



HAL
open science

**CONTRIBUTION A L'EVALUATION DE LA
TECHNIQUE DE GENERATION D'HARMONIQUE
PAR FAISCEAU LASER POUR LA MESURE DES
CHAMPS ELECTRIQUES DANS LES CIRCUITS
INTEGRES (EFISHG)**

Fernandez Thomas

► **To cite this version:**

Fernandez Thomas. CONTRIBUTION A L'EVALUATION DE LA TECHNIQUE DE GENERATION D'HARMONIQUE PAR FAISCEAU LASER POUR LA MESURE DES CHAMPS ELECTRIQUES DANS LES CIRCUITS INTEGRES (EFISHG). Electronique. Université Sciences et Technologies - Bordeaux I, 2009. Français. NNT : . tel-00997396

HAL Id: tel-00997396

<https://theses.hal.science/tel-00997396>

Submitted on 28 May 2014

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 à

L'UNIVERSITÉ BORDEAUX I

ECOLE DOCTORALE DES SCIENCES PHYSIQUES ET DE L'INGENIEUR

Par Thomas Fernandez

POUR OBTENIR LE GRADE DE

DOCTEUR

SPÉCIALITÉ : Electronique

CONTRIBUTION A L'EVALUATION DE LA TECHNIQUE DE
GENERATION D'HARMONIQUE PAR FAISCEAU LASER
POUR LA MESURE DES CHAMPS ELECTRIQUES DANS LES
CIRCUITS INTEGRES (EFISHG)

Soutenu le 25 Septembre 2009

Après avis de :

| | | | |
|------------|--------------------|-------------------------------|-------------------|
| MM. | P. Perdu | Ingénieur HDR, CNES, Toulouse | Rapporteur |
| | J.M. Portal | Professeur, IM2NP, Marseille | Rapporteur |

Devant la commission d'examen formée de :

| | | | |
|-------------|--------------------|--------------------------------------|-------------------|
| MM. | S. Ermeneux | Ingénieur, Alphanov, Talence | Examineur |
| MME. | N. Labat | Professeur, IMS, Bordeaux 1 | Président |
| MM. | D. Lewis | Professeur, IMS, Bordeaux 1 | Examineur |
| MM. | P. Perdu | Ingénieur, HDR, CNES, Toulouse | Rapporteur |
| MM. | J.M. Portal | Professeur, IM2NP, Marseille | Rapporteur |
| MM. | V. Pouget | Chargé de recherche, IMS, Bordeaux 1 | Examineur |

REMERCIEMENTS

Les travaux présentés dans ce mémoire se sont déroulés au laboratoire de l'Intégration des Matériaux aux Systèmes (IMS) à Bordeaux.

Je tiens tout d'abord à remercier la région Aquitaine pour avoir financé ce travail.

Je remercie Pascal FOUILLAT, directeur du laboratoire IMS de m'avoir accueilli dans son laboratoire.

Je tiens également à remercier Dean LEWIS pour avoir co-dirigé cette thèse et apporté toute son expertise à ce travail.

Je témoigne également ma reconnaissance à Vincent POUGET pour avoir co-dirigé cette thèse avec dynamisme et rigueur permettant l'aboutissement de ce travail.

Que Monsieur Philippe PERDU et Monsieur Jean-Michel PORTAL trouvent ici l'expression de ma pleine reconnaissance pour le privilège qu'ils m'ont fait en ayant accepté d'examiner ce travail en qualité de rapporteurs et en m'ayant aidé à améliorer la qualité de mon manuscrit.

Je suis sincèrement reconnaissant envers Madame Nathalie LABAT d'avoir accepté la responsabilité de présider mon jury de thèse.

J'adresse mes très sincères remerciements à Monsieur Sébastien ERMENEUX pour avoir accepté d'être membre invité du jury, ajoutant de fait leur expertise à celle des membres officiels.

Je souhaite également remercier l'ensemble des personnes qui m'ont aidé durant ma thèse, au laboratoire IMS, dont notamment Frédéric DARRACQ, Fabien ESSELY, Patrice JAULENT, Alexandre DOUIN et Simone DANG VAN.

Enfin, je ne n'énumérerai pas ici toutes les personnes qui comptent pour moi, mais qu'elles sachent que c'est au quotidien et par mes actes que j'essaie chaque jour de leur rendre une partie, certes infime, de ce qu'elles me donnent.

TABLE DES MATIERES

| | |
|--|----------|
| INTRODUCTION..... | 5 |
| CHAPITRE 1 : PRINCIPE ET ETAT DE L'ART DE LA TECHNIQUE DE L'ELECTRIC FIELD INDUCED SECOND HARMONIC GENERATION OU EFISHG | 9 |
| I. Introduction | 11 |
| II. Les techniques laser en analyse de défaillance | 12 |
| II.1. Les différentes configurations expérimentales | 13 |
| II.1.1. Type sonde..... | 13 |
| II.1.2. Type pompe | 14 |
| II.1.2.1 La stimulation photothermique laser | 14 |
| II.1.2.2 La stimulation photoélectrique laser | 16 |
| II.1.2.3 Applications industrielles | 17 |
| II.1.3. Type pompe-sonde | 17 |
| II.2. Evolution des techniques d'analyse optiques | 20 |
| II.2.1. Les techniques de stimulation électrique dynamique | 20 |
| II.2.1.1 Analyse fonctionnelle..... | 21 |
| II.2.1.2 Analyse paramétrique..... | 22 |
| II.2.2. Utilisation des lasers impulsionnels..... | 23 |
| II.2.2.1 Développements des techniques pompe..... | 23 |
| II.2.2.2 Développements des techniques sonde | 24 |
| II.2.2.3 Vers des techniques full dynamiques | 24 |
| II.2.2.4 Les techniques émergentes basées sur l'optique non linéaire | 26 |
| III. Principes physiques de la technique EFISHG..... | 26 |
| III.1. Les équations de Maxwell | 26 |
| III.2. Cas particuliers : les milieux centrosymétriques | 29 |
| III.3. La génération de seconde harmonique dans le silicium | 30 |
| III.3.1. Les termes indépendants du champ électrique | 30 |
| II.3.1.1 Le terme de surface | 30 |
| II.3.1.2 Les termes d'ordre supérieur | 30 |
| III.3.2. Electric Field Induced Second Harmonic Generation ou EFISHG | 31 |
| IV. Utilisations de l'EFISHG en microélectronique | 33 |
| IV.1. La cartographie de champ électrique..... | 33 |
| IV.2. La mesure de champ électrique en temps réel | 34 |
| IV.2.1. La technique pompe-sonde | 35 |
| IV.2.2. Les techniques sonde | 35 |
| IV.3. L'étude du piégeage d'électrons à l'interface ou dans l'oxyde | 37 |
| V. Conclusion..... | 40 |

| | |
|---|-----------|
| CHAPITRE 2 : DEVELOPPEMENT EXPERIMENTAL DE LA TECHNIQUE EFISHG | 41 |
| I. Introduction | 43 |
| II. Le banc EFISHG disponible sur la plateforme ATLAS..... | 43 |
| II.1. Objectif..... | 43 |
| II.2. Description de la plateforme ATLAS..... | 43 |
| II.3. Description générale du banc de test EFISHG | 44 |
| II.4. La source laser | 46 |
| II.4.1. Choix de la longueur d'onde..... | 47 |
| II.4.1.1 L'attaque par la face avant | 47 |
| II.4.1.2 L'attaque par la face arrière..... | 48 |
| II.4.2. Le vitesse | 49 |
| II.4.3. Caractérisation du faisceau | 50 |
| II.4.3.1 Calibration énergétique | 50 |
| II.4.3.2 Contrôle du blocage de mode du laser | 51 |
| II.5. Le système de visualisation | 53 |
| II.6. Le système de détection..... | 54 |
| II.7. Calibration du banc de test | 56 |
| II.7.1. Mesure de la puissance incidente en temps réel | 56 |
| II.7.2. Mesure de la puissance réfléchie en temps réel | 57 |
| II.8. Optical beam induced current, OBIC | 58 |
| III. Les caractéristiques des composants utilisés..... | 59 |
| III.1. La puce « Céline »..... | 59 |
| III.2. La puce « ISLAND »..... | 60 |
| III.3. LM6181 | 61 |
| III.4. HVPMOS | 61 |
| IV. Développement du banc de test..... | 62 |
| IV.1. Caractérisation du banc de test à l'aide d'un cristal de KDP..... | 62 |
| IV.1.1. Soustraction de la composante linéaire | 63 |
| IV.2. Evolution du signal en fonction du temps | 65 |
| IV.2.1. Résultats obtenus..... | 65 |
| IV.2.2. Interprétation des résultats | 67 |
| IV.2.3. L'obturateur mécanique | 67 |
| V. Automatisation du banc de test | 68 |
| V.1. Le contrôle instrumental | 69 |
| V.1.1. Le photomultiplicateur | 69 |
| V.1.2. Les paramètres électriques | 70 |
| V.1.3. L'obturateur mécanique..... | 70 |

| | | |
|---|--|------------|
| V.2. | Traitements, outils et modes de mesure..... | 71 |
| V.2.1. | Les modes de mesures | 71 |
| V.2.2. | Les outils de caractérisation électrique..... | 72 |
| V.2.3. | Sauvegardes..... | 72 |
| VI. | Conclusion..... | 73 |
| CHAPITRE 3 : RESULTATS ET PERSPECTIVES DE RECHERCHE..... | | 75 |
| I. | Introduction | 77 |
| II. | Mise en evidence de la seconde harmonique | 77 |
| II.1. | Evolution du signal en fonction de la puissance..... | 77 |
| II.2. | Résultats obtenus | 78 |
| III. | Etude experimentale du signal EFISHG | 80 |
| III.1. | Etude dynamique du signal..... | 80 |
| III.1.1. | Influence du rapport cyclique..... | 82 |
| III.1.2. | Effet cumulatif et récupération..... | 84 |
| III.1.3. | Rappels théoriques sur le piégeage de charges et l'absorption non linéaire .. | 86 |
| III.1.3.1 | Les différents types de pièges à l'interface Si/SiO ₂ | 86 |
| III.1.3.2 | Absorption multiphotonique | 88 |
| III.1.4. | Interprétation du signal..... | 88 |
| III.1.5. | Influence de l'injection de porteur de charge sur les caractéristiques d'un PMOS | 92 |
| III.2. | Influence de la tension sur le signal..... | 95 |
| III.2.1. | Configuration du test et résultats obtenus | 95 |
| III.2.2. | Interprétation du signal..... | 96 |
| IV. | Application au Negative Bias Temperature Instability (NBTI)..... | 99 |
| IV.1. | Définition d'une contrainte NBTI | 99 |
| IV.2. | Description du phénomène | 99 |
| IV.3. | Problématique du temps de caractérisation | 100 |
| IV.3.1. | Accélération de la dégradation NBTI afin d'extrapoler une durée de vie.... | 100 |
| IV.3.2. | Effet de la tension de grille | 101 |
| IV.3.3. | Effet de la température | 101 |
| IV.4. | Problématique de la technique de caractérisation..... | 103 |
| IV.5. | Protocole de test accéléré du phénomène NBTI..... | 105 |
| IV.5.1. | Protocole | 106 |
| IV.5.2. | Mise en place du protocole sur la plateforme ATLAS..... | 108 |
| V. | Conclusion..... | 110 |
| CONCLUSION | | 113 |
| ANNEXE..... | | 117 |
| BIBLIOGRAPHIE..... | | 123 |

INTRODUCTION

Introduction

L'évolution continue des technologies employées dans l'industrie microélectronique s'accompagne de nouveaux problèmes de fiabilité. Ces problèmes sont typiquement liés à la réduction des dimensions et à l'implantation de matériaux nouveaux. Dès lors, il est fondamental d'identifier les points faibles des circuits et de leur technologie afin d'en évaluer leur fiabilité. Il apparaît ainsi un besoin permanent de développer de nouvelles techniques d'analyse des composants microélectroniques. Ce besoin porte sur des thématiques aussi variées que la caractérisation des matériaux et procédés, la métrologie ou encore l'analyse de défaillance.

Les techniques d'analyse des circuits intégrés par faisceau laser ont connu des développements importants en raison de leur caractère généralement non-destructif et de leurs grandes résolutions spatiales et temporelles. Aujourd'hui, elles ont atteint une maturité qui leur permet d'être largement représentées dans les laboratoires industriels d'analyse de défaillance.

Cependant, l'évolution continue des technologies en microélectronique impose une adaptation de ces techniques aux nouveaux défis imposés par la miniaturisation des composants. Un développement des techniques matures, basé notamment sur la démocratisation des laser à impulsions ultracourtes, a vu le jour ces dernières années. Associée à ce processus d'amélioration, il existe une émulation de la communauté scientifique afin de mettre au point de nouvelles techniques adaptées à ces contraintes, avec une volonté d'aboutir à des systèmes respectant le cahier des charges imposé par le milieu industriel.

Le laboratoire IMS développe depuis plus de dix ans des techniques de tests et analyse sans contact et non destructives des circuits intégrés. Ces techniques, basées essentiellement sur l'interaction photon/circuit intégré sont explorées (développement amont) et rendues opérationnelles dans le but de les transférer sur des plateformes industrielles de nos partenaires (CNES, STM, CIMPACA...). Ce travail de thèse, qui porte sur des développements en amont de techniques émergentes, s'inscrit dans ce contexte et vise à développer un outil d'analyse des composants microélectroniques par la technique dite d' «Electric Field Induced Second Harmonic Generation» ou EFISHG. Cette technique, basée sur l'optique non linéaire, repose sur l'utilisation d'impulsions laser ultracourtes pour mesurer les champs électriques dans les circuits intégrés.

L'objectif de cette thèse consiste en l'implantation d'un banc de test EFISHG sur la plateforme ATLAS du laboratoire IMS. Le but sous-jacent est de vérifier la faisabilité de cette technique dans le milieu de la microélectronique et notamment d'estimer ses possibilités d'avenir pour des applications industrielles.

Un tour d'horizon des différentes techniques employant un faisceau laser pour l'analyse de composants microélectroniques est présenté dans le premier chapitre. L'évolution de ces techniques est décrite, permettant de constater une convergence vers l'utilisation des lasers à impulsions ultracourtes. L'utilisation de ces nouvelles technologies permet à des techniques basées sur l'optique non linéaire de voir le jour. La nature physique des non linéarités optiques est donc détaillée dans la suite du premier chapitre. Ce rappel théorique nous permet de faire une revue d'effectif des différentes

Introduction

origines de la génération de seconde harmonique dans les circuits intégrés et une attention particulière est accordée à la génération de seconde harmonique induite par des champs électriques statiques ou quasi-statiques, autrement dit à l'EFISHG. Une revue de littérature concernant les premières applications de cette propriété dans le cadre de la microélectronique clôturera ce chapitre bibliographique.

Dans le deuxième chapitre, le dispositif expérimental que nous avons développé au laboratoire est décrit en détail. Le choix des différents éléments composant le banc de test est justifié et leurs utilisations sont longuement discutées. Le développement de ce banc, issu des obstacles apparus lors des premiers essais, est ensuite évoqué. Enfin, une description du logiciel d'automatisation permettant le contrôle de tout l'appareillage est réalisée, dans le but d'énoncer les différents modes opératoires développés.

Cette énumération permet de mieux appréhender les différents résultats décrits dans le troisième chapitre. Les premiers résultats obtenus seront ensuite longuement analysés, aboutissant à des perspectives d'applications dans le domaine de la fiabilité des composants électroniques. En effet, la dégradation dite de « Negative Bias Temperature Instability » ou NBTI, sujet de recherche active dans la communauté de la fiabilité, pourrait être une perspective d'avenir pour le banc de test. Cette dégradation correspond à une injection de charges à l'interface et dans le volume d'oxyde sous l'effet d'une application continue d'une tension de grille négative sur un transistor PMOS. Cette injection de charges, qui aboutit à la création d'un champ électrique, pourrait être mesurée par la technique EFISHG, et le processus de dégradation pourrait être accéléré par l'irradiation laser. Cette perspective sera étayée par une revue de littérature afin d'en solidifier les fondements, revue de littérature qui sera mise en parallèle des premiers résultats obtenus.

CHAPITRE I : PRINCIPE ET UTILISATIONS DE LA TECHNIQUE DE L'ELECTRIC FIELD INDUCED SECOND HARMONIC GENERATION OU EFISHG

| | | |
|-----------|---|----|
| I. | Introduction | 11 |
| II. | Les techniques laser en analyse de défaillance | 12 |
| II.1. | Les différentes configurations expérimentales | 13 |
| II.1.1. | Approche de type sonde..... | 13 |
| II.1.2. | Approche de type pompe..... | 14 |
| II.1.2.1 | La stimulation thermique laser | 14 |
| II.1.2.2 | La stimulation photoélectrique laser..... | 16 |
| II.1.2.3 | Applications industrielles | 17 |
| II.1.3. | Type pompe-sonde | 18 |
| II.2. | Evolution des techniques d'analyse optiques | 20 |
| II.2.1. | Les techniques de stimulation électrique dynamique..... | 20 |
| II.2.1.1 | Analyse fonctionnelle | 21 |
| II.2.1.2 | Analyse paramétrique | 22 |
| II.2.2. | Utilisation des lasers impulsionnels..... | 23 |
| II.2.2.1 | Développements des techniques pompe | 23 |
| II.2.2.2 | Développements des techniques sonde..... | 24 |
| II.2.2.3 | Vers des techniques entièrement dynamiques | 25 |
| II.2.2.4 | Les techniques émergentes basées sur l'optique non linéaire | 25 |
| III. | Principes physiques de la technique EFISHG..... | 26 |
| III.1. | Les équations de Maxwell..... | 26 |
| III.2. | Cas particuliers : les milieux centrosymétriques | 29 |
| III.3. | La génération de seconde harmonique dans le silicium | 29 |
| III.3.1. | Les termes indépendants du champ électrique | 30 |
| III.3.1.1 | Le terme de surface | 30 |
| III.3.1.2 | Les termes d'ordre supérieur | 30 |
| III.3.2. | Electric Field Induced Second Harmonic Generation ou EFISHG | 31 |
| IV. | Utilisations de l'EFISHG en microélectronique | 33 |
| IV.1. | La cartographie de champ électrique..... | 33 |
| IV.2. | La mesure de champ électrique en temps réel..... | 34 |
| IV.2.1. | La technique pompe-sonde | 35 |
| IV.2.2. | Les techniques sonde | 35 |
| IV.3. | L'étude du piégeage d'électrons à l'interface ou dans l'oxyde | 37 |
| V. | Conclusion..... | 40 |

I. INTRODUCTION

L'objectif premier de l'analyse de défaillance des circuits intégrés est de signaler au fabricant les faiblesses du processus de fabrication afin de développer des moyens pour les éliminer. Elle est à ce titre essentielle pour améliorer la qualité des processus de fabrication, et son importance s'est accrue avec l'évolution de l'intégration des circuits VLSI car la croissante complexité et la réduction des dimensions augmentent l'impact des défauts sur la fiabilité. Pour exécuter correctement une analyse de défaillance, il est nécessaire d'avoir une bonne connaissance de la structure du composant, de son mode de fonctionnement normal, et des mécanismes de défaillances susceptibles d'y survenir. Dès lors, l'analyse d'un circuit défaillant se résume en trois étapes : le diagnostic électrique, la localisation de défaut, et l'analyse physique. L'analyse physique consiste en la détermination du mécanisme de dégradation ayant engendré le défaut, et de sa cause originelle (processus de fabrication, mauvais fonctionnement du composant...). Elle ne peut être accomplie que si le défaut a préalablement été localisé au sein du composant. Il existe de nombreuses techniques permettant cette localisation parmi lesquelles celles employant un faisceau laser qui sont depuis plusieurs années couramment utilisées dans le monde industriel. Ces techniques connaissent dans le même temps une recherche considérable afin de s'adapter à l'évolution de la microélectronique, mais aussi afin de permettre d'aller sonder de nouveaux paramètres internes des composants et d'ouvrir ainsi la voie à de nouvelles méthodes d'analyse.

A ce titre, les champs électriques internes des composants sont des paramètres internes clés dans le fonctionnement des circuits intégrés. Aucune technique d'analyse ne respecte, à ce jour, le cahier des charges nécessaire à un développement industriel, à savoir qu'elle soit non destructive, sans contact, non invasive tout en ayant de grandes résolutions spatiales et temporelles. Une technique nommée Electric Field Second Harmonic Generation ou EFISHG, utilisant des laser à impulsions ultracourtes, pourrait permettre de satisfaire à ces contraintes en explorant un champ de la physique jusqu'alors peu utilisé dans le milieu de la microélectronique : l'optique non linéaire.

Cette étude bibliographique va s'architecturer en trois parties. Dans un premier temps, nous allons voir les différentes techniques d'analyse de défaillance basées sur l'utilisation de faisceau laser, et comment elles se développent avec notamment l'utilisation plus récente de laser à impulsions ultracourtes. Ensuite, une étude théorique nous permettra d'appréhender les concepts physiques de l'optique non linéaire et d'établir sa capacité à mesurer des champs électriques. Enfin, une revue de la littérature illustrera les différentes utilisations envisagées pour l'application de la technique EFISHG en microélectronique.

II. LES TECHNIQUES LASER EN ANALYSE DE DEFAILLANCE

Les techniques de localisation de défauts par stimulation laser sont aujourd'hui largement répandues dans les laboratoires industriels d'analyse de défaillance des circuits intégrés. En effet, elles offrent un certain nombre d'avantages, elles sont notamment sans contact et non destructives. Elles permettent en outre l'analyse de circuit en fonctionnement, que ce soit par la face arrière ou la face avant, et offrent une bonne résolution spatiale. Enfin, elles autorisent des mesures dynamiques ouvrant de nombreux champs d'utilisations. Ces techniques laser reposent sur l'interaction d'un faisceau laser avec un circuit intégré en fonctionnement.

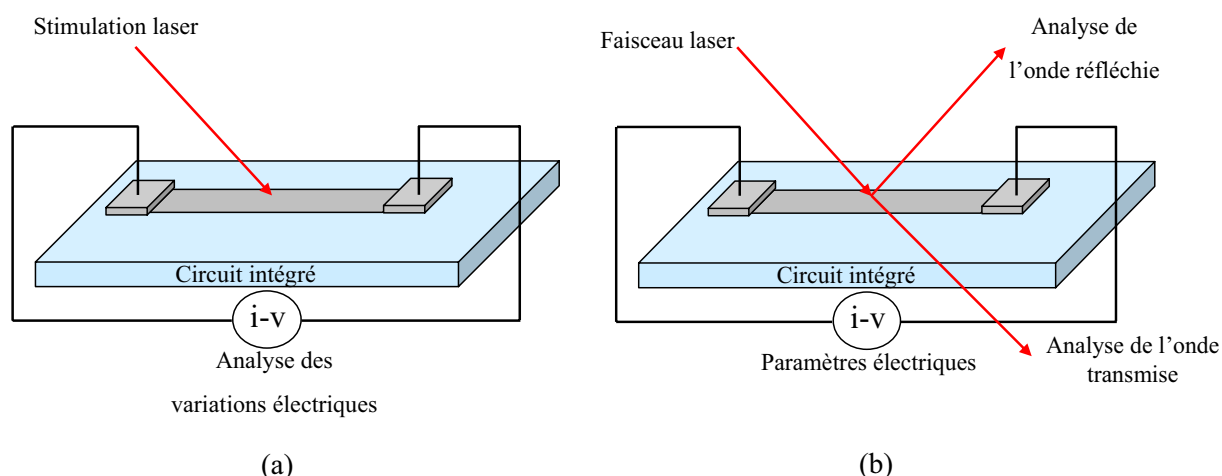


figure 1 : Schéma de l'interaction laser avec un circuit intégré. (a) En mode pompe, un faisceau stimule le circuit sous test et l'on observe les variations électriques induites. (b) En mode sonde, on observe les variations des propriétés optiques du faisceau transmis ou réfléchi, dues aux perturbations des paramètres électriques du circuit [And04].

De cette interaction émergent trois grandes approches qui vont permettre le développement de méthodologies d'analyse :

- les techniques de type sonde qui s'attachent à analyser les variations des propriétés optiques du faisceau laser après son interaction avec le circuit (figure 1 (b)).
- les techniques de type pompe où le faisceau laser va venir perturber le circuit sous test (figure 1 (a)).
- les techniques de type pompe-sonde qui combinent les deux approches précédentes.

Nous allons voir dans un premier temps les différentes configurations expérimentales utilisées en analyse de défaillance puis comment ces techniques se sont adaptées à la fois aux contraintes imposées par l'évolution des technologies en microélectronique et à l'évolution des technologies laser.

II.1. Les différentes configurations expérimentales

II.1.1. Approche de type sonde

Dans le cas des techniques de type sonde, l'intérêt va porter sur les propriétés optiques de l'onde laser, qu'elle ait été transmise ou plus communément réfléchi par le circuit. Les propriétés de l'onde réfléchi vont être modifiées localement par les stimuli électriques du circuit. En analysant les paramètres optiques de l'onde réfléchi (amplitude, phase, polarisation...), on peut remonter aux paramètres électriques et physiques du circuit testé. Les paramètres sondés peuvent être la densité de porteurs libres, le potentiel électrique ou bien encore la température.

L'analyse par réflectométrie consiste à évaluer, lorsqu'un composant est électriquement excité, les variations ΔR de son coefficient de réflexion optique en intensité. Celles-ci sont directement déduites de la mesure par un photodétecteur de l'intensité réfléchi, proportionnelle à ΔR (figure 2 (a)). Le faisceau incident doit être de faible intensité afin de ne pas interagir, ou de façon négligeable, avec la surface du composant sondé, et donc ne pas influencer la mesure en perturbant le fonctionnement électrique du circuit sous test.

En interférométrie, en revanche, l'analyse porte sur la phase de l'onde laser réfléchi par le composant. Le principe est de comparer la phase mesurée, sujette à des variations induites par le composant en fonctionnement, à une phase de référence ne subissant aucune variation. Cette comparaison est convertie en une variation d'intensité au niveau du photo-détecteur recueillant le signal (figure 2 (b)). La variation de phase est principalement liée à une variation de chemin optique, donc sensible d'une part à un déplacement de surface causé par une variation de température, et d'autre part à une variation du coefficient de réflexion, donc de la température et de la concentration en porteurs libres. Les techniques par interférométrie offrent une plus grande sensibilité que l'analyse par réflectométrie bien qu'elles soient sensibles aux instabilités mécaniques de l'appareillage.

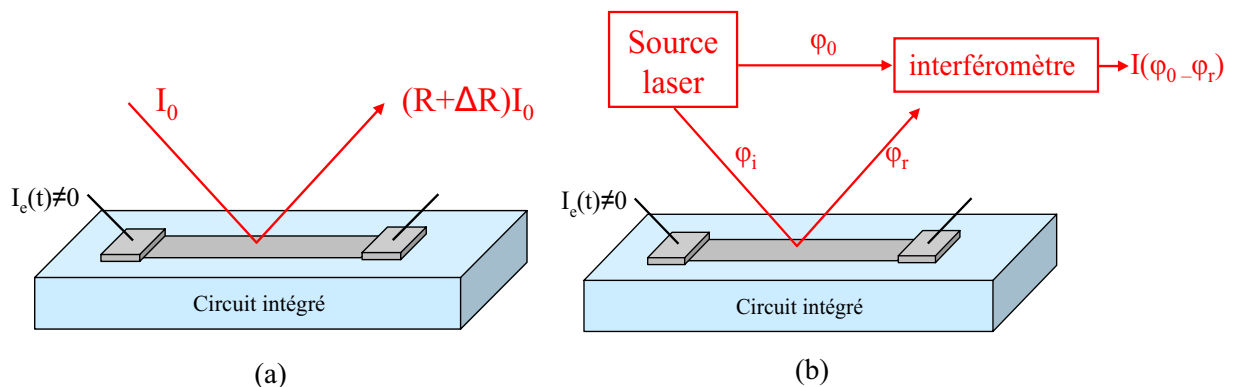


figure 2 : Schéma d'un dispositif expérimental en montage réflectométrique (a) et interférométrique (b) [Lew96].

Un exemple d'application utilisant ce type de montage est l'analyse de thermoréflexivité pour laquelle la dissipation de chaleur due au passage d'un courant électrique dans le composant sondé est

analysée par réflectométrie ou par interférométrie. Au niveau d'une ligne métallique, la variation de la température surfacique ΔT qui en résulte induit deux phénomènes optiquement décelables :

- une variation de l'indice de réfraction et donc de la réflectivité optique ΔR , visible en réflectométrie ou en interférométrie.
- et une dilatation de la couche, qui se traduit par un déplacement d'interface, visible en interférométrie.

Il est ainsi possible de modéliser le comportement thermique d'interconnexions métalliques, et d'évaluer par exemple leur tenue à l'électromigration [Lew96].

II.1.2. *Approche de type pompe*

Dans l'approche pompe, le laser est utilisé afin de modifier localement les propriétés électriques des composants et donc d'en modifier son comportement. On peut alors obtenir une cartographie des zones sensibles en « imageant » les effets des perturbations électriques en fonction de la position du faisceau laser. On peut ensuite remonter à la défaillance recherchée en analysant les points sensibles du circuit. Les techniques pompe sont regroupées en deux familles :

- Les techniques par stimulation photothermique due à un échauffement local du circuit par absorption d'une onde laser.
- les techniques par stimulation photoélectrique qui consistent à créer un photocourant.

II.1.2.1 La stimulation thermique laser

Un faisceau laser continu peut induire une variation dans le comportement du circuit intégré par échauffement thermique des éléments métalliques de la face active, du polysilicium ou encore des zones semiconductrices fortement dopées. Pour des applications concernant des composants en silicium, les longueurs d'onde typiquement utilisées sont dans le proche infrarouge, aux alentours de 1300nm. Cette longueur d'onde permet d'éviter les effets photoélectriques pour les technologies silicium et facilite la mise en œuvre de l'analyse par la face arrière. L'échauffement dû à l'irradiation va ensuite permettre la modification des paramètres électriques du circuit via deux processus :

- la variation de résistance d'une piste métallique,
- la création d'une force électromotrice lors de l'échauffement d'un thermocouple formé, par exemple, par une jonction. Ce mécanisme est plus connu sous le nom d'effet Seebeck.

Cette approche a déjà été développée dans différentes configurations. La technique OBIRCh, pour « Optical Beam Induced Resistance change » [Nik97], consiste à mesurer les variations de courant induites par le faisceau laser d'un circuit polarisé à tension constante. Ces variations de courant sont directement reliées aux variations de résistance induites par le laser.

La technique TIVA, pour « Thermally-Induced Voltage Alteration » [Col99], repose également sur le principe de la détection de la variation de résistance induite par le laser. Toutefois, elle diffère de la technique OBIRCh par la méthode d'alimentation du circuit. En effet, celui-ci sera

alimenté sous un courant constant et ce sont les variations de tensions induites qui permettront la localisation de défaut.

La technique TIVA et OBIRCh ne diffèrent que par le mode de polarisation. Le choix de l'une ou l'autre dépendra des défauts soupçonnés. Généralement, elles peuvent être utilisées pour détecter les défauts dans les lignes métalliques ou les interconnexions telles que les vias ou les contacts [Fir07]. En effet, lorsque le laser chauffe une région où il y a un défaut, la variation de résistance du métal sera affectée par la nature de ce défaut. Par conséquent, la différence de variations de la résistance entre un élément métallique sans défaut et un élément métallique ayant un défaut, sera répercutée sur la valeur du courant ou de la tension mesurée. Ces techniques peuvent également être utilisées pour localiser des chemins de courant, car les variations de courant ou de tension induites thermiquement sont proportionnelles au courant traversant une ligne métallique. Il est donc possible de différencier les lignes métalliques ayant des niveaux de courant différents.

La figure 3 représente un exemple de stimulation thermique laser effectuée sur un transistor PMOS défaillant d'un circuit BiCMOS à l'aide d'un objectif 20x [Bea03]. Deux zones sensibles sont clairement identifiées sur l'image de stimulation thermique laser montrée. La superposition de cette image sur l'image laser réfléchie permet de localiser ces zones à l'intérieur du transistor PMOS défaillant.

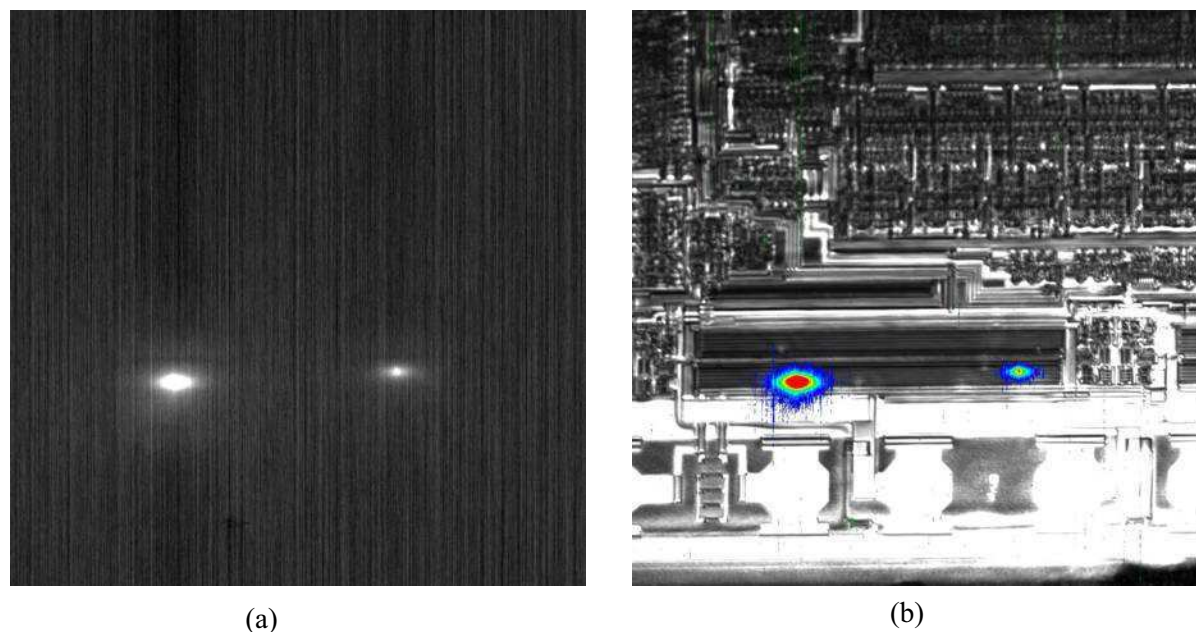


figure 3 : (a) Image de stimulation thermique laser obtenue à 20x et (b) superposition sur l'image laser réfléchie (droite) [Bea03].

Le résultat obtenu à l'aide de la stimulation thermique laser indique bien que le défaut est de type résistif, i.e. court-circuit métallique. Le signal blanc observé sur l'image de stimulation thermique laser montrée sur la figure 3 (a), correspond à une augmentation de tension due à une augmentation de résistance

Enfin, la technique SEI, pour « Seebeck Effect Imaging » [Col98], comme son nom l'indique, est basée sur l'effet Seebeck. Elle repose sur la mesure de la variation de potentiel, trouvant son origine dans les gradients de température dans des matériaux métalliques en circuit ouvert ou dans des thermocouples. Elle permet donc la localisation de circuits ouverts.

II.1.2.2 La stimulation photoélectrique laser

Il existe une relation entre l'énergie d'un photon et la longueur d'onde d'une onde lumineuse, l'énergie du photon étant inversement proportionnelle à la longueur d'onde. Nous parlerons donc, au long du manuscrit, en termes de longueur d'onde lorsque nous évoquerons l'énergie de photons pour les différentes techniques expérimentales. Par exemple, la bande interdite du silicium est d'environ 1,12eV, à température ambiante. Si l'on veut créer une paire électron-trou, une longueur d'onde inférieure ou égale à 1100nm sera nécessaire.

Lorsque ces paires sont soumises à un fort champ électrique, comme celui d'une zone de charge d'espace, elles se dissocient et créent un photocourant parasite dans le circuit sous test. Les propriétés électriques sont ainsi perturbées par ces photocourants. L'observation de ces perturbations corrélée à la position du spot laser permet de localiser un certain nombre de défauts. On peut citer, entre autres, deux techniques utilisant le principe de photogénération de porteurs : la technique OBIC, pour « Optical Beam Induced Current », et la technique LIVA, pour « Light Induced Voltage Alteration ».

La technique OBIC [Wil87], mise au point dans les années 80, consiste à mesurer les variations de courant dues aux photocourants induits par un laser continu balayant un circuit alimenté par une tension constante. Il est à noter que ces variations de courant sont faibles et peuvent nécessiter l'utilisation d'un amplificateur de courant. Cette technique a trouvé un grand nombre d'applications notamment dans la localisation des défauts fonctionnels [Tan97].

La technique LIVA [Col94] consiste à perturber à l'aide d'un laser continu un circuit sous test qui sera, dans ce cas, polarisé en mode statique par une source de courant constante. La différence est encore le mode de polarisation du circuit, permettant la détection de défauts de natures différentes. On mesure donc les variations de tension aux bornes de la source de courant, variations produites lorsque le courant induit par le laser modifie la puissance consommée. Ici, le circuit va agir comme son propre amplificateur, rendant cette technique plus sensible. Les défauts pouvant être détectés par la technique LIVA sont nombreux : courant de fuite dans les cellules mémoires, défaut au niveau du diélectrique dans les capacités, défaut dans les oxydes de grilles, court-circuit [Fir07] ...

La figure 4 présente un exemple d'application de localisation de défauts utilisant la technique OBIC [Fir04]. Elle représente une cartographie OBIC superposée à l'image laser réfléchie de la structure sous test. Le cas d'étude est une structure de protection ESD (ElectroStatic Discharge) endommagée par un stress de type HBM ("Human Body Model") [Kel93]. La superposition permet une localisation précise du défaut qui après analyse correspondait à un court-circuit dans la jonction

PN. Ces techniques basées sur l'effet photoélectrique, bien que plus délicates à mettre en œuvre que les techniques basées sur l'effet photothermique, permettent d'obtenir de meilleures résolutions spatiales et des sensibilités supérieures [Ess06-2].

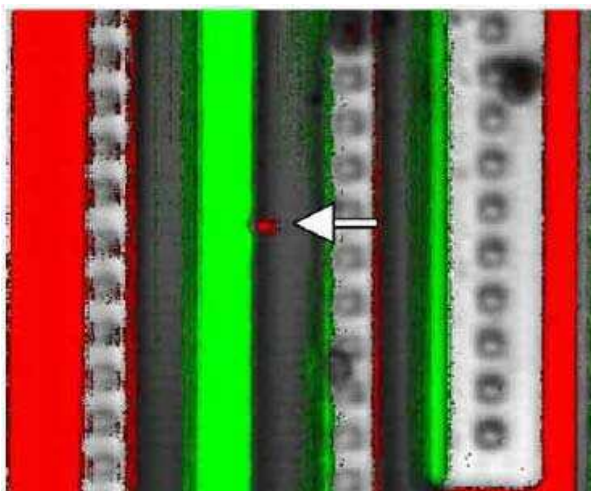


figure 4 : Localisation de défauts avec la technique OBIC. L'exemple représente un court circuit d'une jonction PN dans une structure de protection ESD [Fir04].

II.1.2.3 Applications industrielles

Plusieurs applications industrielles utilisant principalement la stimulation photothermique laser pour l'analyse de circuits intégrés ont vu le jour ces dernières années : les systèmes PHEMOS (figure 5) de Hamamatsu [Ham], ou le MERIDIAN de chez DCGsystem [Dcg]. Ces applications illustrent la maturité atteinte par les techniques de photoexcitation laser. L'ensemble de ces techniques, qui emploient des laser continus, ont été validées et sont largement utilisées dans les laboratoires industriels d'analyse de défaillance.



figure 5 : Le système PHEMOS de chez Hamamatsu

II.1.3. Type pompe-sonde

Le troisième type d'approche de l'analyse des composants microélectroniques par faisceau laser repose sur la combinaison des deux approches précédentes : un faisceau laser pompe perturbe localement un composant et un faisceau sonde prélève des informations sur les mécanismes de perturbation. C'est l'approche pompe-sonde, ou « tout-optique ».

L'acoustique picoseconde est une méthode qui a été développée au laboratoire IMS utilisant ce type d'approche [And04]. Une première impulsion laser ultracourte, dite impulsion pompe (durée d'impulsion inférieure ou de l'ordre de la picoseconde) est focalisée sur un matériau optiquement absorbant. Une impulsion acoustique est alors générée (Figure 6 (a)), dont les caractéristiques (longueur d'onde, extension spatiale) sont liées aux propriétés physiques de l'onde laser et du matériau. Cette onde acoustique se propage à la vitesse longitudinale du son dans le matériau (Figure 6 (b)), et est partiellement réfléchiée à chaque rupture d'impédance acoustique rencontrée, créant ainsi un écho (par exemple à l'interface entre deux milieux (Figure 6 (c))).

