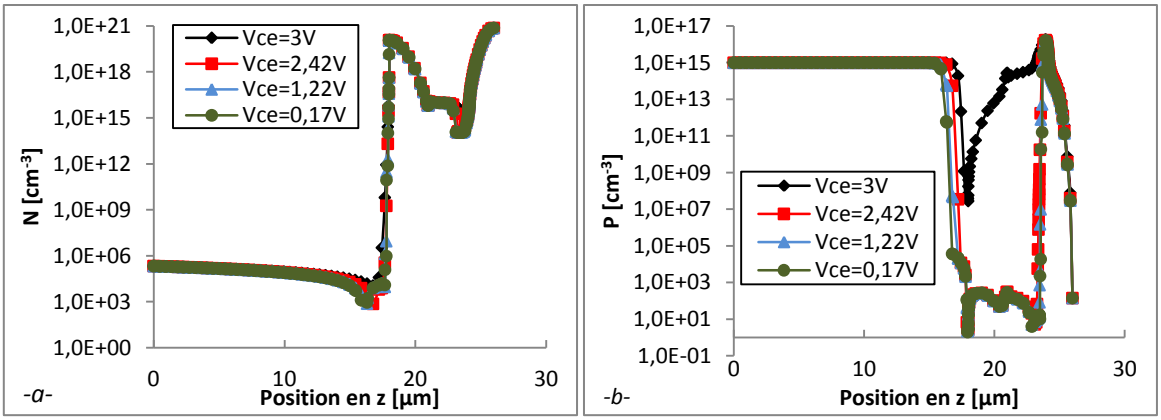


Figure IV.5.1.3 : *Distribution de porteurs le long de l'axe z pour différente tensions V_{ce} sous l'émetteur. -a- Densité d'électrons. –b- Densité de trous*

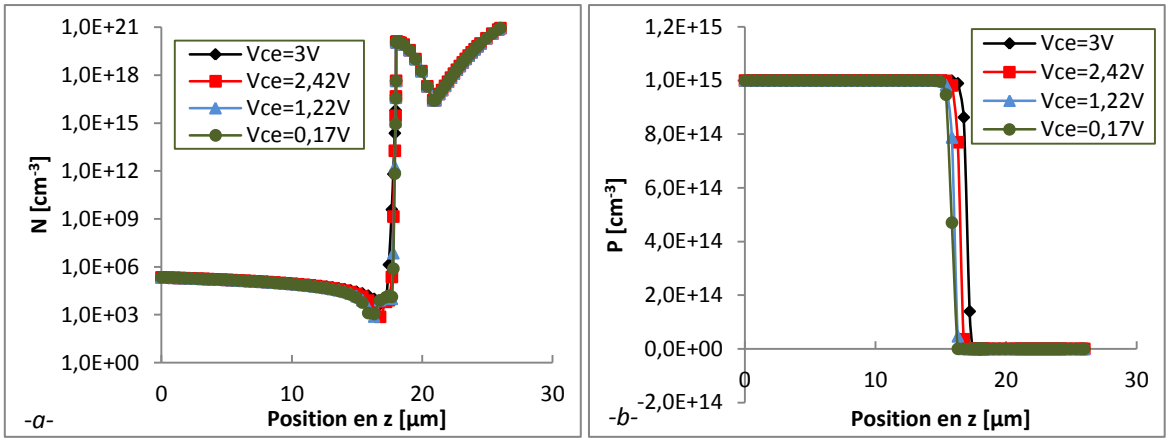


Figure IV.5.1.4 : *Distribution de porteurs le long de l'axe z pour différentes tensions V_{ce} sous le collecteur.*

-a- Densité d'électrons. -b- Densité de trous

Nous observons sur les figures IV.5.1.2, IV.5.1.3 et IV.5.1.4 l'évolution de la densité de porteurs de notre transistor mis sous tension. Nous remarquons l'influence de la couche enterrée sur la distribution des porteurs en particulier des trous sous les contacts de base et d'émetteur. Nous observons une petite hausse de porteurs avec l'augmentation du V_{ce} et une hausse plus importante de la densité des trous pour un V_{ce} = 3 V sous les contacts de base et d'émetteur aux alentours de la couche enterrée.

En utilisant les différents modèles des paramètres physiques ainsi que le modèle développé et présenté au chapitre II, nous avons simulé la variation du coefficient d'absorption et de l'indice de réfraction sous les différentes parties de notre transistor bipolaire. Nous avons intégré les données de la distribution des porteurs (figures IV.5.1.2, IV.5.1.3 et IV.5.1.4) au code sous Scilab. Les résultats des simulations sont présentés sur les figures IV.5.1.5, IV.5.1.6 pour différents V_{ce}, un V_{be} = 0,74 V, une longueur d'onde λ = 1350 nm et une température de 300 K.

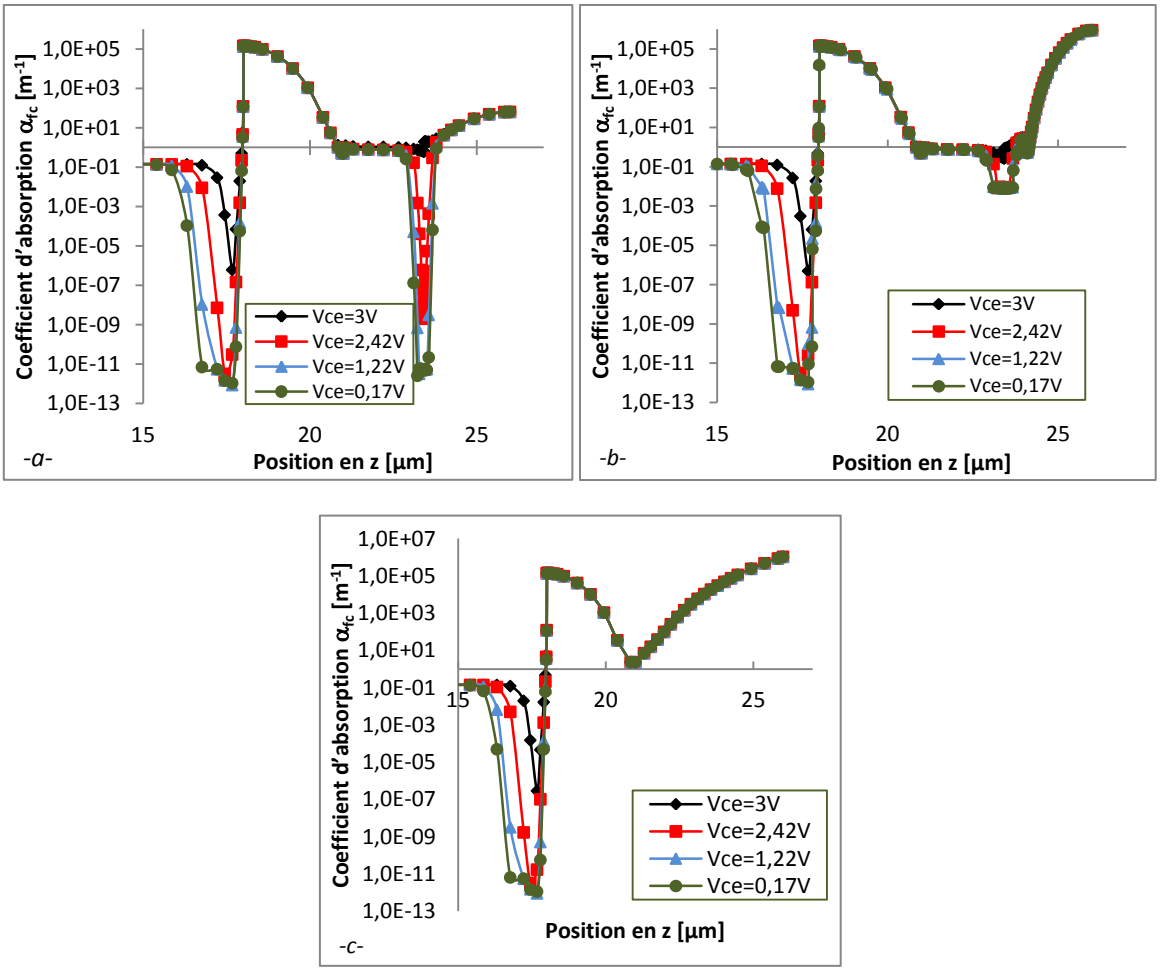
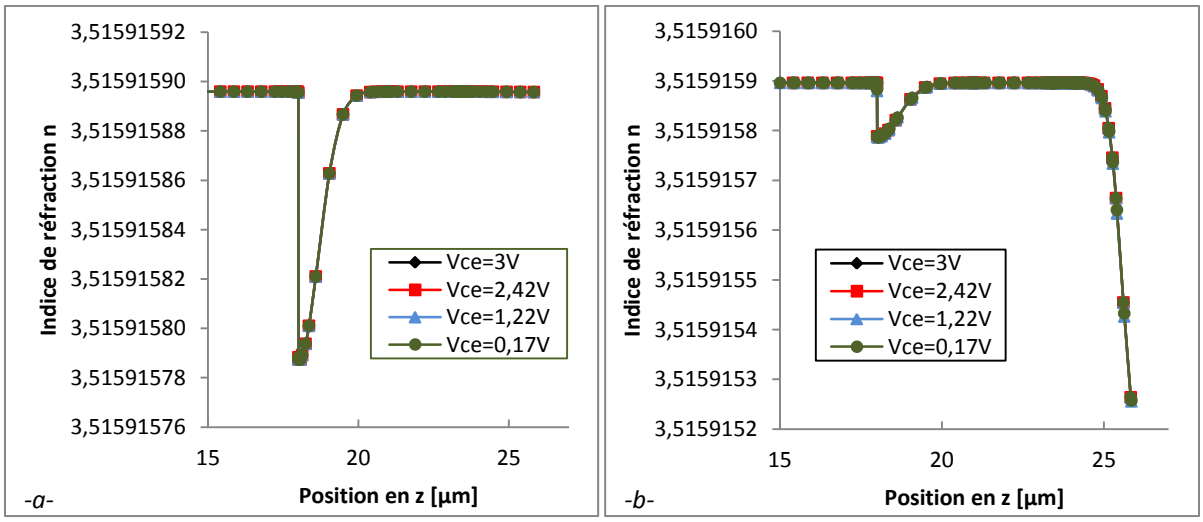


Figure IV.5.1.5 : *Variation du coefficient d'absorption en fonction de la position en z pour différente tensions de polarisation V_{ce}. -a- sous la base. -b- sous l'émetteur. -c- sous le collecteur.*

Nous remarquons sur la figure IV.5.1.5 que le coefficient d'absorption augmente très légèrement en fonction de V_{ce}. Nous notons également une évolution d'environ 11 décades aux alentours de la couche enterrée. Cependant un coefficient d'absorption de 10^{-11} m^{-1} semble très peu plausible comme résultat compte tenu des niveaux de dopage de cette région.



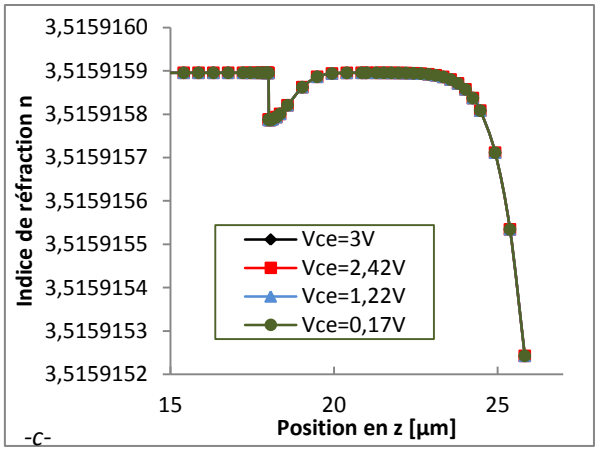


Figure IV.5.1.6 : *Variation de l'indice de réfraction n en fonction de la position en z pour différentes tensions de polarisation V_{ce}. -a- sous la base. -b- sous l'émetteur. -c- sous le collecteur.*

Nous remarquons sur la figure IV.5.1.6 que tout comme le coefficient d'absorption, l'indice de réfraction augmente de 10^{-10} en fonction de V_{ce}.

La figure suivante représente la variation du rapport de l'intensité du faisceau laser réfléchi sur l'intensité du faisceau laser incident en fonction de la tension V_{ce} sous les différents contacts du transistor bipolaire pour une température de 300 K et une longueur d'onde de 1350 nm.

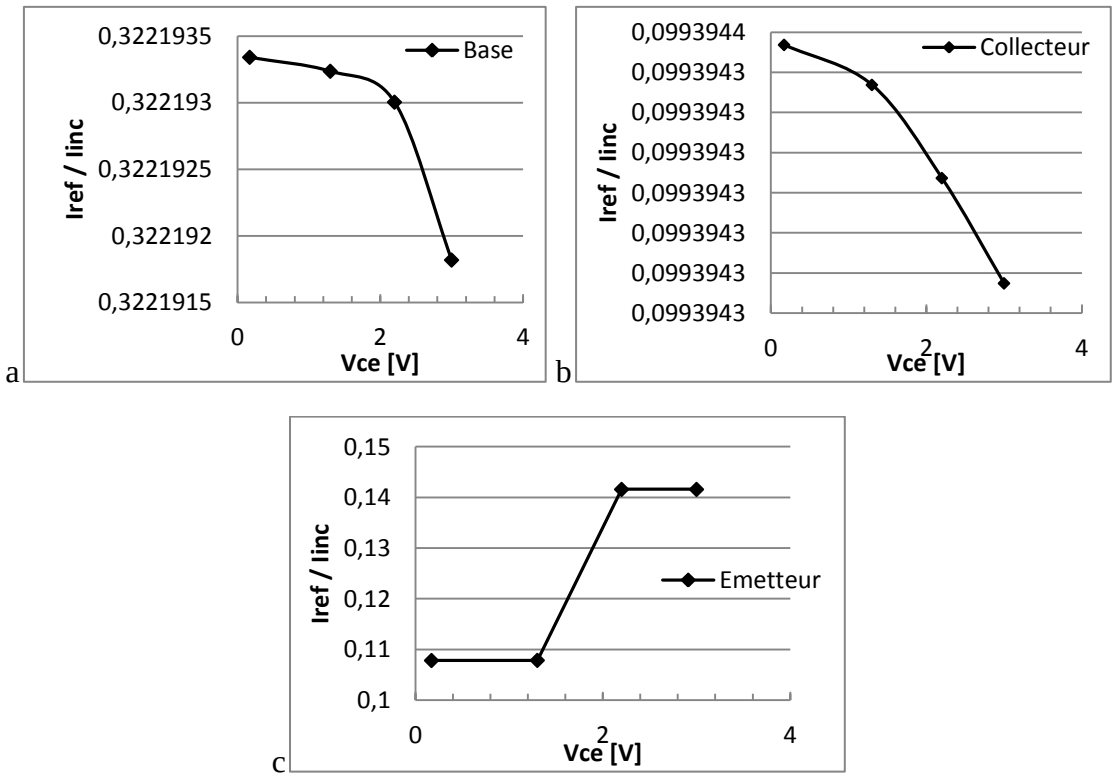


Figure IV.5.1.7 : *Variation du rapport de l'intensité du faisceau laser réfléchi sur l'intensité du faisceau laser incident en fonction de la tension de polarisation V_{ce} sous a- le contact de base. b- le contact de collecteur. c- le contact d'émetteur.*

Nous remarquons sur la figure IV.5.1.7 la dynamique du rapport I_{ref} / I_{inc} qui décroit en fonction de V_{ce} sous les contacts de base et de collecteur. Nous avons un rapport beaucoup plus faible sous le contact de collecteur alors que la densité de dopage est plus élevée sous le contact de l'émetteur. Afin de vérifier les résultats obtenus, nous avons effectué des expérimentations sur des transistors intégrés sur la puce CA3083.

IV.5.2. Expérimentation sur transistor NPN

La figure IV.5.2.1 présente une photographie de la surface de la puce sur laquelle on peut distinguer les cinq transistors bipolaires NPN.

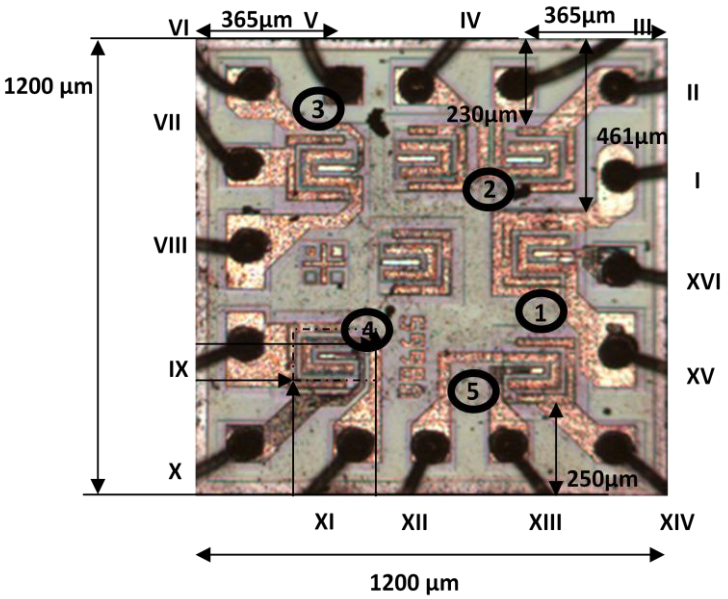
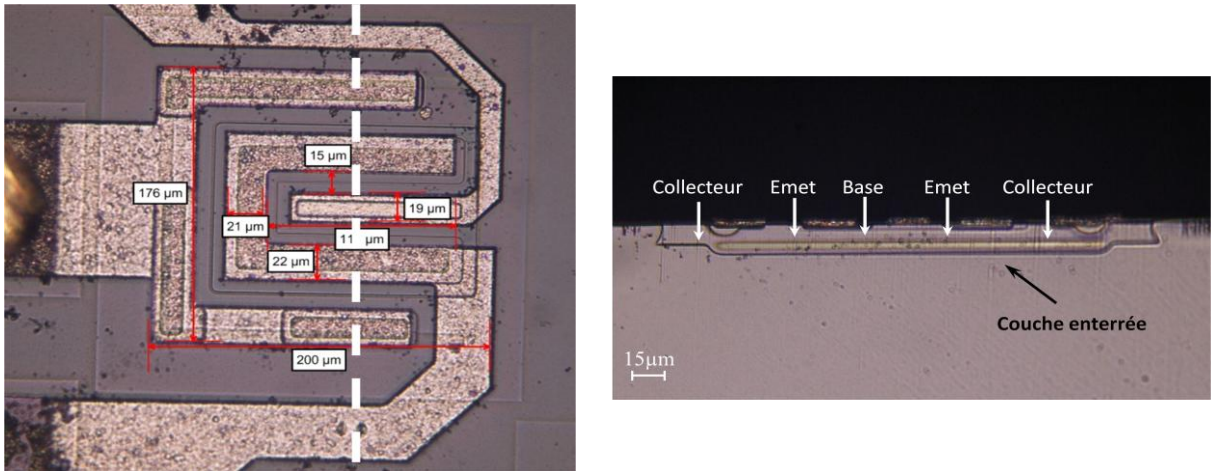


Figure IV.5.2.1 : *Surface de la puce CA3083.*

La figure IV.5.2.2 présente une photographie du transistor bipolaire testé, en vue de dessus et en coupe (microsection avec révélation des dopages).



(a) (b)

Figure IV.5.2.2 : *Vue de dessus du transistor testé (a), coupe selon l'axe en trait tiret (b).*

Les écarts entre les contacts de base, émetteur et collecteur sont assez grands pour pouvoir sonder chaque zone indépendamment avec notre laser.

Les transistors bipolaires présentent un empilement de jonctions bien plus riche que les transistors MOS, l'interprétation de leur réponse EOP est, de ce fait, un peu plus complexe.

IV.5.2.A. Test en fonctionnement de type diode

Le banc expérimental utilisé pour tester ces transistors est le même que celui utilisé pour la technologie MOS. Cependant une adaptation du système d'acquisition électrique a dû être faite en raison de la différence de commande des deux types de transistors. En voici les détails :

Configuration de la DS : - Fréquence de travail : 480 Hz. - Amplitude : 3,5 V. - Déphasage initial de 180° - Pentes du filtre : 18 dB. - Sensibilité : 100 mV. - Constante de temps : 300 ms. - Filtres : Line + 2x Line. - Reserve : Normal. - Bras de référence sur l'entrée B du lock-in. - Acquisition sur 100 points. - Acquisition de l'entrée A-B du lock-in. - 900 ms de temps d'acquisition entre chaque point.	Configuration du GBF: **Polarisation de V_B** : en mode « diode » - Durées d'impulsion carrée : 500 µs. - Fréquence de travail: 480 Hz. - Une amplitude variable de 0,1 à 1,5 V avec un pas de 0,1 V.

Durant le test, le GBF module le potentiel de la base (V_B), le collecteur (V_C), l'émetteur (V_E) et le substrat (V_{sub}) étant connectés tous les trois à la masse. La figure IV.5.2.A.1 présente la caractéristique $I_B(V_{BC})$ du transistor en mode « diode ».

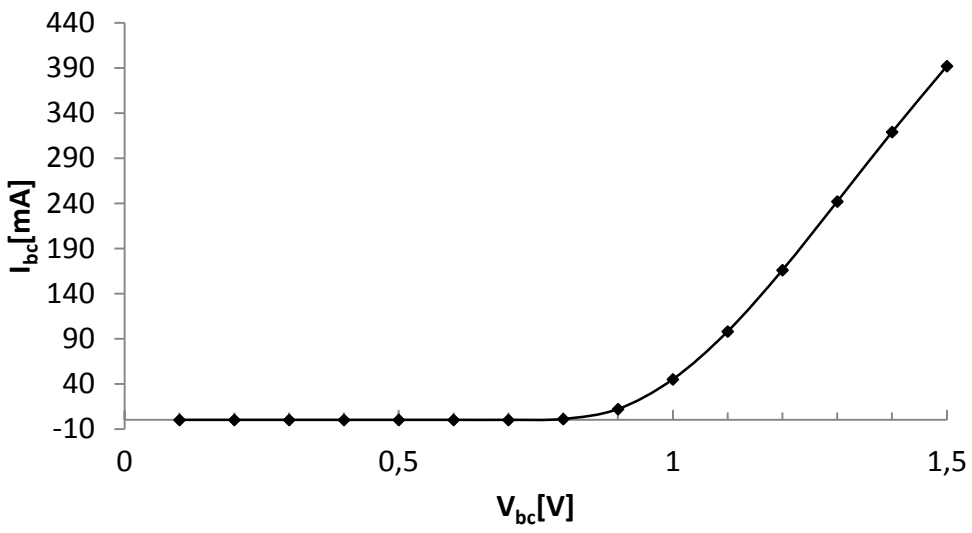
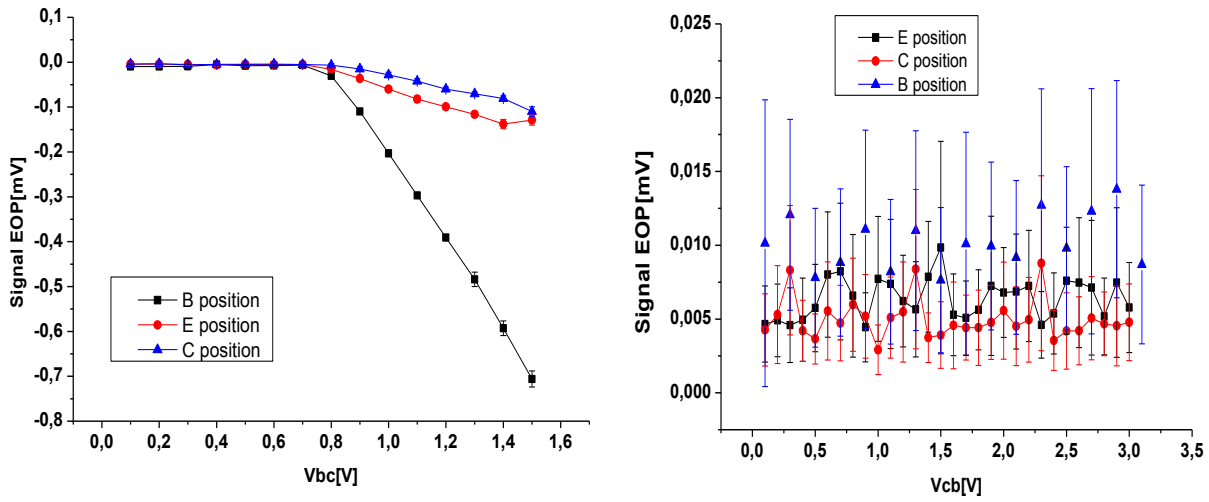


Figure IV.5.2.A.1 : *Caractérisation électrique du transistor en mode diode.*

La figure IV.5.2.A.2 montre la variation du signal EOP obtenu avec un laser incident sous le contact de base (B position), d'émetteur (E position) ou de collecteur (C position).