Lors de sa propagation, l'impulsion acoustique modifie localement les propriétés optiques du milieu, ce qui se traduit lors de son retour à la surface libre de l'échantillon par une variation du coefficient de réflexion optique ΔR . Cette variation peut être observée par la focalisation d'une seconde impulsion lumineuse, la sonde, dont la mesure de l'intensité réfléchiée au moyen d'un photodétecteur permet de détecter la variation de réflectivité optique, et donc par suite d'observer l'écho acoustique (Figure 6 (d)).

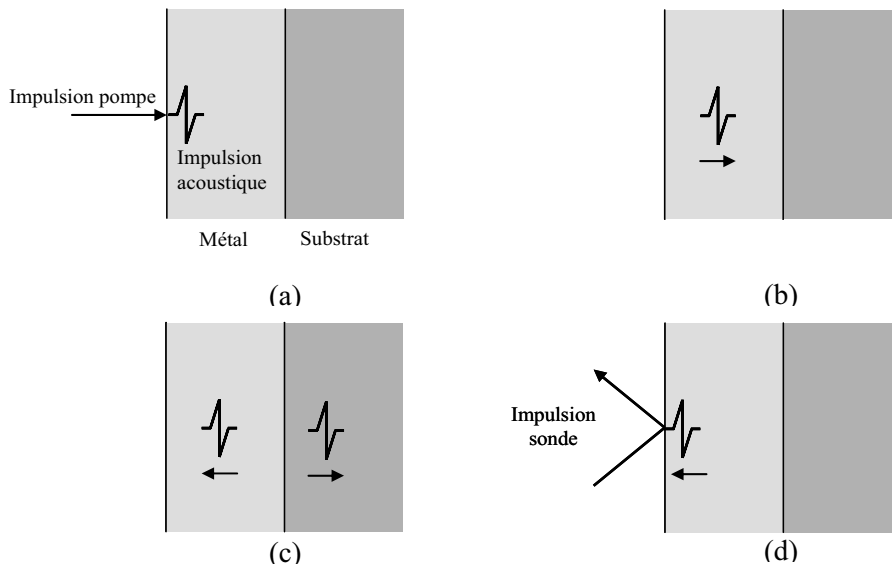


figure 6 : Principe de génération et de détection d'une onde ultrasonore par la technique d'acoustique picoseconde [And04].

Le signal acoustique fournit plusieurs informations sur la structure sondée : outre la mesure d'épaisseur des couches, la forme des échos acoustiques est influencée par la qualité des interfaces.

Ainsi, il est possible d'analyser des défauts d'adhésion, des couches d'interdiffusion, ou des délaminations.

La figure 7 représente un exemple d'étude menée sur un plot de connexion d'un circuit à deux niveaux de métaux (technologie AMS BiCMOS 0,8 μ m) (figure 7 (c)) à l'aide de l'acoustique picoseconde. La variation relative de réflectivité du plot est tracée sur la figure 7 (a). Il apparaît sur cette courbe des échos représentatifs de la structure analysée et dont un agrandissement est représenté sur la figure 7 (b). Trois échos y sont visibles correspondant respectivement à :

- un aller-retour dans le métal 2 (M2) pour l'écho A,
- un aller-retour dans les deux niveaux métalliques (écho B),
- un aller-retour dans les deux niveaux et un aller-retour dans le métal 1 (écho C).

On peut ainsi, en interprétant correctement les délais entre les échos ainsi que leur intensité, connaître la nature et l'épaisseur des couches composant le circuit sous test.

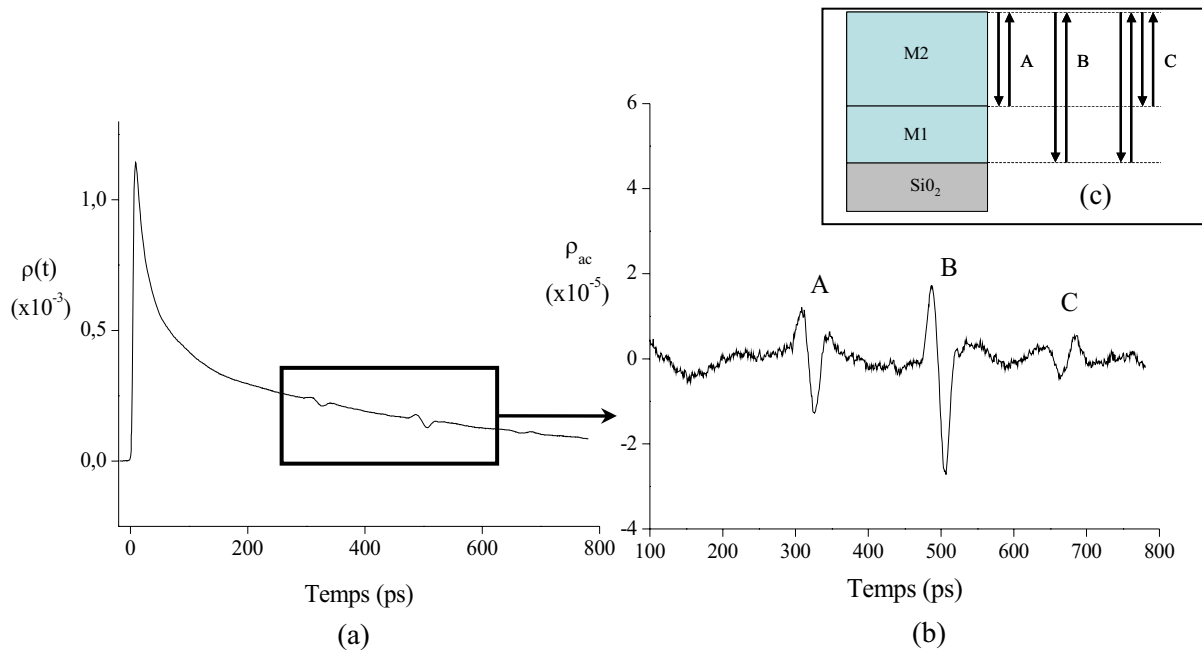


figure 7 : (a) Exemple d'un signal d'acoustique picoseconde issu de l'étude d'un plot de connexion d'un circuit à deux niveaux de métaux. (b) Agrandissement après traitement des échos permettant d'estimer la structure des couches composant le circuit. (c) Représentation de la structure testée et du chemin suivi par l'impulsion acoustique [And04].

Il existe donc un grand nombre de techniques laser développées dans le cadre de l'analyse de défaillance des circuits intégrés. Pour autant, ce sont principalement les techniques pompe qui constituent l'usage industriel, notamment celles reposant sur la stimulation thermique laser. Elles sont plus faciles à mettre en œuvre que les techniques sonde ou pompe-sonde, puisque l'effet de la perturbation induite par le faisceau laser est mesuré électriquement aux bornes du circuit. En effet, les faibles variations dans le signal électrique sont d'une part plus facilement détectables que les faibles variations dans l'onde laser réfléchi ou transmise. D'autre part, le montage est significativement plus

simple que pour l'approche sonde. Toutes ces raisons font que les appareillages industriels, aujourd'hui, reposent majoritairement sur ce type de technique. Il existe tout de même certaines applications de type sonde qui ont abouti à un développement industriel, notamment produites par Rudolph Technologies [Rud] ou par Dcg system [Dcg]. Cette dernière a mis au point des appareils basés sur la technique de « Laser Voltage Probing » que nous détaillerons dans la prochaine partie.

II.2. Evolution des techniques d'analyse optiques

Nous avons pu voir l'intérêt des techniques laser en analyse de défaillance et leurs utilisations dans le milieu industriel. Néanmoins, l'intégration toujours plus importante des circuits intégrés oblige ces techniques à être de plus en plus performantes. En effet, cette intégration impose une résolution temporelle et spatiale toujours plus grande. De plus, de nouveaux types de défauts inhérents à ces avancées technologiques sont apparus. D'un autre côté, l'évolution des technologies laser a permis l'amélioration des techniques actuelles, ainsi que l'émergence de nouvelles techniques basées, entre autre, sur des nouveaux champs de la physique peu explorés en microélectronique. Nous allons voir les modifications qu'ont subies les techniques laser traditionnelles, ainsi qu'une partie de ces nouvelles techniques mises au point pour élargir la couverture de défauts détectables.

II.2.1. Les techniques de stimulation électrique dynamique

Les techniques d'analyse par stimulation laser en mode statique sont sujettes à plusieurs limitations. Par exemple, certaines configurations de défauts ne présentent pas de chemin direct entre deux bornes d'accès du circuit intégré. Il est alors très difficile de localiser ces défauts en étudiant uniquement les variations électriques à l'extérieur du circuit sous test.

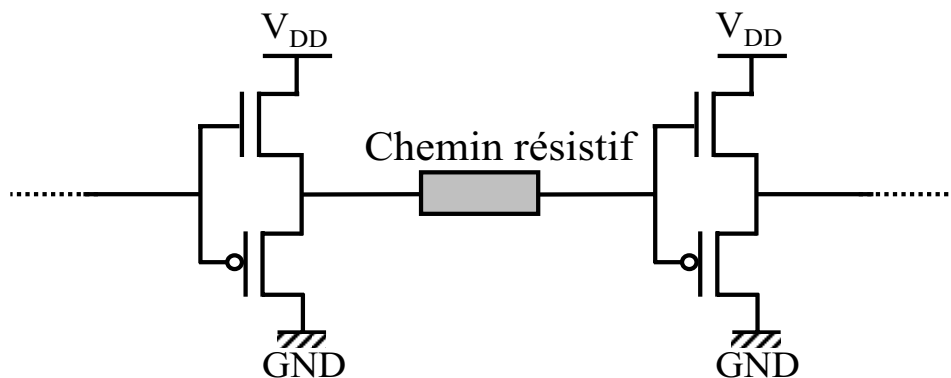


figure 8 : Exemple de défaut en limite de détection pour les techniques d'analyse par stimulation laser statique.

La figure 8 illustre cette problématique. Un chemin résistif dans une chaîne d'inverseurs ne sera pas localisable avec les techniques statiques.

Afin d'augmenter le taux de couverture de défaut, des techniques couplées à une émulation dynamique des circuits ont donc vu le jour, par exemple les techniques dites DLS, pour « Dynamic Laser Stimulation ». Le but est de polariser dynamiquement le circuit puis de venir le perturber par

une stimulation laser photoélectrique ou thermique. La stimulation va provoquer une variation des temps de propagation dans les pistes métalliques ou dans les portes logiques composant le circuit. La terminologie dynamique ne concerne que l'émulation du circuit intégré, le laser étant lui continu. Il existe deux grandes familles de techniques DLS, celle dite par « analyse fonctionnelle » et celle dite par « analyse paramétrique ».

II.2.1.1 Analyse fonctionnelle

Ils existent différentes techniques reposant sur cette idée : la technique LADA, pour « Light Assisted Device Alteration » [Row03], utilisant la stimulation photoélectrique, et la SDL, pour « Soft Defect Localisation » [Bru02], ou la RIL, pour « Resistive Interconnection Localisation » [Col02], utilisant la stimulation thermique laser.

Toutes ces techniques sont basées sur un test fonctionnel du circuit intégré (test Pass/Fail). Elles s'appuient sur l'utilisation d'un « shmoo plot », qui est un graphique représentant l'état de fonctionnement d'un circuit pour deux paramètres (voir figure 9 (a)). En général, les deux paramètres sont la tension d'alimentation (V_{dd}) et la durée du cycle (ou fréquence). Pour chaque couple (V_{dd} -fréquence) choisi, un test fonctionnel est réalisé déterminant les couples de valeurs pour lesquels le circuit fonctionne ou est défaillant. Les « shmoo plot » peuvent être fait à partir de test fonctionnel mais le signal Pass/Fail peut aussi être construit par le testeur à partir d'une variation paramétrique avec un critère de sélection préétabli.

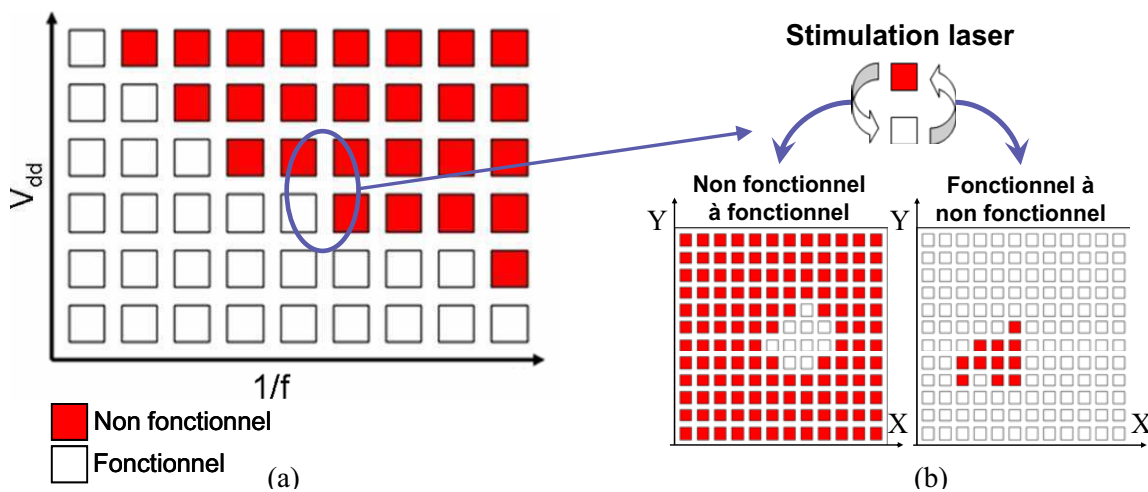


figure 9 : Schéma représentatif d'un shmoo plot. En se plaçant en limite de fonctionnalité, on peut faire basculer l'état du circuit par une stimulation laser. (b) Schéma d'une cartographie Fonctionnel/Non Fonctionnel pour les deux modes mesures. Les points sensibles permettent la localisation de défauts. Les variables X et Y correspondent aux variables spatiales [Mac08].

Ce graphique donne directement la limite de fonctionnalité du circuit. En se plaçant à cette limite de fonctionnalité, le circuit peut basculer d'un état à l'autre à la suite d'une stimulation externe. C'est cette caractéristique qui est exploitée par les techniques DLS.

Ainsi, si l'on place le circuit en état fonctionnel proche de la limite, et que l'on balaye ce circuit à l'aide d'un laser, si le laser rencontre une zone sensible ou une zone défaillante, les variations

temporelles induites par le laser peuvent faire basculer la fonctionnalité du circuit. Le signal Fonctionnel/Non Fonctionnel passe de cette manière à 1 (figure 9 (b)). Par ailleurs, si les variations ne change pas la fonctionnalité du circuit, le signal Fonctionnel/Non Fonctionnel reste à 0. On peut ainsi corréler le signal Fonctionnel/Non Fonctionnel avec les coordonnées exactes du point d'impact afin d'en extraire une cartographie binaire permettant de localiser des zones sensibles. L'étude inverse, consistant à placer le circuit en régime non fonctionnel, peut aussi être mise en place. Cette technique a été développée et validée par différentes études dans le cadre de la thèse d'Aziz Machouat [Mac08].

II.2.1.2 Analyse paramétrique

Une autre voie de développement des techniques d'analyse de défaillance concerne les études paramétriques du circuit en fonctionnement dynamique sous l'influence d'un laser. Dans ce type d'analyses, on effectue un suivi de paramètres électriques en synchronisme avec un balayage laser. Les paramètres testés peuvent être la consommation de courant électrique, le temps de propagation d'un signal, la fréquence d'une sortie ou encore le niveau de tension d'une sortie. Pour chaque pixel de l'image, on envoie une séquence de test et on enregistre la mesure du paramètre analysé. On obtient des cartographies dites analogiques, en contraste avec les cartographies binaires obtenues avec les techniques par analyse fonctionnelle, représentatives des variations induites par la stimulation laser sur le paramètre étudié. L'information contenue par l'image finale est beaucoup plus riche que l'information fournie par les techniques basées sur le test fonctionnel. Il est ainsi possible de localiser toutes les zones sensibles même si elles n'induisent pas une modification de sa fonctionnalité. Les variations positives ou négatives du paramètre testé sont identifiées en une seule acquisition. Ces techniques paramétriques ont donc pour but une caractérisation plus fine des défauts. La conséquence de cette amélioration est bien évidemment la difficulté de mise en œuvre. Il est indispensable d'avoir une précision et une rapidité de mesure importante. En effet, les variations induites par stimulation laser sont faibles. Il faut être capable de mesurer ces variations le plus rapidement possible pour ne pas augmenter le temps d'acquisition.

La technique DVM, pour « Delay Variation Mapping », est un exemple de technique paramétrique développée par le CNES [San07]. Elle consiste à mesurer le temps de propagation d'un signal électrique au travers d'un circuit intégré soumis à une stimulation laser. Pour ce faire, à chaque passage sur un pixel, une séquence de test est envoyée au circuit, synchronisée avec une référence temporelle. La valeur du retard entre le signal de référence et une des sorties du circuit est mesuré et superposé à l'image du circuit. Ce retard va varier en fonction de la position du laser.

La figure 10 représente des résultats obtenus par la technique DVM au cours de la thèse de Kevin Sanchez au CNES [San07]. Une stimulation photoélectrique laser est appliquée sur une chaîne d'inverseurs. Le temps de propagation pour chaque position de spot laser est alors mesuré entre le front montant du signal d'entrée et le front montant du signal de sortie. Les variations du temps de propagation sont visibles sur la figure 10 (a). La couleur jaune, correspond à un temps de propagation

normal du signal à travers la chaîne. Les niveaux de couleurs qui tendent vers le bleu indiquent une diminution du temps de propagation et ceux évoluant vers le rouge un augmentation.

En superposant l'image des variations temporelles et celle de la structure testée, on peut remarquer des différences de sensibilité des inverseurs. La figure 10 (b) représente un zoom sur la chaîne d'inverseur et illustre la grande sensibilité du dernier inverseur de la chaîne.

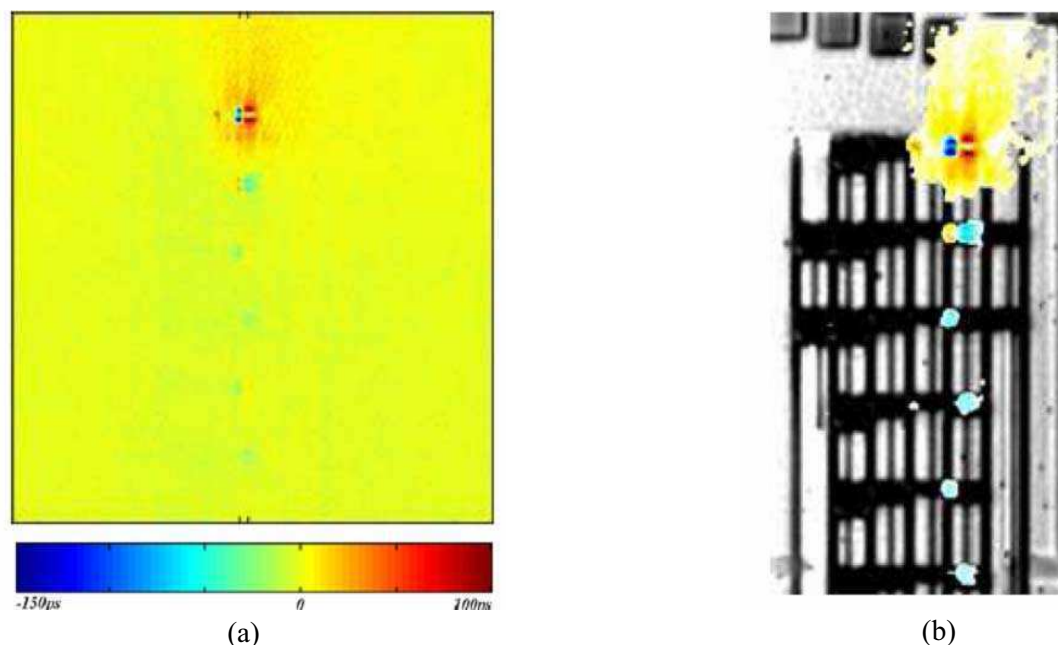


figure 10 : (a) « Delay Variation Mapping » obtenu sur une chaîne d'inverseur sous stimulation photoélectrique laser. (b) Superposition des variations temporelles induites par stimulation photoélectrique laser avec l'image optique de la chaîne d'inverseur [San07].

L'utilisation d'une émulation dynamique du circuit, afin d'identifier des défauts jusqu'alors insensibles, n'est pas le seul développement effectué sur les techniques optiques traditionnelles. En effet, l'émergence des lasers à impulsions ultra courtes a permis d'obtenir une augmentation de sensibilité et d'ouvrir la voie à de nouvelles techniques.

II.2.2. Utilisation des lasers impulsions

II.2.2.1 Développements des techniques pompe

Bénéficiant de l'amélioration technologique des lasers, les techniques pompes ont intégré des lasers impulsions, permettant d'améliorer le taux de couverture des défauts et d'explorer de nouveaux domaines comme la simulation des effets des radiations.

Par exemple, en employant un laser générant des impulsions ultracourtes inférieures à la picoseconde, la technique OBIC a obtenu une sensibilité accrue dans la détection de défauts dans les jonctions du fait de la forte injection rendue accessible par ces lasers [Ess06-1], [Ess06-2].

L'ajout du laser impulsions a aussi permis d'accéder à de nouveaux domaines comme la simulation d'effets singuliers des radiations dans les circuits intégrés. On peut ainsi simuler l'effet de

l'impact d'un ion lourd sur un semiconducteur. L'effet d'un ion lourd étant très localisé et sur des durées très courtes ($<1\text{ps}$), utiliser des impulsions ultracourtes pour simuler cet effet est idéal. Le laser permet de localiser spatialement les zones sensibles aux radiations en complément de l'utilisation d'accélérateur de particules dont le coût est très élevé. Les études vont du basculement de point mémoire ou « Single Event Upset » [Pou00], [Dar02], à la propagation de transitoires de tension dans les circuits analogiques ou « single Event Transient » [Lew01], en passant par les effets destructifs comme le latchup [Mor06].

II.2.2.2 Développements des techniques sonde

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 leurs interprétations ne sont, en général, pas triviales. Pour autant, on peut citer la technique dite « Laser Voltage Probing » ou LVP dont l'utilisation commence à émerger avec le RUBY de chez DCGsystem [Dcg]. Elle consiste à analyser la modulation d'intensité d'impulsions laser réfléchies, intensité variant en fonction des champs électriques internes du circuit par des effets d'électroabsorption ou effet Franz Keldish [Pan98]. On peut donc effectuer une analyse des variations de champ électriques internes aux circuits intégrés.

Kasapi et Al. ont illustré la potentialité de cette technique en sondant les variations d'un champ électrique dans un transistor CMOS [Kas99]. Les tests ont été réalisés à l'aide d'un laser à blocage de modes délivrant des impulsions de 30ps à une longueur d'onde de 1064nm, détectant des champs variant à des fréquences autour de 100MHz (figure 11).

Cette technique permet une analyse des signaux internes des circuits intégrés. La courte durée des impulsions permet en théorie l'analyse de circuit fonctionnant à plusieurs GHz. Cependant, cette technique est basée sur l'absorption de l'onde laser, la rendant invasive. Les difficultés de mesure dues à la création de paires électron-trou ne sont pas encore à ce jour réellement résolues.

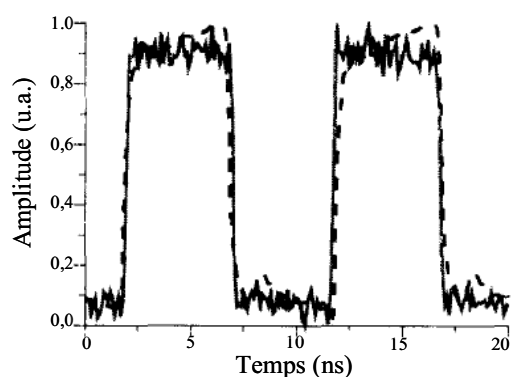


figure 11 : Comparaison entre la tension appliquée à un transistor CMOS (trait pointillé) et le signal obtenu avec la technique LVP (trait plein) [Kas99].

II.2.2.3 Vers des techniques entièrement dynamiques

Enfin, en combinant l'utilisation d'un laser impulsionnel avec une émulation dynamique du circuit, de nouvelles techniques entièrement dynamiques ont vu le jour. La technique TRLS, pour « Time-resolved Laser Stimulation », est une technique développée au laboratoire IMS qui se base sur la stimulation photoélectrique laser pour générer localement un photocourant parasite en synchronisme avec le stimulus électrique pilotant le circuit sous test [Dou08]. Le signal mesuré peut être le courant de consommation, la tension d'une entrée/sortie du composant ou encore un paramètre particulier lié au fonctionnement du circuit (fréquence de fonctionnement, état logique...). Cette technique utilise donc un laser impulsionnel dont il faut contrôler l'arrivée des impulsions sur le circuit par rapport à un signal électrique envoyé au composant testé, avec des résolutions temporelles compatibles avec les fréquences de fonctionnement des circuits VLSI.

II.2.2.4 Les techniques émergentes basées sur l'optique non linéaire

L'utilisation des lasers impulsionnels ouvre la voie à de nouveaux champs de l'optique nécessitant des intensités élevées, à savoir l'optique non linéaire.

Dans le domaine des radiations, par exemple, l'absorption « deux photons » commence à être utile [Jau08]. Le principe est le même que pour la simulation de l'effet d'un ion sur un composant. Par contre, l'énergie des photons utilisées est, dans ce cas, inférieure à celle de la bande interdite mais supérieure à la moitié de celle-ci. Ainsi, l'absorption simultanée de deux photons peut conduire à la création d'une paire électron-trou. On appelle ce processus l'absorption à deux photons et il est régi par les lois de l'optique non linéaire. L'absorption à deux photons étant peu efficace, elle exige une densité de photons importante, densité obtenue en focalisant un laser femtoseconde.

Comme cette absorption multiphotonique est un mécanisme quadratique en fonction de l'intensité lumineuse, elle n'a lieu que de manière très localisée, dans le volume où le faisceau laser est le plus focalisé. On peut donc jouer sur la profondeur de focalisation afin d'obtenir une visualisation en trois dimensions de la collection de charge et de discriminer les profondeurs les plus sensibles aux radiations.

Les techniques optiques d'analyse de défaillance en microélectronique ont naturellement suivi les demandes croissantes en performance de l'industrie des semi-conducteurs, demandes dues aux contraintes toujours plus fortes amenées par l'augmentation de l'intégration. Ces améliorations sont passées par l'utilisation de nouvelles technologies comme les lasers impulsionnels, qui ont permis d'utiliser de nouveaux champs de la physique et d'améliorer ainsi leurs performances. Nous allons voir dans la prochaine partie comment l'application de cette physique peut permettre d'aller sonder les champs électriques des circuits intégrés, afin d'accéder à un paramètre clé de leur fonctionnement.

III. PRINCIPES PHYSIQUES DE LA TECHNIQUE EFISHG

L'utilisation du laser en analyse de défaillance est aujourd'hui un domaine mature qui a vu naître un grand nombre d'outils industriels. De plus, nous avons pu constater qu'elles sont en perpétuelles évolution, afin de les adapter aux nouvelles contraintes de la microélectronique. En parallèle de leur développement, une recherche abondante stimule la communauté scientifique afin d'établir de nouvelles techniques basées notamment sur la technologie des lasers impulsionsnels.

D'un autre côté, la mesure dynamique et non invasive des champs électriques est un sujet de recherche critique et complexe en analyse de défaillance. En effet, la connaissance des paramètres internes régissant le comportement des composants pourrait permettre une amélioration des détections de défaillance, et ouvrirait la porte à des études comportementales de différents mécanismes de dégradation. Pour le moment, aucune technique, mise à part la technique LVP avec ses incertitudes de mesure, ne permet ce type d'analyse. Une technique optique basée sur des lasers pulsés ultrarapides peut répondre à cette problématique.

En effet, une méthode optique peu invasive permettant la détection directe du champ électrique existe : l'Electric Field Induced Second Harmonic Generation ou EFISHG. Elle est basée sur des principes d'optique non linéaire, le signal obtenu étant proportionnel au champ électrique interne. Cette technique a été mise en évidence en 1962 par Savage et Al.[Sav62] dans le calcite et a été approfondie par Bloembergen et Al.[Blo66] en 1966 en l'appliquant dans les métaux et les semi-conducteurs. Depuis quelques années, elle commence à être appliquée à l'électronique dans différents domaines de recherche. Nous allons voir l'origine physique de cette technique ainsi que ces principales utilisations dans le contexte de la microélectronique.

III.1. Les équations de Maxwell

La génération de seconde harmonique ou SHG, correspond au doublage de fréquence d'une onde laser (i.e. la division par deux de la longueur d'onde laser). Elle a été pour la première fois mise en évidence par Franken et al. [Fra61], donnant naissance au domaine de l'optique non linéaire. Depuis, elle a trouvé une grande quantité d'applications diverses en physique. En voici une description simplifiée permettant d'appréhender son origine [She84].

Tous les phénomènes électromagnétiques sont gouvernés par les équations de Maxwell pour les champs électriques $\mathbf{E}(\mathbf{r},t)$ et magnétiques $\mathbf{B}(\mathbf{r},t)$:

$$\begin{aligned}\nabla \times \mathbf{E} &= -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \\ \nabla \times \mathbf{B} &= \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} + \frac{4\pi}{c} \mathbf{J} \\ \nabla \cdot \mathbf{E} &= 4\pi\rho \\ \nabla \cdot \mathbf{B} &= 0\end{aligned}\tag{1}$$

Avec $\mathbf{J}(\mathbf{r},t)$ la densité de courant, résultant de la mise en mouvement des charges libres sous l'action d'un champ électrique, et $\rho(\mathbf{r},t)$ la densité de charges. Ces deux paramètres sont reliés par la loi de conservation de charges :

$$\nabla \cdot \mathbf{J} + \frac{\partial \rho}{\partial t} = 0\tag{2}$$

Il est possible de développer $\mathbf{J}(\mathbf{r},t)$ et $\rho(\mathbf{r},t)$ en séries de multipôles :

$$\begin{aligned}\mathbf{J} &= \mathbf{J}_0 + \frac{\partial \mathbf{P}}{\partial t} + c\nabla \times \mathbf{M} + \frac{\partial}{\partial t}(\nabla \cdot \mathbf{Q}) + \dots \\ \rho &= \rho_0 - \nabla \cdot \mathbf{P} - \nabla(\nabla \cdot \mathbf{Q})\dots\end{aligned}\tag{3}$$

Ici \mathbf{P} , \mathbf{M} , \mathbf{Q} , ... sont respectivement le vecteur polarisation électrique, l'aimantation, le quadrupôle électrique... Cependant, dans le domaine optique, il n'est pas significatif d'exprimer $\mathbf{J}(\mathbf{r},t)$ et $\rho(\mathbf{r},t)$ en termes de multipôles, puisque leurs définitions ne sont pas physiques [She84]. Dans bien des cas, comme dans les métaux ou les semi-conducteurs, il est préférable d'utiliser la polarisation électrique généralisée $\mathbf{P}(t)$ définie par :

$$\mathbf{J} = \mathbf{J}_{dc} + \frac{\partial \mathbf{P}}{\partial t}\tag{4}$$

Où \mathbf{J}_{dc} est la densité de courant continu. En d'autres termes, l'aimantation et les multipôles d'ordre supérieur peuvent être négligés.

Par la suite, on se placera dans l'approximation du dipôle électrique. Nous considérerons donc que $e^{(-ik^*r)}=1$ et $\mathbf{P}(\mathbf{r},t)=\mathbf{P}(r,t)=\mathbf{P}(t)$. La différence est que $\mathbf{P}(t)$ est une fonction non locale du champ.

On peut enfin réécrire les équations de Maxwell en fonction de la polarisation :

$$\begin{aligned}\nabla \times \mathbf{E} &= -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \\ \nabla \times \mathbf{B} &= \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t}(\mathbf{E} + 4\pi \mathbf{P}) + \frac{4\pi}{c} \mathbf{J}_{dc} \\ \nabla \cdot (\mathbf{E} + 4\pi \mathbf{P}) &= 0 \\ \nabla \cdot \mathbf{B} &= 0\end{aligned}\tag{5}$$

Où $\mathbf{P}(t)$ est le seul terme de source variant en fonction du temps. En général, $\mathbf{P}(t)$ est une fonction de $\mathbf{E}(t)$ et permet de décrire pleinement la réponse d'un milieu soumis à un champ électrique par la résolution de son équation constitutive (i.e. l'équation reliant $\mathbf{P}(t)$ à $\mathbf{E}(t)$). De fait, si nous

pouvons écrire cette équation constitutive et trouver les solutions pour les équations de Maxwell avec les conditions aux limites appropriées, alors tous les phénomènes optiques peuvent être prédits facilement. Hélas, cela n'est que rarement possible. C'est ici que rentre en jeu la physique qui, en introduisant des approximations raisonnables, permet la résolution mathématique de ces équations.

$\mathbf{P}(\omega)$, la transformée de Fourier de $\mathbf{P}(t)$, est habituellement une fonction non linéaire compliquée en fonction de $\mathbf{E}(\omega)$. Pour autant, dans le cas linéaire, elle peut s'écrire simplement, conduisant à une expression de la polarisation plus familière. Considérons maintenant $\mathbf{E}(\omega)$ comme une onde plane monochromatique, c'est-à-dire $\mathbf{E}(\omega) = E(\omega) \exp(-i \omega t)$. Nous obtenons :

$$\mathbf{P}(\omega) = \chi^{(1)}(\omega)\mathbf{E}(\omega) \quad (6)$$

Avec $\chi^{(1)}$ la susceptibilité linéaire et $\mathbf{P}(\omega)$ la transformée de fourier de $\mathbf{P}(t)$.

La constante diélectrique linéaire $\epsilon(\omega)$ est relié à $\chi^{(1)}(\omega)$ par :

$$\epsilon(\omega) = 1 + 4\pi\chi^{(1)}(\omega) \quad (7)$$

Dans l'approximation de dipôle électrique, $\chi^{(1)}(\omega)$ et de $\epsilon(\omega)$ sont indépendants de \mathbf{k} .

Dans les cas non linéaires, la polarisation $\mathbf{P}(\omega)$ peut être développée en puissance de $\mathbf{E}(\omega)$. Si $\mathbf{E}(\omega)$ est exprimée comme un ensemble d'ondes planes monochromatiques tel que $\mathbf{E}(\omega) = \sum \mathbf{E}(\omega_i)$, on obtient:

$$\mathbf{P}(\omega) = \mathbf{P}^{(1)}(\omega) + \mathbf{P}^{(2)}(\omega) + \mathbf{P}^{(3)}(\omega) \dots \quad (8)$$

Avec

$$\mathbf{P}^{(1)}(\omega) = \chi^{(1)}(\omega)\mathbf{E}(\omega) \quad (9a)$$

$$\mathbf{P}^{(2)}(\omega) = \chi^{(2)}(\omega = \omega_i + \omega_j)\mathbf{E}(\omega_i)\mathbf{E}(\omega_j) \quad (9b)$$

$$\mathbf{P}^{(3)}(\omega) = \chi^{(3)}(\omega = \omega_i + \omega_j + \omega_l)\mathbf{E}(\omega_i)\mathbf{E}(\omega_j)\mathbf{E}(\omega_l) \quad (9c)$$

Où $\chi^{(n)}$ est la susceptibilité d'ordre n et $\chi^{(n)}(\omega)$ est toujours indépendant de \mathbf{k} .

Cette première partie théorique avait pour but de montrer que les susceptibilités linéaires et non linéaires caractérisent les propriétés optiques d'un milieu. Si $\chi^{(n)}$ est connue pour un milieu donné, en principe les effets optiques non linéaires d'ordre n doivent pouvoir être prédits à partir des équations de Maxwell. Physiquement, $\chi^{(n)}$ est reliée à la structure microscopique et des calculs prenant en compte les effets quantiques doivent être réalisés afin de pouvoir l'évaluer. Cependant, des modèles simples sont utilisés pour illustrer l'origine des non linéarités optiques et pour décrire les caractéristiques de $\chi^{(n)}$.

L'équation 9(b), correspondant à la polarisation non linéaire d'ordre 2, nous permet de constater que la réponse du milieu à l'ordre 2 est dépendante du carré du champ électrique de l'onde, ainsi que de la susceptibilité d'ordre 2. Lorsque $\mathbf{E}(\omega_i) = \mathbf{E}(\omega_j) = \mathbf{E}(\omega)$, il en résulte l'obtention d'une onde à la fréquence doublée $\mathbf{E}(2\omega)$. Ce phénomène est appelé génération de seconde harmonique, ou SHG. Il est parfaitement illustré par le modèle de Lorentz que nous avons détaillé en annexe. Ce phénomène étant quadratique en intensité, il nécessite des intensités lumineuses importantes.

Nous avons donc mis en évidence que sous l'influence d'un champ électrique $\mathbf{E}(\omega)$ assez intense, une onde de fréquence ω peut donc subir un doublage de fréquence produisant une onde à 2ω . L'efficacité de ce doublage de fréquence dépendra des caractéristiques des matériaux que l'onde traverse par le biais de la susceptibilité non linéaire d'ordre 2, ainsi que de l'intensité de l'onde à la fréquence ω , onde que nous nommerons dans le suite du manuscrit onde fondamentale.

III.2. Cas particuliers : les milieux centrosymétriques

Nous avons négligé dans notre discussion la symétrie des matériaux considérés. En effet, lorsque celui-ci possède un centre d'inversion, ce qui est le cas du silicium, le potentiel doit satisfaire à $U(x)=U(-x)$. Dans ce cas, la susceptibilité non linéaire d'ordre 2 est toujours nulle.

La polarisation d'ordre deux est donc nulle : il ne peut pas y avoir de génération de seconde harmonique dans les milieux centrosymétriques. Par contre, les effets non linéaires d'ordre trois peuvent avoir lieu dans ce type de matériau.

III.3. La génération de seconde harmonique dans le silicium

La génération de seconde harmonique étant donc interdite dans le silicium, on peut se demander en quoi ce phénomène peut être utile pour des applications en microélectronique.

De fait, il existe plusieurs facteurs permettant d'obtenir un doublage de fréquence. Un champ électrique statique couplé à une onde électromagnétique permet, par un effet d'ordre trois, l'émission d'une onde de seconde harmonique. De plus, la symétrie interdisant la SHG dans les milieux centrosymétriques est brisée à la surface du matériau, entraînant l'apparition d'un signal de fréquence doublée. Enfin, un terme dû aux multipôles négligés lors de l'explication théorique peut aussi donner lieu à un signal.

On peut donc écrire une polarisation non linéaire comme étant la somme de ces différentes contributions [Akt99]:

$$\mathbf{p}^{\text{NL}}(2\omega) = \mathbf{p}^{\text{S}}(2\omega) + \mathbf{p}^{\text{BQ}}(2\omega) + \mathbf{p}^{\text{EFISHG}}(2\omega) \quad (10)$$

Avec \mathbf{P}^{S} la polarisation non linéaire de surface, \mathbf{P}^{BQ} la contribution des termes d'ordre supérieurs tel que le quadripôle électrique, et enfin $\mathbf{P}^{\text{EFISHG}}$ le terme induit par un champ électrique quasi statique.

Détaillons chacun de ces termes pour voir leurs utilités ou leurs inconvénients dans des applications de microélectronique. Nous allons les regrouper en deux catégories : ceux qui ne dépendent pas du champ électrique interne et ceux qui sont sensibles au champ électrique interne.

III.3.1. *Les termes indépendants du champ électrique*

III.3.1.1 Le terme de surface

La contribution de la surface (ou d'une interface) résulte de la brisure de symétrie à l'interface entre deux milieux, entraînant l'apparition d'une susceptibilité non linéaire d'ordre 2 non nulle. La polarisation non linéaire due à l'interface s'écrit [lup99] :

$$\mathbf{p}^S(2\omega) = \chi_s^{(2)}(2\omega) \mathbf{E}(\omega) \mathbf{E}(\omega) \delta(z) \quad (11)$$

L'ordre de grandeur de $\chi_s^{(2)}$ pour le silicium a été estimé par Falasconi et al. en analysant des données expérimentales. Ils obtiennent des valeurs de l'ordre de $\chi_s^{(2)} = 3 \cdot 10^{-19} \text{V}^{-1}$ [Fal01]. L'absence de signal dû au dipôle électrique dans le cristal rend la SHG très sensible aux surfaces/interfaces des milieux centrosymétriques. De fait, cette aptitude est remarquablement illustrée par des études effectuées sur le silicium. Par exemple, on peut citer la sensibilité à la symétrie atomique, à la préparation et à la rugosité de l'interface, aux charges à l'interface [MGilp96]...

Des techniques, basées sur la génération de seconde harmonique par rupture de symétrie à la surface, offrent de nombreux avantages par rapport à des spectroscopies de surface conventionnelles basées par exemple sur des faisceaux de particules. En effet, le SHG étant non invasive, les problèmes liés à des dommages du matériau ou à des contaminations disparaissent. De plus, les isolants peuvent être sondés et la profondeur de pénétration des faisceaux laser permet de sonder des couches enterrées. La technique de SHG de surface est donc très utilisée en physique et peut s'appliquer à la microélectronique. Par exemple, Pasternak et al. ont étudié la qualité de l'interface sur des structures en « silicium sur isolant » ou SOI [Tol07].