(a) $V_B = V_{GBF}$, $V_C = V_{sub} = V_E = 0$ V (b) $V_C = V_{GBF}$, $V_B = V_{sub} = V_E = 0$ V

Figure IV.5.2A.2 *: Mesure EOP sous les contacts de base, émetteur et collecteur quand le transistor est polarisé en mode diode en direct (a) et en inverse (b).*

Les courbes obtenues en mode de polarisation directe (figure IV.5.2.A.2-a) sont semblables à celles obtenues lors du test des diodes du chapitre précédent. On observe une plus forte dynamique lorsque le laser arrive sous le contact de base, ce qui n'est pas étonnant compte tenu de la jonction mise en jeu dans ce mode de test. La variation du signal EOP en polarisation directe s'accorde avec la variation du courant présentée en figure IV.5.2.A.1.

Le signal EOP en mode de polarisation inverse est beaucoup plus faible (voir figure IV.5.2.A.2-b). Il ne semble pas possible de distinguer une quelconque tendance dans ce jeu de courbes. De nouveau on retrouve un trait commun à ce qui a été vu sur les diodes dans le chapitre précédent.

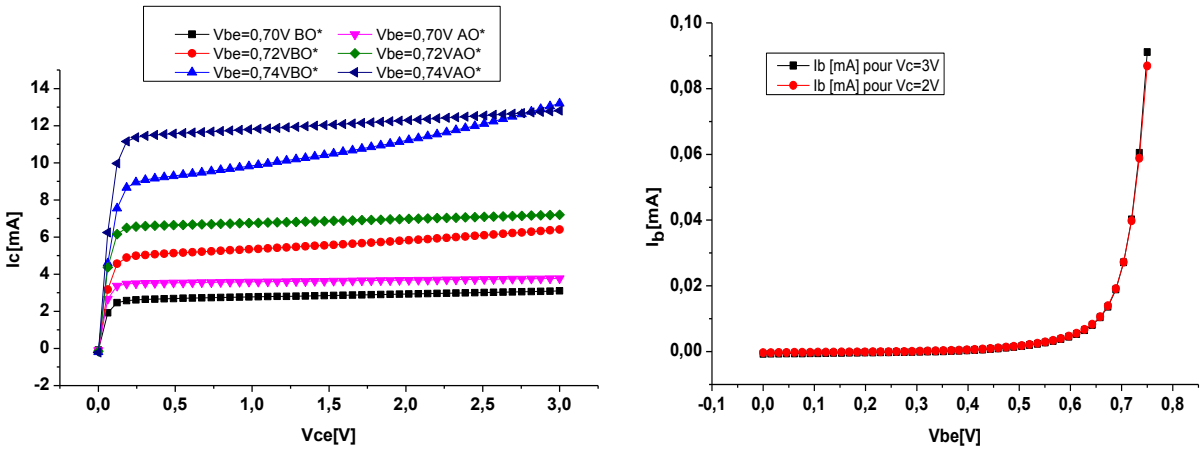
IV.5.2.B. Test en mode transistor/émetteur commun

Dans ce paragraphe, nous présentons les résultats obtenus en polarisant le transistor en configuration « émetteur commun ». Les conditions de polarisation sont résumées dans le tableau suivant :

V_B	V_C	V_E	V_{sub}
Alimentation continue : 0,7 - 0,74 V	GBF signal carré	0 V	0 V

Tableau IV.5.2.B.1 *: Conditions de polarisation en mode émetteur commun*

La figure IV.5.2.B.1 présente une série de caractéristiques électriques $I_C(V_{CE})$ pour différentes valeurs de V_{BE}, avant (BO) et après (AO) préparation d'échantillon pour le test laser. Nous pouvons constater une variation significative des courbes $I_C(V_{CE})$ avant et après la préparation d'échantillon (figure IV.5.2.B.1-a).



(a) (b)

Figure IV.5.2.B.1 : *Caractéristique $I_C(V_{CE})$ du transistor en mode émetteur commun avant (BO) et après (AO) ouverture du composant par la face arrière (a) et caractéristique $I_B(V_{BE})$ (b)*

Cette variation pourrait être liée au retrait d'une grande partie du leadframe lors de la préparation de l'échantillon.

Les résultats de mesure EOP pour différentes positions du laser sont donnés en figure IV.5.2.B.2.

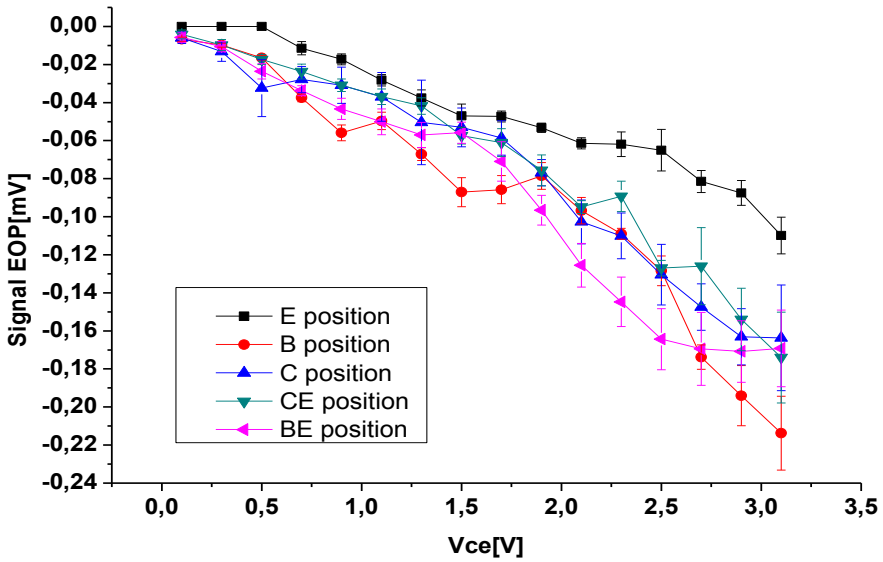


Figure IV.5.2.B.2 : *Mesure EOP en fonction de V_{CE} sous les contacts d'émetteur (E position), base (B position), collecteur (C position), entre les contacts de base-émetteur (BE position), et collecteur-émetteur (CE position), pour V_{BE} = 0,74 V.*

Quelle que soit la position d'arrivée du laser, le signal EOP varie de la même façon en fonction de V_{CE}. La meilleure dynamique est obtenue sous le contact de base et la pire sous le contact d'émetteur. Nous n'avons pas obtenu les mêmes observations lors des simulations. L'évolution du signal EOP est différente de celle observée sur la figure IV.5.1.7 comme le montre la figure IV.5.2.B.3.

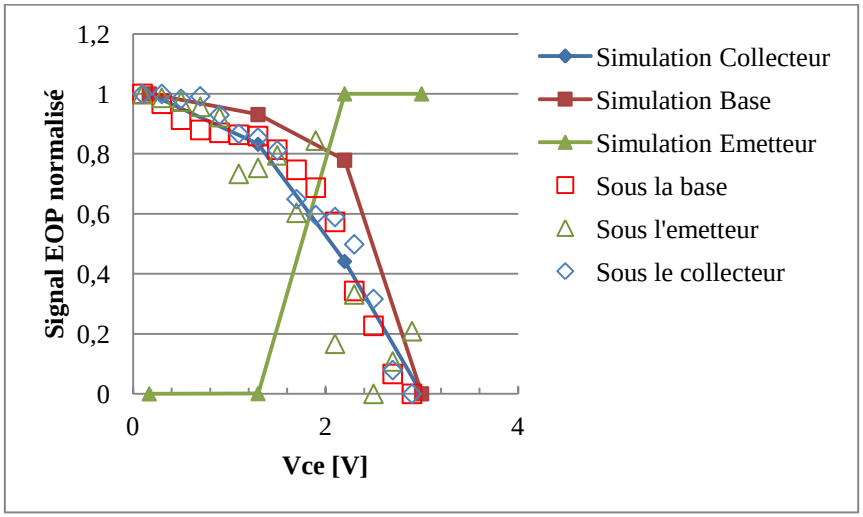


Figure IV.5.2.B.3 : *Comparaison entre les mesure EOP et simulations en fonction de V_{CE} sous les contacts d'émetteur (E position), base (B position), collecteur (C position) pour V_{BE} = 0,74 V.*

Cette différence montre qu'une bonne simulation TCAD est plus qu'importante pour avoir une bonne estimation de la variation du signal EOP et dans la compréhension des phénomènes liés à cette variation.

Contrairement à ce qui a été observé lors du test en mode « diode », nous constatons une forte variation du signal EOP alors que les courants varient très peu (figure IV.5.2.B.1-a). A l'inverse, comme le montre la figure IV.5.2.B.4, le signal EOP ne varie pratiquement pas lorsque le courant voit sa plus forte variation.

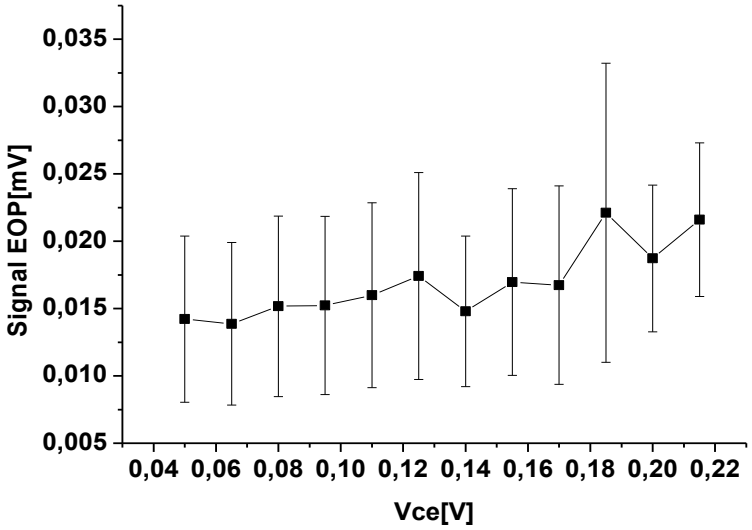


Figure IV.5.2.B4 : *Mesure EOP en fonction de V_{CE} dans la zone de saturation sous le contact de base pour V_{BE} = 0,74 V.*

Nous déduisons donc que pour cette configuration de test de notre transistor bipolaire, le signal ne serait pas lié au courant vu par notre structure.

IV.5.2.C. Test en mode émetteur commun avec la jonction base-collecteur non polarisée

Afin de n'observer que la contribution de la jonction émetteur-base, des tests ont été effectués avec les conditions de polarisation suivantes : VE = 0 V, VB = VC = Vsub = GBF. Les résultats des tests EOP sont présentés en figure IV.5.2.C.1 pour un impact du faisceau sous le contact d'émetteur et de base.

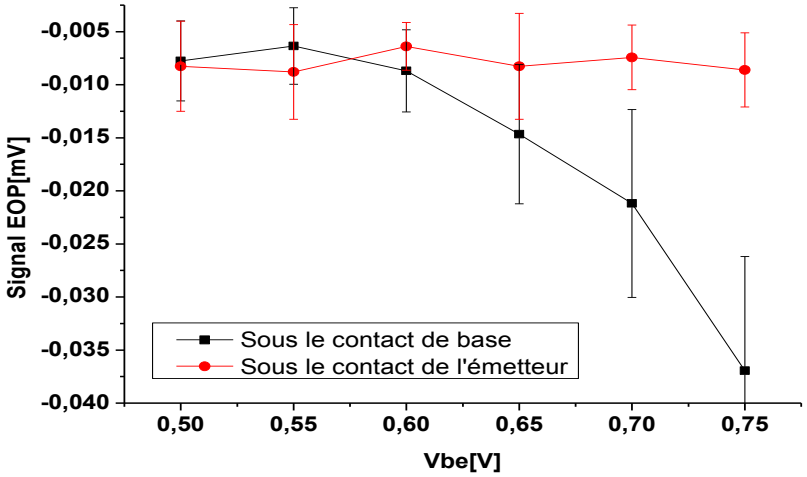


Figure IV.5.2.C.1 : *Mesure EOP en fonction de VBE sous les contacts d'émetteur (E position) et de base (B position), pour VE = 0 V, VB = VC = Vsub = GBF.*

Il apparait que la variation observée sous la base est bien plus prononcée que celle sous l'émetteur. Or si l'on suppose qu'un courant circule entre ces deux électrodes, nous serions en droit d'attendre des variations similaires du signal EOP si celui-ci était principalement lié à la variation de courant. La jonction émetteur-base est polarisée en direct, la zone de charge d'espace va donc en rétrécissant quand V_{BE} augmente. Le signal EOP relevé témoigne donc peut être de ce rétrécissement dissymétrique.

IV.5.2.D. Comparaison de deux transistors de conceptions légèrement différentes

Sur la puce CA3083 figurent deux familles de transistors. Le transistor dont les résultats ont été présentés juste avant (Q1) est associé à un deuxième transistor bipolaire (Q2) de sorte à ce que leurs performances s'accordent dans le but de bâtir une paire différentielle optimisée. Les trois autres transistors (Q3, Q4 et Q5) n'ont pas été bâtis suivant cette contrainte. Dans la mesure où la notice du composant met bien en évidence la particularité de Q1 et Q2 par rapport aux trois autres, on peut attendre quelques différences structurales entre les deux familles. L'une de ces différences a été mise en évidence par microsection de Q1, Q2 et Q5. La diffusion de base de la famille Q1, Q2 est moins profonde de 2 µm, par rapport à celle de Q5. Un test EOP a donc été réalisé sur Q4 pour voir si cette différence est détectable. La figure IV.5.2.D.1 montre le résultat de ces tests.

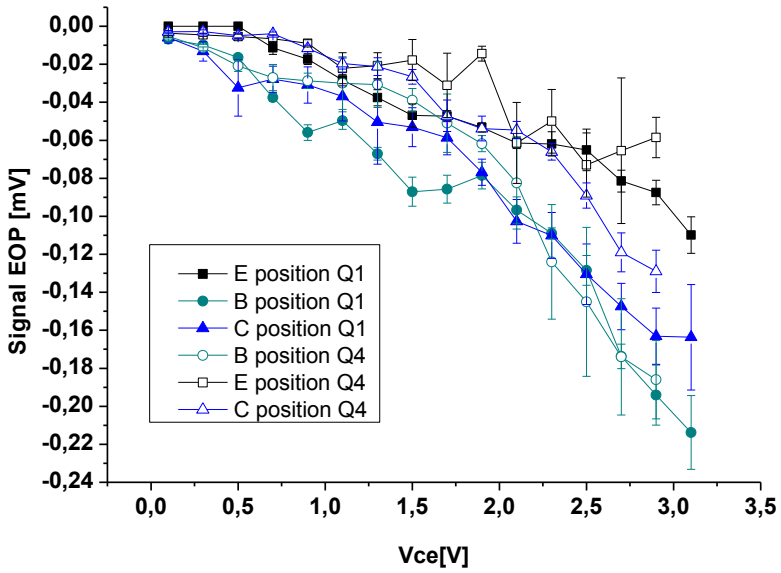
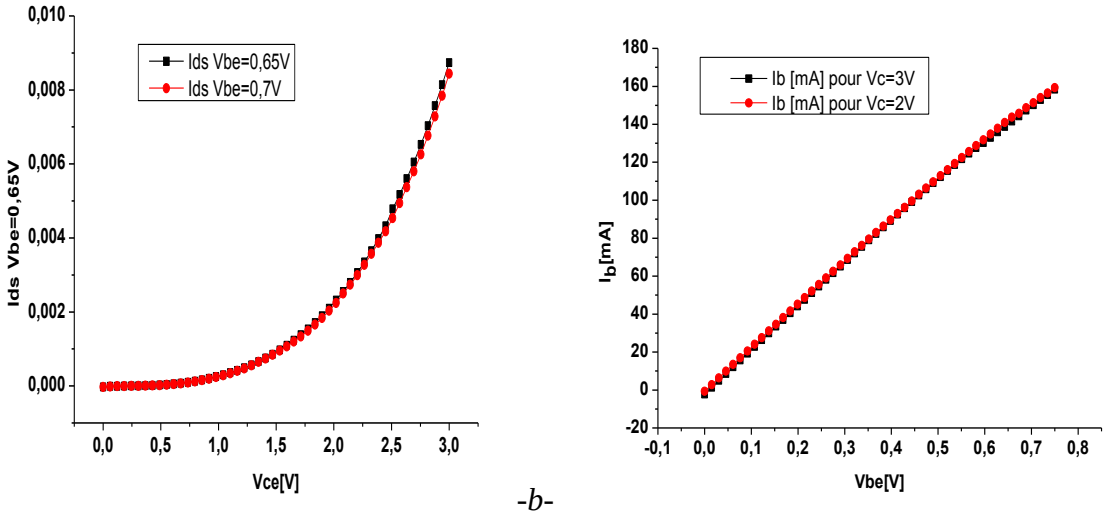


Figure IV.5.2.D.1 : *Mesure EOP en fonction de VCE sous les contacts d'émetteur (E position), base (B position), collecteur (C position), entre les contacts de base-émetteur (BE position), et collecteur-émetteur (CE position), pour V_{BE} = 0,74 V et pour les transistors Q1 et Q4.*

La figure IV.5.2.D.1 indique que la différence entre les deux transistors n'est pas vraiment visible sur la signature EOP. Seules les courbes obtenues sous le collecteur présentent une petite différence.

IV.5.2.E. Test d'un transistor bipolaire défaillant

Un transistor bipolaire s'est avéré électriquement défaillant, comme en témoigne sa caractéristique $I_C(V_{CE})$ donnée en figure IV.5.2.E.1. C'est le transistor Q3, de même modèle que Q4 et Q5.



-a- *-b-*

Figure IV.5.2.E.1 : *Caractéristique (a)$I_C(V_{CE})$ du transistor en mode émetteur commun après ouverture du composant par la face arrière et (b) caractéristique $I_B(V_{BE})$.*

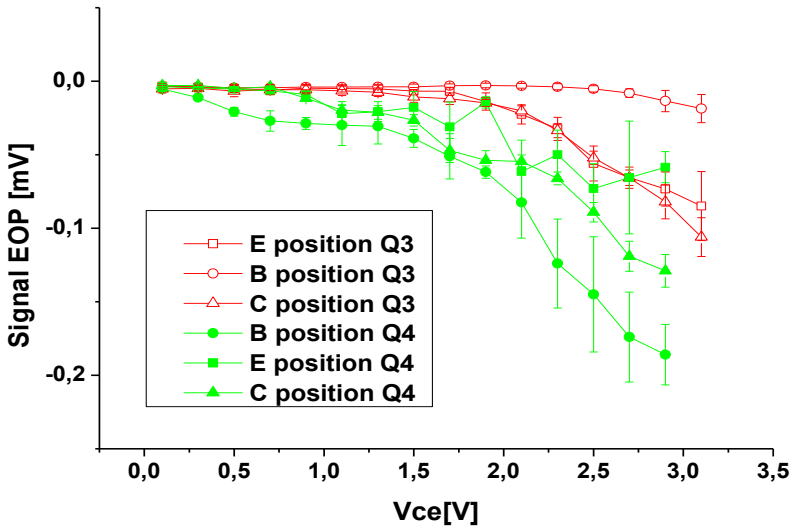


Figure IV.5.2.E.2 : *Comparaison des mesures EOP en fonction de V_{CE} des transistors Q4 et Q3 sous les contacts d'émetteur, de base et de collecteur quand les transistors sont polarisés en émetteur commun, pour VBE = 0,74 V.*

Il apparait sur la figure IV.5.2.E.2 que la réponse EOP du transistor défaillant est globalement moins importante (en valeur absolue) que celle du transistor sain. La plus grande différence est visible pour un test sous le contact de base. Une inspection classique à l'aide de la caméra InGaAs a montré une apparente dégradation physique du contact de base et d'émetteur (voir figure IV.5.2.E.3).

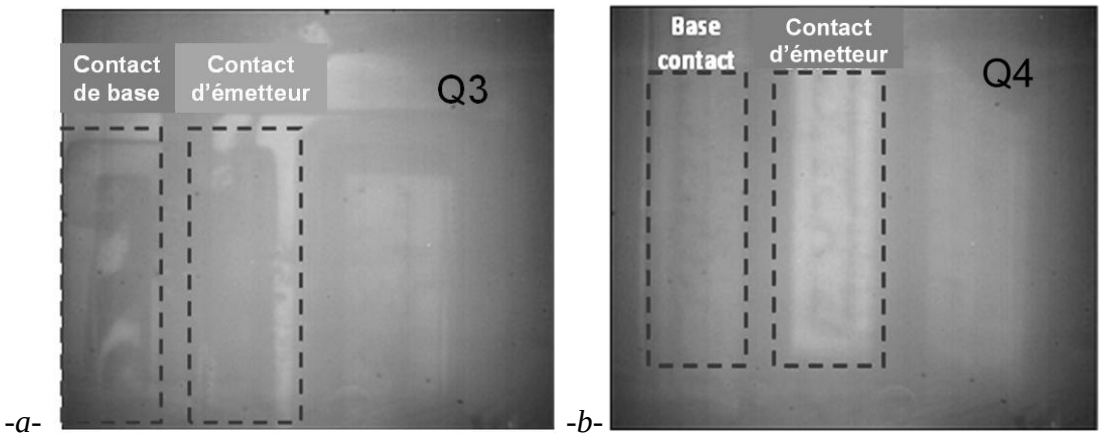


Figure IV.5.2.E.3 : *Photos des contacts de base et d'émetteur prises à l'aide de la caméra InGaAs par la face arrière (a) du transistor Q3 (b) du transistor Q4.*

IV.5.2. Expérimentation sur AOP

Dans cette section, nous allons présenter des résultats expérimentaux sur un amplificateur opérationnel (AOP). Le circuit sous test est un amplificateur faible puissance LM124 de chez ST Microelectronics. Ses caractéristiques les plus importantes à température ambiante sont : une tension d'alimentation maximale V_{cc} = 32 V, une tension d'entrée V_i de

– 0,3 à 32 V, une tension différentielle d'entrée V_{id} = +32 V et un courant d'entrée maximum de 50 mA. Ce composant est très utilisé dans l'industrie spatiale et peut avoir une certaine dégradation due aux rayonnements spatiaux d'où la demande du CNES pour effectuer ces expérimentations. Son schéma électrique est représenté sur la figure suivante.