II.3.1.2 Les termes d'ordre supérieur

Bien que les effets dus au dipôle électrique soient interdits dans les milieux centrosymétriques, plusieurs études ont montré que des termes d'ordre supérieur tel que le quadripôle électrique ou le dipôle magnétique, que nous avons négligés à l'équation 4, peuvent apporter une contribution non négligeable au signal [Akt99].

La polarisation effective de ces termes est

$$\mathbf{p}^{BQ}(2\omega) = \chi^{(2),BQ}(2\omega) \mathbf{E}(\omega) \nabla \mathbf{E}(\omega) \quad (12)$$

Sipe et Shen ont tous les deux montré que cette composante est du même ordre d'amplitude que la composante de surface [Sip87], [Guy88]. Les calculs effectués par Falasconi tendent eux aussi en ce sens avec des valeurs de $\chi^{(2),BQ} = 2,3 \cdot 10^{-19} \text{m}^2/\text{V}$. De plus, ils ont démontré que les mesures du terme de surface et de ceux d'ordre supérieur ne peuvent pas être dissociées facilement.

En ce qui concerne l'étude des champs électriques à l'aide de techniques optiques non linéaires, il n'est pas nécessaire d'étudier plus intensément l'origine physique de ces termes. Ils pourront être regroupés en un terme indépendant du champ qui correspondra à un offset de notre signal qui s'écrira :

$$\mathbf{P}_{\text{ind}}(2\omega) = \chi_{\text{NL}}^{(2)}(2\omega)\mathbf{I}(\omega) \quad (13)$$

$$\text{avec } \chi_{\text{NL}}^{(2)} = \chi^{(2),\text{BQ}} + \chi_s^{(2)}$$

III.3.2. *Electric Field Induced Second Harmonic Generation ou EFISHG*

En 1967, Bloembergen remarque que l'émission de seconde harmonique générée dans le silicium et dans l'argent varie de façon significative lorsqu'on applique un champ électrique [Blo67]. Cet effet fut ensuite détecté dans bien d'autres matériaux centrosymétriques et ouvrait un nouveau champ de recherche dans le domaine de la SHG appelé génération de seconde harmonique induite par un champ électrique ou EFISHG. La polarisation non linéaire correspondante s'écrit :

$$\mathbf{P}^{\text{Efishg}}(2\omega) = \chi^{(3)}(2\omega)\mathbf{E}(\omega)\mathbf{E}(\omega)\mathbf{E}_{\text{dc}} \quad (14)$$

Où $\chi^{(3)}$ est un tenseur de susceptibilité d'ordre trois, E_{dc} est le champ quasi statique dans le matériau.

Comme la susceptibilité prise en compte est du troisième ordre, l'EFISHG a une intensité inférieure à celle correspondant à une contribution du dipôle électrique. En effet, l'ordre de grandeur de cette susceptibilité est $\chi^{(3)}=10^{-19} \text{ m}^2/\text{V}^2$ [Bri07], [Din03]. Pour autant, lorsque le champ quasi statique devient très important, ce signal SHG peut devenir aussi important voir plus important que les termes indépendants du champ i.e. le terme de surface et d'ordre supérieur. Or les champs électriques mis en jeu en microélectronique peuvent dépasser les $10^5\text{V}/\text{cm}$, valeur largement suffisante pour obtenir des signaux détectables.

L'intensité de l'onde de seconde harmonique détectée va donc dépendre directement du champ électrique interne par la relation :

$$\mathbf{I}(2\omega) \propto \left| \chi_{\text{NL}}^{(2)}(2\omega = \omega + \omega) + \chi^{(3)}(2\omega = \omega + \omega + 0)\mathbf{E}_{\text{dc}} \cos\theta \right|^2 \mathbf{I}^2(\omega) \quad (15)$$

Où θ est l'angle entre la polarisation du laser et le champ électrique interne

Le signal de seconde harmonique généré aura le même sens de propagation que l'onde fondamentale utilisée.

Notons à ce stade la terminologie que nous utiliserons régulièrement dans la suite de ce manuscrit. Ainsi lorsque nous évoquerons le signal total mesuré correspondant à la somme des

différentes contributions, tel que nous l'avons décrit dans l'équation (15), nous utiliserons communément le terme de signal SHG. A l'inverse, lorsque nous évoquerons le signal dépendant du champ électrique, tel qu'il est décrit dans l'équation (14), nous parlerons de signal EFISHG. Cette précision est importante pour éviter toutes méprises lors de la lecture de ce document.

Le tableau 1 récapitule les ordres de grandeur des différentes susceptibilités.

| Susceptibilité d'ordre trois du silicium | Susceptibilité de surface du silicium | Susceptibilité due aux termes d'ordre supérieur (quadrupole électrique) |
|--|--|---|
| $\chi^{(3)}=10^{-19} \text{ m}^2/\text{V}^2$ | $\chi^{(2)}_{\text{surf}}=3*10^{-19}\text{V}_{-1}$ | $\chi^{(2)}_{\text{quad}}=2,3*10^{-19}\text{m}^2/\text{V}$ |

Tableau 1 : Valeur des susceptibilités non linéaires mises en jeu pour la génération de seconde harmonique dans le silicium.

L'intensité dépend aussi des facteurs de transmission et de réflexion des différentes ondes, ainsi que de l'absorption dans le matériau : ces facteurs dépendent directement de la configuration expérimentale dans laquelle on se place. Pour autant, différents travaux montrent que dans des conditions expérimentales appropriées à la microélectronique, l'ordre de grandeur de toutes ces contributions est sensiblement la même et il est tout à fait raisonnable de penser pouvoir détecter des variations de la SHG en fonction du champ électrique [Akt96].

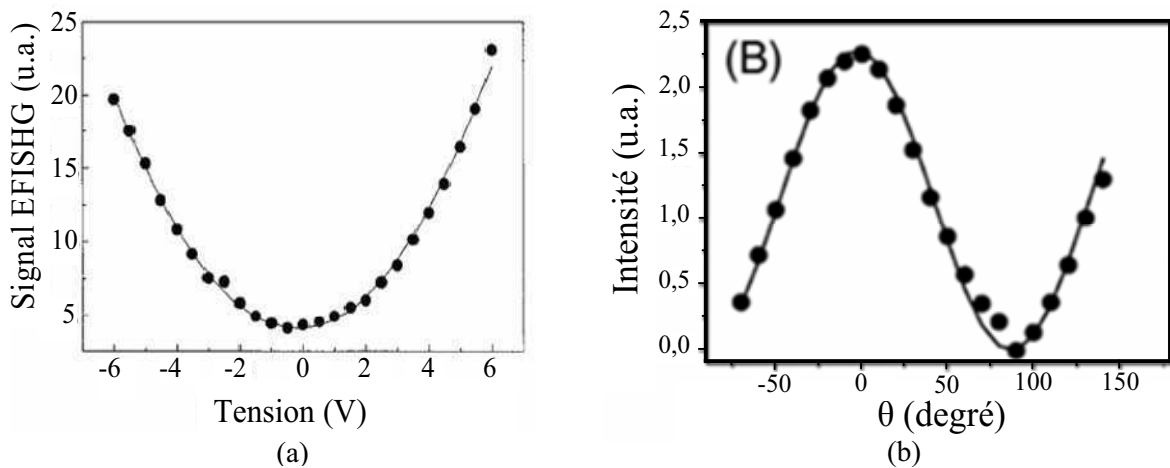


figure 12 : (a) Exemple de mesure de $I_{2\omega}$ en fonction de la tension appliquée dans une antenne photoconductrice, (b) Exemple de mesure de $I_{2\omega}$ en fonction de θ [Che03].

Sur la figure 12 (a), Ohlhof et al. [Olh96] ont mesuré le signal EFISHG entre deux bras d'une antenne, posée sur un substrat en silicium et polarisée avec différentes valeurs de tension. Le champ électrique créé dans le substrat en silicium possède bien une dépendance quadratique en fonction de la tension, donc du champ électrique.

La figure 12 (b) correspond, quant à elle, à l'étude de la variation du signal EFISHG en fonction de l'angle θ entre la polarisation laser et le champ électrique statique dans un cristal liquide. On retrouve bien la dépendance en cosinus du signal en fonction de θ .

L'analyse du signal peut donc permettre d'obtenir directement le champ électrique. L'EFISHG peut donc être une méthode alternative, non invasive, non électrique pour sonder les champs électriques dans une variété importante d'applications. La prochaine partie va donc faire une revue exhaustive des applications de cette technique et ouvrir des perspectives dans le contexte de la microélectronique.

IV. UTILISATIONS DE L'EFISHG EN MICROELECTRONIQUE

La technique EFISHG a d'ores et déjà été exploitée dans divers domaines allant de la chimie à l'électronique en passant par la physique. Nous allons voir ici quels ont été ses principaux développements en microélectronique ainsi que les perspectives qu'elle offre face aux nouvelles problématiques engendrées par l'évolution technologique.

IV.1. La cartographie de champ électrique

Une des potentialités de l'EFISHG consiste en son aptitude à faire l'étude du vecteur champ électrique d'un matériau.

Ainsi, Dadap et al [Dad99-1] ont mesuré l'amplitude ainsi que la direction du vecteur champ électrique. L'onde fondamentale est émise par un laser Titane : Saphir à une longueur d'onde de 775nm en incidence normale sur l'échantillon (figure 13 (a)). Celui-ci est constitué d'un wafer de silicium sur du saphir, sur lequel deux électrodes en aluminium ont été déposées. Il est à noter qu'ils utilisent une détection homodyne c'est-à-dire qu'ils font interférer le signal EFISHG avec un signal de référence à 2ω généré par une lame de quartz. Cela permet d'avoir un signal linéaire en fonction du champ électrique et d'obtenir directement le signe de celui-ci. Mieux, cela augmente la sensibilité de la technique, permettant d'après eux de mesurer des champs de quelques centaines de V/cm [Dad99-2], valeurs bien inférieures à celles rencontrées en microélectronique. Par contre, ce type de détection impose de grandes contraintes sur la mise en place expérimentale par rapport à l'espace disponible entre la lentille et le composant sous test.

Afin d'obtenir le vecteur champ électrique, ils ont mesuré la composante selon x et selon y du signal doublé à l'aide d'un analyseur optique placé avant le détecteur qui est ici un photomultiplicateur. L'échantillon est scanné avec une résolution latérale de $10\mu\text{m}$ (figure 13 (b)). Chaque point de mesure correspond à une intégration durant huit secondes, avec environ 10^5 photons collectés par seconde.

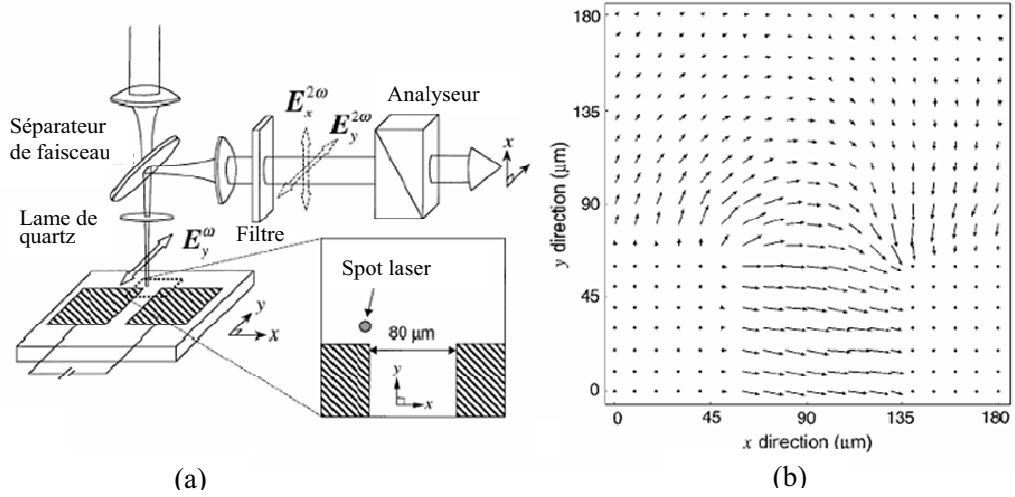


figure 13 : (a) Configuration expérimentale pour la mesure du vecteur champ électrique (b) Image du champ électrique dans l'échantillon de silicium [Dad99-1].

Chen et Al. [Che03] ont obtenu le même type de résultats dans des matériaux plus exotiques que sont les cristaux liquides nématiques. Ils utilisent la dépendance du signal EFISHG à l'angle entre la polarisation de l'onde laser et le champ électrique pour la mesure du vecteur champ électrique. En faisant deux mesures du champ avec deux polarisations perpendiculaires, on peut remonter à l'angle θ et obtenir la direction du champ.

En effet, en calculant le rapport entre les deux intensités trouvées, on obtient:

$$q = \frac{I_{\left(\frac{\pi}{2}-\theta\right)}}{I_{\theta}} = \frac{\cos\left(\frac{\pi}{2}-\theta\right)}{\cos(\theta)} = \tan(\theta) \quad (16)$$

Ces auteurs ont étudié la distribution du champ et ont obtenu d'excellentes résolutions latérales de l'ordre du μm (figure 14). L'étude ne concerne pas directement la microélectronique mais l'idée de rotation de la polarisation du laser pour obtenir une information sur la direction du vecteur champ électrique peut tout à fait être adaptée à des tests dans le domaine.

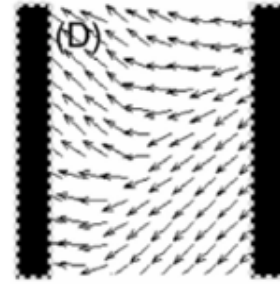


figure 14 : cartographie du champ électrique dans le plan xy d'un cristal liquide [Che03].

IV.2. La mesure de champ électrique en temps réel

Depuis quelques années, la mesure en temps réels des signaux électriques dans les circuits intégrés est devenue une perspective d'application importante de la technique EFISHG. Parce que la technique EFISHG est instantanée et qu'elle est associée à des stimulations ultra rapides, il permet de sonder à de très hautes résolutions temporelles.

IV.2.1. La technique pompe-sonde

Nagel et Al [Nag98] ont mis au point une expérience pompe-sonde pour mesurer des champs électriques internes transitoires dans un guide d'onde fabriqué à partir d'un polymère. Le laser pompe va venir exciter un photoconducteur en LT-GaAs alors que la sonde, retardée dans le temps, va être utilisée pour détecter la propagation du champ électrique dans le guide d'onde (figure 15 (a)). Leur dispositif leur permet de repérer des champs d'une durée d'environ 400fs (figure 15 (b)).

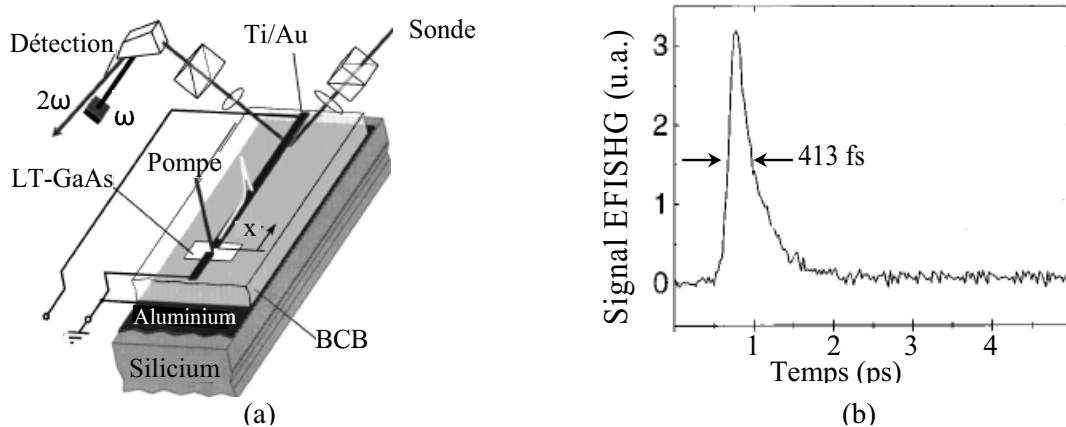


figure 15 : (a) Montage EFISHG pompe sonde : la pompe excite le LT-GaAs créant alors une impulsion électrique, tandis que la sonde, décalée temporellement, mesure le champ électrique se propageant dans le guide d'onde. (b) Mesure de l'onde électrique se propageant à l'aide de la technique EFISHG [Nag98].

IV.2.2. Les techniques sonde

L'équipe de Kane et Al. [Kan01] s'est beaucoup intéressée à cette thématique. Ils ont notamment fait varier les tensions appliquées à une diode en GaN à une fréquence de 1KHz afin de mesurer les variations induites du champ électrique interne.

Leur protocole expérimental insiste sur un point crucial : le choix de la longueur d'onde à utiliser pour la technique. En effet il est très important de choisir une longueur d'onde fondamentale et doublée qui ne soit pas absorbée par le semi-conducteur, et ce pour deux raisons :

- la création de porteurs dans le semi-conducteur rend la méthode invasive,
- le signal EFISHG reste très faible; s'il est fortement absorbé, il devient impossible à détecter.

Pour leur part, un laser Titane : Saphir à 806nm a été choisi, leur assurant que l'onde fondamentale ainsi que l'onde de seconde harmonique soient au dessus des longueurs d'onde absorbées par le GaN, celui-ci absorbant en dessous de 370nm. La tension appliquée au composant ainsi que l'irradiation laser sont contrôlées à deux fréquences distinctes et le photomultiplicateur détecte le signal de seconde harmonique, filtré en longueur d'onde, à la somme des deux fréquences (figure 16 (a)). Une suppression d'une partie du signal indépendant du champ électrique est ainsi effectuée. Avec ce dispositif, l'étude des variations du champ électrique en fonction du temps a pu être réalisée. Un signal permettant de remonter directement aux variations de tension appliquée est obtenu (figure 16 (b)).

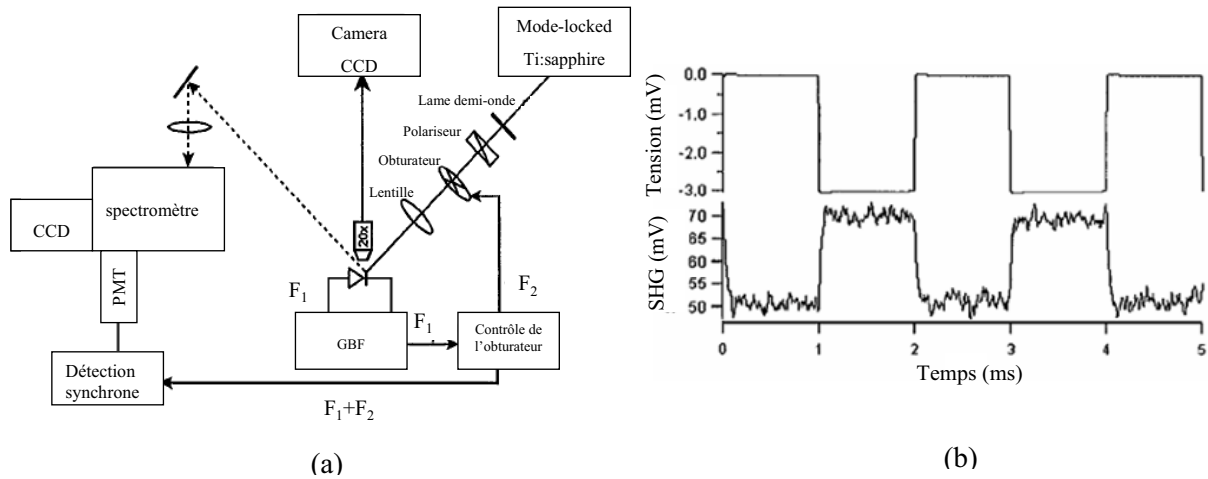


figure 16 : (a) Montage expérimental de détection en temps réel des variations du champ électrique par technique EFISHG dans une diode en GaN. (b) Visualisation d'une tension carré à 1KHz appliquée à la diode [Kan01].

La bande passante est ici limitée à 500Hz, car la détection et le vecteur de test sont asynchrones. Pour y remédier, l'équipe de Kane et Al. a travaillé sur des variations ultra-rapides de la tension dans le même genre de dispositif [Kan06]. Une impulsion de tension appliquée à la diode est synchronisée avec le laser (figure 17 (a)). Le signal EFISHG est toujours détecté par un photomultiplicateur relié à une détection synchrone. De plus, ils utilisent une détection différentielle permettant d'enlever le bruit de fond. Grâce à ce dispositif, des signaux d'une durée de quelques nanosecondes ont été mesurés (figure 17 (b)).

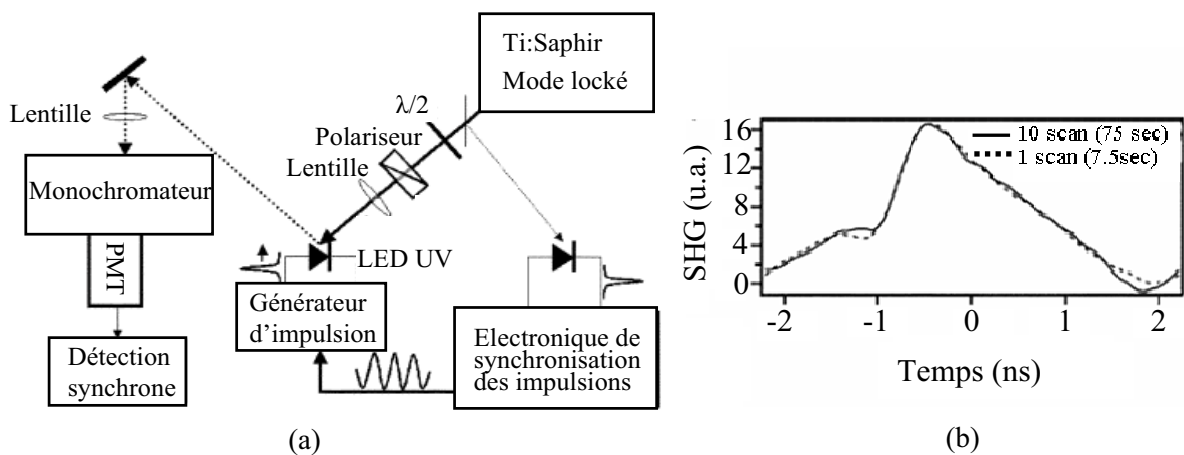


figure 17 : (a) Montage expérimental de détection en temps réel des variations du champ électrique par technique EFISHG dans une diode en GaN, avec synchronisation entre les impulsions laser et la tension appliquée. (b) Exemple de variation de champ électrique mesurée. Une résolution temporelle de quelques ns est obtenue [Kan06].

Enfin, l'équipe de Ramsay [Ram06] a étudié les champs électriques dans un circuit intégré contenant des photodiodes en silicium. La longueur d'onde utilisée est de $2,16\mu\text{m}$ afin que le signal SHG récolté soit au dessus du band-gap du Si. La photodiode est polarisée avec une tension en créneau périodique d'amplitude de 0,5V (figure 18 (a)). Une comparaison entre une tension de valeur

absolue moyenne de 0V et de 1V a été effectuée. La réponse optique est collectée à l'aide d'un photomultiplicateur.

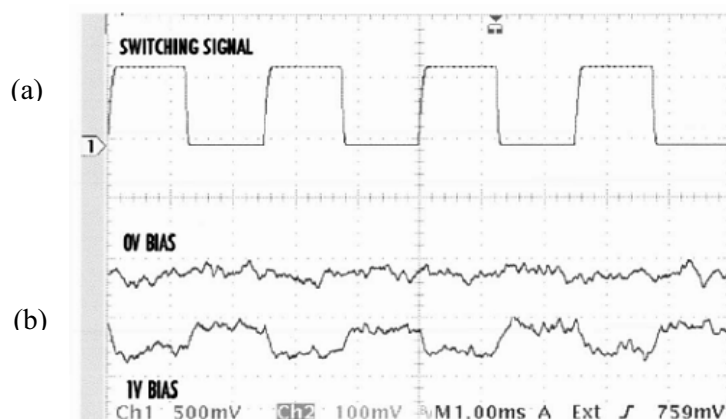


figure 18 : (a) Tension appliquée à la photodiode. (b) Signal EFISHG en temps réel pour deux valeurs moyennes de tension, 0V et 1V [Ram06].

Lorsque la tension appliquée à une valeur moyenne de 0V, le champ électrique n'est pas suffisant pour obtenir un signal optique interprétable. Par contre, lorsqu'on applique une tension moyenne de 1V, le champ électrique interne est assez important et le signal de SHG retranscrit la fonction carré de la tension à laquelle est soumise la diode. Il y a donc une mesure dynamique du champ électrique interne de la diode (figure 18 (b)).

La technique EFISHG a donc déjà été éprouvée pour cartographier des champs électriques dans différents matériaux ou pour étudier en temps réels les variations de ces champs. Pour autant, ces travaux ont souvent été faits sur des dispositifs plus ou moins exotiques, facilitant la mise en œuvre de la méthode. Il reste donc à prouver qu'une utilisation sur des circuits intégrés plus sophistiqués est possible. Ramsay a déjà fait un premier pas dans ce sens en prouvant cette faisabilité sur des photodiodes, certes pas au niveau d'intégration des nouvelles technologies, mais se rapprochant tout de même des caractéristiques d'un circuit réel.

IV.3. L'étude du piégeage d'électrons à l'interface ou dans l'oxyde

Le contrôle de l'oxyde de grille et de l'interface oxyde/silicium ainsi que les changements de propriétés dus à l'application de champs électriques, est une problématique importante dans le domaine des technologies MOS. En effet, le piégeage de charges par différents processus comme l'injection par porteurs chauds, ou par NBTI, pour « Negative Bias Temperature Instability », font l'objet d'études approfondies dans le domaine de la fiabilité des composants. Les techniques de caractérisation de ces dégradations, telles que le pompage de charge, la mesure des variations des caractéristiques ou la technique «On The Fly» sur laquelle nous reviendrons dans le troisième chapitre, ne sont pas toujours adaptées à ces problématiques, souvent pour des soucis de durées de mesure [Mah07]. La technique EFISHG, par sa capacité à mesurer des champs électriques sans contact, peut s'avérer très utile pour cette problématique. Nous aurons l'occasion dans la suite du

manuscrit d'y revenir plus en détail mais l'étude bibliographique ci-après permet de se convaincre du potentiel de la technique EFISHG dans la mesure de champs électriques aux interfaces. L'effet d'une exposition au rayon X sur le piégeage électronique a été étudié par Pasternak [Past03].

Le laser est utilisé à la fois comme pompe pour injecter des électrons du silicium dans l'oxyde, modifiant le champ électrique interfacial, et comme sonde afin d'étudier la dynamique de piégeage et de dépiégeage des porteurs. Il a été prouvé que pour des intensités laser importantes, une absorption multiphotonique peut permettre aux porteurs de charges d'acquérir une énergie suffisante pour passer la barrière de potentiel et être piégés dans l'oxyde [Bloc96], [Li99]. Cette barrière de potentiel vaut 4,3eV pour les électrons et 5,7eV pour les trous. Ainsi, si l'on prend pour exemple un laser Titane : Saphir émettant à une longueur d'onde de 800nm soit une énergie photonique d'environ 1,5eV, l'absorption de 3 photons est nécessaire pour injecter un électron dans l'oxyde lorsque quatre sont requis pour des trous (figure 19).

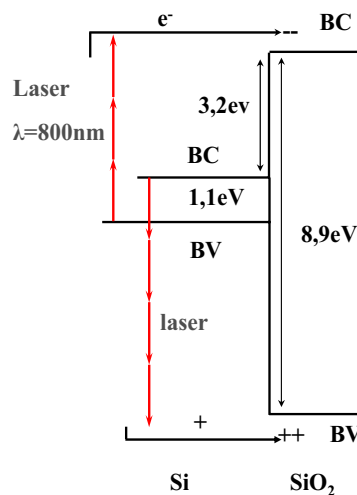


figure 19 : Schéma du diagramme énergétique à l'interface Si/SiO₂ illustrant les possibilités de mécanismes d'absorption multiphotonique.

Dans le cadre de l'étude de Pasternak et al., les énergies laser utilisées ne permettent que l'injection d'électrons. En effet, elles ne sont pas suffisantes pour que l'absorption simultanée de 4 photons soit favorisée, condition indispensable à l'injection de trous dans l'oxyde. Après avoir été piégés, les électrons peuvent traverser la couche d'oxyde par effet tunnel et se recombiner, entraînant la baisse du champ électrique à l'interface. Pasternak et Al. ont effectué des mesures de ce champ électrique sur des wafers de silicium recouverts de 6,5nm d'oxyde. Le protocole expérimental est scindé en deux phases (figure 20) :

- une phase où l'exposition laser est continue permettant d'injecter des charges dans l'oxyde et de mesurer le champ,
- une phase où un obturateur mécanique diminue l'exposition laser permettant de limiter l'injection de charge et de mesurer la baisse du champ.

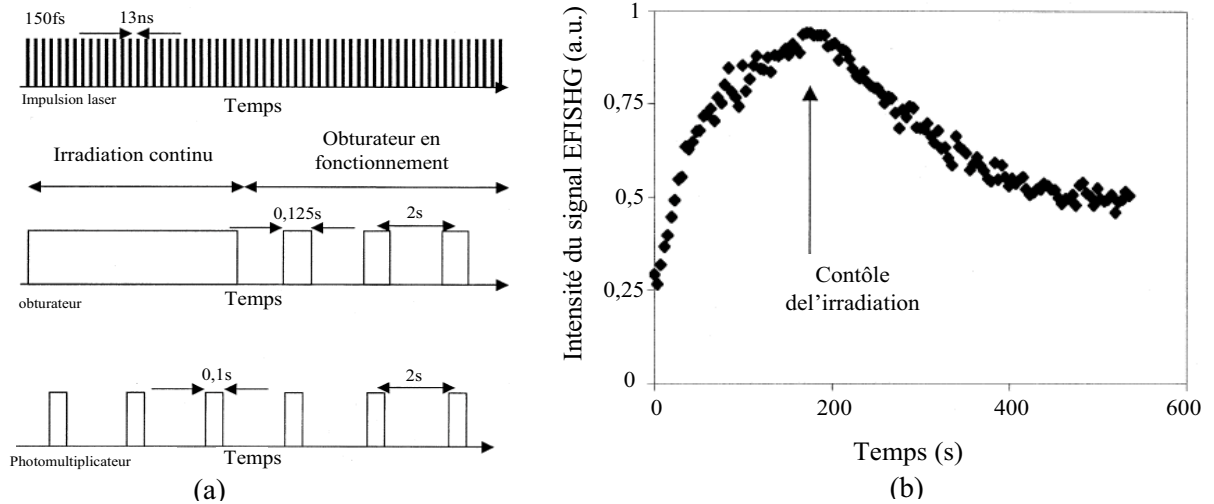


figure 20 : (a) Chronogramme de l'exposition laser (b) signal EFISHG en fonction du temps après 20 minutes d'irradiation. Le champ électrique augmente lorsque le laser injecte des charges, puis lorsque l'obturateur est activé, les porteurs de charge se dépiègent et le champ baisse [Pas03].

Une étude comportementale de la recombinaison des électrons a été faite sur des échantillons irradiés et non irradiés.

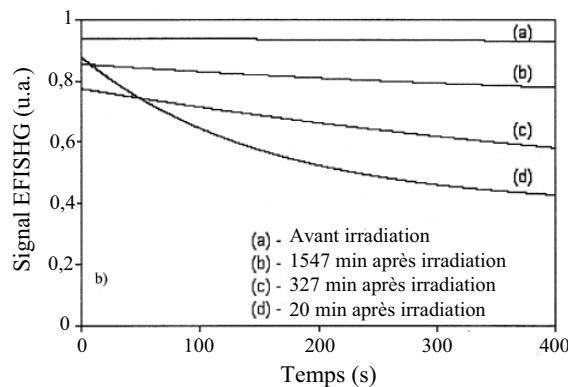


figure 21 : Ajustement exponentiel de la diminution du signal EFISHG en fonction du temps due à la recombinaison des porteurs préalablement injectés dans l'oxyde. Comparaison entre des échantillons irradiés aux rayons X (b,c,d) et non irradiés (a) [Past03].

On constate sur cette illustration que la technique EFISHG permet de mettre en évidence une différence de comportement entre des échantillons irradiés ou non. En effet, lorsque l'échantillon n'a subi aucun traitement, le champ électrique ne diminue quasiment pas : les électrons ne se recombinent que très lentement (figure 21, courbe a). En revanche, pour les échantillons exposés aux rayons X, le champ électrique diminue fortement : les rayons X doivent créer des défauts augmentant la recombinaison des porteurs et font baisser de manière plus efficace le champ électrique à l'interface. Ces défauts sont métastables car plus les mesures sont faites longtemps après l'irradiation aux rayons X, plus le wafer reprend un comportement normal (figure 21, courbes b,c,d).

Ce type d'étude permet de penser que la technique peut être utile dans tous les problèmes de fonctionnement dus à des charges capturées dans l'oxyde ou à l'interface.

V. CONCLUSION

Dans ce premier chapitre, nous avons abordé la problématique de l'utilisation des lasers dédiée à l'analyse de défaillance des circuits intégrés en microélectronique. Une revue de la littérature nous a permis de constater à quel point ce domaine est arrivé à maturité à travers des exemples d'utilisations industrielles de la stimulation thermique laser notamment. Nous avons pu voir le développement de ces techniques afin de satisfaire à l'évolution des technologies en microélectronique. Ce développement se base sur la démocratisation des lasers à impulsions ultra courtes, qui permettent l'amélioration des résolutions de techniques déjà abouties. De nouvelles techniques ont aussi vu le jour, se basant sur des champs de la physique jusqu'alors peu explorés en microélectronique, comme l'optique non linéaire.

Une deuxième partie est venue illustrer le principe physique de la génération de seconde harmonique. La capacité de l'optique non linéaire à sonder les champs électriques internes aux circuits intégrés a mis en évidence son utilité dans le domaine de l'analyse de défaillance. Ce procédé, appelé Electric field Induced Second Harmonic Generation ou EFISHG, a été détaillé d'un point de vue théorique.

Enfin, une étude bibliographique nous a donné un tour d'horizon des travaux effectués sur l'EFISHG dans le domaine de la microélectronique. Trois axes de recherche ont pu être dégagés :

- la cartographie de champ électrique.
- la mesure dynamique des champs électriques dans les circuits,
- la mesure des champs électriques à l'interface Si/SiO₂ et l'étude dynamique du dépiégeage des charges aux interfaces.

Cette étude a permis d'attester de l'avenir de la technique EFISHG dans différents domaines de la microélectronique. Pour autant, les exemples mentionnés n'ont pas été effectués sur des véhicules de test correspondant à la réalité technologique des circuits intégrés actuels. Il reste donc à mettre en œuvre cette technique afin de prouver son intérêt pour des applications en conditions industrielles. C'est le but de cette thèse et nous allons voir, dans le chapitre suivant, le banc de test élaboré au sein du laboratoire IMS dans le but d'effectuer une étude de faisabilité de l'EFISHG dans ces conditions.

CHAPITRE II : DEVELOPPEMENT EXPERIMENTAL DE LA TECHNIQUE EFISHG

| | | |
|----------|---|----|
| I. | Introduction | 43 |
| II. | Le banc EFISHG disponible sur la plateforme ATLAS..... | 43 |
| II.1. | Objectif | 43 |
| II.2. | Description de la plateforme ATLAS..... | 43 |
| II.3. | Description générale du banc de test EFISHG | 44 |
| II.4. | La source laser | 46 |
| II.4.1. | Choix de la longueur d'onde..... | 47 |
| II.4.1.1 | L'attaque par la face avant..... | 47 |
| II.4.1.2 | L'attaque par la face arrière..... | 48 |
| II.4.2. | Le Vitesse | 49 |
| II.4.3. | Caractérisation du faisceau | 50 |
| II.4.3.1 | Calibration énergétique..... | 50 |
| II.4.3.2 | Contrôle du blocage de mode du laser..... | 51 |
| II.5. | Le système de visualisation..... | 53 |
| II.6. | Le système de détection | 54 |
| II.7. | Calibration du banc de test | 56 |
| II.7.1. | Mesure de la puissance incidente en temps réel..... | 56 |
| II.7.2. | Mesure de la puissance réfléchie en temps réel | 57 |
| II.8. | Optical beam induced current, OBIC | 58 |
| III. | Les caractéristiques des composants utilisés..... | 59 |
| III.1. | La puce « Céline »..... | 59 |
| III.2. | La puce « ISLAND » | 60 |
| III.3. | LM6181 | 61 |
| III.4. | HVPMOS..... | 61 |
| IV. | Développement du banc de test | 62 |
| IV.1. | Caractérisation du banc de test à l'aide d'un cristal de KDP..... | 62 |
| IV.1.1. | Soustraction de la composante linéaire | 63 |
| IV.2. | Evolution du signal en fonction du temps | 65 |
| IV.2.1. | Résultats obtenus | 65 |
| IV.2.2. | Interprétation des résultats | 67 |
| IV.2.3. | L'obturateur mécanique..... | 67 |
| V. | Automatisation du banc de test | 68 |
| V.1. | Le contrôle instrumental..... | 69 |
| V.1.1. | Le photomultiplicateur | 69 |
| V.1.2. | Les paramètres électriques | 70 |
| V.1.3. | L'obturateur mécanique | 70 |
| V.2. | Traitements, outils et modes de mesures | 71 |
| V.2.1. | Les modes de mesures..... | 71 |
| V.2.2. | Les outils de caractérisation électrique..... | 72 |
| V.2.3. | Sauvegardes..... | 72 |
| VI. | Conclusion..... | 73 |

I. INTRODUCTION

Nous avons établi dans le premier chapitre les règles fondamentales régissant les processus de génération de seconde harmonique, et plus précisément lorsque le signal est dû à l'interaction entre une onde laser et un champ électrique statique dans un matériau. Nous avons pu constater à l'aide d'une étude bibliographique que ce processus physique peut être mis à profit afin de mesurer le champ électrique présent dans des structures en silicium. Nous avons donc décidé d'élaborer un banc de test basé sur cette technique dans le but de l'adapter aux contraintes imposées par l'industrie de la microélectronique.

Après avoir situé le contexte expérimental par la description de la plateforme de test par faisceau laser disponible au laboratoire IMS, nous allons dans ce chapitre décrire précisément la réalisation de ce banc de test. Le choix des appareils sera justifié et leur fonctionnement sera expliqué. Nous allons retracer le développement de ce banc de test, développement dicté par notre obsession d'éliminer méthodiquement tous les sources éventuelles d'artefacts de mesure qui complexifieraient leurs interprétations.

Dans une deuxième partie, nous verrons les premières mesures réalisées afin d'éprouver la stabilité du banc. Ces premières mesures nous ont permis d'appréhender de nouvelles difficultés de mesure. Ces difficultés ont été surmontées avec l'ajout de matériel au dispositif.

Enfin, nous insisterons sur le travail d'instrumentation effectué durant cette thèse à travers la programmation d'un logiciel pilotant entièrement le banc. Une description exhaustive des modes de mesure, des traitements et des outils mis au point, nous permettra de comprendre les résultats qui seront présentés dans la suite de ce manuscrit.

II. LE BANC EFISHG DISPONIBLE SUR LA PLATEFORME ATLAS

II.1. Objectif

Nous avons conclu, lors de la précédente partie, que l'étude du champ électrique par la technique EFISHG est déjà exploitable sur des structures consacrées à ces études. Le but de cette thèse, qui a dirigé toutes les décisions prises lors de la création du banc de test, est d'établir la faisabilité de cette technique sur des structures plus intégrées et sur des circuits commerciaux.

II.2. Description de la plateforme ATLAS

L'équipe « tests et analyse par faisceau laser » a développé depuis 1997 une plateforme instrumentale en optique et laser dédiée à l'étude et à l'application de l'interaction d'impulsions laser ultra-courtes avec des objets semiconducteurs, principalement des circuits intégrés.

La plateforme est construite autour de deux chaînes laser impulsionnelles Titane : Saphir et d'une station sous pointes représentées sur la figure 22.

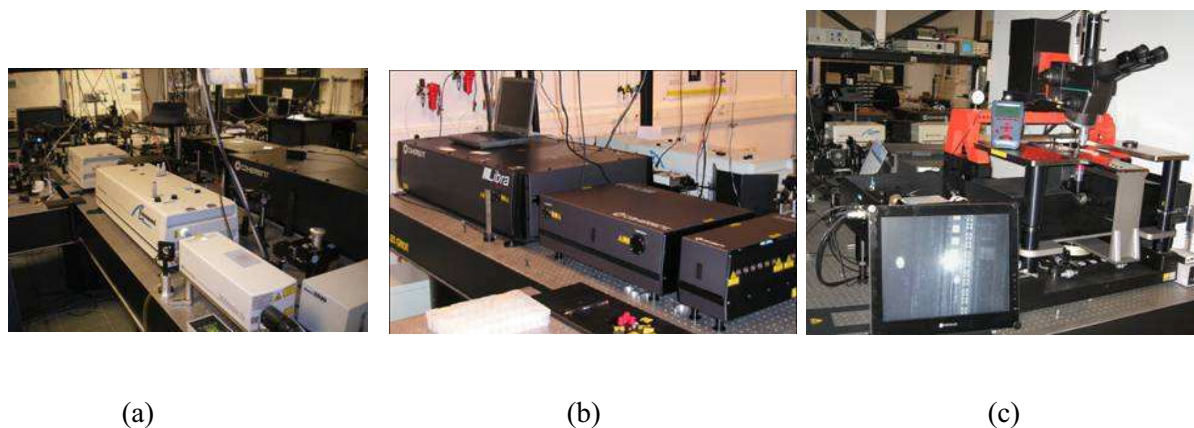


figure 22 : Photo des différentes chaînes laser autour desquelles s'articule la plateforme ATLAS. (a) Oscillateur picoseconde lié aux études des effets des radiations, à l'analyse de défauts par stimulation électrique laser ou encore à l'injection de fautes. (b) Chaîne amplifiée femtoseconde permettant l'élaboration de nouvelles techniques, notamment celles basées sur l'optique non linéaire. (c) Testeur sous pointes pour wafer couplé à des techniques de type photoélectrique.

La première chaîne est composée d'un oscillateur picoseconde accordable associé à un sélecteur d'impulsion permettant un déclenchement monocoup. Elle permet l'étude des effets des radiations, la localisation et l'analyse de défauts par imagerie photoélectrique (stimulation photoélectrique laser) et l'injection de fautes par faisceau laser. Elle est également utilisée à hauteur d'une dizaine de jours par an pour réaliser des prestations de test de circuits intégrés dans le cadre de contrats avec des partenaires industriels.

La deuxième, installée en 2005, est une chaîne femtoseconde amplifiée paramétrique avec une large gamme d'accordabilité automatique dans le visible et le proche infrarouge. Cette seconde chaîne est utilisée pour la technique d'acoustique picoseconde que nous avons présentée dans le premier chapitre. De plus, le choix de cette seconde source laser a été supporté par la forte intensité du faisceau laser qu'elle émet, nous permettant le développement de nouvelles techniques de test et d'analyse en optique non linéaire. Ainsi une implémentation de la technique destinée à l'étude des radiations basée sur l'absorption à deux photons a été réalisée. C'est cette chaîne qui permet d'accéder aux puissances nécessaires à l'optique non linéaire et c'est donc elle qui sera le support de notre banc de test que nous allons décrire dans la suite de ce chapitre.

Afin de décrire dans son intégralité le matériel disponible sur cette plateforme, il est important de noter l'installation d'une station de test sous pointes pour wafer de 200mm et son couplage avec des techniques de type photoélectrique.

II.3. Description générale du banc de test EFISHG

Un banc de test, dédié à l'étude de la faisabilité de la technique EFISHG en microélectronique et guidé par l'objectif précédemment cité, a été mis en place au laboratoire IMS. La figure 23 est un schéma représentant de manière détaillée le dispositif optique consacré à cette technique. La figure 24,

quant à elle, est une photographie du contenu de la boîte noire. L'ensemble du dispositif repose sur une table antivibration elle-même installée sur une dalle flottante.

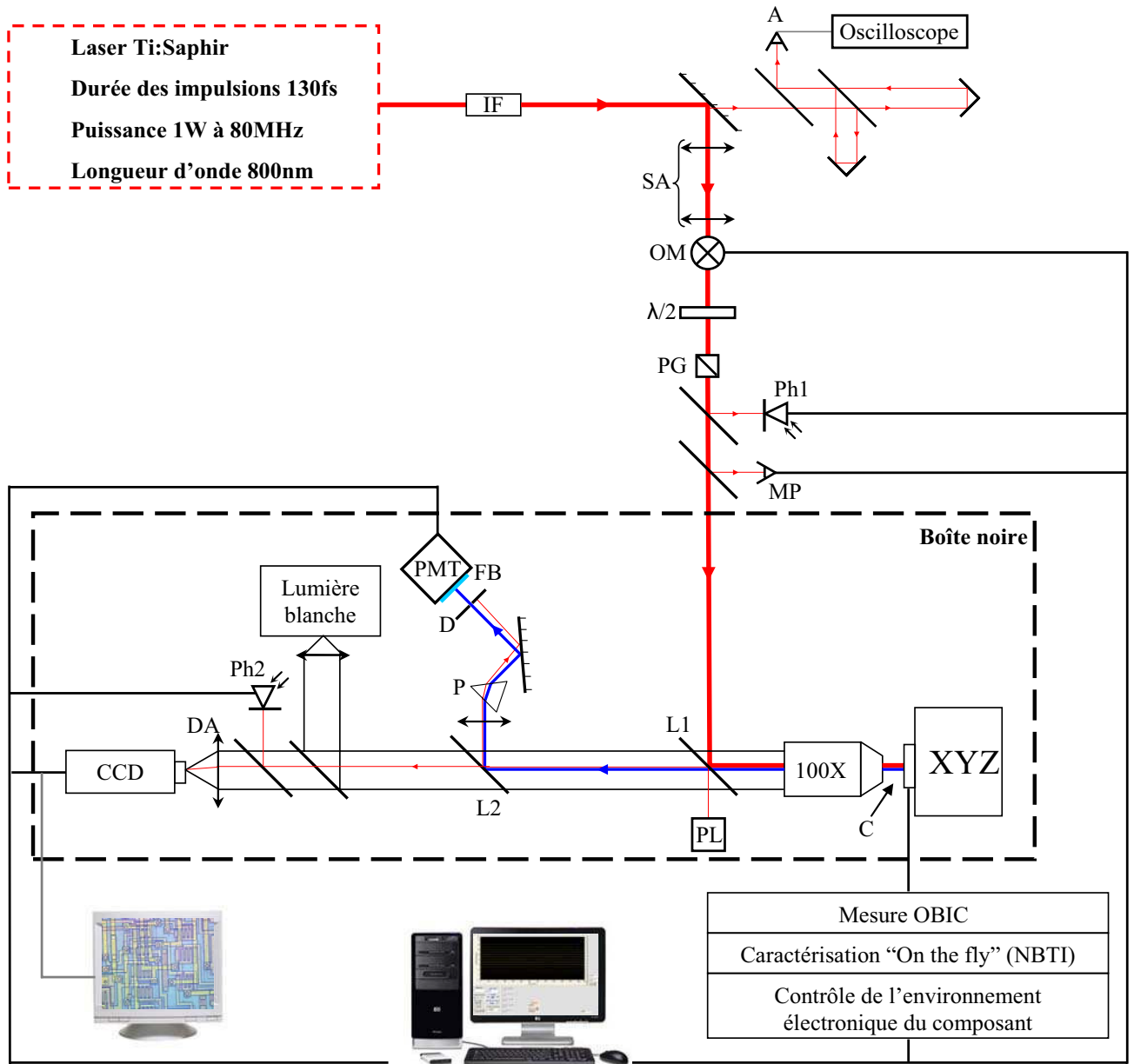


figure 23 : Schéma du banc expérimental. Le faisceau fondamental, à 800nm, est représenté en rouge alors que le signal de seconde harmonique, à 400nm, est en bleu. Légende : IF : isolateur de Faraday, A : signal d'autocorrélation du premier ordre, SA : système afocal, OM : obturateur mécanique, $\lambda/2$: lame demi onde, PG : polarisateur Glan, Ph1 et 2 : photodiode, MP : mesureur de puissance, C : circuit sous test, XYZ : platine de translation sur les trois axes, L1 : lame séparatrice 800nm/400nm, PL : piège de lumière, L2 : lame séparatrice 400nm/800nm, P : prisme, D : diaphragme, FB : filtre bleu, PMT : photomultiplicateur, DA :doublet achromatique.

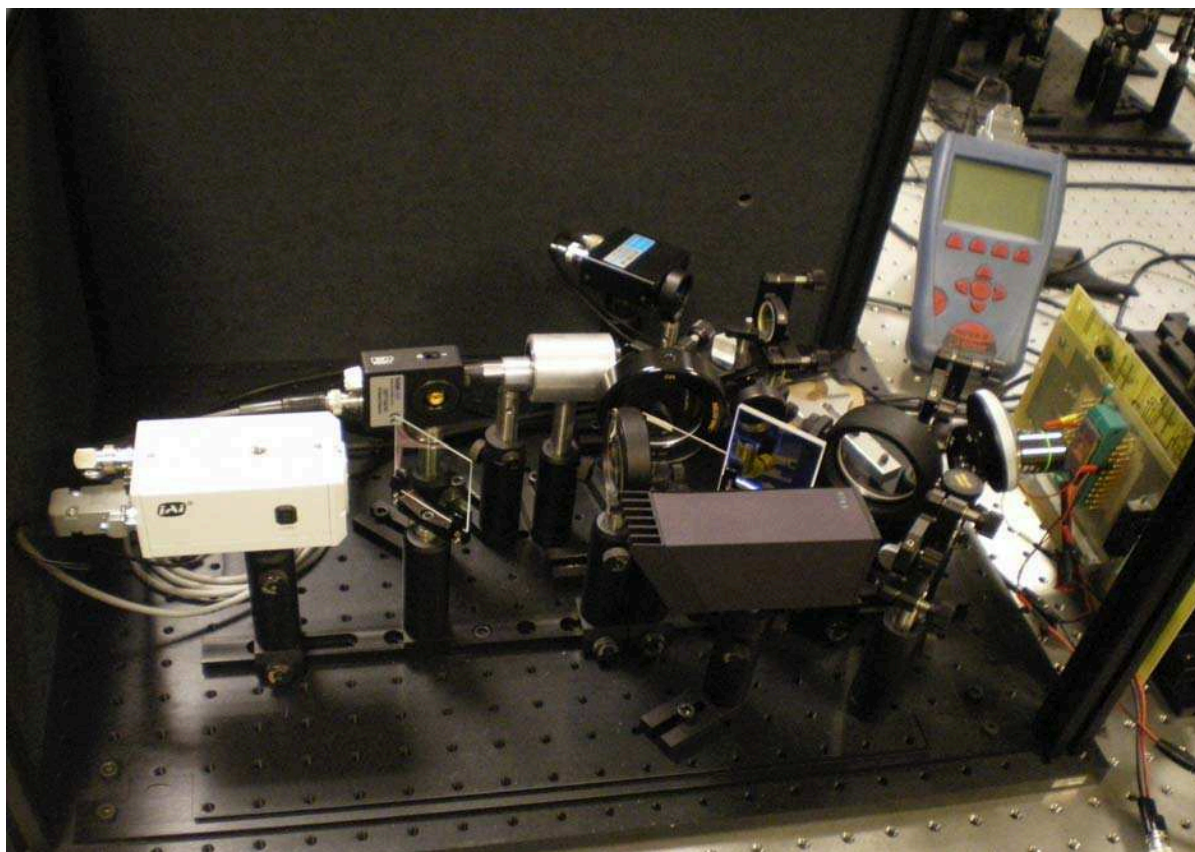


figure 24 : Photographie de la boîte noire comprenant, entre autre, le composant sous test, le système de détection, le système de visualisation.

Une observation succincte de la figure 23 nous permet de dégager les principaux éléments de la chaîne expérimentale développée :

- un laser Titane : Saphir délivrant des impulsions ultracourtes,
- une série d'optique permettant le contrôle du faisceau laser à la fois sur l'énergie, la durée des impulsions et la durée d'irradiation,
- un microscope offrant la visualisation du composant monté sur une platine de translation et irradié par le laser focalisé par un jeu d'objectif,
- un système de détection composé d'une série d'optiques discriminant le signal de seconde harmonique qui sera détecté via un photomultiplicateur,
- tout le matériel est piloté par un ordinateur qui permettra différents modes de mesure selon les besoins.

Le choix et le fonctionnement de chacun de ces éléments présents sur le banc de test EFISHG seront discutés dans la suite de ce chapitre.

II.4. La source laser

L'étude théorique des effets non linéaires nous a montré que la génération de seconde harmonique n'apparaît que lorsque les puissances lumineuses auxquelles sont soumis les matériaux sont élevées. Afin d'obtenir des intensités laser assez élevées, il est nécessaire que le laser délivre des

impulsions ultracourtes pour avoir des puissances crêtes élevées. D'après l'étude bibliographique effectuée dans le premier chapitre, nous pouvons dégager quelques valeurs de référence que notre laser devra être capable de nous délivrer. Les impulsions devront durer aux alentours de la centaine de femtoseconde et avoir des puissances moyennes de plusieurs mW [Dad01]. Ces deux critères sont imposés afin d'espérer étudier ces effets non linéaires. D'autres paramètres du laser offrent un choix plus souple, à commencer par la longueur d'onde à laquelle nous travaillerons.

II.4.1. Choix de la longueur d'onde

Le choix de la longueur d'onde dépend du matériau à tester ainsi que de la configuration expérimentale. Nous ne nous intéresserons ici qu'à la problématique liée aux circuits fabriqués en silicium. Il s'agit ensuite de quantifier les avantages et les inconvénients des différentes configurations expérimentales que nous pouvons implémenter sur notre banc de test. Le but est de choisir la meilleure pour ce qui est notre objectif à savoir tester l'étude de faisabilité de la mesure de champs électriques par technique EFISHG en microélectronique.

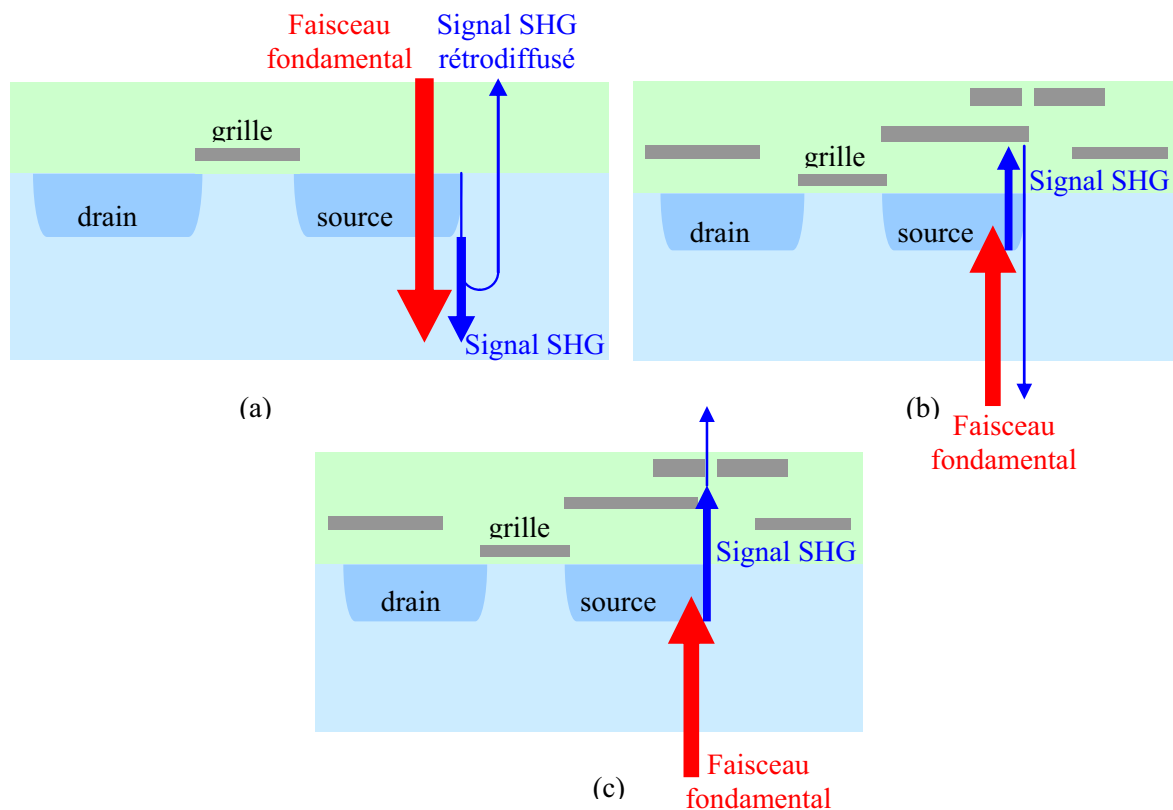


figure 25 : Schéma représentatif des différentes configurations expérimentales d'un montage EFISHG appliqué à un transistor MOS : (a) attaque par la face avant, (b) attaque par la face arrière avec réflexion, (c) attaque par la face arrière avec accès des deux côtés.

II.4.1.1 L'attaque par la face avant

La première configuration consiste à irradier l'échantillon par la face avant (figure 25 (a)). Dans ce cas, la longueur d'onde utilisée ne dépend pas de l'absorption du silicium. En effet, les

profondeurs de silicium à traverser pour atteindre les champs électriques ne sont pas très importantes, limitant l'influence de l'absorption. Le signal EFISHG, capté après rétrodiffusion, n'aura, lui non plus, qu'une petite distance à parcourir. Il existe plusieurs avantages indéniables à l'attaque par la face avant. La visualisation du composant et des zones irradiées est facile à mettre en œuvre et à moindre coût, par l'installation d'un microscope. De plus, la liberté sur la longueur d'onde employée dans cette configuration permet l'utilisation d'un faisceau visible plus simple à manipuler qu'un faisceau invisible. Enfin cette liberté de choix permet d'optimiser le coût des optiques et de leurs traitements.

II.4.1.2 L'attaque par la face arrière

Bien qu'offrant des atouts indéniables, l'attaque par face avant souffre de ne pouvoir sonder les champs électriques dans les circuits hautement intégrés. En effet, ceux-ci possèdent un grand nombre de couches métalliques que le faisceau laser fondamental ne peut traverser. Dans ces cas là, l'attaque par la face arrière du circuit est préconisée. Cette méthode nécessite un choix de longueur d'onde adapté au matériau testé afin de minimiser l'absorption tant pour le faisceau incident que pour le signal SHG. En effet, dans ce cas, l'épaisseur à traverser correspondra au substrat. Bien qu'il soit possible de l'amincir mécaniquement afin d'atteindre des épaisseurs de l'ordre de la dizaine de μm , une absorption trop importante empêcherait toute détection du signal. Pour le silicium dopé, les courbes d'absorption (figure 26) ont été mesurées par Schmid [Sch80]. Le minimum d'absorption se situe aux alentours de 1,2 eV soit environ 1100nm.

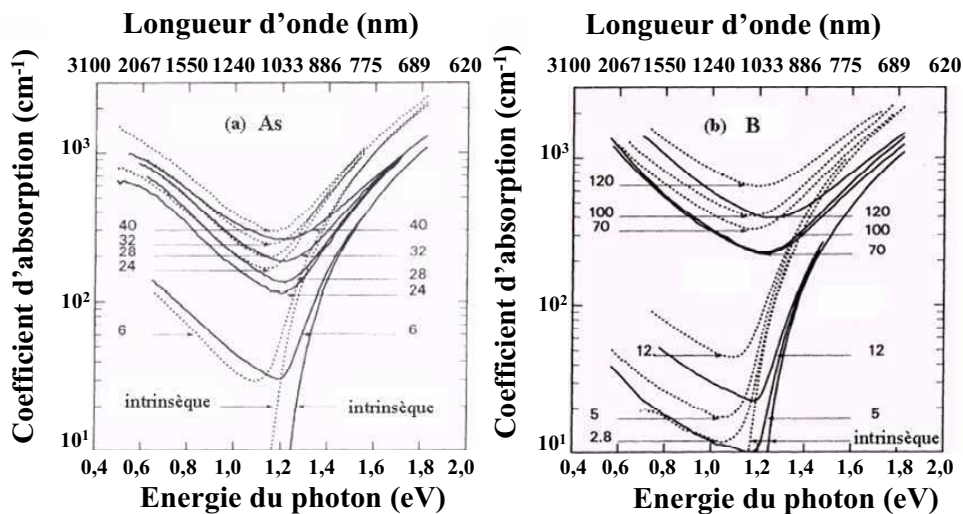


figure 26 : Coefficient d'absorption du silicium dopé à l'arsenic (a) et au bore (b) pour différentes concentrations de dopants (10^{18}cm^{-3}) et différentes températures (4K en trait plein et 300K en pointillés) [schm80].

Il existe deux configurations pour l'utilisation de l'attaque par la face arrière : l'une où un accès optique est disponible des deux côtés (figure 25 (c)) et l'autre où le signal récolté est réfléchi (figure 25 (b)).

Le dispositif avec l'accès optique des deux côtés impose d'utiliser une longueur d'onde supérieure à $1,1 \mu\text{m}$ pour que le faisceau incident traverse le substrat. Le signal de seconde harmonique

sera récolté par l'autre face et n'aura donc qu'une faible épaisseur de silicium à traverser. L'intérêt ici est d'avoir un excellent rendement puisque le signal EFISHG ne dépend pas de l'efficacité de la rétrodiffusion. De plus, le signal EFISHG ayant le même sens de propagation que le signal fondamental, la détection par la face opposée paraît naturelle. Cet avantage est contrebalancé par un certain nombre de difficultés. La première est évidente : l'attaque par la face arrière a été mise au point pour s'affranchir du passage par les couches métalliques que présente la face avant. Le signal EFISHG étant par nature très faible, il n'aura que peu de chance de traverser le métal. De plus, obtenir un accès optique des deux côtés est loin d'être trivial et seule la mesure sur des circuits non encapsulés (typiquement des wafers sous pointes) autorise le double accès. Ces deux faiblesses sont rédhibitoires dans le choix de notre configuration expérimentale.

Enfin, il est possible d'irradier l'échantillon par la face arrière et de récolter le signal EFISHG rétrodiffusé. Dans ce cas, l'onde fondamentale et l'onde harmonique doivent traverser une épaisseur importante de substrat. Il faut donc optimiser la transmission du signal doublé afin de n'en perdre qu'une infime partie par absorption. La valeur minimale de l'absorption se situant aux alentours de $1,1\mu\text{m}$, c'est cette longueur d'onde qui sera choisie pour le signal EFISHG, conduisant à une longueur d'onde pour le laser de $2,2\mu\text{m}$. Ce dispositif offre la possibilité de tester des circuits hautement intégrés. En revanche, sa mise en œuvre expérimentale est plus difficile que l'attaque par la face avant et le coût des optiques est plus élevé.

A la lumière de l'analyse faite des différentes configurations expérimentales, nous avons opté pour un laser émettant à une longueur d'onde de 800nm , utilisé par irradiation de la face avant, pour l'étude de la faisabilité de la technique EFISHG. Cette longueur d'onde permet une mise en œuvre expérimentale simplifiée, tant au niveau des réglages qu'au niveau de l'achat des optiques. De plus, les puces ne nécessitent pas de préparation préalable, étape obligatoire pour des tests par face arrière. Pour autant, cette simplicité de mise en œuvre à un coût au point de vue du niveau du signal généré, et ce par le biais de deux phénomènes. Tout d'abord, l'efficacité de la rétrodiffusion n'est pas, a priori, très bonne, augmentant le chemin optique que doit parcourir le signal SHG et donc l'absorption de celui-ci par le substrat. De plus, l'onde fondamentale étant en partie absorbée, elle crée dans le substrat des paires électrons-trous. Ces porteurs vont se séparer et faire baisser globalement le champ électrique. L'absorption entraîne un écrantage du champ et une baisse du signal EFISHG [Dad97]. L'attaque par la face arrière sera donc un objectif futur pour la technique EFISHG et une perspective de la thèse.

II.4.2. *Le Vitesse*

La source laser utilisée est un laser Vitesse de la société Cohérent (figure 27 (a)) [Coh]. C'est un laser Titane : Saphir ($\text{Ti}^{3+} : \text{Al}_2\text{O}_3$) basé sur le principe des lasers à blocage de mode (figure 27 (b)). Un milieu amplificateur, ici le cristal de Titane : Saphir, est excité par un laser de pompe. Ce pompage est effectué par un laser Nd : YVO_4 continu doublé en fréquence et dont la puissance atteint 5W à 532nm . Une fente placée dans la cavité va permettre de favoriser le fonctionnement impulsionnel en

créant de fortes pertes pour le rayonnement ne subissant pas d'autofocalisation par effet Kerr. Une série de miroirs à dispersion négative va permettre de corriger la dispersion de vitesse de groupe indispensable à la création d'impulsions femtosecondes. Enfin, un miroir de sortie, partiellement transparent, va laisser passer des trains d'impulsions dont la période correspond à un aller retour de l'impulsion dans la cavité. Celle-ci est refroidie par un circuit fermé d'eau réfrigérée.

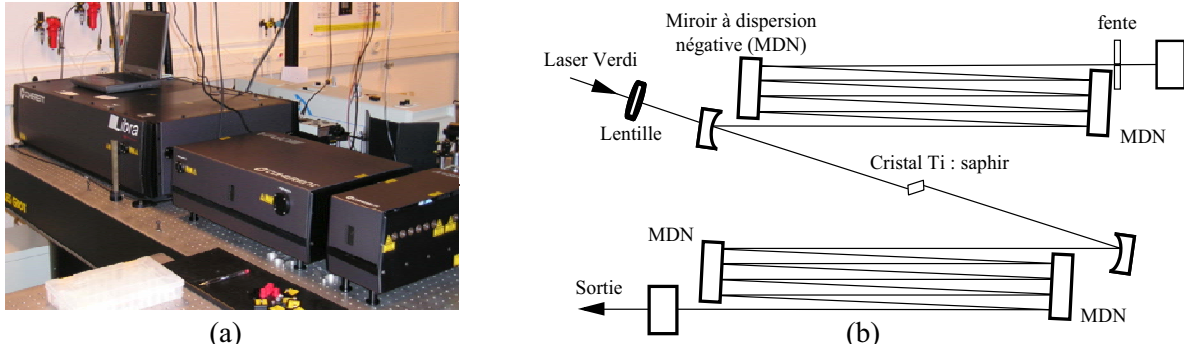


figure 27 : (a) Laser Vitesse de la société Coherent. (b) Schéma représentatif de la cavité du laser vitesse [Coh].

Avec ce dispositif, le laser Vitesse délivre des impulsions de 130fs, à une longueur d'onde de 800nm et à une puissance moyenne pouvant aller jusqu'à 1W à une cadence de 80MHz. En outre, le bruit en amplitude des impulsions est, d'après les données de Coherent, de l'ordre de 1%. Cette stabilité en énergie est très importante pour la reproductibilité des résultats.

II.4.3. Caractérisation du faisceau

La théorie de la génération de seconde harmonique développée dans le premier chapitre a mis l'accent sur la dépendance quadratique en intensité de ce processus. Cette relation rend nécessaire le contrôle de deux paramètres du laser :

- la puissance moyenne du laser afin d'en connaître précisément la valeur, notamment dans le but de pouvoir effectuer des quantifications des champs électriques,
- le fonctionnement du laser en mode impulsionnel, condition sine qua non à l'obtention d'une intensité crête élevée indispensable pour l'obtention du signal non linéaire.

Des dispositifs de contrôle de ces paramètres ont donc été installés sur notre banc de test et une description de leur fonctionnement respectif va être présentée.

II.4.3.1 Calibration énergétique

Lorsqu'une onde de polarisation rectiligne P traverse une lame demi onde, il en résulte une onde de polarisation P' symétrique de P par rapport à la direction des lignes neutres de la lame (figure 28 (a)). Si un polariseur est associé à cette lame, la transmission en intensité théorique du système est donnée par :

$$I(\theta) = I_0 \cos^2(\theta) \quad (17)$$

Avec θ l'angle formé par la polarisation incidente avec la ligne neutre de la lame demi-onde.

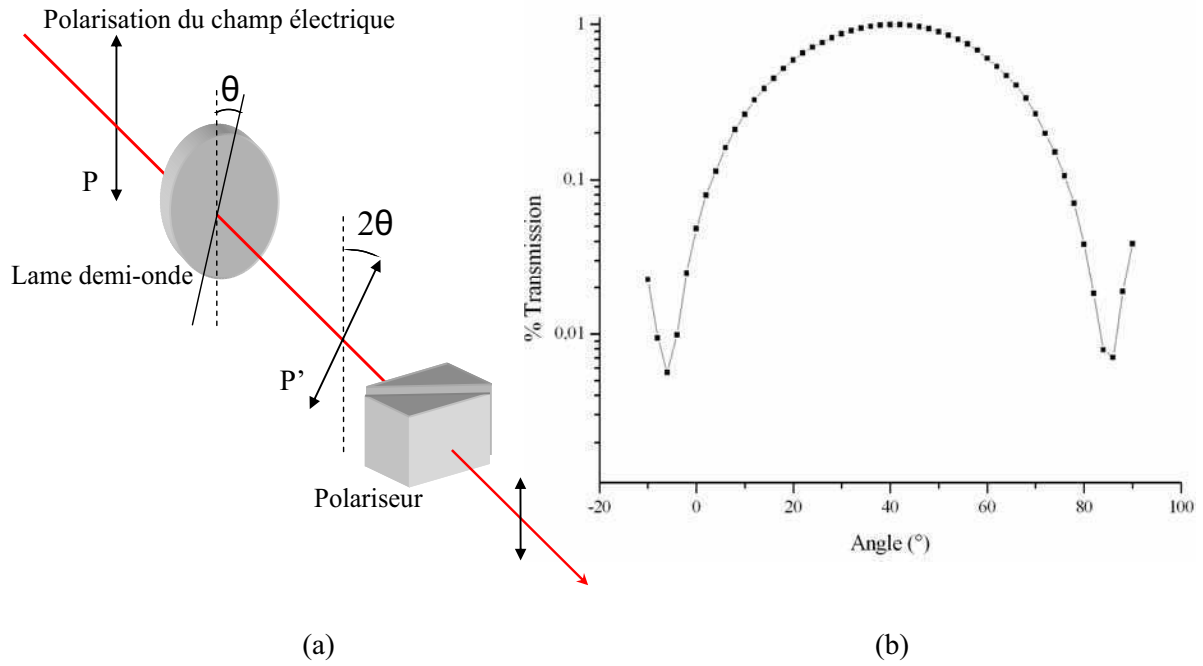


figure 28 : (a) Principe du réglage de l'énergie via l'association d'une lame demi-onde et d'un polariseur. (b) Relevé expérimental de la transmission.

La figure 28 (b) représente un relevé expérimental de la transmission du système de réglage de l'énergie en fonction de l'angle θ . Nous constatons que l'on couvre plus de deux ordres de grandeur de l'énergie grâce à ce dispositif. La mesure de cette énergie est effectuée sur un prélèvement du faisceau par une thermopile de la société OPHIR [Oph]. Une calibration préalable de la transmission des optiques et de l'objectif nous permet ensuite de relier la mesure obtenue sur le prélèvement à la puissance du faisceau irradiant l'échantillon sous test. Les puissances typiques utilisées sont comprises entre quelques mW et peuvent aller jusqu'à quelques centaines de mW. La calibration du montage est effectuée très régulièrement pour s'assurer de l'exactitude des puissances utilisées. Cette calibration a été intégrée dans le logiciel pilotant l'instrumentation du banc de test et dont les détails seront décrits dans la suite du chapitre.

II.4.3.2 Contrôle du blocage de mode du laser

Un isolateur de Faraday a été placé à la sortie du laser dans le but de limiter grandement l'intensité des réflexions issues de l'échantillon ou des différentes optiques qui pourraient venir déstabiliser le laser, voir faire perdre le blocage de mode et donc le fonctionnement en mode impulsif. Le principe de l'isolateur est illustré sur la figure 29. Il est formé de deux polariseurs situés aux extrémités d'un cristal. Le champ magnétique d'un aimant va permettre une rotation de la polarisation de l'onde par effet Faraday dans le cristal. Le jeu de polariseur est soigneusement aligné afin que cette rotation de polarisation permette la transmission de la quasi totalité de l'énergie dans un sens (figure 29 (a)) et l'atténue, à raison de 60dB, dans l'autre sens (figure 29 (b)).

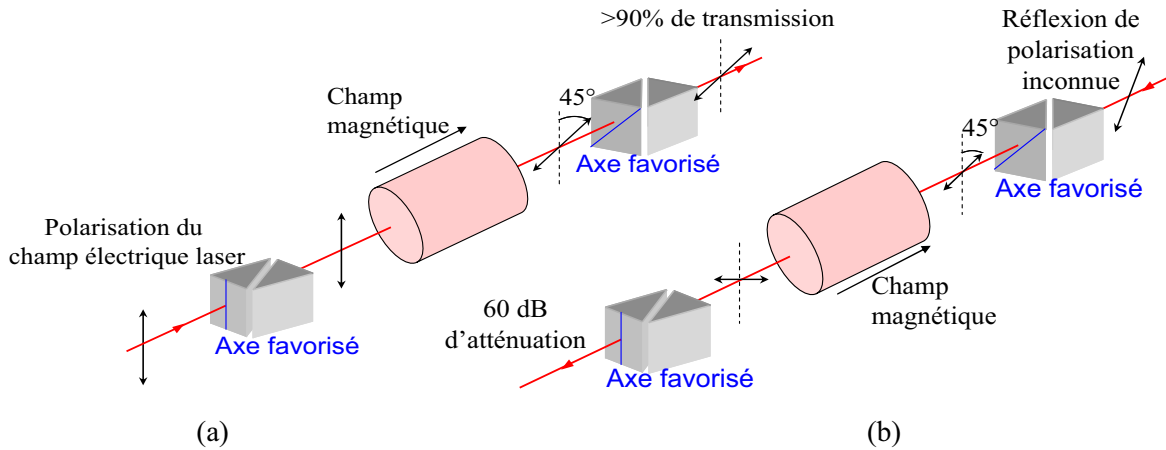


figure 29 : Principe de l'isolateur de Faraday selon le sens de propagation de l'onde. (a) Le laser sort du laser, la transmission est supérieure à 90%. (b) L'onde est issue des réflexions et subit 60dB d'atténuation.

Ajouté à ce dispositif préventif, un système de contrôle du blocage de mode a été mis en place pour surveiller la stabilité du faisceau.

Pour des lasers délivrant des impulsions ultracourtes, la durée des impulsions étant trop brève pour être mesurée directement par des moyens électroniques usuels, elle est généralement effectuée par une mesure d'autocorrélation optique. Le principe est de convoluer l'impulsion par elle-même au moyen d'un interféromètre de Michelson dont l'un des bras est de longueur variable (miroir monté sur une platine motorisée). Dans la configuration la plus simple, un photodétecteur mesure la puissance moyenne en sortie de l'interféromètre en fonction du retard du bras mobile τ et le signal est de la forme :

$$S(\tau) \propto \int_{-\infty}^{\infty} |E(t) + E(t - \tau)|^2 dt \quad (18)$$

Où E est le champ électrique. Ce signal, appelé autocorrélation du premier ordre, permet de s'assurer du fonctionnement du laser en mode pulsé. La figure 30 illustre un signal expérimental d'autocorrélation du premier ordre. Il présente des franges d'interférences et une enveloppe résultant de la convolution des deux impulsions. Ainsi l'absence de cette enveloppe sur le signal d'autocorrélation est un indicateur de la perte du blocage de mode, interdisant toutes mesures EFISHG. De plus, il a été montré que la pleine largeur à mi-hauteur de ce signal $\Delta\tau_r$ permet d'approximer la durée de l'impulsion τ [Die85]. La relation reliant ces deux paramètres, dans l'hypothèse d'une impulsion de forme gaussienne, est donnée par :

$$\tau = 0,5\Delta\tau_r \quad (19)$$

On obtient une durée d'impulsion de 138fs, ce qui est conforme avec les données du constructeur.

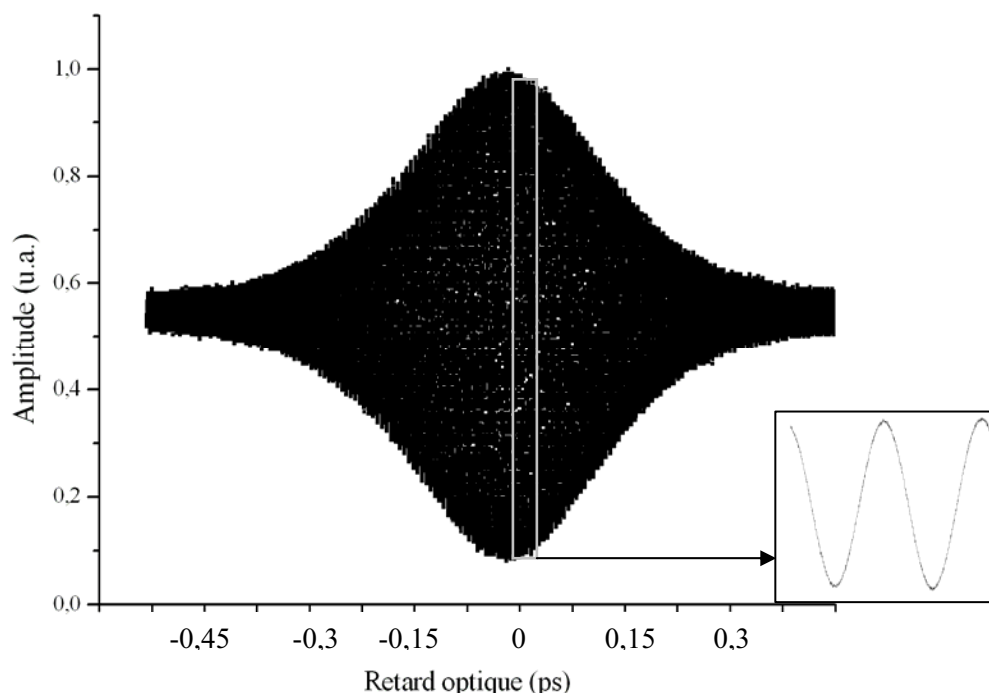


figure 30 : Signal d'autocorrélation du premier ordre constitué d'une l'enveloppe issue de la convolution des deux impulsions et de franges d'interférences. Le zoom correspond aux franges d'interférences utilisées pour calibrer le retard optique.

II.5. Le système de visualisation

Un système de visualisation a été implémenté sur le banc de test afin de disposer d'un outil nous donnant la possibilité de sélectionner les zones à tester.

Pour ce faire, nous avons préféré mettre en place un microscope reconstitué (figure 23), similaire à celui adapté par Vincent Pouget sur le banc de test d'analyse des effets des radiations ionisantes sur les circuits intégrés du laboratoire [Pou00-2]. Ce dispositif est particulièrement adapté à l'utilisation dans un laboratoire de recherche puisqu'il a l'avantage d'être d'une grande souplesse. De plus, la dispersion que peuvent subir des impulsions ultracourtes est ici limitée à celle introduite par l'objectif.

Ce microscope est composé par une source de lumière blanche fibrée, collimatée et injectée par une lame séparatrice dans un objectif de microscope. L'image est formée par un doublet achromatique, éliminant les aberrations chromatiques, sur une caméra CCD. La lame L1 d'injection du laser dans l'objectif réfléchit le laser à hauteur de 99%, permettant à une partie de la réflexion du faisceau d'être transmise. Ce signal, bien que relativement faible, suffit à obtenir une visualisation du faisceau afin de localiser précisément le point d'impact du laser.

L'utilisation d'objectifs de grossissements différents, allant de 5X à 100X, nous permet d'obtenir des images allant d'une vue d'ensemble de la puce à un fort grossissement permettant d'atteindre les intensités lumineuses nécessaires à l'EFISHG sur des zones extrêmement localisées.

II.6. Le système de détection

L'étude bibliographique nous a permis de dégager des ordres de grandeurs du signal EFISHG que doit être capable de détecter notre système. Les puissances optiques attendues sont de quelques pW. Le matériel communément utilisé pour ce type de mesure est un système de comptage de photons basé sur un tube photomultiplicateur (figure 31 (a)). Ce tube à vide contient une photocathode placée sur la fenêtre d'entrée. Lorsque des photons frappent cette photocathode, des électrons sont produits par effet photoélectrique. Ces électrons sont dirigés vers le multiplicateur d'électrons via une électrode de focalisation les accélérant par effet électrostatique. Ce multiplicateur d'électrons est composé d'une série de dynodes. Lorsqu'un électron impacte une dynode, plusieurs électrons secondaires en sont libérés. A leurs tours, ces électrons sont accélérés vers la prochaine dynode, répétant ainsi le processus. La structure de la chaîne est telle que le nombre d'électrons émis augmente toujours à chaque étape de la cascade. Finalement, l'anode est atteinte, où l'accumulation de charges crée une brève impulsion de courant qui marque l'arrivée d'un photon sur la cathode.