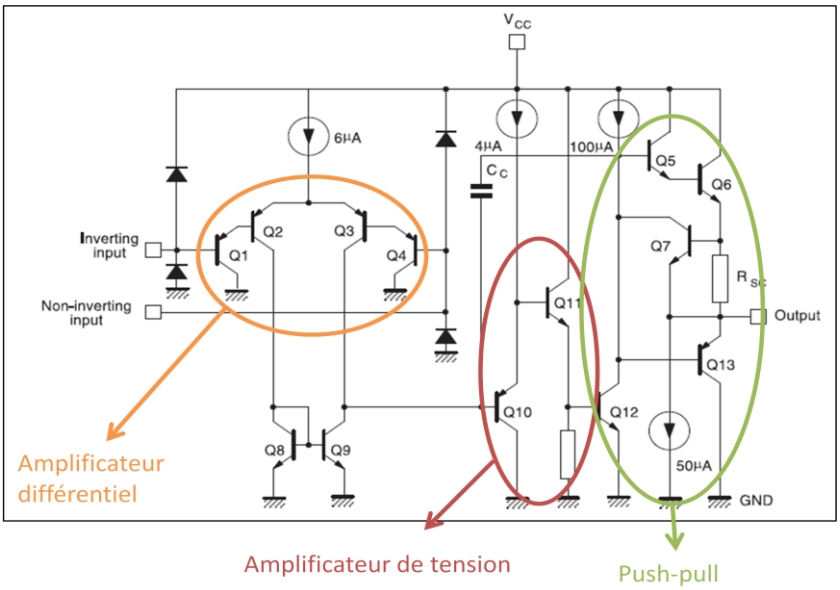


Figure IV.5.2.1 : *Schéma électrique de l'AOP LM124.*

Pour cette étude l'AOP est polarisé en mode non-inverseur avec une charge résistive de 150 Ω en sortie. L'utilisation de la résistance augmente le courant de l'entrée + V_{cc} d'un facteur cinq par rapport à une configuration sans charge. Sur l'entrée V_{in}^{+}, un signal carré impulsionnel à 480 Hz et 500 µs durée d'impulsion a été appliqué. La configuration de la chaine de détection est la même que celle utilisée pour les expérimentations des sections précédentes.

La figure représente une vue optique de l'un des quatre AOP du LM124 avec un objectif de microscope 20 X.

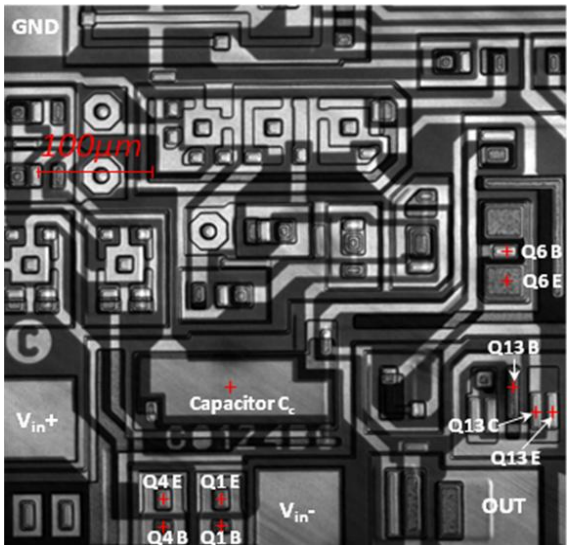


Figure IV.5.2.2 : *Vue par la face arrière de l'un des quatre AOP du LM124.*

Nous avons focalisé le spot laser sous différents transistors bipolaires du DUT. Nous avons fait l'acquisition de 50 points pour chaque application de tensions V_{in}^{+}. Une tension de polarisation constante de +5 V est appliquée sur l'entrée + V_{cc} et −5 V sur l'entrée $-V_{CC}$. Le I_{cc}^{+} pour un $+V_{in}$ = 3 V était 5 mA. Les transistors sondés ont des architectures différentes. Nous avons sondé les transistors suivants: Q1, Q4, Q6 et Q13 (voir figure IV.5.2.2) ainsi que la capacité Cc.

La figure IV.5.2.3 représente le signal EOP moyen mesuré en fonction de la polarisation V_{in}^{+} des transistors bipolaires (Q1 et Q4).

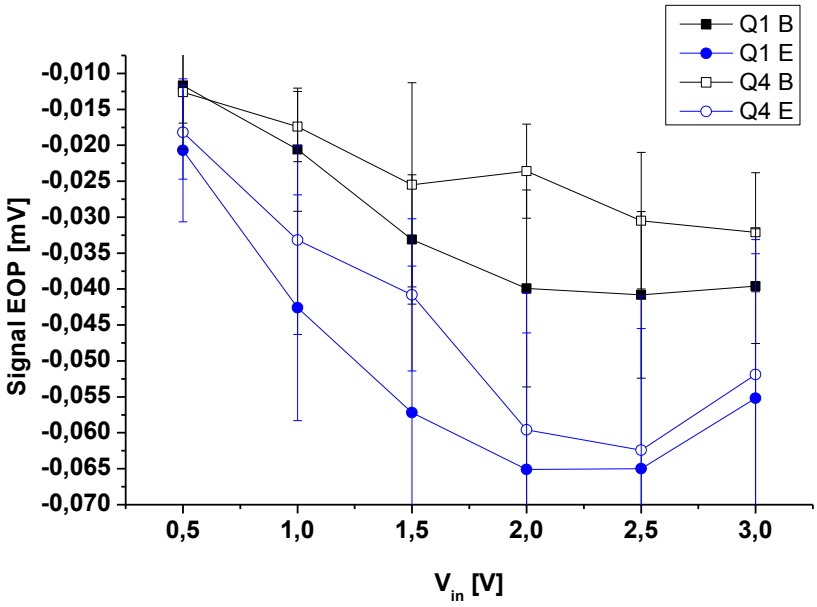


Figure. IV.5.2.3 : *Mesure du signal EOP en fonction de la tension V_{in}^{+} pour différentes positions du spot laser pour les transistors Q1 et Q4.*

On peut voir sur la figure. IV.5.2.3 que nous avons presque le même comportement pour les deux transistors Q1 et Q4 de l'étage d'amplification différentielle. Nous avons aussi un signal EOP plus fort sous le contact métallique de l'émetteur que sous le contact de la base pour les deux transistors. Ceci est dû à la plus grande surface du contact métallique de l'émetteur que celle du contact de la base. Nous remarquons également que le signal EOP diminue avec la tension V_{in}^{+} jusqu'à 2,5 V et augmente après. La tendance observée est différente de celle des résultats obtenus sur le composant CA3083. Ceci est probablement dû au fait que les transistors Q1 et Q4 sont de nature différente (transistors bipolaires PNP).

La figure IV.5.2.4 représente la mesure du signal EOP en fonction de la tension de polarisation V_{in}^{+} des transistors bipolaires (Q6 et Q13) de l'étage push-pull.

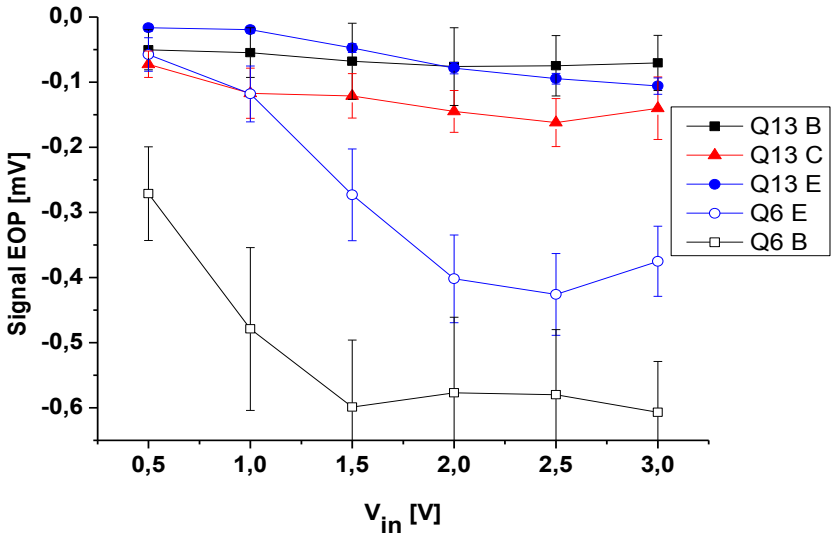


Figure. IV.5.2.4 : *Mesure du signal EOP en fonction de la tension V_{in}^{+} pour différentes positions du spot laser pour les transistors Q6 et Q13.*

On remarque sur la figure IV.5.2.4 que les signaux EOP diminuent avec l'augmentation de la tension de polarisation V_{in}^{+} pour les transistors bipolaires Q6 et Q13. Nous pouvons également voir que la valeur absolue des signaux EOP du transistor bipolaire Q6 est plus forte que celle des signaux EOP du transistor bipolaire Q13. Ceci est principalement dû à la largeur du transistor Q6 où nous avons un maximum de réflexion du faisceau laser sur les contacts métalliques. On peut également voir sur la figure IV.5.2.4 que nous avons une valeur absolue la plus forte du signal EOP sous le contact de base du transistor bipolaire NPN Q6 que sous son contact d'émetteur.

Les résultats obtenus sont similaires aux résultats présentés sur la figure IV.5.2.D.1, ceci est probablement dû à une absorption plus forte sous les contacts d'émetteur. Cette tendance n'apparaît pas clairement dans le cas du transistor bipolaire PNP Q13.

La figure IV.5.2.5 représente le signal EOP d'une mesure sonde sous le condensateur C_c MIS (Metal Insulator Semiconductor) en fonction de la tension V_{in}^+ appliquée à l'AOP.

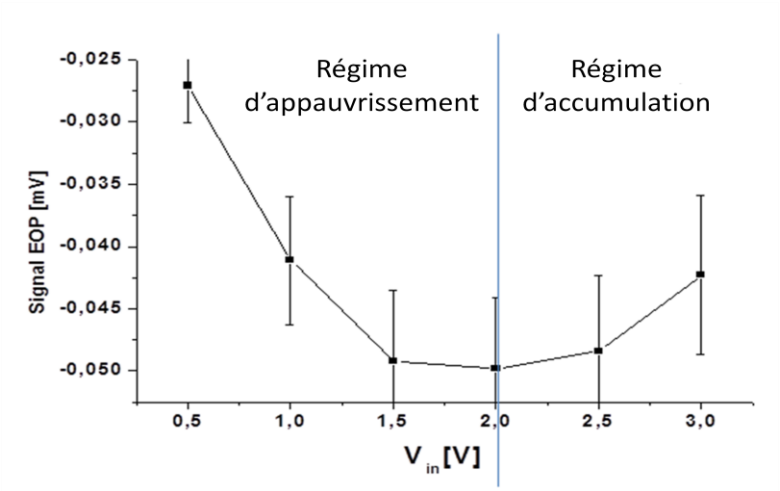


Figure. IV.5.2.5 : *Mesure du signal EOP en fonction de la tension V_{in}^+ quand le spot laser est focalisé sous la capacité C_c.*

La variation du signal EOP de la capacité ressemble aux résultats de mesure EOP de la figure IV.5.2.3, ce qui nous pousse à penser que l'origine du signal des transistors Q1 et Q4 est influencé par un effet de champ électrique ayant le même comportement que celui de la capacité C_c.

Nous pouvons voir sur la figure IV.5.2.5 que le signal EOP provenant de la capacité C_c baisse quand V_{in}^+ varie de 0,5 V à 2 V. Cela signifie que la transmission du faisceau à travers le substrat est de mieux en mieux et peut être expliquée par une diminution du régime de la capacité. Quand $V_{in}^+ > 2$ V, l'absorption du faisceau augmente, ce qui pourrait correspondre à un régime d'accumulation de la capacité. Cela nous amène à conclure que l'origine de ce signal EOP est principalement due au champ électrique qui repousse les porteurs à l'intérieur du silicium et modifie le coefficient d'absorption et l'indice de réfraction.

Afin de connaitre les phénomènes à l'origine du signal mesuré sur la capacité, nous avons effectué des simulations à l'aide de l'outil TCAD en ligne MOSCap de Nanohub pour extraire les données relatives à la distribution des porteurs dans le composant. La structure de la capacité est représentée sur la figure IV.5.2.6.

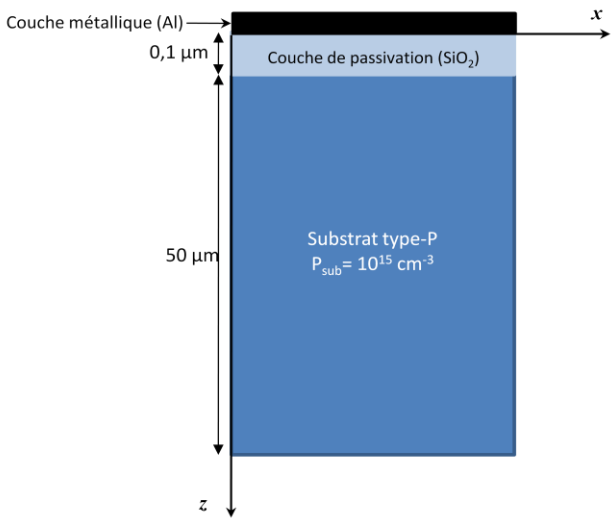
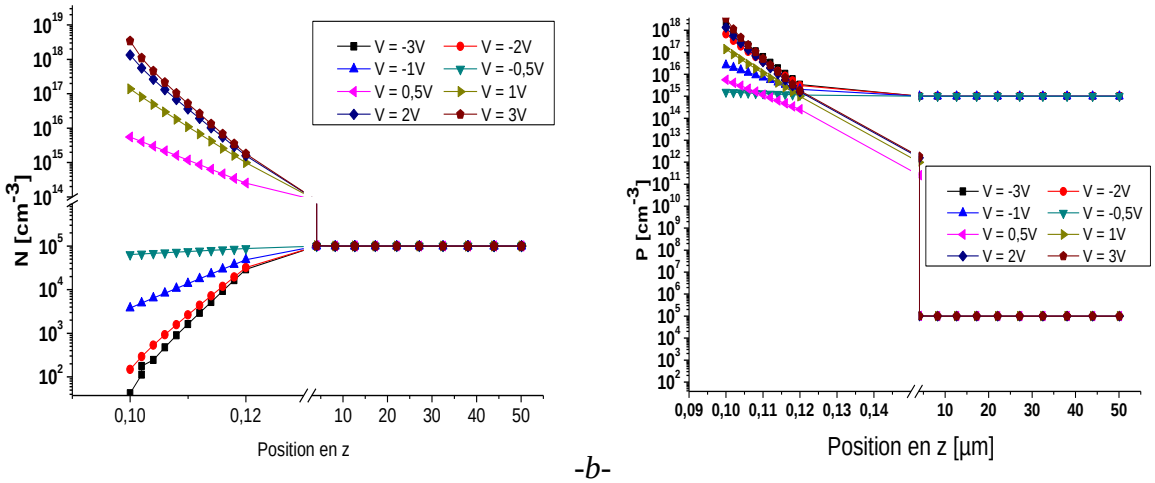


Figure. IV.5.2.6 : *Schéma de la structure simulée de la capacité C_c*

Les figures IV.5.2.7 a et b représentent la distribution des porteurs le long de la capacité simulée pour une tension de polarisation allant de -3 V à +3 V.



-a- *-b-*

Figure. IV.5.2.7 : *Distribution des porteurs le long de l'axe z de la capacité pour différente tensions. -a- Densité d'électrons. –b- Densité de trous*

Nous pouvons voir sur la figure IV.5.2.7 que la hausse de la tension négative en valeur absolue fait baisser le nombre d'électrons le long de la structure et également le nombre de trous. L'augmentation de la tension de polarisation positive de la capacité augmente la densité de trous et provoque une hausse considérable de la densité d'électrons au voisinage de la couche de passivation.

A partir de ces données, nous pouvons à l'aide de notre code simuler la variation du coefficient d'absorption et de l'indice de réfraction le long de notre structure de la capacité pour des tensions de polarisation entre -3 V et +3 V (voir figure IV.5.2.8 et IV.5.2.9).

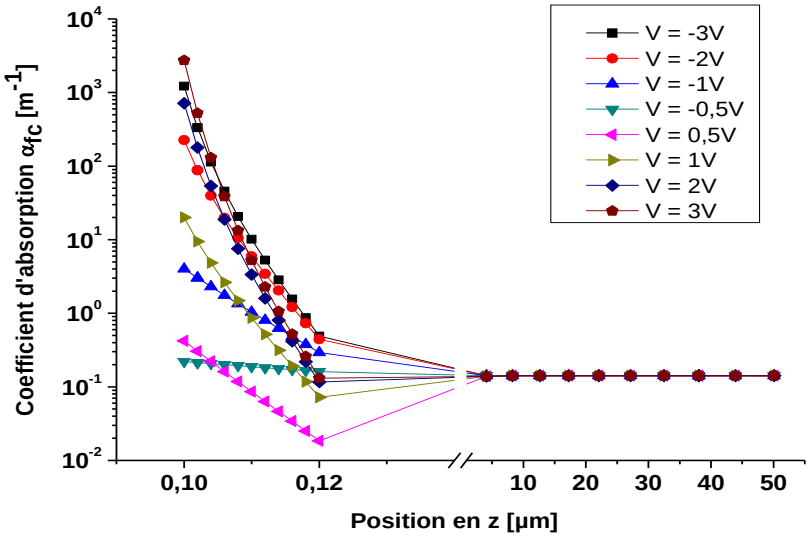


Figure IV.5.2.8 : *Variation du coefficient d'absorption en fonction de la position en z pour différentes tensions de polarisation de la capacité.*

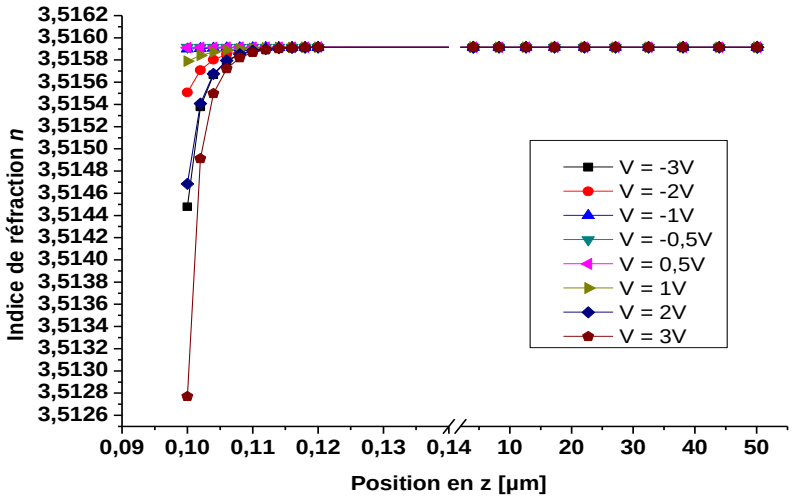


Figure IV.5.2.9 : *Variation de l'indice de réfraction en fonction de la position en z pour différentes tensions de polarisation de la capacité.*

Nous remarquons sur la figure IV.5.2.8 que le coefficient d'absorption décrit bel et bien le comportement des porteurs le long de la capacité simulée. En effet ce dernier augmente avec la hausse du nombre de porteurs présent dans la structure. L'indice de réfraction quant à lui diminue avec la hausse du nombre de porteurs présent dans la structure (voir figure IV.5.2.9). Ce comportement a déjà été observé tout au long du chapitre III et dans ce chapitre également.

Le résultat de simulation du rapport de l'intensité du faisceau laser réfléchi sur l'intensité du faisceau laser incident est présenté dans la figure IV.5.2.10.

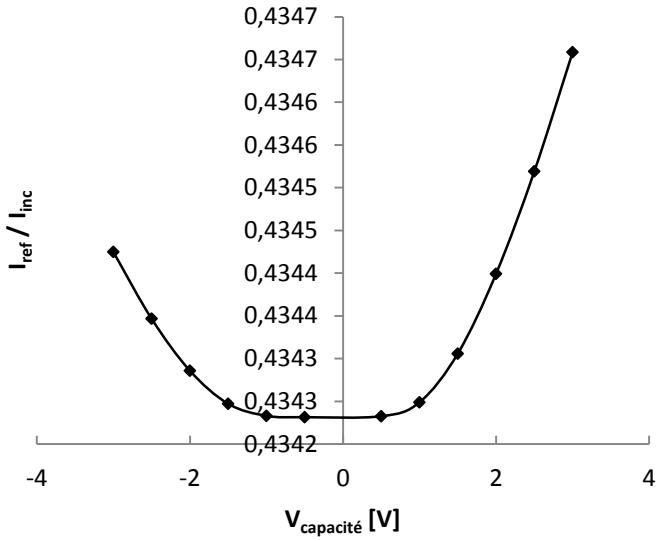


Figure IV.5.2.10 : *Variation du rapport I_{ref} / I_{inc} en fonction de la position en z pour différentes tensions de polarisation de la capacité.*

A partir de la figure IV.5.2.10 nous pouvons voir l'effet de la polarisation de la capacité sur la variation du rapport de l'intensité du faisceau laser réfléchi sur l'intensité du faisceau laser incident. L'ensemble des paramètres précédemment évoqués est à l'origine de la variation de la courbe I_{ref} / I_{inc}. En comparant les résultats expérimentaux obtenus sur la capacité Cc de l'AOP LM124 (voir figure IV.5.2.5) aux résultats de la simulation présentés sur la figure IV.5.2.10, nous pouvons déduire que la tension vue aux bornes de la capacité C_c au sein de l'AOP LM124 pour un V_{in}^+ entre 0 V et 2 V est une tension négative. Quand la tension V_{in}^+ est supérieure à 2 V alors la tension aux bornes de la capacité Cc redevient positive.

IV.6. Conclusion du chapitre IV

Nous avons vu dans ce chapitre que du point de vue des mécanismes physiques mis en jeu, le modèle développé met essentiellement en avant une prédominance de la variation du coefficient d'absorption par porteurs libres, en fonction de la tension ou/et de la température. Il est naturellement difficile de comparer directement les résultats de simulation et d'expérimentation, car la chaine de mesure n'a pas été modélisée, mais les deux approches semblent s'accorder sauf dans quelques cas particuliers.

L’étude sur les transistors MOS montre que la réponse EOP obtenue dans le cas où le faisceau laser est plus grand que le transistor est dominée par la contribution du drain et de la source. Le transistor PMOS semble présenter une plus grande dynamique de variation du signal que le transistor NMOS pour la technologie étudiée.

Nous avons démontré dans ce chapitre que la réponse EOP d’un transistor MOS peut avoir une variation significative si la température du composant varie. Cette situation peut se présenter dans le cas du test d’un composant numérique synchrone dont la fréquence d’horloge est élevée. Prendre en considération l’aspect thermique lors des simulations mais également lors des expérimentations peut aider à mieux comprendre l’origine des signaux mesurés.

Contrairement à ce qui est connu dans les études de thermoréflectance, le coefficient d’absorption est beaucoup plus impacté par la température que l’indice de réfraction. Une analyse thermique EOP par face arrière est beaucoup plus influencée par les variations du coefficient d’absorption que par l’indice de réfraction.

Les tests effectués sur des transistors bipolaires montrent que le signal EOP varie de la même façon quelle que soit la zone sondée du transistor. La zone sous le contact de base propose cependant une plus grande dynamique de variation et l’émetteur la plus faible. Contrairement à ce qui se passe avec les transistors MOS, le signal EOP n’est plus clairement corrélé avec le passage du courant.

L’opportunité d’avoir un transistor bipolaire défaillant a permis de confronter la technique EOP à une analyse de défaillance. Il en ressort la capacité de voir un défaut via le signal EOP obtenu sous l’émetteur. Le défaut étant d’autant plus visible que la tension V_{CE} est importante.

La mesure sonde des composants CA3083 et LM124 révèle la capacité de la technique EOP à mesurer des signaux analogiques de structures différentes.

L’analyse sonde sur l’amplificateur opérationnel LM124 nous a permis d’observer la dynamique du signal EOP de transistors PNP qui est différente des transistors NPN étudiés. Les signaux EOP des transistors NPN de l’AOP nous ont permis de voir le même comportement que celui observé sur les transistors NPN de la puce CA3083. C'est-à-dire une dynamique plus importante sous les contacts de base et une dynamique plus faible sous les contacts de l’émetteur.