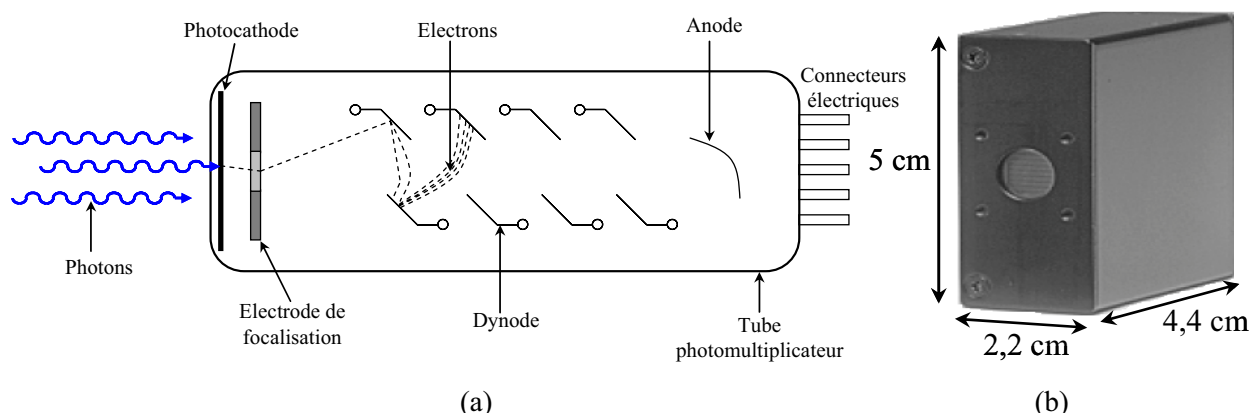


figure 31 : (a) Schéma de principe d'un tube photomultiplicateur. (b) Modèle H7155-20 de chez Hamamatsu.

Les propriétés de détection des photomultiplicateurs dépendent d'un certain nombre de paramètres tels que le matériau de la photocathode, le nombre de dynodes, la matière des dynodes... Pour notre utilisation, nous avons choisi le photomultiplicateur de modèle H7155-20 (figure 31 (b)) de la société Hamamatsu [Ham]. Ce photomultiplicateur possède une sensibilité permettant la mesure de signaux allant de quelques dizaines de photons par seconde, son bruit noir (ou dark count) étant spécifié à 100 coups par seconde à température ambiante (figure 32 (b)), et aller jusqu'à 10^7 photons par seconde. De plus, la détection est optimisée pour une longueur d'onde de 400nm, sa conversion de photons en électrons étant plus importante d'au moins deux ordres de grandeur pour cette longueur d'onde par rapport à celle à 800nm (figure 32 (a)). Sa petite taille est idéale pour éviter l'encombrement dans la boîte noire que nous utilisons sur le banc de test (figure 31 (b)).

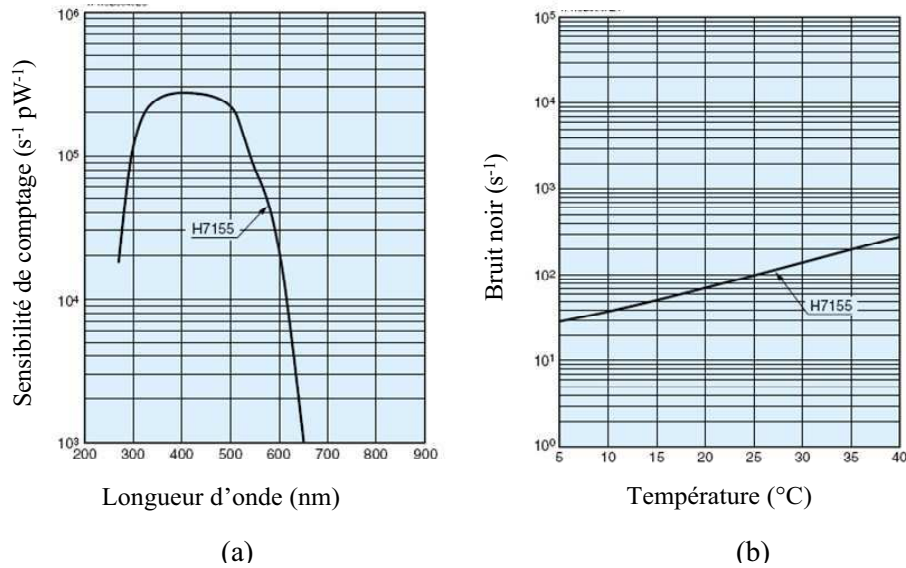


figure 32 : Spécifications du photomultiplicateur de modèle H7155 : (a) sensibilité en fonction de la longueur d'onde, maximisée pour 400nm. (b) bruit noir du H7155.

Il est associé à la carte PCI de comptage M9003 de la société Hamamatsu [Ham]. Elle permet un comptage des photons avec des résolutions temporelles allant jusqu'à 50ns. La méthode de double comptage, illustrée figure 33, évite, en outre, des temps morts lors des mesures. Cette méthode est relativement simple à appréhender. Elle est basée sur l'utilisation en parallèle de deux compteurs : lorsqu'un compteur reçoit les impulsions électriques, l'autre transfère les données du comptage précédent à la mémoire.

| | | | | | | |
|------------|-------------|-----------------------|-----------------------|-----------------------|-----------------------|-----------------------|
| Compteur A | intégration | transfert des données | intégration | transfert des données | intégration | transfert des données |
| Compteur B | repos | intégration | transfert des données | intégration | transfert des données | intégration |

figure 33 : Illustration de la méthode de double comptage de photons.

Enfin, elle permet de piloter le photomultiplicateur en déclenchement externe ou de délivrer elle-même un signal de déclenchement.

Ce système de détection a été placé dans la boîte noire sur le chemin de réflexion du faisceau de seconde harmonique, en bleu sur la figure 23. Malgré la relative faiblesse de conversion des photons rouge ($\lambda=800\text{nm}$) en électrons par notre photomultiplicateur, nous avons pris soin initialement de supprimer au maximum le retour de l'onde fondamentale vers le détecteur afin d'éviter tout bruit. Pour cela, plusieurs optiques filtrent les longueurs d'onde. La lame L1, comme nous l'avons déjà précisé, ne transmet qu'une très faible quantité de rouge (1%) laissant passer plus de 90% de bleu. La lame L2 d'injection vers le détecteur agit elle aussi dans ce sens. En effet, la réflexion du bleu ($\lambda=400\text{nm}$) sur cette lame dichroïque est de 99% quand elle supprime 95% du rouge. Enfin, un filtre

coloré, transmettant à raison de 95% l'onde à 400nm et absorbant 99,9% de l'onde rouge, a été placé devant le photomultiplicateur.

L'association de ces différentes optiques sur le chemin de détection nous permet donc d'estimer à 85 % la transmission totale du signal EFISHG entre l'objectif et le détecteur alors que les réflexions de l'onde fondamentale sont atténuées pour ne transmettre que $5 \cdot 10^{-1}$ ppm de l'intensité fondamentale. Enfin, pour minimiser l'impact de diffusion du laser ou encore le bruit extérieur dû à la lumière ambiante, un diaphragme a été placé devant la pupille d'entrée du détecteur.

II.7. Calibration du banc de test

Nous avons déjà à maintes reprises précisé qu'une expérience de génération de seconde harmonique est une expérience nécessitant une grande précision, les puissances EFISHG mises en jeu n'étant que de l'ordre du pW. Un contrôle en temps réel des paramètres expérimentaux, révélateurs du bon fonctionnement du banc de test durant la mesure, est indispensable dans le but de pouvoir valider la fiabilité des résultats obtenus et discriminer toute intervention indésirable sur l'allure du signal.

Dans ce but, nous avons installé un ensemble de dispositifs de vérification que nous allons décrire dans cette partie.

II.7.1. *Mesure de la puissance incidente en temps réel*

Lors de la partie précédente, nous avons pu constater qu'un montage permettant la mesure soigneuse de l'énergie avait été un des éléments de base du contrôle des paramètres expérimentaux. Ainsi, grâce à l'association d'un polariseur glan et d'une lame demi onde, nous pouvons adapter l'énergie irradiant le composant en la mesurant à l'aide d'une thermopile. Hélas, ce système de mesure n'est pas compatible avec la mesure de la variation de l'énergie incidente en temps réel. En effet, le temps de réponse de la thermopile est de l'ordre de la seconde, empêchant les mesures finement résolue en temps. Nous avons donc mis en place la photodiode 1 (figure 23) de modèle DET10A/M de la société Thorlabs [Tho], dont les spécifications temporelles assurent des temps de montée de 1ns. Le but de cette mesure de l'énergie incidente correspond à notre souci d'éviter les aléas de mesure complexifiant les interprétations de résultats. Ainsi cette photodiode nous signale les variations possibles d'énergie du laser, qui peuvent être dues par exemple à une perturbation du laser par un retour de faisceau, aux variations de température de la salle... Elle permet d'écarter les mesures faussées par ces incidents. La figure 34 représente la mesure de la variation d'énergie incidente lors d'une expérience valable.

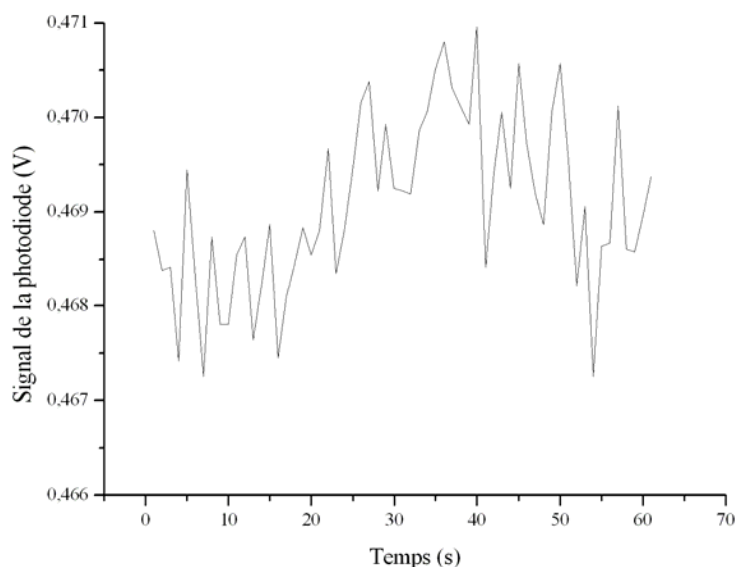


figure 34 : Exemple de mesure des variations de l'énergie du laser en fonction du temps.

La valeur moyenne mesurée est stable avec des fluctuations de l'ordre de 1% correspondant aux spécifications du laser. Les expérimentations ne présentant pas une stabilité de l'énergie incidente ont été systématiquement éliminées.

II.7.2. Mesure de la puissance réfléchie en temps réel

La mesure de la puissance de l'onde fondamentale réfléchie a aussi été mise en œuvre sur la plateforme par le biais de la photodiode 2 (figure 23). En effet, elle offre un bon outil de contrôle pour vérifier un certains nombres de paramètres clés garantissant la fiabilité des résultats obtenus et de remonter éventuellement aux sources de certains artefacts de mesure. Par exemple, elle est un excellent moyen de vérifier la stabilité mécanique du système qui pourrait engendrer une défocalisation du faisceau incident faussant les mesures EFISHG. D'autres paramètres peuvent influencer sur la réflexion de l'onde incident comme la modification de l'état de surface due à l'irradiation laser ou encore l'échauffement du composant. Ainsi nous pouvons voir sur la figure 35 qu'un incident est venu perturber le système. En effet, l'allure de la réflexion suit une tendance forte en diminuant de plus de 6%.

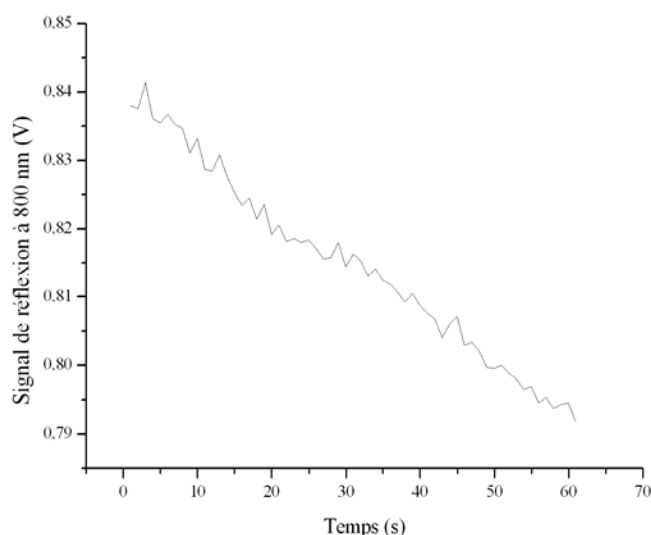


figure 35 : Exemple de signal de la réflexion de l'onde fondamentale sur l'échantillon récolté par une photodiode. Le signal diminue en fonction du temps, invalidant cette mesure.

A l'aide de ce type de mesure, nous pouvons éliminer les résultats obtenus lorsque la réflexion de l'onde incidente varie durant les expérimentations, afin de ne travailler que sur ceux obtenus lorsque celle-ci présente une stabilité suffisante. On voit sur la figure 36 que la valeur moyenne de la réflexion reste constante au cours de la mesure. Les fluctuations atteignent tout de même 3%, mais s'expliquent à la fois par la stabilité du laser, mais aussi par la faiblesse du niveau du signal qui dégrade le rapport signal sur bruit.

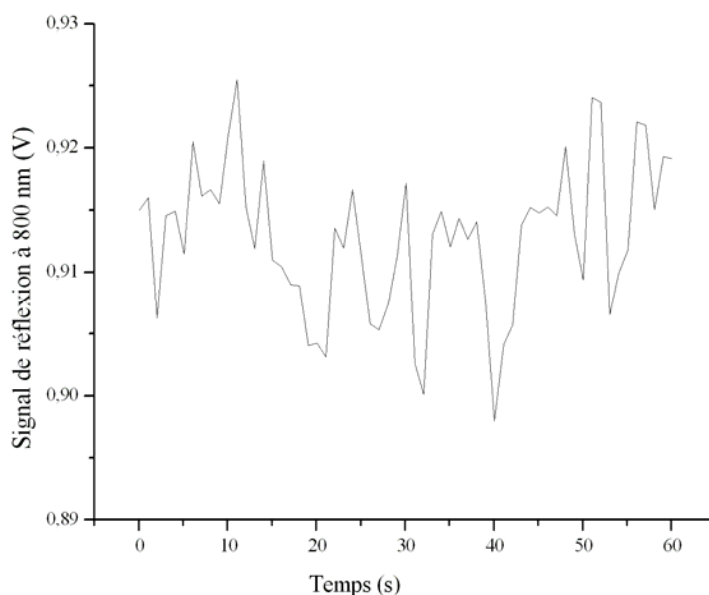


figure 36 : Exemple de signal de la réflexion de l'onde fondamentale pour une mesure valide.

II.8. Optical beam induced current, OBIC

Enfin, un dernier point de contrôle a été ajouté sur le banc de test avec la possibilité de mesurer le signal OBIC, c'est-à-dire la mesure du photocourant généré par le laser. Ce signal permet de vérifier le bon fonctionnement du composant sous test. L'idée ici est de révéler une éventuelle

destruction de la puce induite par le laser ou de vérifier que le composant irradié soit bien le composant choisi pour l'expérimentation. Le principe reste le même, à savoir une discrimination des mesures lorsque le signal OBIC subit des perturbations. La figure 37 représente une mesure valide du signal OBIC.

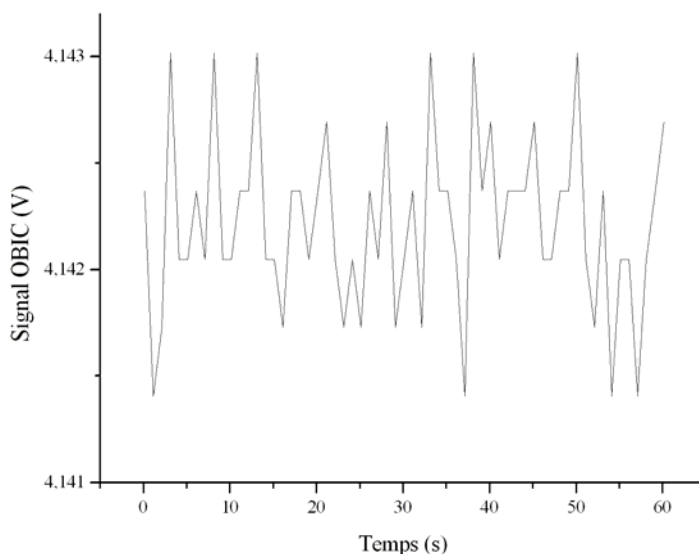


figure 37 : Exemple de signal OBIC pour une mesure valide.

Les principaux éléments du banc de test viennent d'être décrits ainsi que les points de contrôle qui leur sont associés. La prochaine partie concernera la description des échantillons que nous avons eu l'occasion de tester durant cette thèse.

III. LES CARACTERISTIQUES DES COMPOSANTS UTILISES

Différents circuits intégrés ont été testés sur ce banc de test du laboratoire IMS. Voici une description des échantillons les plus utilisés.

III.1. La puce « Céline »

La puce « Céline » est un véhicule de test conçu pour l'équipe « tests et analyse par faisceau laser » et est à ce titre dédiée aux applications par faisceau laser (figure 38 (a)). Elle a été fabriquée en technologie AMS BiCMOS à 0,8 μ m et est constituée de point mémoires SRAMS, d'un inverseur CMOS, de transistors PMOS et NMOS isolés et de deux diodes.

Durant cette étude, les mesures concernant la technique EFISHG ont principalement été effectuées sur deux types de structures à savoir les transistors isolés et une diode intégrée. La diode (figure 38 (c)) est composée d'un puits N⁺ enchâssé dans le substrat P. La cathode est fixée sur une prise N⁺⁺ alors que l'anode est reliée à une diffusion P⁺. Le transistor PMOS est présenté sur la figure 38 (b).

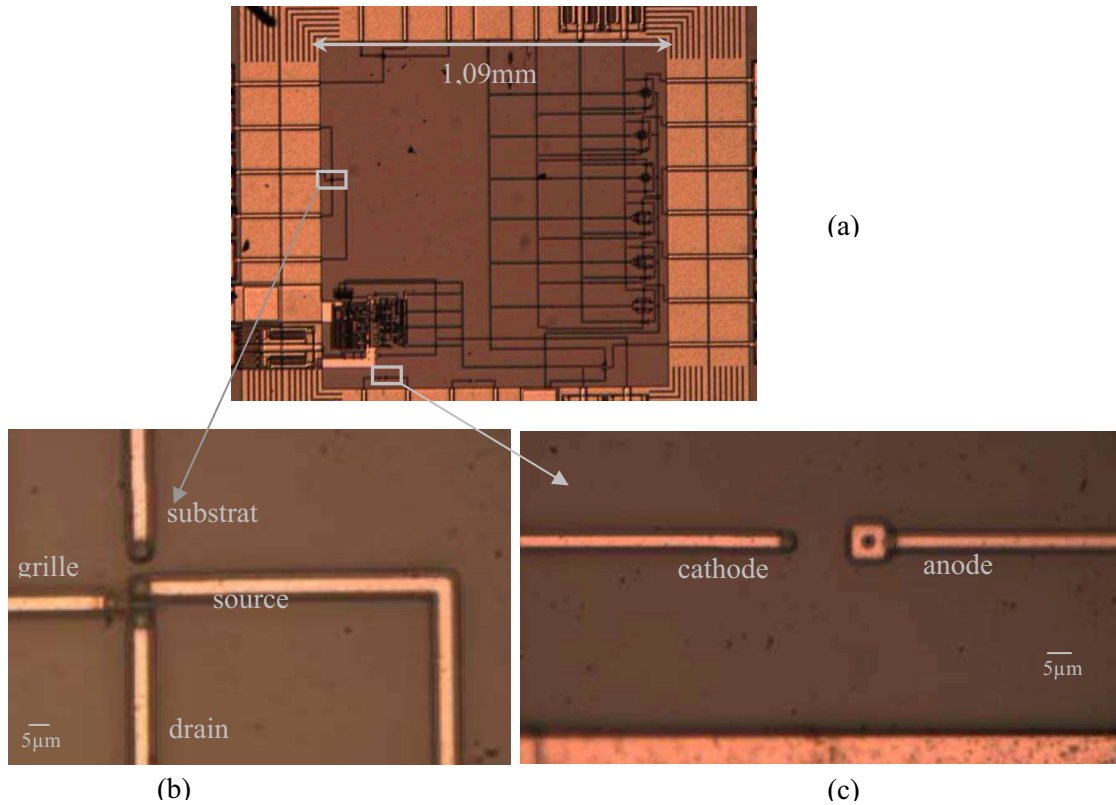


figure 38 : (a) Photo de la puce « Céline ». (b) Transistor PMOS isolé. (c) Diode intégrée sur « Céline ».

Ces deux types de structures présentent une facilité de contrôle des tensions appliquées et donc des champs électriques qui en font des candidates idéales pour les tests EFISHG.

III.2. La puce « ISLAND »

Le second échantillon ayant subi une série de test est aussi un véhicule de test mis au point par l'équipe « tests et analyse par faisceau laser » et est appelé ISLAND pour Integrated Structures for Laser ANalysis Demonstrations. Il a été conçu en technologie AMS BiCMOS SiGe 0,35µm et intègre un grand nombre de structures. Nous n'aurons d'intérêt que pour un capteur optique « knife edge » (figure 39 (a)), assemblage d'une photodiode et d'une structure métallique, utilisé usuellement pour la mesure de la taille de spot et qui sera ici détourné pour la mesure des champs électriques. ISLAND possède aussi une série de transistors isolés potentiellement utiles pour nos applications.

Hélas, cet échantillon a mis en évidence une des faiblesses de la technique EFISHG dans des applications de microélectronique. En effet, la nécessité d'avoir des puissances lumineuses suffisamment importantes pour obtenir un signal peut nous amener à atteindre des énergies laser supérieures à celles supportées par les couches externes de l'échantillon, ce qui compromet le caractère non destructif de l'approche. Il nous faut donc établir un compromis entre le niveau de signal EFISHG et la protection des structures testées. Cependant, nous n'avons pu satisfaire à ce compromis sur la puce ISLAND qui se trouve être très sensible à ce paramètre. Les tests sur cette puce se sont traduits par une destruction du composant (figure 39 (b)).

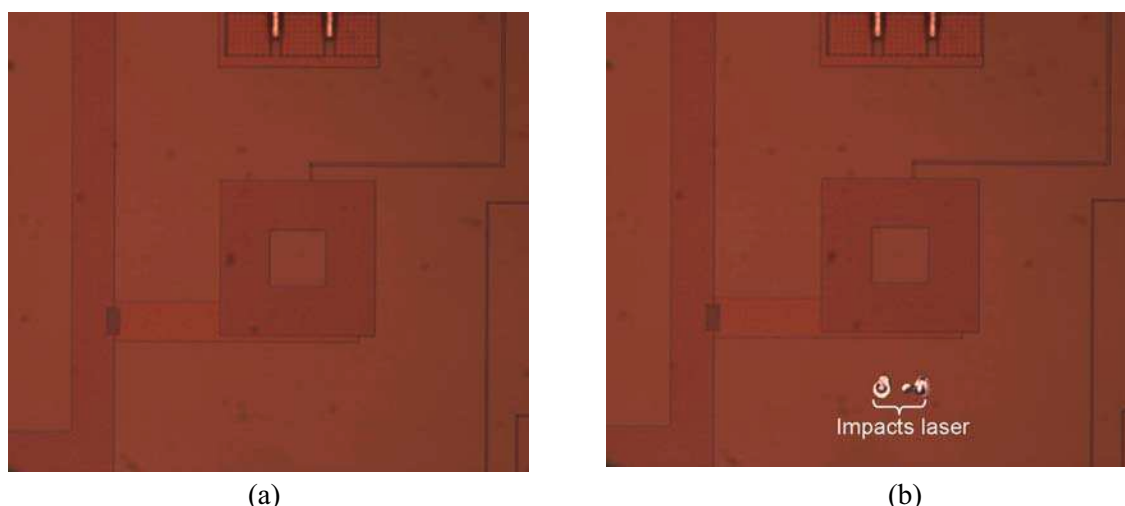


figure 39 : (a) Photodiode Keops intégrée sur la puce ISLAND. (b) Exemple de destruction de la puce ISLAND par le laser.

III.3. LM6181

Des tests ont été effectués sur un circuit intégré commercial à savoir un amplificateur de courant LM6181 (figure 40 (a)). Son utilisation s'inscrit dans le cahier des charges défini dans la première partie de ce chapitre établissant l'application de la technique EFISHG à des circuits plus intégrés. Le choix du LM6181 nous a paru naturel puisqu'il a déjà été longuement étudié au sein de l'équipe « tests et analyse par faisceau laser ». Cette étude nous a permis de localiser précisément les zones les plus simples à tester puisque directement reliées à la tension d'entrée V_{cc} , comme le transistor sur la figure 40 (b).

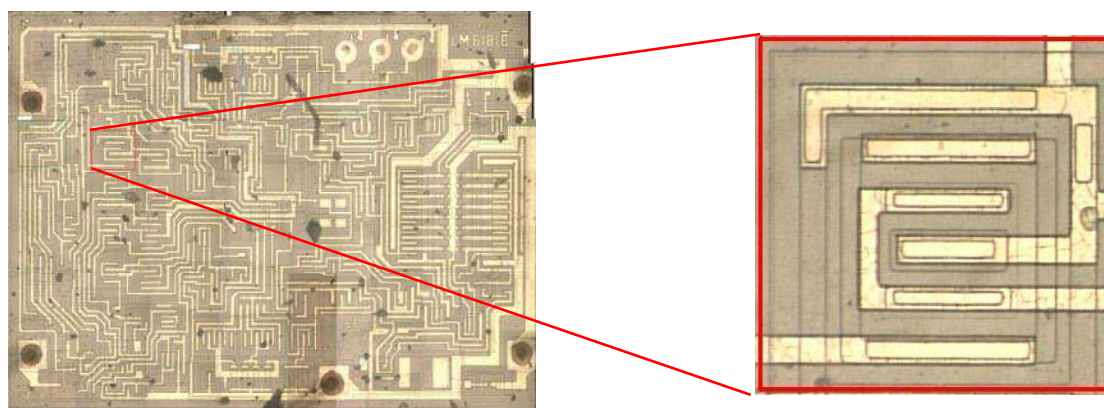


figure 40 : (a) Vue d'ensemble de l'amplificateur opérationnel LM6181. (b) Transistor directement relié à l'alimentation d'entrée V_{cc} .

III.4. HVPMOS

On peut signaler enfin l'utilisation de puces appelées HVPMOS en technologie 90nm, utilisées en collaboration avec STMicroelectronics. Ces puces contiennent des transistors isolés qui ne sont pas accessibles optiquement par la face avant, puisqu'elles sont recouvertes de « dummies » (couverture métallique électriquement inactive visant à planariser les niveaux de métallisation). Pour

autant, leurs dimensions en font des candidats idéaux à des études de piégeage de charges que nous évoquerons dans le troisième chapitre. La longueur de canal est de $0,72\mu\text{m}$ et la largeur est de $10\mu\text{m}$. L'épaisseur d'oxyde de ces transistors est inférieure à 200\AA .

IV. DEVELOPPEMENT DU BANC DE TEST

Après avoir réalisé le banc de test, une série d'expériences rigoureusement choisies a été pratiquée afin de l'éprouver. Ce besoin est nécessité par ce qui a été notre préoccupation permanente, inhérente à tout banc de mesure de pointe, à savoir l'élimination systématique d'artefacts de mesure qui pourraient contrarier l'interprétation de nos résultats.

IV.1. Caractérisation du banc de test à l'aide d'un cristal de KDP

Afin de caractériser la capacité du banc à mesurer des signaux de seconde harmonique, des tests ont été effectués sur un cristal de phosphate diacide de potassium ou KDP qui présente de fortes propriétés non linéaires, c'est-à-dire un χ^2 important, lui conférant une grande aptitude à la somme de fréquences. La génération de seconde harmonique, qu'elle soit due à la présence d'un χ^2 non nul ou due à la présence d'un champ électrique, varie quadratiquement avec l'intensité de l'onde fondamentale, à la différence des effets linéaires (Cf. chapitre 1). Cette propriété est facilement exploitable pour mettre en évidence des effets non linéaires. Nous avons donc opté pour une mesure du signal du cristal de KDP en fonction de l'intensité du laser afin d'éprouver notre banc. L'échantillon a été irradié par un faisceau laser à des puissances allant de quelques mW jusqu'à une cinquantaine de mW, focalisé sur un spot d'un diamètre de $1\mu\text{m}$ à l'aide d'un objectif 100X. Le temps d'intégration pour chaque point de mesure est de $127,50\text{ms}$. La figure 41 présente le taux de comptage de photons en fonction de l'intensité laser.

Nous pouvons constater que le signal obtenu peut être ajusté à l'aide d'un polynôme d'ordre deux. Le terme de second ordre de ce polynôme correspond à la génération de seconde harmonique validant le dispositif de collecte d'un signal de longueur d'onde de 400nm . Pour autant, une forte composante linéaire, correspondant à des résidus de réflexion et de diffusion de l'onde fondamentale, vient perturber le rapport signal sur bruit. On peut d'ailleurs calculer la proportion entre le nombre de photons à 800nm détectés par rapport au nombre de photons irradiant le composant. On estime ainsi que seul $5 \cdot 10^{-7}\text{ppm}$ des photons irradiant le composant sont comptés par le détecteur. Cette faible proportion est due au système de filtre décrit dans la partie précédente, auquel s'ajoute les réflexions sur les différentes optiques qui sont bien sûr traitées pour optimiser la transmission des photons à 400nm (objectif, lentille, miroir), le pourcentage de réflexion sur l'échantillon et aussi la très faible efficacité de conversion du photodétecteur à 800nm . Pour autant, malgré toutes ces précautions, le signal à 800nm reste de l'ordre de grandeur du signal de seconde harmonique.

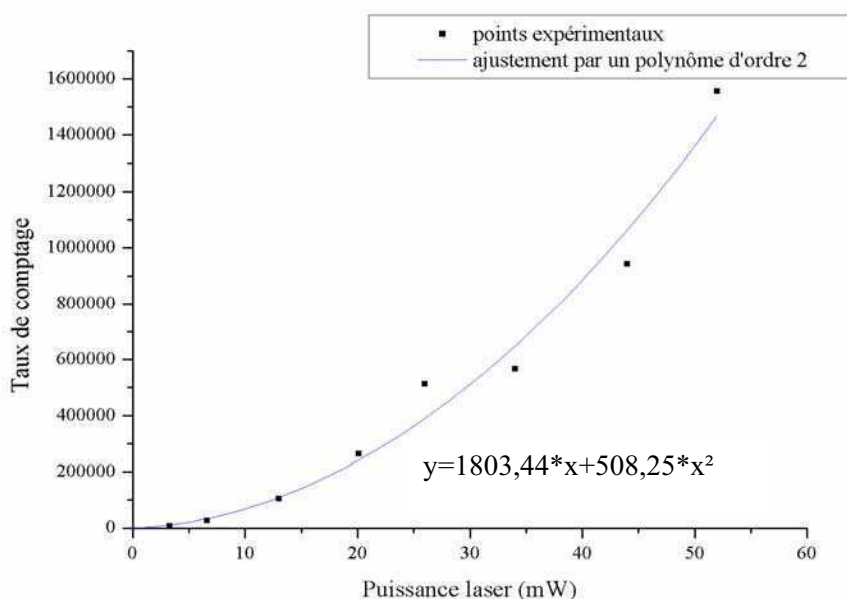


figure 41 : Signal de seconde harmonique d'un cristal de KDP en fonction de la puissance laser. Les mesures expérimentales peuvent être ajustées par un polynôme d'ordre deux.

IV.1.1. Soustraction de la composante linéaire

Afin de palier au problème de la mesure des réflexions de l'onde fondamentale, un système de dispersion des longueurs d'onde a été mis en place. Après la lame filtrante L2 injectant le signal doublé dans le photomultiplicateur, un prisme sépare les longueurs d'onde. Après ce prisme, un iris permet de ne laisser passer que le faisceau à 400nm et bloque le retour à 800nm. Ce dispositif permet de filtrer efficacement les réflexions de l'onde fondamentale suivant le même chemin optique que le signal EFISHG. Pour atténuer au maximum d'éventuelles diffusions, un piège de lumière, situé après la lame d'injection L1 dans le microscope, permet de supprimer la faible partie de l'onde fondamentale à 800nm transmise par cette lame et susceptible de diffuser dans la boîte noire. Des mesures de la diffusion de l'onde fondamentale ont été pratiquées afin d'en évaluer l'impact sur le signal une fois le système mis en place. Pour cela nous avons remplacé le composant sous test par un piège de lumière. De cette manière, aucune réflexion et aucun signal non linéaire ne peuvent être détectés, ne laissant comme seule source potentiel les diffusions de l'onde fondamentale. La figure 42 représente cette mesure. On constate que le signal est de l'ordre de grandeur du bruit noir spécifié par le fabricant du photomultiplicateur, confirmant que les différentes diffusions à 800nm ont été supprimées.

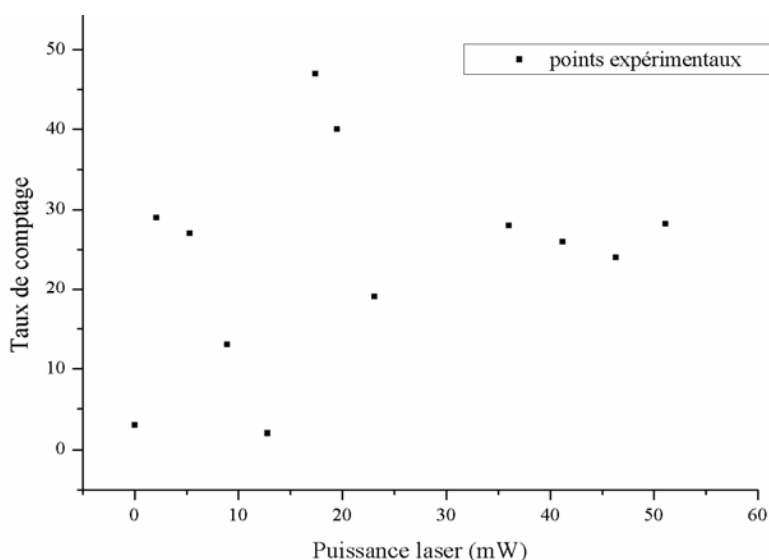


figure 42 : Mesure de la somme des diffusions du signal à 800nm pour un temps d'intégration de 500ms.

Toutes ces précautions permettent d'aboutir à un système qualifié à la mesure d'un signal EFISHG en éliminant, tant que faire se peut, d'éventuels bruits parasites.

Une autre mesure du signal de seconde harmonique émis par le cristal de KDP en fonction de la puissance laser nous permet de juger la qualité de ces améliorations (figure 43).

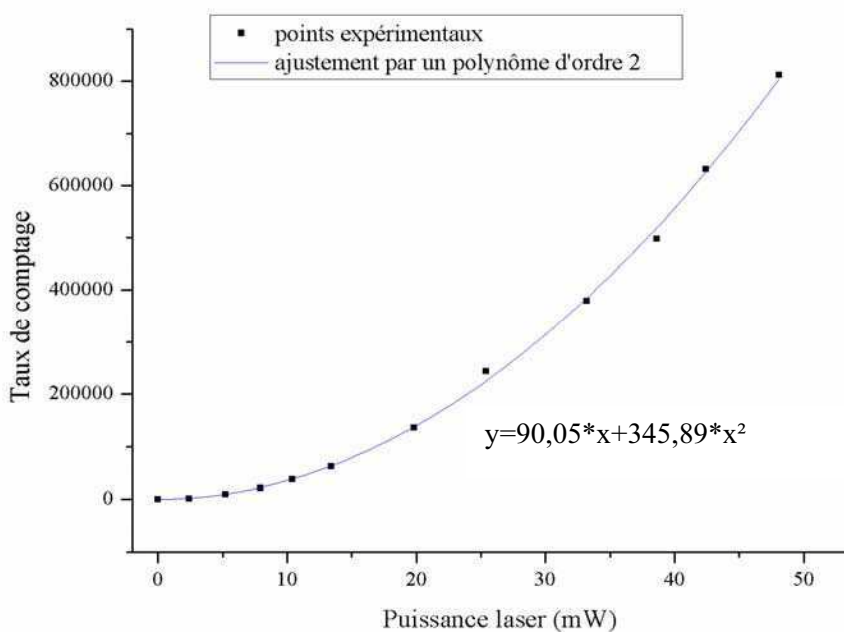


figure 43 : Signal de seconde harmonique d'un cristal de KDP en fonction de la puissance laser, après l'ajout d'un système optique de soustraction du bruit à 800nm. Les mesures expérimentales peuvent être ajustées par un polynôme d'ordre deux.

La valeur moyenne du signal a légèrement diminué en raison de l'ajout d'optique sur le chemin de détection. On peut estimer à $2,8 \cdot 10^{-8}$ ppm la proportion de photons à 800nm comptés par rapport au nombre de photons irradiant le composant. Les contributions linéaires ont donc été fortement éliminées, aboutissant à une réduction de 95% par rapport à la mesure précédente. Le signal est maintenant constitué majoritairement du signal de seconde harmonique alors qu'il ne reste qu'une infime partie issue de l'onde fondamentale. Nous avons vu que ce signal fondamental ne peut être le fruit de diffusions détectées par le photomultiplicateur. Il est donc issu de réflexions qui ne peuvent, malgré le dispositif de filtre mis en place, être totalement éliminées.

IV.2. Evolution du signal en fonction du temps

Après avoir pris la précaution d'éliminer les différentes contributions dues à l'onde fondamentale, des mesures ont été effectuées afin de caractériser la stabilité temporelle de notre banc de test. En effet, le signal de seconde harmonique est indépendant du temps lorsque l'énergie du laser et le champ électrique interne ne varie pas. Il est donc intéressant de valider la solidité de notre banc de test en fonction de ce paramètre.

IV.2.1. Résultats obtenus

Ces expériences ont été menées sur la diode intégrée sur la puce « Céline ». Une mesure du signal EFISHG a été effectuée en fonction du temps en maintenant tous les paramètres de test constants :

- l'énergie du laser est de 6mW sur le composant, focalisé sur un spot d'un diamètre de $1\mu\text{m}$ à l'aide de l'objectif 100X,
- une tension constante de 5V est appliquée à la diode,
- le temps d'intégration pour chaque point est réglé à 1,275s.

Toutes les mesures ont été normalisées pour faciliter les comparaisons entre les différents résultats. Le chronogramme décrivant le protocole expérimental est représenté sur la figure 44 et est associé aux résultats obtenus. La variation de couleur pour le graphique concernant l'ouverture du photomultiplicateur correspond à l'illustration de la méthode de double comptage de photons.

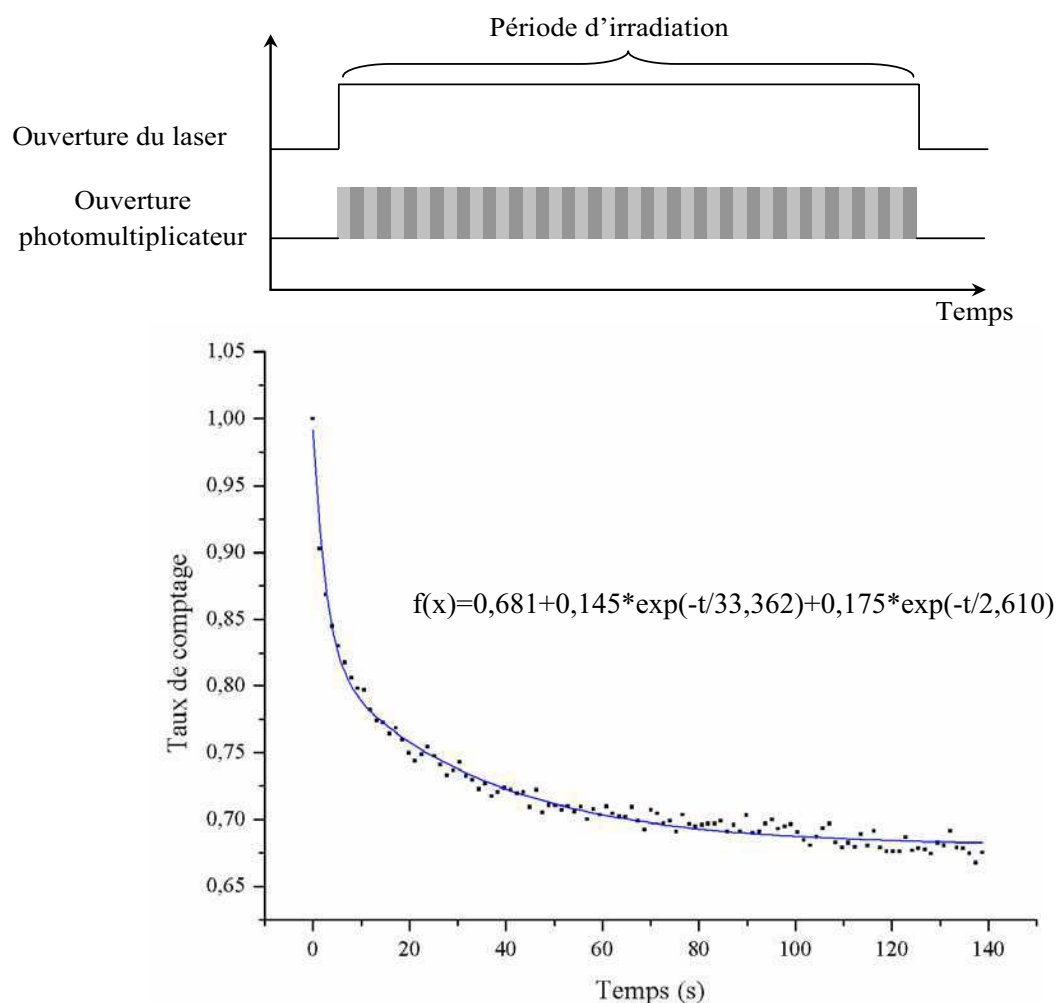


figure 44 : Chronogramme descriptif de la mesure temporelle effectuée. Evolution temporelle du signal EFISHG mesuré sur la diode intégrée sur la puce « Céline ». Le signal peut être ajusté par une double exponentielle.