Enfin, la mesure sonde d'une capacité MIS nous a permis de démontrer que les signaux EOP mesurés peuvent non seulement révéler la présence de courant électrique (comme dans les études sur les transistors où la présence de courant est évidente) mais également la présence d'un champ électrique. La simulation sur une capacité MIS nous à révélé le comportement des porteurs qui influencent le signal EOP. Nous avons pu constater en analysant le signal EOP mesuré de la capacité du l'AOP LM124 que cette dernière voyait une tension négative puis positive à ses bornes quand la tension V_{in}^{+} variait entre 0 V et 3 V.

Conclusion générale

L'évolution des technologies à base de semiconducteurs apporte avec elle son lot de défaillances. Ces défaillances peuvent être détectées grâce à différentes techniques. Dans le cadre de cette thèse, l'accent a été mis sur la compréhension et l'interprétation du signal provenant du faisceau laser réfléchi dans une mesure laser sonde réflectométrique.

Nous avons également présenté les différents paramètres physiques, électriques et optiques intervenants dans l'interaction d'un faisceau laser avec un circuit intégré à base de silicium. En plus de la simple interaction du faisceau laser avec le semiconducteur, des phénomènes électrothermiques entrent en jeu lors de la polarisation des composants électroniques. Nous avons affiné les différents modèles physiques des paramètres étudiés et nous les avons intégrés à notre propre modèle. Le modèle que nous avons développé permet de calculer le rapport de l'intensité du faisceau laser réfléchi sur l'intensité du faisceau laser incident mais également de prendre en compte l'aspect dimensionnel des structures étudiées (cas d'un spot laser beaucoup plus large que la taille des structures élémentaires étudiées).

L'analyse des circuits intégrés par laser en mode sonde repose sur l'étude de la modulation du faisceau laser incident et réfléchi par les zones actives des structures élémentaires. A partir de l'étude sur les différents paramètres modulant le faisceau laser, nous avons pu mettre en évidence les principaux paramètres jouant un rôle dans l'interaction laser semiconducteur. L'influence de l'environnement interne et externe dans une mesure réfléctométrique est difficile à isoler quand tous les paramètres varient en même temps. Nous nous sommes basés sur des modèles physiques préexistants, que nous avons modifiés pour une meilleure adéquation avec les mesures expérimentales. Dans nos démarches, nous nous sommes aidés d'outils de simulation à éléments finis et de calculs puissants pour un gain de temps et de fiabilité considérable.

Plusieurs expérimentations ont été menées sur une structure simple de type diode et les résultats obtenus ont une bonne adéquation avec les résultats de simulation.

Nous avons vu dans au cours de l'étude présentée dans ces travaux de thèse, que du point de vue des mécanismes physiques mis en jeu, le modèle développé met essentiellement en avant une prédominance de la variation du coefficient d'absorption par porteurs libres, en fonction de la tension ou/et de la température.

L'étude sur les transistors MOS a permis de montrer que :

- la réponse EOP obtenue dans le cas où le faisceau laser est plus grand que le transistor est dominée par la contribution du drain et de la source,
- le transistor PMOS semble présenter une plus grande dynamique de variation du signal que le transistor NMOS pour la technologie étudiée,
- la réponse EOP d'un transistor MOS peut avoir une variation significative si la température du composant varie. Cette situation peut se présenter dans le cas du test d'un composant numérique synchrone dont la fréquence d'horloge est élevée,
- prendre en considération l'aspect thermique lors des simulations mais également lors des expérimentations peut aider à mieux comprendre l'origine des signaux mesurés,
- contrairement à ce qui est connu dans les études de thermoréflectance, le coefficient d'absorption est beaucoup plus impacté par la température que l'indice de réfraction. Une analyse thermique EOP par face arrière est beaucoup plus influencée par les variations du coefficient d'absorption que par l'indice de réfraction. Le signal EOP se dégrade avec la hausse de la température.

Les tests effectués sur des transistors bipolaires montrent que :

- le signal EOP varie de la même façon quelle que soit la zone sondée du transistor.
- la zone sous le contact de base propose cependant une plus grande dynamique de variation et l'émetteur la plus faible,
- contrairement à ce qui se passe avec les transistors MOS, le signal EOP n'est plus clairement corrélé avec le passage du courant.

L'opportunité d'avoir un transistor bipolaire défaillant a permis de confronter la technique EOP à une analyse de défaillance. Il en ressort la capacité de voir un défaut via le signal EOP obtenu sous l'émetteur. Le défaut étant d'autant plus visible que la tension V_{CE} est importante.

La mesure sonde des composants CA3083 et LM124 révèle la capacité de la technique EOP à mesurer des signaux analogiques de structures différentes.

L'analyse sonde sur l'amplificateur opérationnel LM124 nous a permis d'observer que :

- la dynamique du signal EOP de transistors PNP est différente des transistors NPN étudiés,
- les signaux EOP des transistors NPN de l'AOP ont le même comportement que celui observé sur les transistors NPN de la puce CA3083. C'est-à-dire une dynamique plus importante sous les contacts de base et une dynamique plus faible sous les contacts de l'émetteur.

Enfin, la mesure sonde d'une capacité MIS nous a permis de démontrer que :

- les signaux EOP mesurés peuvent non seulement révéler la présence de courant électrique (comme dans les études sur les transistors où la présence de courant est évidente) mais également la présence d'un champ électrique,
- la simulation sur une capacité MIS nous a révélé le comportement des porteurs qui influencent le signal EOP,
- nous avons pu constater en analysant le signal EOP mesuré sur la capacité de l'AOP LM124 que cette dernière voyait une tension négative puis positive à ses bornes quand la tension V_{in}^{+} variait entre 0 V et 3 V. Ceci nous permet de conclure que l'analyse individuelle et complète en tension des différents composants d'un circuit intégré est primordiale pour la bonne compréhension et interprétation des signaux EOP.

Compte tenu de l'intégration perpétuelle des composants électroniques et la limitation technologique subite par les techniques d'analyse de défaillance, il devient nécessaire de trouver d'autres moyens plus efficaces pour contrer les différentes difficultés d'interprétation dues à la taille du spot laser qui devient de plus en plus grand par rapport à la taille des structures élémentaires. Des solutions comme les lentilles à immersion solide sont des solutions technologiques qui améliorent la résolution des techniques sonde mais qui voient leur efficacité limitée. Des solutions logicielles basées sur la compréhension des origines des signaux EOP mesurés peut apporter un grand souffle aux techniques d'analyse de défaillance. La prise en compte de tous les phénomènes dans l'interprétation des résultats réflectométriques d'une mesure EOP est une tache ardue que nous avons essayé de relever dans cette étude.

Les différents résultats présentés dans le cadre de cette thèse démontrent l'importance de cette voie et ouvrent de nouvelles perspectives. Des améliorations au travail présenté dans ce manuscrit peuvent êtres envisagées comme par exemple l'analyse en translation d'un spot

laser qui peut être traité comme un produit de convolution de plusieurs signaux pour reproduire les structures étudiées pour les études en mode cartographique.

Contributions scientifique

- M. M. REBAÏ, F. Darracq, D. Lewis, P. Perdu, K. Sanchez, “Techniques d’analyses des circuits intégrés par laser en mode sonde”, Journées de l’Ecole Doctorale des Sciences Physiques et de l’Ingénieur 209, 2013, Bordeaux.

- M. M. REBAÏ, F. Darracq, D. Lewis, P. Perdu, K. Sanchez, “Origines et influences de l'environnement sur une mesure laser sonde pour des technologies submicroniques”, Journées Nationales du Réseau Doctoral en Micro-nanoélectronique, 2013, Grenoble.

- M. M. REBAÏ, F. Darracq, D. Lewis, P. Perdu, K. Sanchez, “How to interpret the reflected laser probe signal of multiple elementary substructures in very deep submicron technologies” Conference Proceedings of ISTFA, (San Jose, CA Nov 2013), pp 471-480.

- M. M. REBAÏ, F. Darracq, D. Lewis, P. Perdu, K. Sanchez, "Analyse interne des circuits intégrés par stimulation laser en mode sonde", JC2 2013, Toulouse.

- M. M. REBAÏ, F. Darracq, J-P. Guillet, D. Lewis, P. Perdu, K. Sanchez, “Temperature Effect on Reflected Laser Probing Signal of Multiple Elementary Substructures” Conference Proceedings of IPFA, (Singapore Jul 2014).

- M. M. REBAÏ, F. Darracq, J-P. Guillet, E. Bernou, K. Sanchez, P. Perdu, D. Lewis “A comprehensive study of the application of the EOP techniques on bipolar devices” Microelectronics Reliability, ESREF 2014, Berlin.

Bibliographie

[ANAN 92]: Y. Ananev, “Laser resonators and the beam divergence problem”. Adam Hilger, 1992.

[AROR 82]: N. D. Arora et *al*, “lectron and Hole Mobilities in Silicon as a Function of Concentration and Temperature”, IEEE Transactions on Electron Devices, Vol. ED-29, No. 2, (1982) 292-295.

[BART 96] : D.L. Barton et al. “Infrared Light Emission from Semiconductor Devices”, ISTFA, pp.9-17, 1996.

[BASC 13] : G. Bascoul “Applications de la cartographie en émission de lumière dynamique (Time Resolved Imaging) pour l’analyse de défaillance des composants VLSI” Travaux de thèse, Université Bordeaux 1, 2013.

[BLOC 01] : J. A. Block et al “Benefits of Phase Interference Detection to IC Waveform Probing”, ATS, 10th Asian test symposium, pp 185 – 190, 2001.

[CHAP 63]: P. W. Chapman, et *al*, “Electrical properties of heavily doped silicon” J. Appl. Phys. vol. 34 (1963), no. 11, pp. 3291-3295.

[CELI 11] : G. Celi, et al, “LVI detection on passive structure in advance CMOS technology: New opportunities for device analysis”, Microelectronics Reliability 51, 1662–1667. 2011.

[CELI 13] : G. Celi “Etude, applications et améliorations de la technique LVI sur les défauts rencontrés dans les technologies CMOS avancées 45nm et inférieur.” Thèse doctorale, université Bordeaux 1, 2013.

[CHES 64]: M. Chester et *al*, “Electro-Absorption Spectrum in Silicon,” Physical, Review Lett, Vo1.13, pp.193, 1964.

[COUR 14] : N. Courjault et al, “Improvement of 3D Current Mapping by Coupling Magnetic Microscopy and X-Ray Computed Tomography” Proceedings from the Physical and Failure Analysis of Integrated Circuits IPFA 2014, Singapore, pp 50-53, July 2014.

[DELA 85]: J. A. Del Alamo, S. E. Swirhun, and R. M. Swanson, “Measurementand modeling of minority carrier transport in heavily-doped silicon,” Solid-State Electron., vol. 28, pp. 47–52, 1985.

[DOUI 07] : A. DOUIN, “Contribution a la modélisation et au développement de techniques de test et d'analyse dynamiques de circuits intégrés par faisceau laser pulse” Thèse de doctorat, Université Boredeaux I, 2007.

[DZIE 79]: J. Dziewior and D. Silber, “Minority-carrier diffusion coefficients in highly-doped silicon,” Appl. Phys. Lett., vol. 35, pp. 170–172, July 1979.

[EILE 00] : T. M. Eiles et al, “Optical Interferometric Probing of Advanced Microprocessors” Proceedings, ITC, 80, 2000.

GERL 97] : M. Gerl, J-P. Issi ; “Traité des matériaux : Physique des matériaux” Presses polytechniques et universitaires romandes, Lausanne, Edition 1997.

[HAMM] : Time-resolved imaging emission microscope TriPHEMOS catalog of Hamamatsu.

[HART 09] : C. Hartmann, M. Wieberneit “Investigation on marginal failure characteristics and related defects analysed by soft defect localization”. Microelectronics Reliability 49, Nr. 9–11, pp. 1137–1142. 20th European Symposium on the Reliability of Electron Devices, Failure Physics and Analysis, 2009.

[HEIN 86] : H.K.Heinrich et a1 “Measurement of Real Time Digital Signals in a Silicon Bipolar Junction Transistor using a Noninvasive Optical Probe,” Electron Lett Vol 22 pp 650, 1986.