On constate que le signal ne correspond pas à nos attentes. En effet, nous nous attendions à obtenir un signal constant en fonction du temps, aucun des paramètres ne modifiant le signal de seconde harmonique n'ayant varié. Au contraire, le signal subit une forte décroissance en fonction du temps, avec une perte de plus de 30% du nombre de photons.

Un ajustement en double exponentielle a été effectué nous donnant des ordres de grandeurs de constantes de temps de l'ordre de la seconde et de la dizaine de seconde pour cette décroissance. Le tableau 2 récapitule les valeurs extraites de l'ajustement en $y = y_0 + A * \exp(-t/\tau_0) + B * \exp(-t/\tau_1)$ effectué sur le signal.

| y_0 | A | τ_0 | B | τ_1 |
|-------|-------|----------|-------|----------|
| 0,681 | 0,175 | 2,610s | 0,145 | 33,362s |

Tableau 2 : Paramètres extraits de l'ajustement en double exponentielle du signal en fonction du temps.

A ce stade, nous pouvons estimer, d'après ces paramètres, que plusieurs phénomènes, aux dynamiques différentes, causent une diminution du signal. On peut identifier une composante lente de la diminution du signal, avec une constante de temps de 33,36s, et une composante rapide avec une constante de temps de 2,61s.

IV.2.2. Interprétation des résultats

Cette perte de signal peut être attribuée à des perturbations des conditions de test. Dans cet ordre d'idées, un des phénomènes observés lors de la mesure par faisceau laser est l'échauffement du composant. Plusieurs études de la technique EFISHG ont d'ailleurs pris des dispositions pour s'affranchir de ce problème [Sch06], [Dad99-1], [Fom01]. En effet, chaque impulsion laser dépose de l'énergie dans le composant, énergie souvent convertie en chaleur et qui entraîne une modification des propriétés de l'échantillon. Le laser ayant une cadence de 80MHz, il s'en suit un dépôt d'énergie important. L'effet d'accumulation des impulsions pompes a donc une influence sur le signal expérimental. La modélisation des effets thermiques est complexe et sort du cadre de nos travaux, mais un recensement partiel de ceux-ci peut être effectué :

- l'échantillon va, localement, subir une dilatation sous l'effet de la chaleur, modifiant le plan de focalisation du laser,
- la variation de la température en surface au cours du temps induit une variation de réflectivité $\Delta r(t)$. Le principe est tout à fait similaire à celui évoqué dans le premier chapitre pour la thermoréflectivité.

Ces effets peuvent être naturellement considérés comme suspects pour notre signal notamment car les constantes de temps que nous observons ici, de l'ordre de la dizaine de secondes, correspondent aux constantes de temps communément observées pour des échauffements laser. Il est donc nécessaire d'installer un dispositif afin d'éliminer ces variations.

IV.2.3. L'obturateur mécanique

Afin de résoudre le problème de l'échauffement par irradiation laser, un obturateur mécanique a été ajouté dans la chaîne optique. Il permet d'alterner des phases d'échauffement et de refroidissement afin d'éviter les échauffements significatifs. La dynamique de ces échauffements étant, nous l'avons vu, de l'ordre de la seconde, en utilisant une fréquence d'ouverture allant de 1 à quelques hertz et en jouant sur le rapport cyclique, il est aisé de supprimer les artefacts liés à cet échauffement. Les premiers résultats obtenus, que nous avons ici normalisés pour améliorer la comparaison, sont présentés sur la figure 45. On constate un changement d'allure lorsque l'obturateur a été mis en place, avec notamment l'apparition d'une saturation pour les temps de mesure importants. Ce signal sera l'objet d'une interprétation détaillée dans le prochain chapitre, mais on peut signaler que l'obturateur a manifestement résolu en partie notre souci de stabilité temporelle des mesures. Nous mettrons d'ailleurs en évidence que l'échauffement a été supprimé.

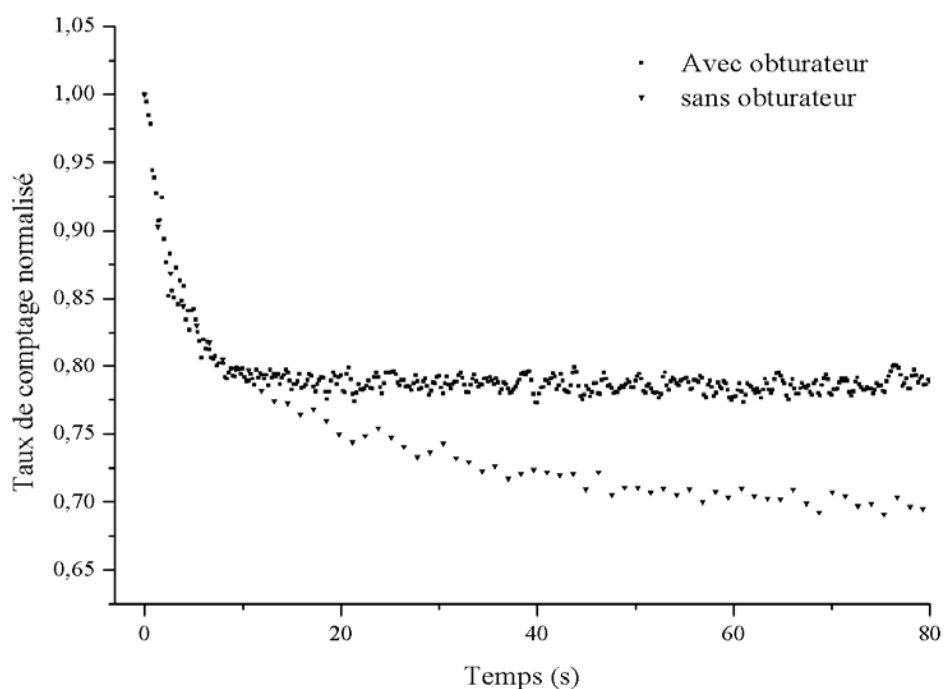


figure 45 : Signal en fonction du temps avant et après la mise en place de l'obturateur.

V. AUTOMATISATION DU BANC DE TEST

Dans ce chapitre, nous avons décrit les principaux éléments constituant notre banc de test initial et nous avons présenté le développement effectué à la suite des premiers tests. Cet ensemble doit être facilement utilisable et c'est la raison pour laquelle nous avons développé un logiciel permettant l'automatisation de toute l'instrumentation utilisée sur le banc de test EFISHG, et dont l'interface graphique est présentée figure 46. Cette dernière partie sera consacrée à sa description et à celle des différents modes de mesure mis au point afin d'expliquer la maîtrise expérimentale développée et la facilité de commutation d'un mode de mesure à un autre via l'interface graphique.

Le logiciel a été réalisé en langage C sous l'environnement de développement intégré Labwindows/CVI produit par National Instruments [Nat]. Cet environnement a été développé notamment pour le contrôle de banc de test et de mesure puisqu'il offre une simplification du développement d'interfaces graphiques et qu'il comprend des assistants facilitant la programmation de l'acquisition de mesure. De plus, il offre une compatibilité technique avec les cartes PCI d'entrées et sorties de chez National Instruments que nous avons été amenés à utiliser. En effet, ce type de carte est d'une utilité majeure dans l'ensemble des fonctionnalités que nous allons décrire par la suite. Elle permet l'acquisition de tous les signaux émis par nos instruments, qu'ils soient analogiques ou numériques, et c'est par son biais que seront délivrés les signaux de déclenchement permettant une synchronisation de l'ensemble du banc de test.

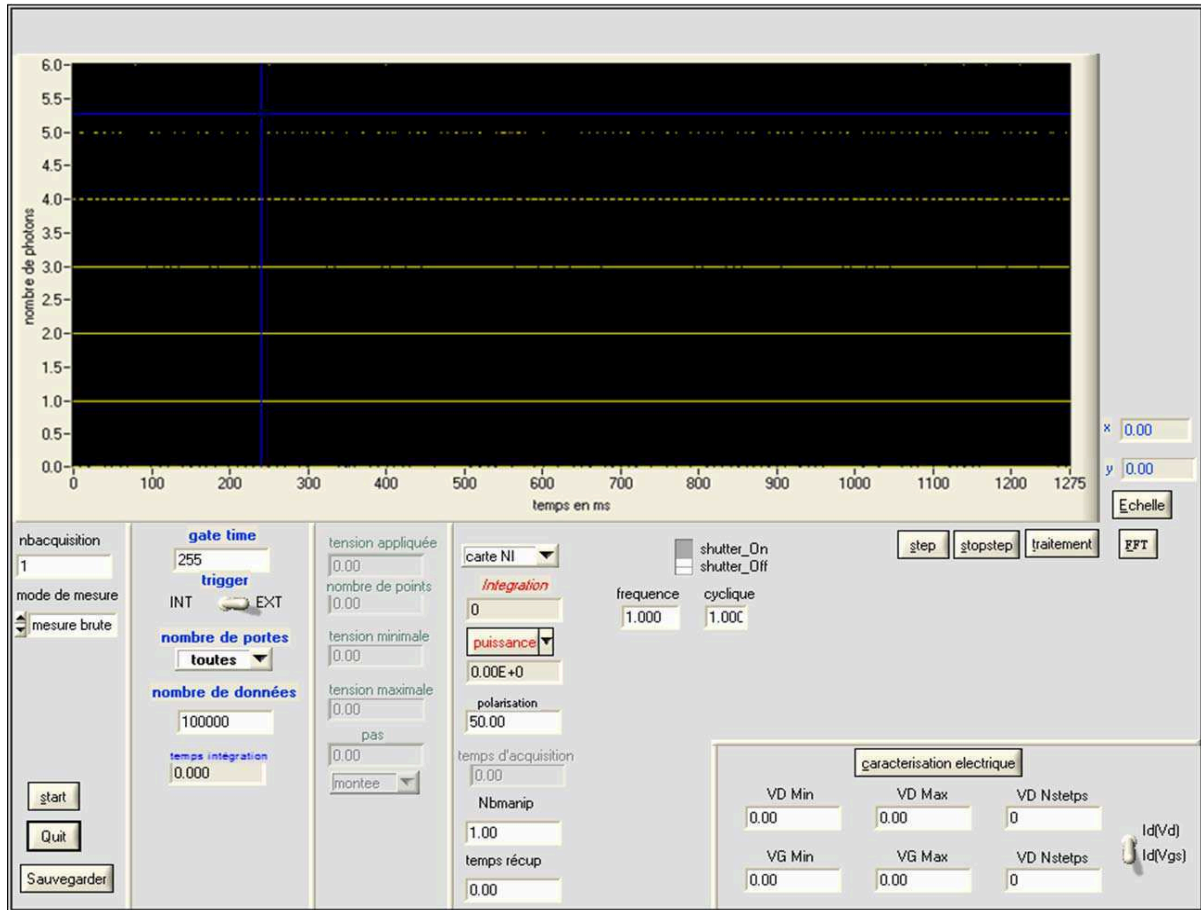


figure 46 : Interface graphique du logiciel pilotant le banc de test EFISHG.

V.1. Le contrôle instrumental

Le logiciel permet le contrôle de la totalité des instruments du banc de test. Nous allons présenter ici une liste détaillée des appareils pour lesquels une automatisation a été mise en place et nous décrirons les paramètres de contrôle.

V.1.1. Le photomultiplicateur

La commande en déclenchement externe du photomultiplicateur nous offre la possibilité de nous affranchir du logiciel de pilotage autonome que nous a proposé la société Hamamatsu, pour un gain de souplesse. Tous les paramètres du détecteur sont réglables via l'interface, notamment le temps d'intégration d'une fenêtre de détection et le nombre de fenêtres de détection. Le photomultiplicateur est déclenché en externe via un signal TTL en logique négative. Ce signal est émis par la carte d'entrée/sortie produite par National Instruments décrite précédemment et pilotée par le logiciel.

V.1.2. Les paramètres électriques

Un ensemble d'appareils électroniques est directement pilotée par l'utilisateur:

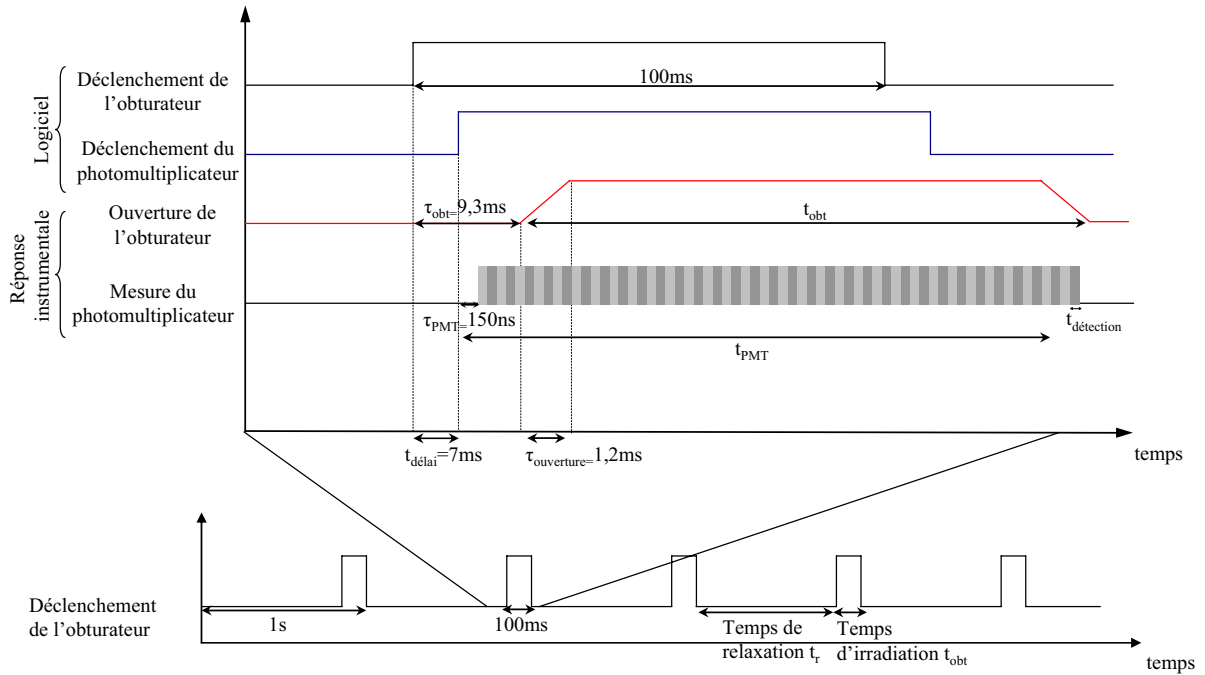
- une alimentation programmable pour alimenter le composant sous test de la société TTI [Tti] de modèle QL355TP,
- la carte d'entrée/sortie pour alimenter si on le souhaite le composant, mais aussi pour effectuer des mesures de tension ou de courant, fabriquée par National Instruments [Nat] et de modèle PCIe-6251,
- un multimètre de la société Hewlett Packard [Hp] et de modèle 34401A,
- un sourcemètre, fabriqué par la société Keithley [Kei] et de modèle 2612, permet le contrôle et la mesure simultanée des paramètres électriques aux bornes du composant.

On peut noter ici que la carte d'entrée/sortie permet la mesure de tous les points de contrôle mis en place pour vérifier la stabilité des expériences. Ainsi, les signaux électriques issus des photodiodes et la mesure OBIC sont directement mesurés par cette carte.

V.1.3. L'obturateur mécanique

L'obturateur est bien évidemment contrôlé par l'ordinateur via le logiciel commandant l'ensemble des instruments. Il est ainsi possible de gérer sur l'interface graphique la fréquence et le rapport cyclique de son ouverture. De plus, une synchronisation de la mesure du photomultiplicateur avec l'ouverture de l'obturateur a été mise en place. Pour ce faire, le photomultiplicateur et l'obturateur ont été placés en déclenchement externe. Deux signaux électriques émis par la carte d'instrumentation d'entrée/sortie permettent ce déclenchement en externe. Une mesure du délai entre les signaux de déclenchement a été effectuée à l'aide d'un oscilloscope. Les délais de déclenchement entre les deux appareils ont ainsi pu être minutieusement adaptés dans le but de commencer la mesure des signaux lumineux légèrement avant l'ouverture de l'obturateur. Ainsi, aucune perte de signal n'a lieu. Le processus est ensuite répété le temps de la mesure. Les temps d'intégration qui figureront dans la suite de ce manuscrit correspondront aux temps d'irradiation laser et non pas aux temps complets de l'expérience. Nous ne cesserons de le rappeler au cours du manuscrit, mais il est important à ce stade de prendre ce paramètre en compte.

La figure 47 représente un chronogramme permettant de visualiser le système de synchronisation mis en place sur ce banc.



| Légende: Caractéristiques instrumentales | Paramètres de réglage |
|---|--|
| <ul style="list-style-type: none"> • τ_{obt} : Délai intrinsèque entre le signal de déclenchement externe de l'obturateur et le début de son ouverture • τ_{PMT} : Délai intrinsèque entre le signal de déclenchement externe du PMT et le début du comptage • $\tau_{ouverture}$: Temps d'ouverture de l'obturateur | <ul style="list-style-type: none"> • t_r, t_{obt} : paramètres d'ouverture de l'obturateur (typiquement: $t_r=900ms$, $t_{obt}=100ms$) • $t_{détection}$: durée d'une fenêtre de détection, réglable entre 50ns et 1,275μs • t_{PMT} : nombre de fenêtres de détection • $t_{délai}$: délai entre les deux signaux de déclenchement permettant le comptage avant l'ouverture de l'obturateur |

figure 47 : chronogramme représentant le système de synchronisation des mesures.

V.2. Traitements, outils et modes de mesures

Nous venons de voir que le logiciel mis au point permet le contrôle d'un ensemble d'instruments. L'intention est bien sûr d'offrir à l'utilisateur un certain nombre d'outils de façon simple, rapide et en présentant une grande souplesse tant au niveau de son utilisation (i.e. rapidité de changement de configuration de test) qu'au niveau de son adaptation (i.e. possibilité de modifier le code afin d'approfondir un axe de recherche). Cette partie présente une liste non exhaustive des principaux modes de mesure utilisés et des outils à notre disposition.

V.2.1. Les modes de mesures

Il est possible de faire une mesure instantanée du signal EFISHG, une fois tous les paramètres instrumentaux réglés, à savoir les paramètres du photomultiplicateur (durée d'une fenêtre de détection, nombre de fenêtres de détection...), les paramètres de l'obturateur (fréquence, rapport cyclique) ou encore les paramètres électriques du composant sous test. C'est typiquement ce que nous avons utilisé lors de la mesure du signal en fonction de la puissance sur le cristal de KDP.

L'utilisateur a la possibilité d'effectuer des mesures EFISHG en fonction du temps, à l'instar de ce que nous avons pu voir lors de la mesure temporelle sur la puce « Céline » présentée dans la

partie « développement du banc de test ». Dans ce cas, il est possible de régler la durée de l'expérience, le nombre d'itérations de l'expérience (en général une seule) et éventuellement le temps de repos entre deux mesures consécutives. Il est possible de programmer à l'avance les mesures pour qu'elles démarrent aux heures de la journée où les risques de perturbations extérieures sont limités.

Enfin, un mode de mesure en fonction de la tension appliquée au composant a été implémenté. Dans ce cas, il suffit de rentrer les tensions initiales et finales, ainsi que le nombre de pas souhaité. Les temps d'intégration pour chacun des points, la fréquence d'ouverture de l'obturateur ou tous les autres paramètres évoqués lors de la partie précédente sont à la liberté de choix de l'utilisateur.

Il est à noter qu'avant chaque type de mesure, une mesure du bruit lumineux ambiant est effectuée. Ce bruit provient surtout de la lumière de la salle de manipulation qui pénètre dans la boîte noire par l'entrée du laser. Cette entrée a été tubée afin de limiter au maximum cet éclairage indésirable, mais il ne peut être entièrement éliminé. Pour ce faire, la mesure initiale du bruit est retranchée à chacune des mesures. L'amplitude typique de ce bruit se situe autour du millier de photons par seconde.

Toutes les mesures sont ensuite présentées sur un graphique en fonction de la variable choisie (temps ou tension). Le logiciel offre la possibilité d'effectuer un ajustement automatique des données afin d'en extraire des paramètres pertinents, comme dans l'exemple de la mesure résolue en temps.

V.2.2. Les outils de caractérisation électrique

Le pilotage de tout l'appareillage électronique nous permet d'avoir à notre disposition différents outils de caractérisation électrique des composants.

Ainsi, des caractérisations $I_d(V_d)$ ou $I_d(V_g)$ de transistors isolés sont rendues possibles par l'utilisation combinée d'une alimentation programmable et d'un multimètre. Le sourcemètre peut, lui aussi, s'acquitter de cette tâche avec l'avantage d'offrir des temps de mesures plus rapides. Dans les deux cas, l'utilisateur doit juste rentrer les valeurs des tensions souhaitées, le pas de mesure et bien sûr le type de caractérisation désirée.

Enfin, il est possible d'étudier le vieillissement par la dégradation de « Negative Bias Temperature Instability » de transistors PMOS. En effet, une méthode de caractérisation de ce vieillissement, la méthode dite « On The Fly », a été implémentée. Nous reviendrons en détail sur cette problématique lors du prochain chapitre mais il est important de souligner à ce stade son intégration dans le logiciel.

V.2.3. Sauvegardes

Finalement, toutes les mesures effectuées à l'aide de ce logiciel sont sauvegardées dans des fichiers électroniques. Ainsi sont gardés en mémoire les paramètres de test, les mesures du photomultiplicateur et leurs ajustements, les mesures effectuées par les différents points de contrôle ou

encore les caractérisations électriques. Cela permet de revenir, a posteriori, sur toutes les expériences afin d'y appliquer de nouveaux traitements ou d'en extraire de nouvelles interprétations.

VI. CONCLUSION

Nous avons pu voir dans ce chapitre une description détaillée du banc de test EFISHG que nous avons intégré dans la plateforme de test par faisceau laser ATLAS du laboratoire IMS.

Les choix des différents appareils utilisés ont été justifiés, et leurs utilisations ont été présentées. Le choix du laser est appuyé à la fois par les contraintes techniques imposées par la réalisation de mesures en optique non linéaire et par l'objectif d'une étude de faisabilité de la technique :

- la durée d'impulsion (130fs) et la puissance du faisceau à notre disposition (jusqu'à 1W) nous permet d'obtenir confortablement une génération de seconde harmonique détectable,

- une longueur d'onde de 800nm nous permet une facilité de mise en place idéale pour cette étude. Cette longueur d'onde sera amenée à être modifiée si l'on souhaite travailler sur des circuits plus intégrés comprenant un grand nombre de niveaux de métallisation.

Le choix du détecteur a lui aussi été le fruit d'une réflexion prenant en compte les données issues de la littérature et les contraintes dues au choix du laser. Cette réflexion a abouti à l'achat d'un photomultiplicateur permettant la mesure de signaux allant de quelques pW à plusieurs centaines de pW. De plus, son efficacité de détection est optimisée pour 400nm, permettant une meilleure détection du signal mais aussi de diminuer la détection du signal fondamental, en association avec une série de filtres optiques.

Notre souci de garantir la fiabilité des résultats et la stabilité des mesures nous a conduit à l'addition de contrôles des paramètres de mesure, allant d'une vérification de la stabilité du laser, jusqu'à l'état de fonctionnement du composant sous test.

Les premiers tests nous ont permis d'établir la capacité du banc de test à mesurer des signaux de seconde harmonique provenant d'un cristal doubleur de KDP. Des mesures sur la puce « Céline » ont souligné la sensibilité du dispositif initial à un échauffement résultant de l'accumulation des impulsions sur le composant. Nous avons mis en place un obturateur mécanique afin de palier à cette difficulté.

Enfin, une description complète du logiciel permettant l'acquisition du signal a été faite. Ce logiciel, contrôlant la majorité de l'instrumentation utilisée, offre une grande souplesse de réglage et propose différents modes de mesure à l'utilisateur.

Nous allons voir, dans le prochain chapitre, les premiers résultats obtenus sur les composants que nous venons de décrire, et une interprétation sera effectuée, ouvrant des perspectives vers la problématique du NBTI.

CHAPITRE III : RESULTATS ET PERSPECTIVES DE RECHERCHE

| | | |
|-----------|--|-----|
| I. | Introduction | 77 |
| II. | Mise en evidence de la seconde harmonique | 77 |
| II.1. | Evolution du signal en fonction de la puissance..... | 77 |
| II.2. | Résultats obtenus..... | 78 |
| III. | Etude experimentale du signal EFISHG | 80 |
| III.1. | Etude dynamique du signal | 80 |
| III.1.1. | Influence du rapport cyclique..... | 82 |
| III.1.2. | Effet cumulatif et récupération..... | 84 |
| III.1.3. | Rappels théoriques sur le piégeage de charges et l'absorption non linéaire | 86 |
| III.1.3.1 | Les différents types de pièges à l'interface Si/SiO ₂ | 86 |
| III.1.3.1 | Absorption multiphotonique | 88 |
| III.1.4. | Interprétation du signal | 88 |
| III.1.5. | Influence de l'injection de porteur de charge sur les caractéristiques d'un PMOS | 92 |
| III.2. | Influence de la tension sur le signal | 95 |
| III.2.1. | Configuration du test et résultats obtenus | 95 |
| III.2.2. | Interprétation du signal | 96 |
| IV. | Application a l'étude du mécanisme de « Negative Bias Temperature Instability (NBTI) » | 99 |
| IV.1. | Définition d'une contrainte NBTI | 99 |
| IV.2. | Description du phénomène | 99 |
| IV.3. | Problématique du temps de caractérisation | 100 |
| IV.3.1. | Accélération de la dégradation NBTI afin d'extrapoler une durée de vie. | 100 |
| IV.3.2. | Effet de la tension de grille | 101 |
| IV.3.3. | Effet de la température..... | 101 |
| IV.4. | Problématique de la technique de caractérisation..... | 103 |
| IV.5. | Protocole de test accéléré du phénomène NBTI..... | 105 |
| IV.5.1. | Protocole..... | 106 |
| IV.5.2. | Mise en place du protocole sur la plateforme ATLAS..... | 108 |
| V. | Conclusion..... | 110 |

I. INTRODUCTION

Ce troisième chapitre va être dédié à l'analyse des résultats obtenus sur le banc de test EFISHG mis en place sur la plateforme ATLAS au cours de cette thèse.

Dans un premier temps, nous avons procédé à une mesure destinée à vérifier la génération de seconde harmonique dans un composant réel. Une fois cette vérification indispensable accomplie, nous avons procédé à une série de tests nous permettant, entre autre, de suivre l'évolution temporelle du signal ou d'examiner l'influence de la tension sur la génération de seconde harmonique.

L'étude de l'influence du temps d'exposition au laser nous a permis de construire une hypothèse sur le piégeage de charges dans l'oxyde par absorption du laser. Cette hypothèse est décrite dans la seconde partie de ce chapitre et est étayée par des résultats présentés dans la littérature. L'utilisation du laser pour la mesure de l'évolution du champ électrique à l'interface Si/SiO₂ est ainsi envisagée.

Enfin, la dernière partie de ce chapitre sera consacrée aux perspectives d'avenir de notre banc de test. Une application du laser à l'étude de la dégradation dite de « Negative Bias Temperature Instability » y est évoquée. Pour cela, une revue de littérature nous permettra de faire une description de ce phénomène et de ses conséquences, aboutissant à la conclusion que le mécanisme de dégradation NBTI est un souci majeur pour la fiabilité des circuits fortement intégrés. Les limitations des techniques de vieillissement actuelles et des techniques de contrôle de ce phénomène seront longuement discutées. Cette étude bibliographique, associée aux premiers résultats que nous avons obtenus sur notre banc, nous permettra de développer un protocole de test basé sur l'utilisation du laser qui pourrait donner lieu à une amélioration des techniques de vieillissement et de mesure de la dégradation NBTI.

II. MISE EN EVIDENCE DE LA SECONDE HARMONIQUE

La théorie sur la génération de seconde harmonique développée dans le premier chapitre nous a permis de constater une dépendance quadratique du signal EFISHG à l'intensité de l'onde fondamentale. C'est cette propriété que nous avons utilisée dans le deuxième chapitre pour valider la capacité du banc de test à détecter des signaux de seconde harmonique issus d'un cristal de KDP fortement non linéaire. C'est donc logiquement que nous avons effectué ce test sur les circuits à notre disposition, dans le but de mettre en évidence un signal de seconde harmonique.

II.1. Evolution du signal en fonction de la puissance

La mesure a été effectuée sur la diode intégrée sur la puce « Céline ». L'échantillon a été irradié par un faisceau laser pour des puissances allant de 2mW à 13mW, focalisé sur un spot d'un diamètre de 1 μ m à l'aide d'un objectif 100X. La puissance laser entraînant une dégradation visible du

composant a été mesurée à 30mW. Cependant, la sensibilité de l'échantillon n'est pas homogène et certaines zones peuvent être endommagées à partir de 15mW. Nous nous sommes donc limités à une puissance de 13mW pour ce test, afin d'éviter toutes détériorations irréversibles. Une puissance de 5 à 10mW a été usuellement utilisée dans les mesures que nous avons effectuées par la suite. Cela offre un signal suffisant pour notre détecteur et nous évite d'endommager le composant.

Le temps d'intégration pour chaque point de mesure est de 250ms. Les mesures ont été effectuées en mode mono coup décrit dans le chapitre précédent. La diode a été polarisée avec une tension de 5V en inverse dans le but d'établir un champ électrique important aux jonctions en profondeur.

II.2. Résultats obtenus

Nous pouvons voir sur la figure 48 le taux de comptage en fonction de la puissance laser.

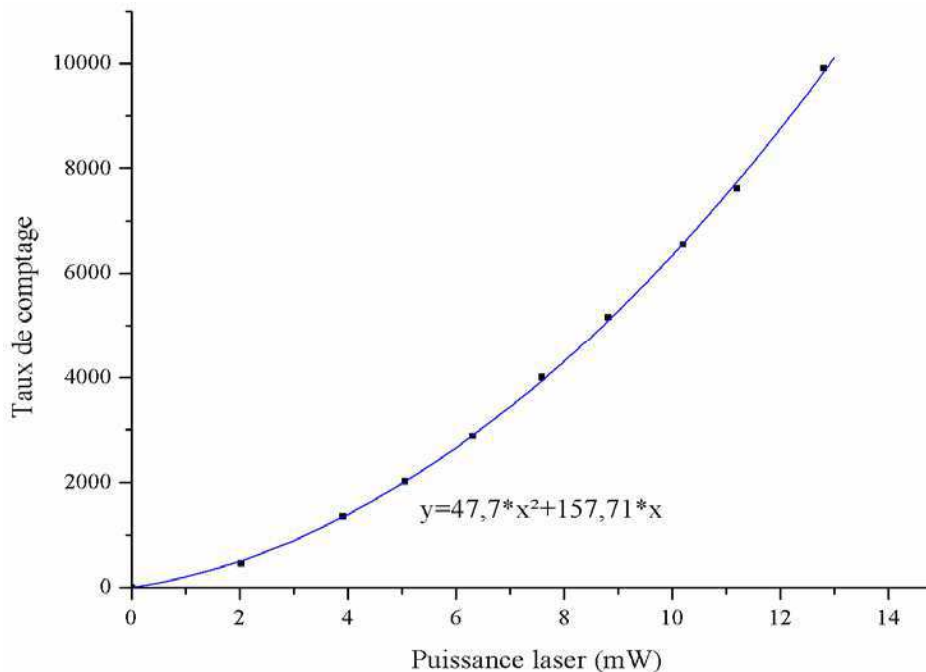


figure 48 : Mesure du signal de seconde harmonique sur la diode intégrée à la puce « Céline » en fonction de la puissance laser.

La mesure est ajustable par un polynôme de second ordre. La contribution quadratique correspond à un signal de seconde harmonique. A ce stade, l'origine de ce signal ne peut être déterminée. En effet, l'étude théorique du premier chapitre nous a démontré que toutes les sources de génération de seconde harmonique, à savoir le signal EFISHG, le signal de surface et le signal d'ordre supérieur, sont quadratiques en fonction de la puissance. Pour autant, ce premier résultat est encourageant pour la viabilité du banc de mesure.

La mesure nous apporte aussi une autre information, par la présence d'un signal linéaire plus important que lors des tests sur le KDP. Il provient a priori d'une réflexion de l'onde fondamentale sur le circuit. Lors du deuxième chapitre, nous avons décrit un ensemble d'optiques ayant pour but

d'éliminer cette réflexion. Le dispositif avait été testé avec le cristal de KDP, nous permettant de conclure à une forte diminution de la réflexion par rapport au niveau du signal de seconde harmonique. On constate sur cette mesure que la réflexion a subi une augmentation de 75%. Les valeurs des composantes linéaires mesurées lors de ces deux tests sont d'ailleurs présentées dans le tableau 3.

| Composante linéaire lors du test sur le cristal de KDP | Composante linéaire lors du test sur la puce « Céline » | Rapport des composantes linéaires |
|--|---|-----------------------------------|
| 90,05 | 157,71 | 1,75 |

Tableau 3 : Composantes linéaires extraites de l'ajustement exponentiel du signal en fonction du temps lors des tests sur la puce « Céline » et sur le cristal de KDP.

Ce constat s'explique par les différences de réflectivité entre le cristal de KDP et un circuit. En effet, le coefficient de réflexion du KDP, lorsque l'incidence sur l'échantillon est normale, est donné par la formule :

$$R_{\text{KDP}} = \left(\frac{n_{\text{air}} - n_{\text{KDP}}}{n_{\text{air}} + n_{\text{KDP}}} \right)^2 \quad (20)$$

Avec n_{air} , l'indice de réfraction de l'air égal à 1 et n_{KDP} , l'indice de réfraction à 800nm du KDP égal à 1,5 [Han94]. Le coefficient de réflexion est donc de 4% pour le KDP.

D'un autre coté, le coefficient de réflexion du composant est plus complexe à calculer. Il faut, en effet, considérer les réflexions et les transmissions multiples qui se produisent aux interfaces que la couche d'oxyde présente avec l'air et le silicium. Pour une onde plane pénétrant sous incidence normale dans une lame à faces parallèles, il est possible d'établir le rapport R de l'éclairement photonique moyen qui est réfléchi à celui qui est incident. Dans ce cas, c'est l'expression issue de l'étude d'un interféromètre Fabry Perot qui nous donne cette valeur [Per94] :

$$R = 1 - \frac{\frac{(1 - R_{\text{air}})(1 - R_{\text{Si}})}{(1 - \sqrt{R_{\text{air}} * R_{\text{Si}}})^2}}{1 + 4 \frac{\sqrt{R_{\text{air}} * R_{\text{Si}}}}{(1 - \sqrt{R_{\text{air}} * R_{\text{Si}}})^2} \sin^2\left(\frac{2\pi n_{\text{ox}} d_{\text{ox}}}{\lambda}\right)} \quad (21)$$

Avec R_{air} et R_{Si} les coefficients de réflexion respectivement aux interfaces air/oxyde et oxyde/silicium, calculés à partir de l'expression 20. n_{ox} est l'indice de oxyde à 800nm égal à 1,54, λ la longueur d'onde de 800nm et d_{ox} est l'épaisseur.

Cette expression nous donne une bonne approximation du coefficient de réflexion. La figure 49 le représente en fonction de l'épaisseur d'oxyde. Il en résulte que l'intensité de l'onde fondamentale réfléchi dépendra de l'épaisseur d'oxyde et varie entre 5% et 30% de l'intensité du laser. Bien que nous ne connaissions pas les dimensions exactes mises en jeu dans nos mesures, on peut estimer que la réflexion sera donc bien supérieure à celle du KDP. Ce résultat explique la mesure d'une contribution linéaire plus importante que lors de nos tests de caractérisation du banc. De plus, le

rapport des contributions linéaires permet d'estimer le coefficient de réflexion de la puce « Céline » à 7%.

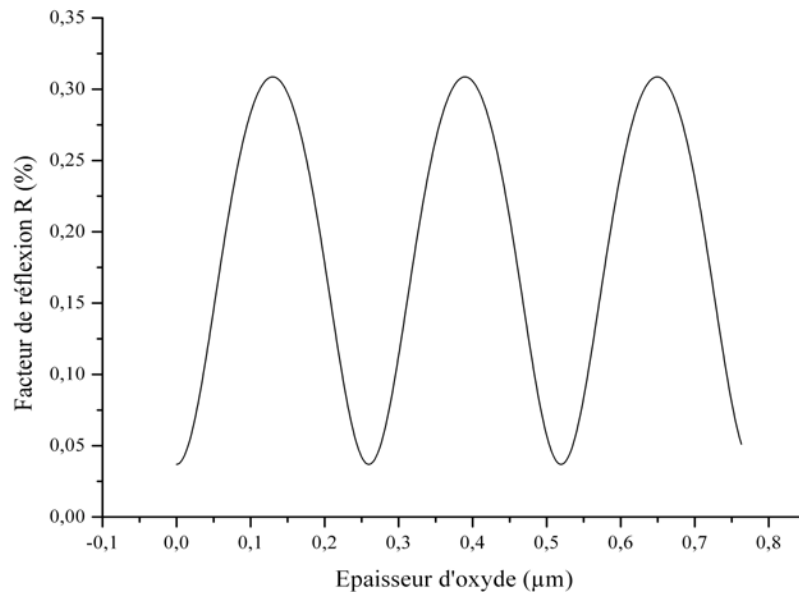


figure 49 : Coefficient de réflexion théorique d'un composant en fonction de l'épaisseur d'oxyde.

III. ETUDE EXPERIMENTALE DU SIGNAL EFISHG

III.1. Etude dynamique du signal

Nous avons vu dans le chapitre précédent que le signal récolté subissait une décroissance temporelle forte que nous avons attribuée dans un premier temps à un échauffement de la surface du composant, échauffement consécutif à une absorption du faisceau laser. Cet échauffement pouvait induire une série de phénomènes, tels qu'une dilatation du composant ou une variation de réflectivité, à même d'influencer grandement sur l'allure du signal.

Afin de palier à ce problème, nous avons mis en place un obturateur mécanique permettant d'alterner les périodes de mesure durant lesquelles le composant est irradié, et des périodes de repos durant lesquelles le composant peut refroidir. Le but de cet obturateur est bien sûr d'éviter tout échauffement significatif en jouant sur la fréquence d'ouverture et le rapport cyclique. Les premières mesures effectuées après l'ajout de cet obturateur nous avait montré une différence d'allure des mesures en fonction du temps, validant l'apport de cet instrument. Néanmoins, il persistait une diminution du signal que nous allons interpréter dans cette partie.

Nous avons donc effectué des tests sur des composants après l'ajout de l'obturateur, tests effectués sur la diode intégrée sur la puce « Céline ».

Nous avons utilisé les mêmes conditions de test que lors des mesures résolues en temps du deuxième chapitre, à savoir :

- la puissance du laser est de 6mW sur le composant,
- le laser est focalisé sur un spot d'un diamètre de 1μm à l'aide de l'objectif 100X,

- une tension constante de 5V est appliquée à la diode.

L'obturateur, quant à lui, s'ouvre à une fréquence de 1Hz avec un rapport cyclique de 0,2. En d'autres termes, une période d'irradiation laser de 200ms alterne avec une phase de repos de 800ms.

Une mesure de l'évolution du signal a été effectuée et le résultat est présenté sur la figure 50. Comme nous l'avons précisé dans le deuxième chapitre, la base de temps utilisée correspond à la durée d'irradiation réelle et non à la durée de l'expérience.