[HEIN 87] : H. K. Heinrich et al, “Noninvasive Optical Sheet Charge Density Probe for Silicon Integrated Circuits”, IEEE Transactions on Electron Devices vol. 33 (11), pp. 1860, 1987.

[HEIN 92] : H. Heinrich et al, “Picosecond Backside Optical Detection of Internal Signals in Flip-Chip Mounted Silicon VLSl Circuits”, Microelectronic Engineering, vol. 16, 1992.

[HIAT 81] : J. Hiatt, “A Method of Detecting Hot Spots on Semiconductors using Liquid Crystals” 19th Annual Reliability Physics Symposium, pp. 130–133, 1981.

[INFA 09] : F. Infante, P. Perdu, S. Petremont, D. Lewis, “A new Methodology for Short Circuit Localization on Integrated Circuits using Magnetic Microscopy Technique Coupled with Simulations”, Physical and Failure Analysis of Integrated Circuits, 2009. IPFA 2009. 16th IEEE International Symposium on the, pp. 208–212, 2009.

[IRVI 62]: J. C. Irvin, “Resistivity of bulk silicon and diffused layers in silicon”, Bell Sys. Tech. J.(1962), pp. 387410.

[KELD 58]: L. V. Keldysh, “The effect of a strong electric field on the optical properties of insulating crystals”, Soviet Physics JETP, pp. 788-790, 1958.

[KIND 07-A] : U Kindereit et al, “Investigation of Laser Voltage Probing Signals in CMOS Transistors”, IEEE-IRPS 45, 526, 2007.

[KIND 07-B] : U Kindereit et al, “Quantitative Investigation of Laser Beam Modulation in Electrically Active Devices as Used in Laser Voltage Probing”, IEEE Trans Dev Mater Reliab 7, 19, 2007.

[KIND 08] : U Kindereit et al, “Comparison of laser voltage probing and mapping results in oversized and minimum size devices of 120 nm and 65 nm technology”, Micro Rel 48, 1322, 2008.

[KIND 09] : U. Kindereit “Investigation of laser-beam modulations induced by theoperation of electronic devices” Travaux de thèse, Faculté IV - Institut de génie électrique et informatique de haute fréquence et de la technologie du système de semiconducteurs à l'Université technique de Berlin (2009).

[KHUR 86] : N. Khurana, C. L. Chiang “Analysis of Product Hot Electron Problems by Gated Emission Microscopy”, Proceeding IRPS, IEEE, pp.189-194, 1986.

[KOGE 66]: H.Kogelink et T. LI, “Laser Beams and Resonators”. Appl. Optics, vol. 5, n° 10, p. 1550-67, 1966.

[KOLZ 92] : J. Kolzer, C. Boit, A. Dallmann, G. Deboy, J. Otto, et D. Weinmann, “Quantitative Emission Microscopy”, Journal of Applied Physics, Vol. 71, No. 11, p. R23-R41, 1992.

[KOSK 87]: G. Koskowich et *al*, “Testing of VLSI devices using electo-optic effects in silicon”, Optoelectronic Materials, Devices, Packaging, Vo1.836, pp.142, 1987.

[LERO 99] : C. Leroux et D. Blachier: “Light emission microscopy for reliability studies”. Microelectronics reliability, 49:169–180, 1999.

[LAU 14] : C. K. Laua and C. H. Tan “Failure Analysis of Zn-Mo Particle in the Molding Compound Causing Gate-Source Short in Non- Passivated MOSFET Device” Proceedings from the Physical and Failure Analysis of Integrated Circuits IPFA 2014, Singapore, pp 50-53, July 2014.

[LEWI 96] : D. Lewis, “Réalisation d’un banc optique d’imagerie thermique et thermoélastique pour composants électroniques en fonctionnement. Application à l’étude de l’effet Peltier généré aux contacts ohmiques de circuits intégrés et à la caractérisation du comportement thermique de diodes laser” Thèse doctorale, université Bordeaux I, 1996.

[LEWI 05] : D. Lewis et al “Implementing Laser-Based Failure Analysis Methodologies Using Test Vehicles”, IEEE transactions on semiconductor manufacturing, Vol. 18, No. 2, 2005.

[LI 80] : H. H. Li, “Refractive Index of Silicon and Germanium and Its Wavelength and Temperature derivatives”, J.Phys. Chem. Ref. Data, Vol 9, No 3 (1980) 561-658.

[LIAO 07] : J. Y. Liao, H. L. Marks, F. Beaudoin “OBIRCH analysis of electrically stressed advanced graphic ICs” Microelectronics Reliability 47, Nr. 9–11, pp. 1565–1568. 18th European Symposium on Reliability of Electron Devices, Failure Physics and Analysis 2007.

[LIAO 10] : J. Liao et al, “Scan Chain Failure Analysis using Laser Voltage Imaging” Microelectronics Reliability 50,pp 1422–1426, 2010.

[LO 01] : W. K. Lo et al, “Next-Generation Optical Probing Tools for Design Debug of Microprocessor Integrated Circuits », IEEE Leos Newsletter, 15(6): p. 3, 2001.

[NIKA 99] : K. Nikawa and S. Tozaki, “Failure Analysis Case Studies Using the IR-OBIRCH (Infrared Optical beam Induced Resistance CHange) Method”, Test Symposium, ATS '99, pp 394-399, Shanghai, Novmber 1999.

[NOOR 93] : S. Noor Mohamed et *al*, “Temperature, Electric Field, and Doping Dependent Mobilities of Electrons and Holes ni Semiconductors”, Solid St. Electronics, Vol 36, N. 12, (1993), pp.1677-1683.

[NORD 12] : Nordin, N. F. “A pplication of Seebeck Effect Imaging on Failure Analysis of Via Defect” Proceedings from the Physical and Failure Analysis of Integrated Circuits 2012, Singapore, July 2012.

[PANI 98]: M.Paniccia et al‘‘Optical Probing of Flip Chip Packaged Microprocessors,” Proceedings of 42 International conference of Electron, Ion and Photon Beam Technology and Nanofabrication, pp 740-747, 1998.

[PANK 71]: J.I. Pankove, “*Optical Processes in Semiconductors”*. Dover, 1971.

[PREN 12]: J-P. Prenel, “Physique du laser”, Techniques de l’Ingénieur, traité Sciences fondamentales, 2012.

[QUIN 95] : V. Quintard, “Réflectométrie et interférométrie laser haute résolution. Application à la caractérisation de composants électroniques”. Thèse doctorale de l’université de Bordeaux 1. 1995.

[REGG 02]: S. Reggiani et *al*, “Electron and Hole Mobility in Silicon at Large Operating Temperatures – Part I: Bulk Mobility”, IEEE Transactions On Electron Devices, Vol. 49, No. 3, (2000), 490–499.

[SASA 88]: Y. Sasaki, et *al*, “A New Experimental Determination of the Relationship Between the Hall Mobility and the Hole Concentration in Heavily Doped P-Type Silicon” Solid St. Electronics, Vol 31, (1988), pp 5-12.

[SCHM 81]: P. E. Schmid, “Optical absorption in heavily doped silicon” Phys. Rev. B 23, 5531–5536. 1981.

[SEEB 26] : T. J. SEEBECK “Ueber die magnetische Polarisation der Metalle und Erze durch Temperatur differenz” Annalen der Physik Vol 82, pp 253–286, 1826.

[SORE 87]: R. A. Soref and Brian Bennett “Electro-optical Effects in Silicon”, IEEE Journal of Quantum Electronics, Vol.QE-23, pp.123, 1987

[SPIT 57]: W. Spitzer and H. Y. Fan, “Infrared absorption in n-type silicon,” Phys. Rev., vol. 108, p. 268, 1957.

[SRS] : Stanford Research Systems, MODEL SR830 DSP Lock-In Amplifier cathalogue.

[SWIR 86 A]: S. Swirhun, et *al*, “Measurement of electron lifetime, electron mobility and band-gap narriowing in heavily doped p-type silicon”, Int. Electron Devices meeting (1986), pp. 24-27.

[SWIR 86 B]: S. E. Swirhun, J. Del Alamo, and R. M. Swanson, “Measurement of hole mobility in heavily-doped n-type silicon,” IEEE Electron Device Lett.,vol. EDL-7, pp. 168–171, Mar. 1986.

[TANG 80]: D.D. Tang, et *al*, “Heavy Doping Effects in p-n-p Bipolar Transistors”, IEEE Trans.Electron Devices ED-27, 3 (1980), 563-570.

[WANG 90]: C. H. Wang, K. Misiakos, and A. Neugroschel, “Minority-carrier transport parameters in n-type silicon” IEEE Trans. Electron Devices, vol. 37, pp. 1314–1322, May 1990.

[WEND 65]: P. H. Wendland et *al*, “Electric field effects on indirect optical transitions in silicon”, Phys. Rev., vol. 140, no. 4A, p. 1384. 1965.

[WILS 99] : K. R. Wilsher et al, “Practical Optical Waveform Probing of Flip-Chip CMOS Devices”, Proceedings, ITC, 932 (1999).

[WOLF 89]: C.M. Wolfe et *al*., Physical properties of semiconductors, chapitre 7, 1989.

[WU 13] : Chunlei Wu1, 2, Suying Yao “Realizing Dynamic Thermal Laser Stimulation by Lock-in IR-OBIRCH Assisted with a Current Detection Probe Head” ISTFA 2013, Conference Proceedings from the 39th International Symposium for Testing and Failure Analysis pp 357-360, 2013.

[YAZA 13] : K. YAZAWA et al, “Time Resolved Thermoreflectance Imaging for Thermal Testing and Analysis” Conference Proceedings from the 39th International Symposium for Testing and Failure Analysis, San Jose, California, USA, November 3–7, 2013.

[YEE 99] : W. M. Yee et al, “aser Voltage Probe (LVP): A Novel Optical Probing Technology for Flip-Chip Packaged Microprocessors”, IEEE Proceedings of 7th IPFA Singapore, pp. 15-20, 1999.

[YIN 08] : S. Ng. Yin et al, “Next Generation Laser Voltage Probing”, Proceedings from the 34th International Symposium for Testing and Failure Analysis, p 249-251, 2008.

[YIN 10] : S. Ng. Yin et al, “Laser Voltage Imaging: A new Perspective of Laser Voltage Probing” Proceedings from the 36th International Symposium for Testing and Failure Analysis, 2010.

[ZACH 10] : F. Zachariasse et al, “Laser modulation mapping on an unmodified laser scanning microscope”, Microelectronics Reliability 50, 1417–1421, 2010.

Résumé

Titre : Analyse des circuits intégrés par laser en mode sonde.

Mots-clés : Electro Optical Probing, analyse de défaillance, microélectronique, interaction laser-semiconducteur.

Les travaux de recherche présentés dans ce manuscrit de thèse ont pour principal objectif d'aider à comprendre les différents mécanismes et phénomènes qui interviennent lors de l'interaction d'un laser avec un semiconducteur dans une analyse de circuits intégrés submicroniques. Le but étant de maitriser et améliorer les techniques d'analyse par laser en mode sonde. La miniaturisation et la densification des composants électroniques fait que les techniques d'analyse par laser atteignent leurs limites. Connaitre l'impact des différents paramètres physiques, optiques et électriques sur une analyse sonde est un facteur clé pour pouvoir améliorer la compréhension des signaux sonde mesuré. Ces travaux montrent également l'effet non négligeable de la température sur les techniques d'analyse par laser en mode sonde.

Abstract

Title: Integrated circuit analysis by laser probing techniques.

Key-words: Electro Optical Probing, failure analysis, microelectronics, laser-semiconductor interaction.

The main objective of the presented research work in this PhD thesis is to help to understand the different mechanisms and phenomena involved in the interaction of a laser with a semiconductor in the analysis of a submicron integrated circuit. The aim is to master and improve the Electro Optical Probing techniques. Miniaturization and densification of electronic components lead the failure analysis techniques using Laser to their limits. Knowing the impact of different physical, optical and electrical parameters on a probing analysis is a key to improve the understanding the measured EOP signals. These studies also show the significant effect of temperature on the EOP techniques.