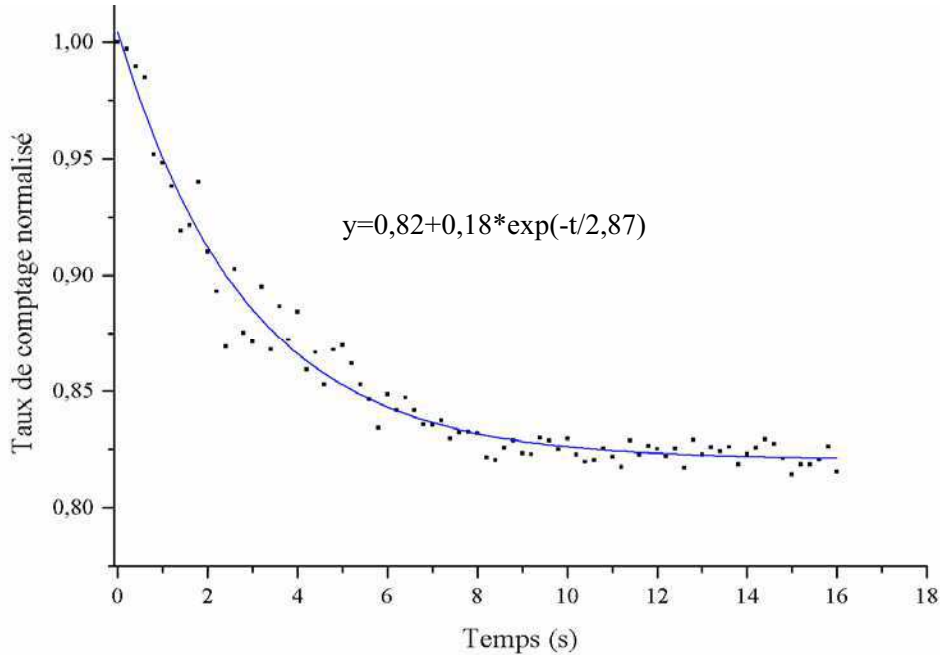


figure 50 : Evolution du signal en fonction du temps avec l'obturateur fonctionnant à 1Hz et un rapport cyclique de 0,2. La base de temps utilisée correspond au temps d'irradiation.

La diminution du signal en fonction du temps, après l'ajout de l'obturateur mécanique, reste significative. En effet, l'allure du signal semble ne pas avoir changé en fonction du temps.

Cependant, une étude plus précise permet d'identifier des différences entre cette mesure et celle effectuée sans obturateur. En effet, alors que le signal avant la mise en place de l'obturateur n'était ajustable que par une exponentielle double, on constate que le signal obtenu après l'ajout de l'obturateur est lui ajustable par une exponentielle simple. On peut donc supposer que plusieurs contributions causaient la baisse du signal et éventuellement qu'une des ces contributions ait été éliminée. Les constantes de temps extraites par l'ajustement par une expression de type $y = y_0 + A \cdot \exp(-t/\tau_0)$ sont présentées dans le tableau 4 et sont comparées à celles obtenues avant la mise en place de l'obturateur sur le banc de test (Cf. chapitre 2).

On constate que le temps de décroissance du signal est de l'ordre de grandeur du temps de décroissance τ_0 obtenu lors de l'ajustement du signal avant la mise en place de l'obturateur. τ_0 correspondait par ailleurs au phénomène de décroissance rapide. L'ajout de l'obturateur aurait permis l'élimination d'une des contributions, la contribution aux constantes de temps élevées en l'occurrence.

| Ajustement du signal avec obturateur par une expression de type $y = y_0 + A \cdot \exp(-t/\tau_0)$ | | | | |
|---|-------|----------|----------|----------|
| y_0 | A | | τ_0 | |
| 0,822 | 0,183 | | 2,873s | |
| Ajustement du signal sans obturateur par une expression de type $y = y_0 + A \cdot \exp(-t/\tau_0) + B \cdot \exp(-t/\tau_1)$ | | | | |
| y_0 | A | τ_0 | B | τ_1 |
| 0,681 | 0,175 | 2,610s | 0,145 | 33,362s |

Tableau 4 : Paramètres extraits des ajustements en simple exponentielle et double exponentielle du signal en fonction du temps avec et sans obturateur respectivement.

On peut donc supposer que l'échauffement ait été retranché. En effet, l'hypothèse qu'un échauffement soit la cause de cette diminution de signal n'est pas indubitable puisque les temps de refroidissement sont suffisamment importants en comparaison avec les temps d'éclairement. Il faut tout de même rappeler que nous ne faisons ici que des hypothèses. Il est clair que l'impact d'un échauffement sur le signal est très difficile à appréhender, puisque nous avons vu qu'il était la cause de plusieurs processus (variation de réflectivité, dilatation...) qui se répercutent de manière indirecte sur la génération de seconde harmonique. A ce stade, il est nécessaire de pratiquer une série d'expériences afin d'établir une hypothèse solide concernant l'influence du temps sur le signal récolté.

III.1.1. Influence du rapport cyclique

En premier lieu, il s'agit d'écarter définitivement l'hypothèse d'un échauffement croissant au cours des mesures résolues en temps. Pour ce faire, une étude du signal en fonction du rapport cyclique a été menée. Les mesures ont été faites sur la diode intégrée de la puce « Céline » dans des conditions de test similaires. La fréquence d'ouverture de l'obturateur a été maintenue à 1Hz alors que les rapports cycliques ont varié de 0,5 à 0,05. Les temps d'irradiation laser pour chaque période allaient donc de 500ms jusqu'à 50ms. Le comptage de photons étant synchronisé avec l'ouverture de l'obturateur, le nombre de photons comptés pour les différentes configurations de test sera de valeur moyenne différente. Afin de pouvoir effectuer une comparaison, nous avons procédé à une normalisation du signal.

La figure 51 présente les ajustements du taux de comptage normalisé en fonction des rapports cycliques. Les paramètres de ces ajustements sont par ailleurs présentés dans le tableau 5. L'examen de cette figure et du tableau 5 nous permet d'établir quelques conclusions quant à la nature du phénomène observé.

Tout d'abord, l'hypothèse d'un échauffement s'éloigne fortement. En effet, il n'est pas envisageable, dans ce cas, que le comportement du signal lorsque le temps d'ouverture de l'obturateur est de 50ms par période soit le même que lorsqu'il est de 500ms. Or on constate dans le tableau 5 que

les valeurs d'ajustement sont très proches pour les différents rapports cycliques utilisés pour l'ouverture de l'obturateur. De plus pour une ouverture de 50ms, le composant a un temps suffisant pour remédier à une élévation de température et retrouver sa température initiale. L'effet cumulatif observé ne pourrait, dans ces conditions, être attribué à ce phénomène. On peut donc conclure, à ce stade, que l'obturateur mécanique nous a permis l'élimination d'une contribution thermique, contribution qui correspondait au phénomène de décroissance lente.

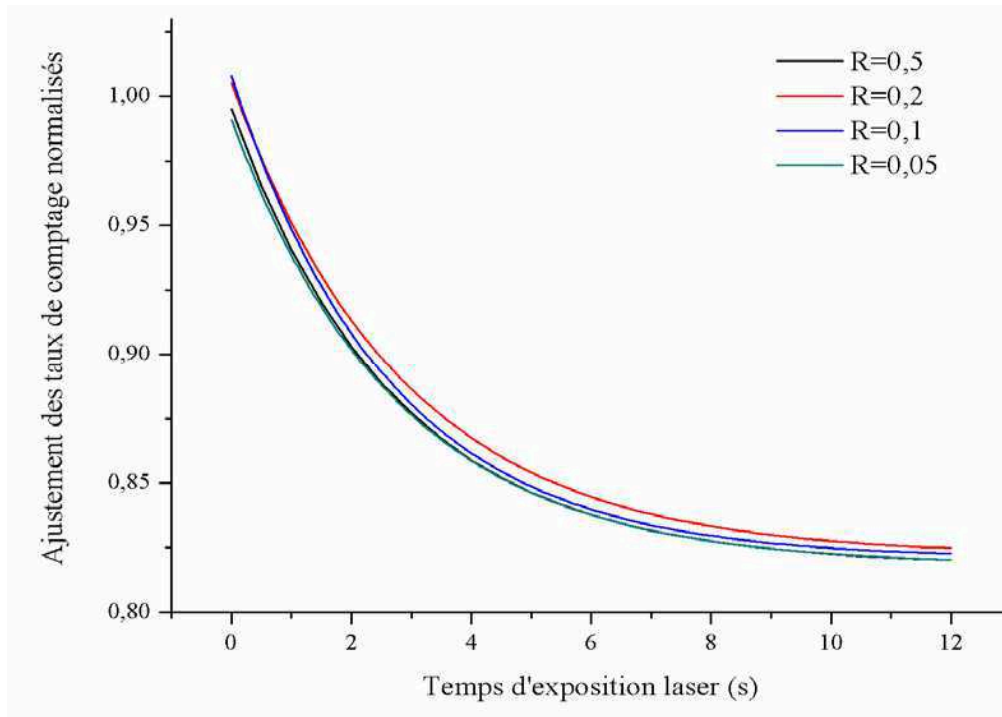


figure 51 : Evolution du taux de comptage en fonction du temps pour différentes valeurs de rapport cyclique de l'obturateur. Les mesures ont été normalisées pour une meilleure lecture et ont été ajustées par une exponentielle.

| Ajustement du signal avec obturateur par une expression de type $y = y_0 + A \cdot \exp(-t/\tau_0)$ | | | | |
|---|--------|-------|----------|--------------------|
| Rapport cyclique | y_0 | A | τ_0 | Temps d'expérience |
| R=0,5 | 0,818 | 0,175 | 2,733 | 24s |
| R=0,2 | 0,822 | 0,183 | 2,873 | 60s |
| R=0,1 | 0,8207 | 0,187 | 2,631 | 120s |
| R=0,05 | 0,815 | 0,173 | 2,762 | 240s |

Tableau 5 : Paramètres d'ajustement des mesures faites en fonction du rapport cyclique d'ouverture de l'obturateur. Les temps d'expérience y sont associés.

Par contre, on peut penser que la diminution du signal coïncide avec cette idée d'un effet cumulatif de l'irradiation laser interagissant avec le composant. En effet, les variations ne peuvent être attribuées à un paramètre extérieur puisque les différentes courbes sont tracées en fonction du temps

d'exposition et non pas en fonction du temps d'expérience. Les valeurs des temps d'expérience sont présentées dans le tableau 5 et vont de 24s pour la mesure faite pour un rapport cyclique de 0,5 et jusqu'à 4min pour le rapport cyclique de 0,05. Il est évident dans ces conditions qu'une éventuelle dérive d'un paramètre (énergie laser, problèmes mécaniques, variation de température de la salle modifiant un paramètre...) se répercuterait sur les mesures dont les temps réels de l'expérience sont différents.

On peut donc supposer qu'il apparaîtrait sur la figure 51 des différences en fonction du rapport cyclique et que c'est uniquement l'interaction laser/composant qui entre en jeu pour expliquer le phénomène.

III.1.2. Effet cumulatif et récupération

Toutes les mesures effectuées jusqu'à maintenant ont laissé penser qu'un effet cumulatif avait lieu. Nous avons réalisé deux mesures temporelles séparées par une pause de 2 minutes, permettant, le cas échéant, de vérifier la stabilité des paramètres de test. Ce test permet aussi de vérifier si l'effet de l'interaction est permanent. La configuration de l'expérience reste exactement similaire à celles précédemment menées, et l'échantillon est bien sûr toujours le même. L'ouverture de l'obturateur est fixée à 1Hz et un rapport cyclique de 0,2. La figure 52 représente les résultats de ce test.

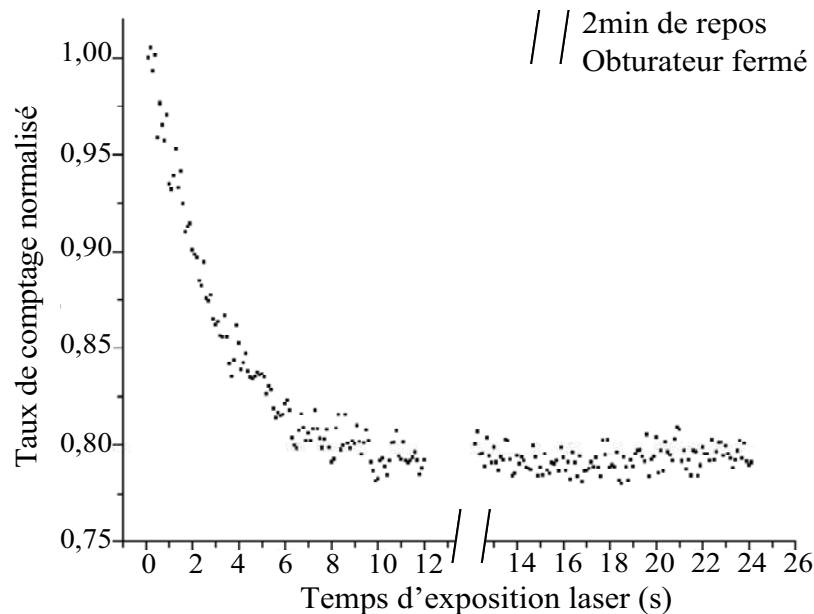


figure 52 : Evolution temporelle du signal pour deux expériences consécutives séparées d'un temps de repos de 2 minutes.

Le signal après deux minutes de pause est de niveau égal à celui obtenu à la fin de la première mesure. Le signal atteint un palier qui pourrait être la signature d'un phénomène de saturation. Cette mesure a été réitérée pour des temps de récupération plus importants afin de vérifier la réversibilité ou la permanence de ce phénomène. La figure 53 en est un exemple avec un temps de récupération de 240minutes.

Cette mesure révèle une récupération du signal lorsque le temps de repos entre deux expériences est suffisamment long. En effet, le niveau du signal dans les premiers instants du second test est de même ordre de grandeur par rapport à celui dans les moments initiaux de la première mesure. La récupération du signal a été calculée à partir de l'équation :

$$R = \frac{\Delta_2 - \Delta_{\text{sat}}}{\Delta_1 - \Delta_{\text{sat}}} \quad (22)$$

Avec Δ_1 le signal initial, égal à 1, lors de la première mesure, Δ_{sat} le signal saturé, égal à 0,79, et Δ_2 le niveau de signal initial lors de la deuxième mesure, égal à 0,98. On obtient, avec ces valeurs, une récupération du signal supérieure à 90%.

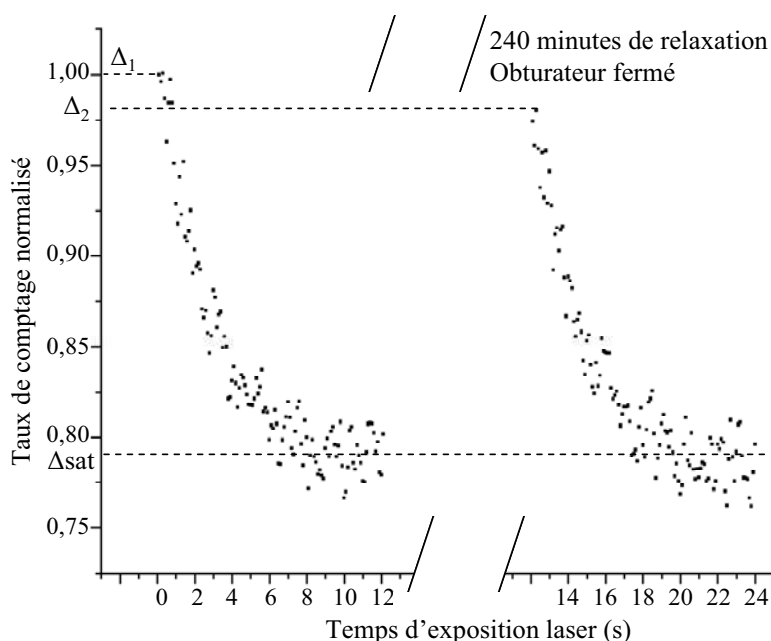


figure 53 : Evolution temporelle du signal pour deux expériences consécutives séparées d'un temps de repos de 240 minutes.

Des tests ont été accomplis pour des temps de relaxation plus longs, aboutissant à la récupération presque complète du signal, bien que le signal ne retrouve pas pleinement son niveau initial.

Ces deux résultats obtenus ne sont pas sans rappeler les phénomènes de piégeage de charges qui peuvent relaxer après un temps de repos, phénomènes que nous avons décrits dans le premier chapitre.

Afin d'établir une interprétation qui soit à la fois fidèle à nos mesures et raisonnable scientifiquement, quelques rappels issus de la littérature sont nécessaires. Nous allons effectuer un rappel sur les pièges existant dans les circuits intégrés en silicium, ainsi que sur l'absorption non linéaire. Ensuite, nous échafauderons une théorie permettant d'expliquer nos résultats, théorie que nous appuierons par des éléments issus de la littérature.

III.1.3. Rappels théoriques sur le piégeage de charges et l'absorption non linéaire

Nous allons donc effectuer une revue des différents types de pièges présents à l'interface Si/SiO₂. Ensuite, nous examinerons plus en détail l'absorption multiphotonique.

III.1.3.1 Les différents types de pièges à l'interface Si/SiO₂

La décroissance continue des dimensions des transistors et de l'épaisseur des couches d'oxyde isolant entraîne une fiabilité plus critique de ces oxydes car chaque défaut créé a alors une influence potentielle relative plus importante. La maîtrise des défauts devient donc un défi majeur pour les nouvelles technologies. Les études sur ces défauts ont donc été légion ces dernières années, permettant d'identifier les différents types de pièges [Den05], [Ben08], [Fle92], [Fle96]. Nous allons ici en faire un descriptif.

Les pièges à l'interface [Den05]

Les différences de symétrie cristalline entre Si et SiO₂ sont à l'origine d'une forte discontinuité architecturale à l'interface SiO₂/Si. Cette discontinuité provoque la distorsion des liaisons électroniques et crée des défauts sur des épaisseurs de quelques couches atomiques. Ces défauts ponctuels sont communément appelés défauts de surface, pièges d'interfaces. Tous ces termes font référence à des états électroniques permis, localisés dans la zone interfaciale et dont l'énergie se situe dans le gap du silicium du substrat. De manière générale, les deux caractéristiques propres à l'état d'interface sont sa capacité à émettre ou capturer des porteurs de charge (définie par le coefficient de capture qui correspond à la probabilité de capturer un porteur), et son niveau énergétique dans le gap. Le terme « piège » est ainsi utilisé pour faire référence à la capture des porteurs (électrons ou trous), et le terme « d'état » qualifie le niveau d'énergie associé au piège. Les charges piégées à l'interface ont tendance à relaxer dans des temps courts. Ces temps de relaxation peuvent varier puisqu'ils sont directement liés au niveau énergétique du piège considéré.

Les charges fixes [Fle92]

Les charges fixes sont des défauts chargés qui n'ont aucune interaction électrique directe avec les porteurs libres du semi-conducteur. Elles peuvent être de natures différentes mais elles sont caractérisées par leur disposition spatiale, dans tout le volume d'oxyde, et par leur incapacité à relaxer.

Les pièges proches de l'interface ou « pièges de bord » [Fle92]

Le passage du silicium « pur » du substrat au SiO₂ amorphe de diélectrique est donc, du point de vue cristallographique, extrêmement chaotique. Au même titre que les défauts d'interface du silicium, les défauts d'interface de l'oxyde sont issus des arrangements cristallographiques propices à l'interaction avec les porteurs du canal. Ces états électriquement actifs peuvent être définis en fonction de leur coefficient de capture (relatif à la vitesse avec laquelle ils vont interagir avec des porteurs), leur profondeur dans l'oxyde, leur niveau énergétique et le type de porteur piégé.

Compte tenu de la diversité des types de pièges, Fleetwood [Fle92] a proposé d'appeler « pièges de bord » les pièges proches de l'interface et capables d'échanger des charges avec le substrat ou inversement avec la grille. Ils sont à opposer aux charges fixes, plus profond dans l'oxyde, que nous venons de définir précédemment. Il est maintenant admis que ce que l'on qualifie de « pièges de bord » appartiennent aux premiers nanomètres de l'oxyde. La notion de « pièges de bord » permet donc d'identifier un piège dans l'oxyde à la fois par rapport à sa localisation mais également par rapport à sa réponse électrique à la variation du potentiel électrique à travers la structure MOS. On parle alors de pièges en communication avec le substrat caractérisés par leurs constantes de temps de piégeage/dépiégeage plus longues que les états d'interface, pouvant aller de quelques secondes à des durées beaucoup plus importantes.

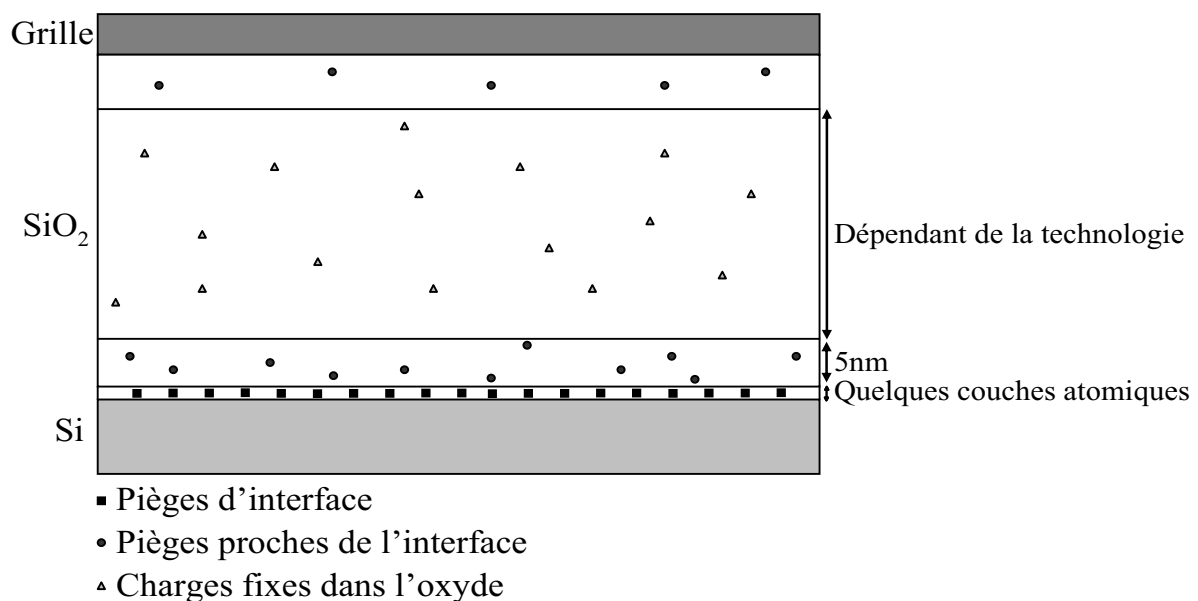


figure 54 : Schéma des défauts dans une structure MOS, caractérisés par leur position [Fle92].

Pour récapituler, la figure 54 représente tous les défauts existant dans l'oxyde proche du canal :

- Les états d'interface pouvant capter une charge facilement et dont la relaxation est relativement rapide,
- Les pièges proches de l'interface, qui peuvent relaxer à travers l'oxyde,
- Les charges d'oxydes, qui sont des défauts dans le volume de l'oxyde, pouvant capturer un porteur ; théoriquement il ne peut pas relaxer.

Maintenant que nous avons établi le profil des différents types de pièges rencontrés à l'interface Si/SiO₂, nous allons ouvrir le deuxième volet des rappels théoriques qui nous permettront d'établir l'interprétation du signal. Il concerne l'absorption multiphotonique.

III.1.3.1 Absorption multiphotonique

Un atome soumis à un rayonnement suffisamment intense peut absorber plusieurs photons incidents et passer d'un niveau discret a à un autre niveau discret b, situé plus haut en énergie, à une distance égale à la somme des énergies des photons absorbés. Les processus d'absorption multiphotonique peuvent apparaître sur un grand nombre de systèmes atomiques ou moléculaires dans tous les domaines de fréquence. La figure 55 illustre les processus d'absorption multiphotonique pour un atome à deux niveaux.

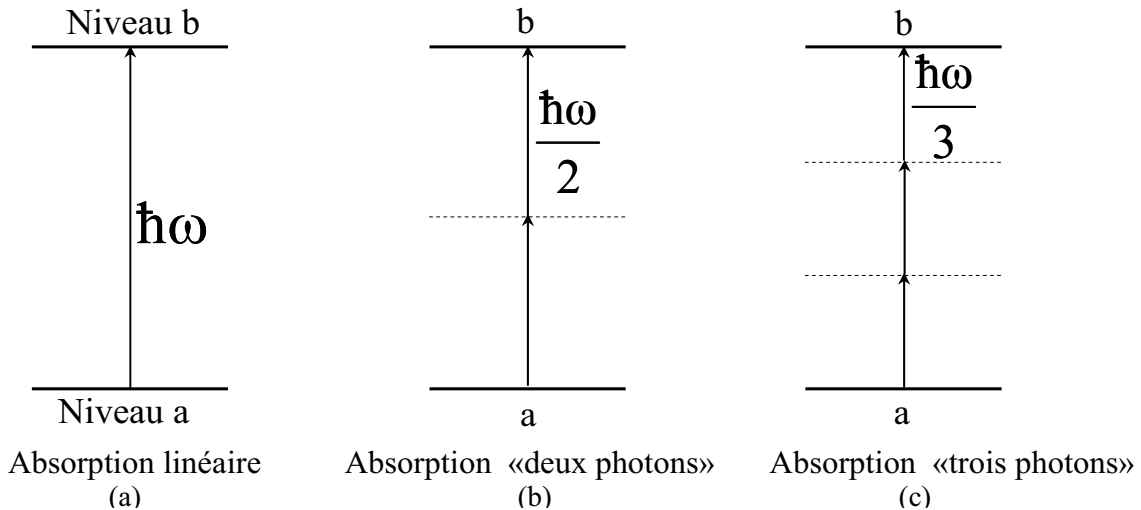


figure 55 : Illustration schématique de l'absorption linéaire et non linéaire pour un atome à deux niveaux a et b.

Dans le cas de l'absorption non linéaire, nous considérons non plus un photon de la longueur d'onde caractéristique d'absorption (figure 55 (a)), par exemple 400nm, mais deux photons de longueur d'onde double soit 800nm (figure 55 (b)). Dans cette situation, compte tenu de la relation de proportionnalité inverse entre l'énergie et la longueur d'onde de la lumière, il est clair que l'énergie totale apportée par ces deux photons à 800nm est équivalente à celle d'un seul photon à 400nm. Cependant, pour que l'absorption des deux photons puisse se produire, il est nécessaire que les deux conditions suivantes soient réalisées. Premièrement, il faut créer une très haute densité spatiale en photons. Cette première condition est facilement réalisable en microscopie puisque la lumière y est focalisée très fortement au sein d'un très petit volume en utilisant un objectif à grande ouverture numérique. Deuxièmement, il faut créer une très haute densité temporelle. Autrement dit, il faut augmenter la probabilité que deux photons viennent exciter la molécule de façon simultanée. Pour l'absorption à trois photons, ces contraintes sont encore plus délicates à satisfaire, puisque c'est la simultanéité de l'absorption de trois photons qui est nécessaire (figure 55 (c)).

III.1.4. Interprétation du signal

Ces rappels théoriques constituent la base de notre interprétation de la décroissance du signal en fonction du temps. En effet, on peut supposer qu'une diminution du signal EFISHG en fonction du

temps est simplement due à une variation du champ électrique dans le composant, le champ électrique variant par l'injection de charges par absorption multiphonique de notre laser [Sch06], [Fom01], [Fom03], [Blo97]. Nous allons, dans cette partie, effectuer l'interprétation de notre signal en fonction du temps en étayant notre raisonnement par des exemples issus de la littérature.

La figure 56 représente un schéma de bande de l'interface Si/SiO₂. Une absorption multiphotonique peut permettre aux porteurs de charges d'acquérir une énergie suffisante pour passer la barrière de potentiel et être piégés dans l'oxyde [Bloc97], [Li99]. Cette barrière de potentiel vaut 4,3eV pour les électrons et 5,7eV pour les trous. Ainsi, si l'on prend pour exemple un laser Titane saphir émettant à une longueur d'onde de 800nm soit une énergie photonique d'environ 1,5eV, l'absorption de trois photons est nécessaire pour injecter un électron dans l'oxyde lorsque quatre sont requis pour des trous.

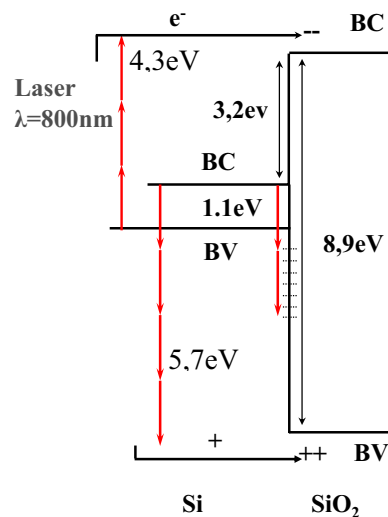


figure 56 : Schéma du diagramme énergétique à l'interface Si/SiO₂ illustrant les possibilités de mécanismes d'absorption multiphotonique. Les pointillés correspondent aux niveaux énergétiques des « pièges de bord ».

Pour l'interprétation de notre signal, nous allons effectuer une analyse des travaux effectués conjointement par l'équipe de Pasternak, spécialisée dans les tests par faisceau laser et de l'absorption multiphotonique, et par l'équipe de Fleetwood, spécialiste des pièges dans l'oxyde [Sch2006]. Cette étude a consisté à analyser l'injection de charges dans l'oxyde en fonction de l'intensité laser utilisée. Le suivi du champ interfacial a été fait par la mesure du signal EFISHG comme dans les études présentées dans le premier chapitre [Past03].

Lorsque les intensités lumineuses sont importantes, ici 8GW/m², une injection d'électrons dans l'oxyde, due à une absorption « trois photons » apparaît, faisant augmenter le champ interfacial et donc le signal EFISHG. La figure 52 (a) représente l'évolution du signal EFISHG provenant d'un wafer de type Si/SiO₂/MgO irradié par un faisceau laser à 800nm. On y constate que le signal EFISHG augmente avec le temps d'irradiation laser.

D'une autre côté, lorsque le l'intensité laser est plus faible, de l'ordre du $3\text{GW}/\text{m}^2$, l'injection d'électrons par absorption « trois photons » se trouve réduite et n'est plus visible par mesure EFISHG. En revanche, ils constatent une diminution du signal EFISHG correspondant à une injection de trous dans les premiers nanomètres de l'oxyde (figure 57 (b)). Ces trous se trouvent ainsi piégés par des « pièges de bord », distribués spatialement dans l'oxyde proche de l'interface et en énergie par des niveaux discrets en dessous de la bande de valence du silicium. Ces pièges sont représentés par les pointillés sur le schéma de bande figure 56. L'énergie qu'il est nécessaire d'insuffler aux trous pour se retrouver piégés dans des « pièges de bord » est moindre et il suffit de l'absorption de un ou deux photons à $1,5\text{eV}$ pour atteindre ces niveaux d'énergie. De plus, dans cette étude, les charges piégées ne relaxent pas dans des temps très courts, confirmant l'hypothèse d'injection de charges dans des « pièges de bord ». Ici, après un temps de relaxation de 100s, aucune récupération du signal n'apparaît.

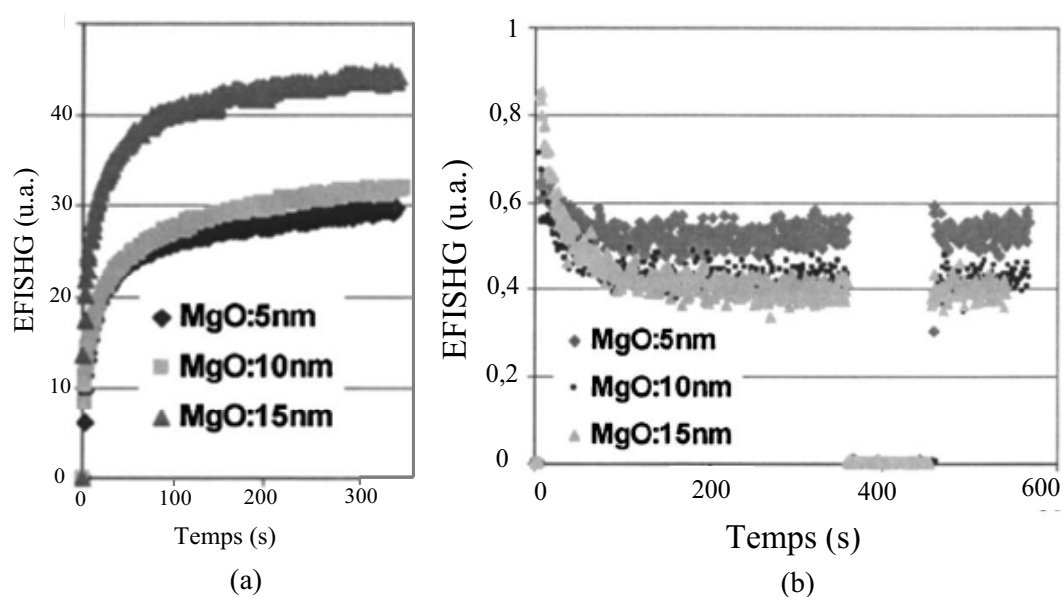
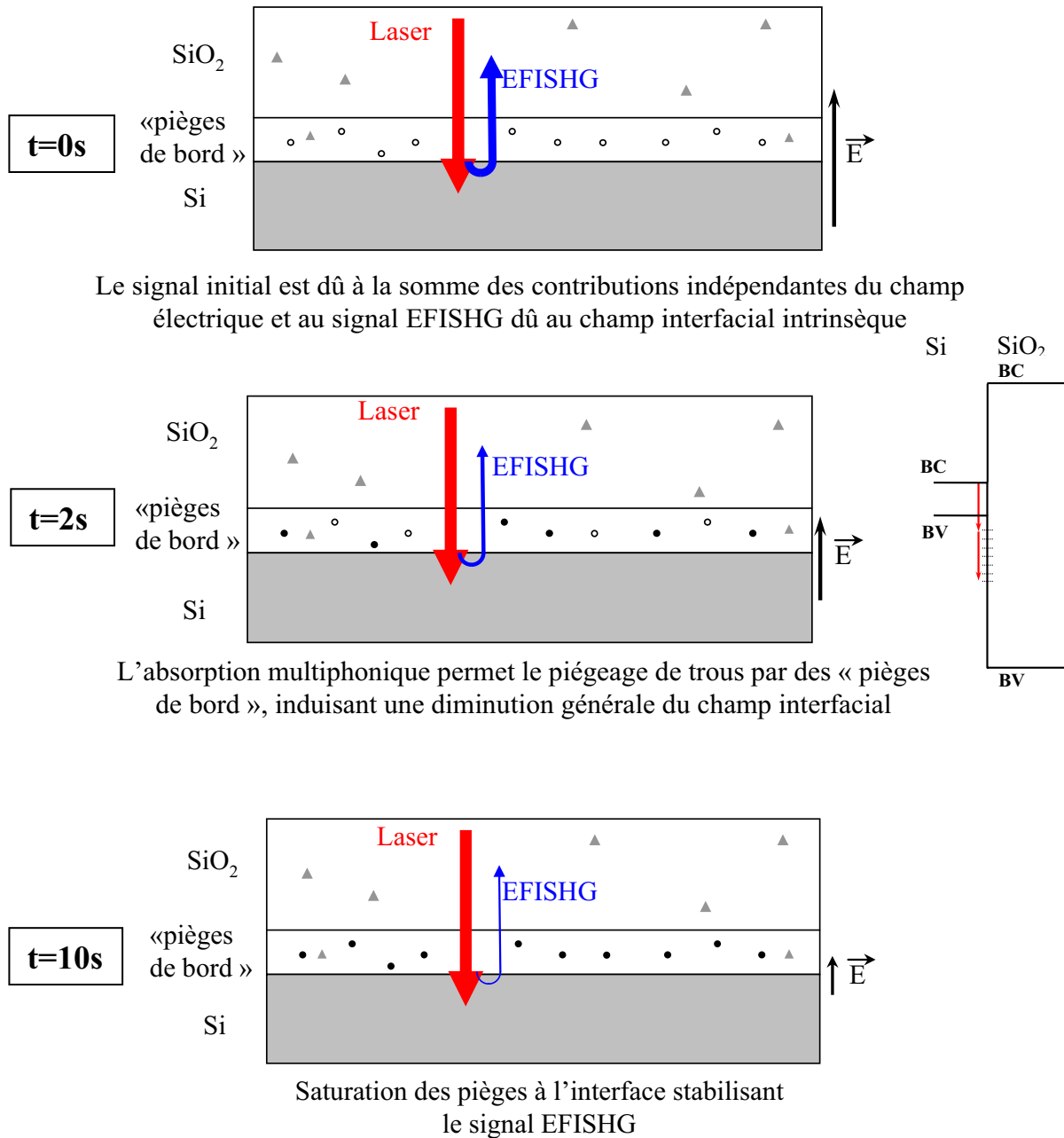


figure 57 : Evolution du signal de seconde harmonique en fonction du temps sur des structures de $\text{Si}/\text{SiO}_2/\text{MgO}$. (a) Pour de fortes intensités laser, des électrons sont injectés dans l'oxyde par absorption « trois photons » et le champ interfacial augmente. (b) Pour des intensités plus faibles, le signal diminue lorsque des trous se retrouvent piégés dans les pièges près de l'interface.

La décroissance que nous avons pu constater en fonction du temps d'exposition laser a été faite avec une puissance lumineuse de l'onde fondamentale de 6mw , focalisé sur un spot de $1\mu\text{m}$, correspondant à une intensité de $2\text{GW}/\text{m}^2$. En se référant à l'étude établie par ces deux équipes, il apparaîtrait que nous sommes dans les ordres de grandeur de l'intensité laser favorisant les processus d'injection de trous dans des « pièges de bord ». C'est à partir de cette hypothèse que nous avons mis en place notre réflexion.

La figure 58 représente schématiquement notre interprétation du processus mis en jeu lors de nos mesures EFISHG en fonction du temps. Ce processus se découpe en trois phases temporelles distinctes.



Légende

- « Pièges de bord » vides
- « Pièges de bord » occupés par un trou
- ▲ Electrons contribuant au champ intrinsèque

figure 58 : Schéma récapitulatif de l'interprétation du signal EFISHG en fonction du temps. Le champ électrique interfaciel dû à des électrons fixes dans l'oxyde permet l'obtention d'un signal EFISHG qui s'additionne aux signaux de SHG indépendants du champ électrique. L'absorption multiphotonique permet un piégeage des trous par les « pièges de bord » de l'oxyde, diminuant le champ interfaciel. Enfin, la saturation des « pièges de bord » entraîne la stabilisation du signal EFISHG.

Dans les premiers temps de l'exposition laser, le signal de SHG mesuré correspond aux composantes de seconde harmonique indépendantes du champ électrique. Ajouté à ces composantes, un signal EFISHG est mesuré, dû au champ interfacial intrinsèque du composant. Ce champ résulte du piégeage de charges négatives de manière fixe dans le volume d'oxyde ou à des niveaux énergétiques profonds à l'interface Si/SiO₂, piégeage apparu lors de la fabrication du composant ou durant l'historique du composant [Sze81], [Dad97]. Le signal initial est donc la somme de ces différentes sources et a donc un niveau relativement élevé.

Dans un second temps, des trous sont injectés et piégés dans les « pièges de bord » par absorption d'un ou deux photons. Le piégeage de trous va agir comme un écrantage du champ électrique intrinsèque du composant et va faire baisser le champ électrique mesuré par la technique EFISHG [Dad97]. Ceci explique la diminution du signal dans les premiers instants.

Dans un dernier temps, les « pièges de bord » vont être saturés par les trous injectés par le laser. Le champ électrique interfacial va donc se stabiliser à sa valeur minimum. Le signal EFISHG va, en conséquence, se stabiliser lui aussi et atteindre sa valeur minimale mesurée pour les temps d'exposition plus longs.

Cette interprétation est en corrélation avec l'étude de Pasternak et de Fleetwood. Une différence apparaît sur le fait que nous avons étudié la relaxation des pièges et constaté une récupération très importante du signal après une période de repos de quelques heures. Cette relaxation n'a rien d'étonnant quand on sait que les charges piégées dans les « pièges de bord » ont tendance naturellement à relaxer. La partie du signal qui n'est pas complètement récupérée pourrait s'expliquer par des charges piégées plus en profondeur dans l'oxyde, qui auraient du mal à se dépiéger. La diversité de la nature des « pièges de bord » est aussi une explication de ce déficit de relaxation. Certains types de pièges, bien que proches de l'oxyde, peuvent avoir des temps de relaxation bien plus longs selon leurs niveaux d'énergie.

III.1.5. Influence de l'injection de porteur de charge sur les caractéristiques d'un PMOS

Afin de vérifier notre théorie sur le piégeage de charges et de vérifier expérimentalement la nature des charges piégées, nous avons testé le comportement d'un transistor PMOS isolé présent sur la puce « Céline » lorsqu'il est irradié par le laser.

Pour cela, le transistor PMOS isolé sur la puce « Céline » a été soumis à un éclairage laser. Les caractéristiques électriques de ce dernier ont été comparées avant et après le test dans le but de voir une variation de la tension de seuil que l'on pourrait attribuer à une injection de charges dans l'oxyde.

Ce test s'est déroulé en trois parties. Dans un premier temps, une caractéristique électrique $I_d(V_g)$ est effectuée à l'aide d'une alimentation programmable et d'un multimètre piloté via le logiciel, la tension de grille variant de 0V à -5V. Le composant est ensuite irradié par le laser à une

puissance de 6mW durant 6s. Le faisceau est focalisé sur un spot de 1µm de diamètre sur la grille du transistor. Enfin, une seconde caractéristique $I_d(V_g)$ a été réalisée par la même méthode. Les deux caractéristiques sont présentées sur la figure 59

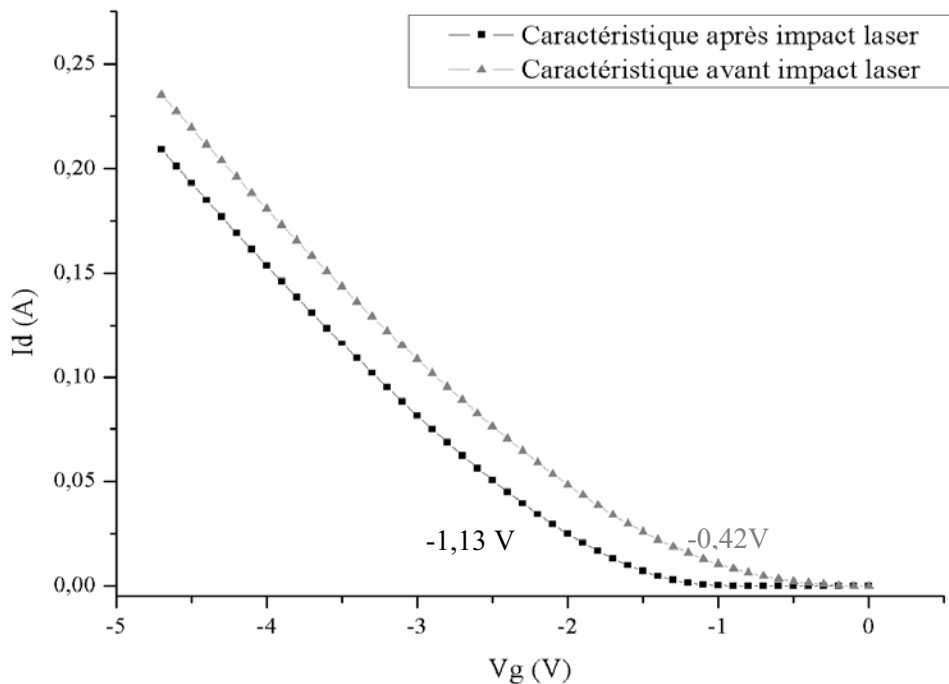


figure 59 : Caractéristiques électriques $I_d(V_g)$ d'un transistor isolé de la puce « Céline » avant et après irradiation laser.

L'observation de ces deux courbes nous permet de conclure à une forte influence de l'irradiation laser sur les caractéristiques électriques du transistor testé. En effet, on constate un décalage important de la caractéristique $I_d(V_g)$ après l'impact laser.

Afin de quantifier cette influence, la tension de seuil a été extraite de ces caractéristiques. Plusieurs méthodes peuvent être utilisées pour l'extraction de la tension de seuil à partir de la courbe $I_d(V_g)$. Nous avons choisi d'ajuster les courbes par l'expression du courant de drain en fonction de la tension de grille en régime de saturation [Vap90] :

$$I_{DSAT} = C(V_g - V_T)^2 \quad (23)$$

Avec C une constante dépendante des caractéristiques technologiques du transistor, et V_T la tension de seuil du transistor.

La valeur de la tension de seuil pour le transistor avant impact laser a été calculée à -0,42V alors qu'elle est calculée à -1,13V après impact. Ce résultat appuie notre théorie concernant l'injection de trous dans l'oxyde. En effet, le transistor testé est un PMOS. Lorsque des trous se retrouvent piégés dans l'oxyde, le champ créé s'oppose à l'ouverture du canal. La valeur absolue de la tension de seuil va, dans ce cas, devoir être plus importante. Ce résultat est une preuve supplémentaire de l'injection de trous dans l'oxyde.

De plus, nous avons pu vérifier la dynamique de piégeage et de dépiégeage en effectuant la mesure de la caractéristique du transistor après une journée de mise au repos du composant. La caractéristique du transistor, après cette période de récupération, retrouve une valeur de tension de seuil proche de sa valeur initiale (figure 60). Un léger décalage reste pour autant visible. Ce décalage pourrait s'expliquer par les charges relaxant très lentement que nous avons pu observer dans la partie précédente. Nos tests, malgré des temps de repos allant jusqu'à plusieurs journées, ne nous ont pas permis de revenir à la caractéristique initiale du transistor.

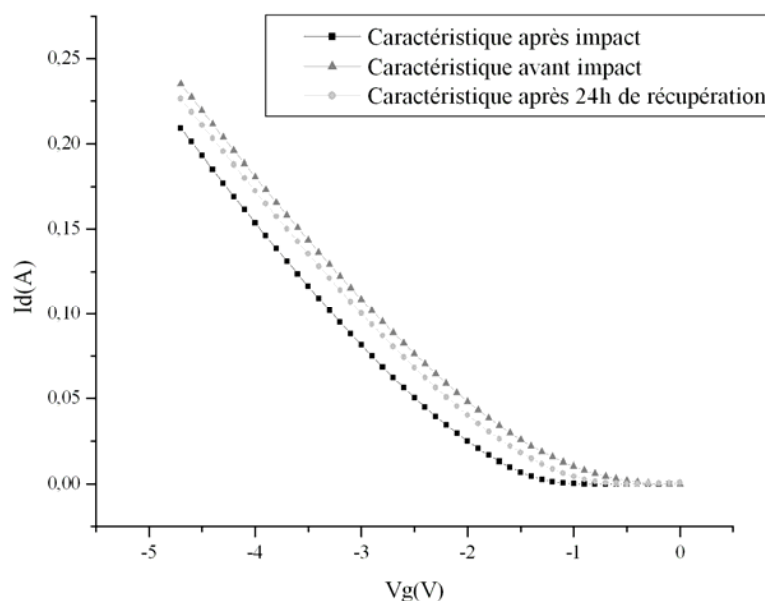


figure 60 : Caractéristiques électriques $I_d(V_g)$ d'un transistor isolé de la puce « Céline » avant et après irradiation laser et après un temps de récupération de deux heures. La tension de seuil retrouve sa valeur après un temps de repos, avec un léger décalage dû a priori à des charges piégées.

Ces résultats sur PMOS isolés sont en adéquation avec notre interprétation de l'injection de charges positives dans les « pièges de bord » de l'oxyde. Elle confirme aussi l'hypothèse d'un dépiégeage partiel de ces charges. Quelques unes mettent un temps beaucoup plus long à relaxer car elles sont piégées plus en profondeur dans l'oxyde. Une façon de s'en affranchir serait peut être d'effectuer des tests pour des puissances laser différentes, dans le but de favoriser un type de piège et d'éviter ceux dont les temps de relaxation sont plus longs.

L'explication de notre diminution de signal étant maintenant résolue, il s'agit pour nous de nous concentrer sur l'objectif de cette thèse qui est la mesure du champ électrique dans les circuits électroniques en fonctionnement. Nous avons pour cela bâti des tests en prenant en compte le phénomène de piégeage, notamment en nous plaçant dans le régime de saturation des pièges afin d'éliminer les variations du signal en fonction du temps. Nous allons présenter ces tests et leurs résultats dans la prochaine partie.

III.2. Influence de la tension sur le signal

Une fois la vérification de l'existence d'un signal de seconde harmonique faite, l'objectif était de sonder des variations de champs électriques. Pour cela des tests ont été effectués sur différents composants en faisant varier les tensions appliquées, jouant ainsi sur les champs électriques internes. Cette partie sera consacrée à ces tests et à leurs interprétations.

III.2.1. Configuration du test et résultats obtenus

Deux échantillons ont été utilisés pour les mesures en fonction de la tension, la puce « Céline » ainsi que le LM6181. Pour la puce « Céline » c'est la jonction en profondeur du puits de la diode intégrée qui sera l'objet du test alors que le transistor relié à la tension d'entrée du LM6181 sera testé. Les conditions de test sont les mêmes pour les deux puces, à savoir :

- le mode de mesure utilisé est le mode en fonction de la tension,
- la tension appliquée variait entre 0 et 5V par pas de 0,25V et 0,2V, pour le LM6181 et la puce « Céline » respectivement,
- la puissance laser est de 8mW focalisé sur un spot de 1 μ m de diamètre par l'objectif 100X,
- le temps d'intégration est de 500ms par point.

Les mesures ont été effectuées après un temps d'irradiation afin de saturer les pièges de l'oxyde. Ainsi, on évite une contribution temporelle qui complexifierait les interprétations des résultats. Nous considérons donc que la tension n'a pas d'impact, dans les ordres de grandeur des temps de mesure, pour modifier le peuplement des « pièges de bord ».

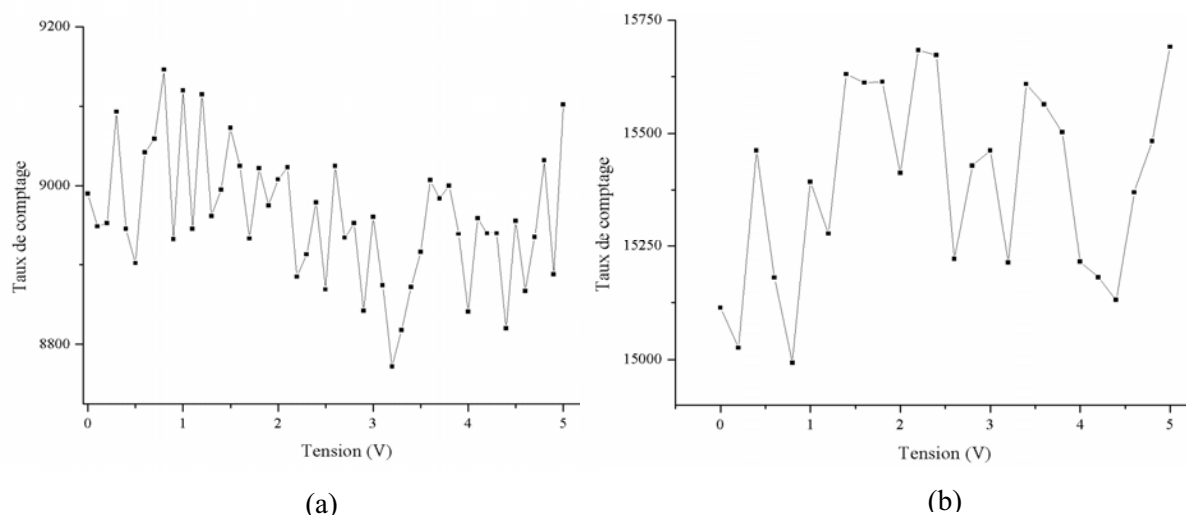


figure 61 : Evolution du signal en fonction de la tension appliquée à (a) la diode intégrée sur la puce « Céline », (b) un transistor du LM6181.

La figure 61 représente les mesures effectuées sur ces échantillons. Un signal valide a été recueilli pour tous les points de contrôle mis en place, validant qu'aucun paramètre de test n'ait été modifié durant la mesure.

Le niveau moyen du signal que l'on observe est différent selon la puce testée, alors que les conditions de test sont exactement les mêmes. Ceci peut s'expliquer par l'effet Fabry Perot détaillé dans la première partie de ce chapitre, mais aussi par des différences de qualité de surface et plus globalement par des différences technologiques entre les deux composants.

Deuxièmement, les deux composants ne présentent aucune variation de signal en fonction de la tension appliquée. Nos mesures paraissent donc insensibles aux variations de champ électrique.

III.2.2. *Interprétation du signal*

L'absence de signal en fonction de la tension peut s'expliquer par plusieurs hypothèses qui doivent être liées.

En premier lieu, on peut supposer que les champs électriques internes ne sont pas assez importants pour générer un signal détectable. En effet, rappelons que dans la majeure partie des études décrites lors de l'étude bibliographique, les échantillons testés ont été fabriqués pour l'étude du phénomène. Ils sont donc adaptés pour obtenir de très forts champs électriques de l'ordre de plusieurs dizaines de kV/cm [Dad99-1]. Cette hypothèse paraît peu réaliste car les nouveaux circuits présentent des champs électriques toujours plus forts, ayant des ordres de grandeurs équivalents à ceux présents dans ces études. C'est ainsi le cas pour un composant tel que le LM6181. Par contre, les extensions spatiales des champs électriques sont bien plus faibles sur nos composants, rendant la mesure plus délicate.

En second lieu, nous avons constaté lors de l'étude théorique de la génération de seconde harmonique induite par laser que l'intensité du signal était dépendante de l'angle entre la polarisation du laser et le vecteur champ électrique. Or la polarisation de notre laser est ici parallèle à la surface de notre composant, alors que le champ électrique dans les jonctions en profondeur aura tendance à être perpendiculaire à la surface. Evidemment, le laser ayant un certain angle d'attaque et les jonctions n'étant pas parfaitement perpendiculaires, les deux vecteurs ne sont pas perpendiculaires, mais cette configuration de test n'est pas optimale pour cette étude de faisabilité.

Enfin, l'absorption de l'onde à 400nm peut être une explication réaliste à l'absence de signal. En effet, nous pouvons rappeler que le mode expérimental d'attaque du composant par la face avant sélectionné offrait plusieurs avantages qui nous avait conduit à choisir ce dispositif de mesure. Cependant, la forte absorption de l'onde à 400nm dans le silicium, associée à un signal inférieur aux attentes, pourrait être un facteur clé expliquant l'indépendance en tension. L'absorption d'une onde est gouvernée par la loi empirique de Beer-Lambert définie telle que :

$$I(z) = I_0(z) * \exp(-\alpha z) \quad (24)$$

Avec I_0 l'intensité de la lumière incidente, z la profondeur de pénétration et α le coefficient d'absorption en m^{-1} .

L'absorption du signal EFISHG peut donc être évaluée en fonction de la distance que celui-ci doit parcourir dans le silicium. En prenant comme valeur d'absorption d'une onde à 400nm dans le

silicium égale à $8,98 \cdot 10^6 \text{ m}^{-1}$ [Iof], on peut tracer l'absorption en fonction de la distance parcourue (figure 62).

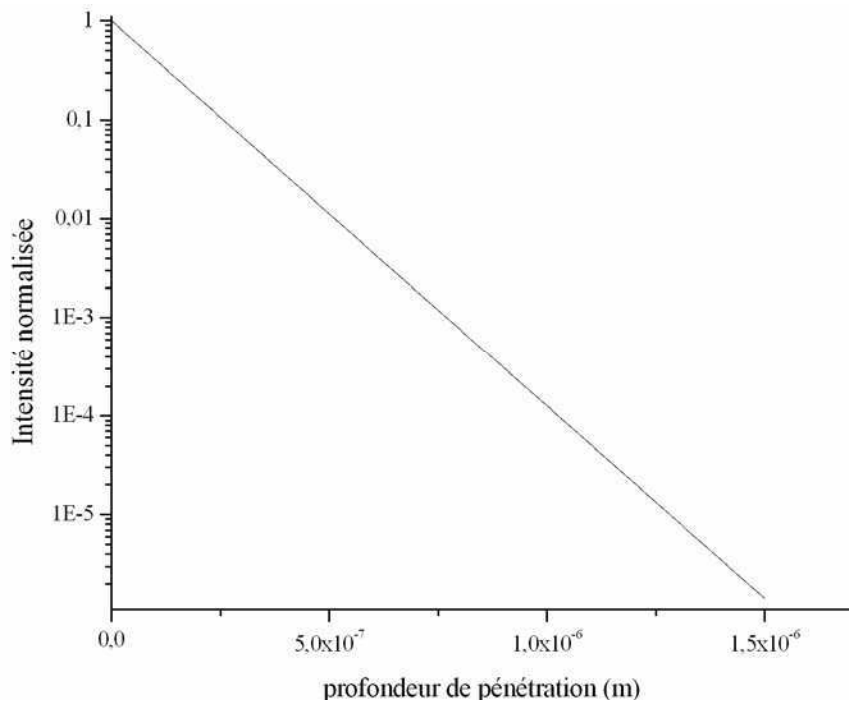


figure 62 : Absorption du signal à 400 nm en fonction de sa distance parcourue dans le silicium.

L'analyse de la figure 62 nous permet d'estimer la perte occasionnée dans le silicium. Cependant, l'efficacité de la rétrodiffusion est une inconnue de notre dispositif expérimental, ne nous permettant pas de connaître rigoureusement la distance parcourue par le signal de seconde harmonique. Une estimation réaliste est par contre tout à fait réalisable. En effet, en considérant que le nombre de photons par seconde est compris entre 10^5 et 10^7 photons par seconde [Ram06], [Dad99-01], un parcours de $1 \mu\text{m}$ dans le silicium réduirait le nombre de photons détectables par le photomultiplicateur entre une dizaine de photons jusqu'à un millier. Cette valeur reste, dans le cas très favorable, au dessus du bruit noir de notre détecteur. Cependant, associée aux autres difficultés de mesure précédemment citées, l'absorption peut expliquer l'absence du signal. Si la rétrodiffusion n'est pas assez efficace, c'est la disparition totale du signal qui en découlera. Hélas, il n'y a pas d'études dans la littérature nous permettant de l'estimer.

Nous avons effectué de nouvelles mesures afin d'optimiser certaines des conditions de tests du signal en fonction de la tension. Pour cela, les mesures ont été réalisées sur le bord du puits de la diode intégrée sur la puce « Céline ». En effet, dans cette configuration, nous obtenons deux améliorations :

- la jonction à cet endroit remonte jusqu'à l'interface Si/SiO₂, minimisant la distance à parcourir pour l'onde de seconde harmonique,
- le champ électrique est parallèle à la surface du composant, améliorant la colinéarité entre la polarisation du laser et le vecteur champ électrique.

La deuxième amélioration n'est pas toujours valable. En effet, les polarisations peuvent malgré tout être perpendiculaires dans le plan. C'est pourquoi plusieurs polarisations du laser ont été utilisées afin de s'assurer de l'affranchissement de ce problème. Tous les autres paramètres de mesure sont bien sûr restés les mêmes. La figure 63 est représentative de ces nouvelles mesures.

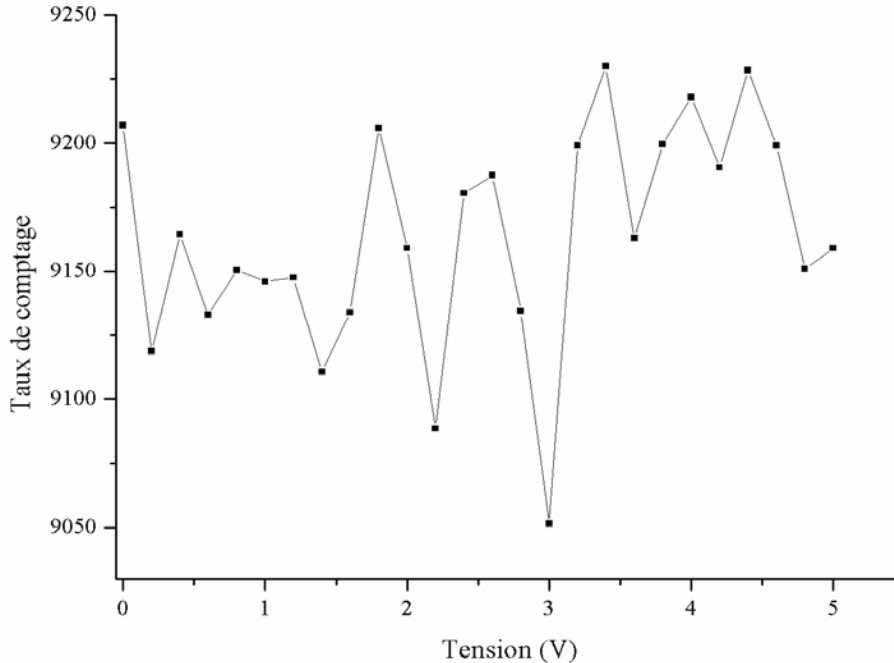


figure 63 : Evolution du signal en fonction de la tension appliquée à la diode intégrée sur la puce « Céline ». La mesure est effectuée sur le bord du puits afin de favoriser la génération de seconde harmonique induite par un champ électrique.

Hélas, aucune amélioration visible n'apparaît sur ces courbes. Ce constat s'expliquerait par la forte absorption dans le silicium du signal de seconde harmonique, absorption suffisante pour empêcher sa détection. Pourtant, la revue de littérature effectuée dans le premier chapitre montrait que certaines études de la technique EFISHG sur des wafers de silicium étaient basées sur l'utilisation de laser émettant dans le visible et plus particulièrement dans le rouge [Dad99-1]. La différence se situe notamment sur les composants utilisés qui sont fabriqués et dédiés à l'étude de cette technique dans le cas de ces études, et des composants plus intégrés dans notre cas. Les couches de passivation et, dans certains cas, de métallisations ont aussi pu jouer un rôle dans l'absence de signal interprétable.

Les mesures effectuées en fonction de la tension n'ont pas permis de valider l'application de la technique EFISHG au contrôle des champs électriques internes des composants intégrés. Un axe de recherche pour améliorer la sensibilité de la technique et parvenir à l'appliquer dans ce domaine est un changement de longueur d'onde de travail. En effet, il semble que la limitation majeure de notre banc de test soit l'absorption du signal doublé, malgré le faible parcours que celui-ci doit parcourir dans le silicium. Une longueur d'onde fondamentale de $2,2\mu\text{m}$, correspondant à un signal de seconde harmonique de $1,1\mu\text{m}$ situé au minimum d'absorption du silicium, pourrait s'avérer plus adéquat à ce genre d'étude et permettrait par ailleurs une approche par la face arrière. D'autres axes restent à

explorer. On peut par exemple citer l'utilisation de la détection homodyne qui améliore la sensibilité de la technique [Dad99-2].

Pour autant, les résultats obtenus ne sont pas dénués d'espoir pour des applications en microélectronique. Nous avons notamment constaté que l'injection de charges dans l'oxyde pouvait être effectuée par le laser et notre banc de test peut être employé comme technique de contrôle de cette injection. Cette aptitude de notre dispositif peut être appliquée à une problématique extrêmement étudiée en ce moment dans la communauté à savoir la dégradation dite de « Negative Bias Temperature Instability ». Dans la partie suivante, nous allons effectuer un état des lieux des connaissances de la communauté sur ce sujet, et nous allons démontrer la capacité de ce banc à l'étude de ce phénomène.

IV. APPLICATION A L'ETUDE DU MECANISME DE « NEGATIVE BIAS TEMPERATURE INSTABILITY (NBTI) »

IV.1. Définition d'une contrainte NBTI

Il est accepté que le NBTI se définit par « toute dérive des paramètres électriques du transistor sous une tension négative sur la grille (à bas champ électrique) et à hautes températures » [Den04]. À l'origine du terme, les instabilités des paramètres électriques étaient provoquées par la migration des ions Na⁺ dans des oxydes relativement épais, et révélées par une contrainte sous tension négative et à hautes températures ou contrainte NBT. Puis, par la suite, la configuration de la contrainte et les symptômes étant très proches, le terme NBTI a été conservé pour les phénomènes de dégradations. Aujourd'hui le NBTI est une instabilité liée uniquement aux phénomènes de dégradation et les contaminations ioniques ne sont plus répertoriées comme NBTI. Le NBTI est étudié le plus souvent sur le PMOS car la dégradation y est beaucoup plus importante que sur le NMOS [Aba93]. De plus, une configuration NBT sur le NMOS est rare dans la vie du dispositif dans un circuit, et le risque de sa défaillance est négligeable. Des études sur les NMOS existent et concerne le pendant des NBTI, à savoir le « Positive Bias Temperature Instability » ou PBTI.

IV.2. Description du phénomène

Les NBTI sont donc des phénomènes de dégradation apparaissant communément dans les transistors MOS à effet de champ (MOSFET) qui sont connus depuis les années 1960 [Dea67]. Bien que la cause exacte de ces dégradations ne soit pas aujourd'hui parfaitement connue, il est généralement admis que l'application d'une tension de grille constante, conjuguée à une élévation de la température, provoque un piégeage de charges positives, aussi bien à l'interface Si/SiO₂ que dans l'oxyde, entraînant une réduction des performances des MOSFET. Cependant, cette dégradation est restée marginale durant de longues années, notamment en comparaison de l'injection de porteurs chauds.

Mais avec l'intégration de plus en plus importante des circuits, cette dégradation prend de plus en plus d'ampleur. Cette dégradation est illustrée par plusieurs caractéristiques.

- 1- Un piégeage de charges positives a lieu lorsqu'un champ électrique important apparaît au niveau de l'interface substrat/oxyde de grille.
- 2- Cette dégradation est activée par la température.
- 3- La nature des pièges n'est pas encore totalement identifiée, mais l'hypothèse d'une contribution des pièges à l'interface ainsi que des pièges dans l'oxyde proche est maintenant adoptée. L'influence de ces différentes contributions n'est pas aujourd'hui quantifiée, rendant la modélisation du phénomène complexe. Néanmoins, il existe certains modèles qui sont satisfaisants pour des technologies données.
- 4- Les NBTI entraînent une variation de la tension de seuil des transistors.
- 5- Après l'arrêt du stress NBT, les transistors subissent une récupération de la dégradation.

Le NBTI s'impose comme l'une des causes de défaillance les plus préoccupantes pour les circuits très fortement intégrés car leurs performances reposent sur un potentiel d'alimentation toujours plus faible corrélé à une demande de courant de fonctionnement élevée. Les principaux effets induits par le NBTI sont une variation du seuil de fonctionnement des PMOSFET et une dégradation de leur courant de drain. Ces dégradations pouvaient paraître négligeables pour des composants moins intégrés du fait notamment des plus fortes valeurs de seuil. Elles sont désormais fortement préjudiciables. D'autre part, les composants CMOS fortement intégrés ont tendance à produire toujours plus de chaleur en cours de fonctionnement dynamique, ce qui favorise le NBTI.

L'étude de ces dégradations est un problème majeur de la microélectronique. Nous allons voir que cette étude est aujourd'hui limitée par certaines difficultés que nous allons nous efforcer de décrire dans cette partie. L'identification de ces limitations nous permettra d'élaborer des solutions se reposant sur les résultats obtenus lors de nos mesures de seconde harmonique afin d'établir un protocole de test par faisceau laser adapté à cette problématique.

IV.3. Problématique du temps de caractérisation

IV.3.1. Accélération de la dégradation NBTI afin d'extrapoler une durée de vie

Durant la vie normale du composant, les effets du NBTI peuvent n'apparaître de façon notable qu'après plusieurs mois ou années. Cela dépend fortement du profil de mission et du composant lui-même. Or, il serait économiquement illusoire de laisser un dispositif « vieillir » pendant cette période dans des conditions d'utilisation standard et vérifier ensuite si les critères de défaillance sont atteints pour mettre en évidence un problème de fiabilité. Il est nécessaire d'accélérer les effets d'une

contrainte et d'extrapoler la durée de vie pour les conditions dites normales d'utilisation. Les accélérations de contraintes sont dépendantes du mécanisme physique de dégradation. Hélas, pour le cas des NBTI, les mécanismes sous jacents ne sont, pour l'instant, pas réellement connus. Dans ce cas, les accélérations se font empiriquement en augmentant les paramètres environnementaux contrôlables. Les paramètres environnementaux identifiés pour les NBTI sont le potentiel de grille V_g et la température.

IV.3.2. Effet de la tension de grille

L'amplitude appliquée sur la grille permet naturellement de jouer sur le champ électrique présent dans l'oxyde.

Une étude présentée dans [Aon04], effectuée sur des PMOSFET à double grille, avec une épaisseur d'oxyde de 6,7nm et une longueur de canal de 0,4 μ m, met en évidence la dépendance en champ électrique de la durée de vie NBTI. La figure 64 montre que la variation de la tension de seuil est croissante avec la valeur absolue de la tension de grille ainsi qu'avec le temps de stress. En jouant sur l'amplitude du stress électrique, on peut donc considérablement écourter les temps de mesure afin d'évaluer une durée de vie du composant.

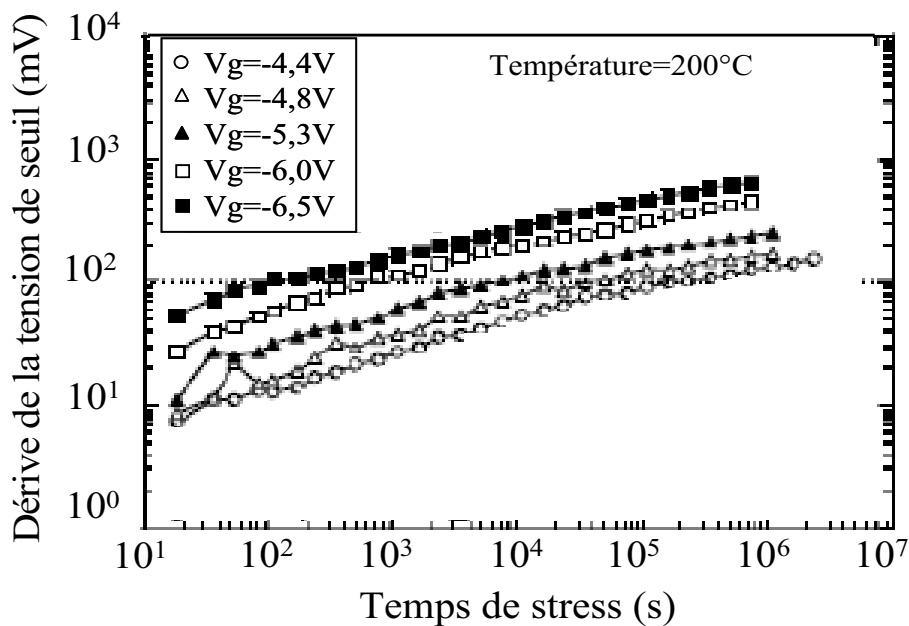


figure 64 : Variation de la tension de seuil en fonction du temps de stress pour différentes valeurs de V_g , à 200°C [Aon04].

IV.3.3. Effet de la température

Comme son nom l'indique, le NBTI est un processus de défaillance intrinsèquement lié à la température. Un processeur qui dissipe une centaine de degrés en fonctionnement est son propre accélérateur de NBTI, d'un point de vue purement thermique. Les températures utilisées lors des différents tests publiés vont de 25°C à 200°C.

La figure 65 illustre l'effet de la température dans l'évaluation de la variation du seuil d'un transistor PMOS due au NBTI [Rei07]. Les composants étudiés sont des PMOSFET réalisés en technologie 90nm, avec une épaisseur d'oxyde de grille de l'ordre de 2nm, et une grille en Polysilicium dopée P épaisse de 150nm.

Cette figure présente les variations de tension de seuil V_T en fonction de la durée du stress électrique pour deux températures (25°C et 125°C). Chacune de ces deux courbes présente un comportement commun pour les durées de stress faibles (jusqu'aux environs d'1s). Pour des durées de stress plus élevées, leur comportement est différent, confirmant une activation par la température. Il est donc indispensable de maintenir le composant dans un environnement où la température est suffisamment élevée pour accélérer la dégradation. Il est communément utilisé des températures entre 100°C et 200°C.

Les mesures expérimentales ont permis aux auteurs d'effectuer une modélisation en loi logarithmique pour les premiers instants, puis en loi puissance pour les temps plus longs. Cette modélisation sort de notre travail de revue de littérature sur le contexte expérimental des NBTI. Nous ne nous étendrons donc pas sur le sujet.

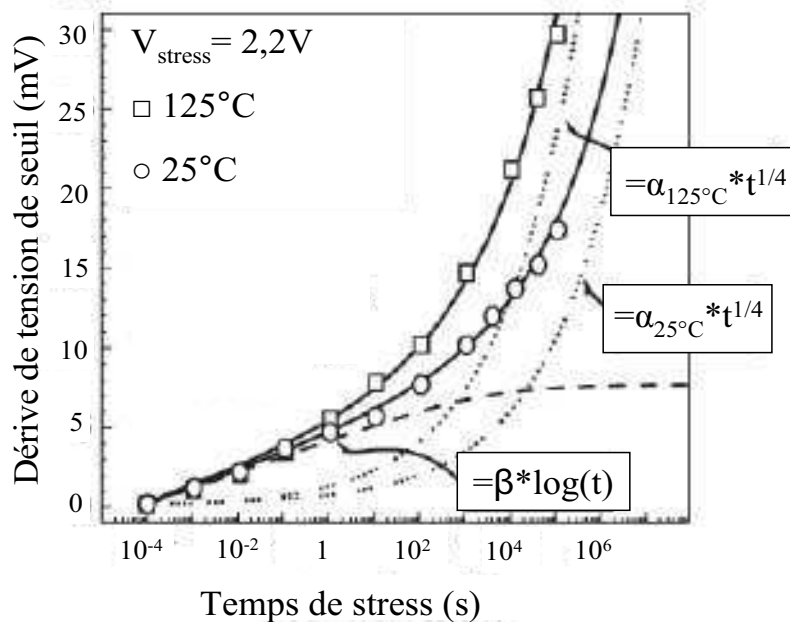


figure 65 : Variation de la tension de seuil en fonction du temps de stress pour différentes températures [Rei07].

Cette étude bibliographique nous a permis de constater la nécessité de mettre au point des tests dans le but d'accélérer la dégradation NBTI afin d'extrapoler la durée de vie des composants. Dans ce cadre, différents paramètres ont été identifiés, comme la température ou la tension de grille, qui permettent d'améliorer les temps de vieillissement. Cependant, on constate que la problématique d'accélération du vieillissement reste d'actualité. En effet, les temps d'expérimentation, illustrés par les différentes études présentées, restent de l'ordre de la dizaine d'heures, voir beaucoup plus. Il serait

donc intéressant d'établir de nouveaux protocoles de test en vue d'une diminution significative des temps de stress.

IV.4. Problématique de la technique de caractérisation

Le NBTI correspond donc à un piégeage de charges dans l'oxyde de grille lorsque la grille du composant est soumise à un stress de longue durée. Les dégradations causées par les processus de NBTI touchent donc, en premier lieu, la grille des transistors MOS. C'est pourquoi, dans la plupart des publications faisant état de tests de caractérisation de ce phénomène, les deux grandeurs électriques mesurées sont la tension seuil de fonctionnement et le courant de drain. Le critère de défaillance est donc défini à partir de l'une de ces deux grandeurs. En général, il est défini par un certain écart entre la tension de seuil nominale et la tension de seuil mesurée après stress.

Cependant, il est impossible de mesurer la tension de seuil après le stress par des techniques classiques de caractérisation électrique comme la mesure d'un $I_d(V_g)$. En effet, la mise en évidence des processus de guérison établis dans la plupart des publications se produisant sitôt après l'arrêt du stress, pose le problème du temps de latence entre cet arrêt et le début de la caractérisation électrique du composant et de la durée de caractérisation elle-même.

Les travaux effectués par Heinrigs et al. [Hei07] proposent une estimation de l'importance du délai entre l'arrêt du stress et la mesure électrique. Les échantillons qu'ils ont utilisés sont des PMOSFET réalisés en technologie 65nm et possédant une épaisseur de grille de 1,8nm, ainsi que des PMOSFET réalisés en technologie 90nm et possédant une épaisseur de grille de 2,2nm. Les mesures ont été faites à 125°C.

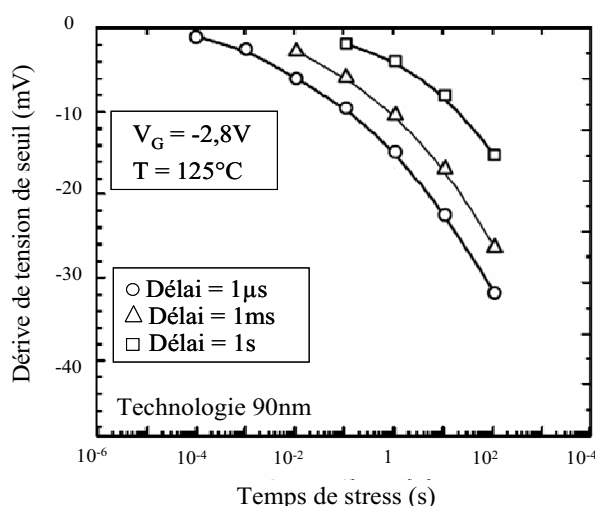


figure 66 : Variation de seuil observée en fonction de la durée du stress pour trois délais entre l'arrêt du stress et la mesure [Hei07].

La figure 66 présente la variation de seuil observée en fonction de la durée du stress pour trois délais entre l'arrêt du stress et la mesure (1 μs , 1 ms et 1 s, symboles blancs). On retrouve l'idée que plus le délai est long et moins grande est la dégradation observée du fait des guérisons.

Différentes techniques ont été mises au point pour prendre en compte cette difficulté de mesure. La technique dite « On the fly » semble être la plus fiable aujourd'hui.

Cette technique a été mise au point par Denais et al [Den04]. Afin d'éviter toute guérison du signal avant et durant les phases de caractérisation, la technique « On the fly » est basée sur le maintien de la tension de stress $V_g = V_{g_{stress}}$, à la fois durant le stress mais aussi durant la mesure de la tension de seuil. Pour ce faire, la variation de seuil n'est pas mesurée directement, mais c'est le courant de drain I_d qui est mesuré pour deux tensions de grille proches de la valeur de stress. Ainsi lors des mesures de caractérisation échelonnées durant la phase de stress, la tension varie légèrement autour de sa valeur de stress (figure 67). Simultanément, une tension de drain non nulle est appliquée pour permettre la mesure du courant de drain, pour les différentes valeurs de tension de grille.

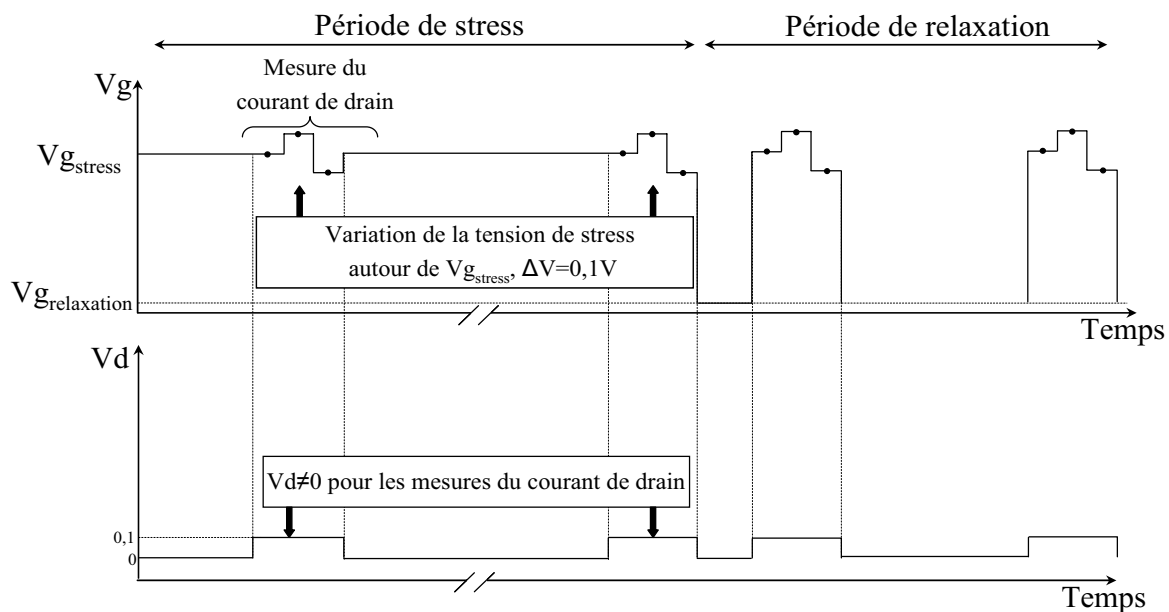


figure 67 : Chronogramme des tensions appliquées à un PMOS sous test de vieillissement NBTI par la technique « On the fly » [Den04].

L'équation (25) nous permet de calculer la transconductance.

$$g(V_g, t) = \left. \frac{\partial I_d}{\partial V_g} \right|_{t, V_T} \quad (25)$$

On peut ensuite remonter à la variation de la tension de seuil par une intégration pas à pas.

$$\Delta V_T(t) = \int_{I_D(0)}^{I_D(t)} \frac{\partial I_D}{g_m(t)} \approx - \sum_{n=1}^m \frac{I_d(n) - I_d(n-1)}{g_m(n)} \quad (26)$$

Avec $m+1$ le nombre de mesure de I_d et $g_m(n)$ la valeur de la transconductance calculée avec la n ème mesure de I_d et la $n-1$ ème.

On peut ensuite faire des mesures de ΔV_T au cours du stress pour suivre l'évolution de la dégradation subie par le composant. Pour la mesure de la récupération, le composant est laissé au repos et ponctuellement, une tension de grille est appliquée pour permettre le calcul de la tension de

seuil. La figure 68 représente un exemple de test « On the fly » effectué par l'équipe de Denais [Den04]. On notera sur l'exemple que la guérison n'est pas totale en fin de mesure, ce qui n'est pas sans rappeler nos résultats lors de nos tests laser.

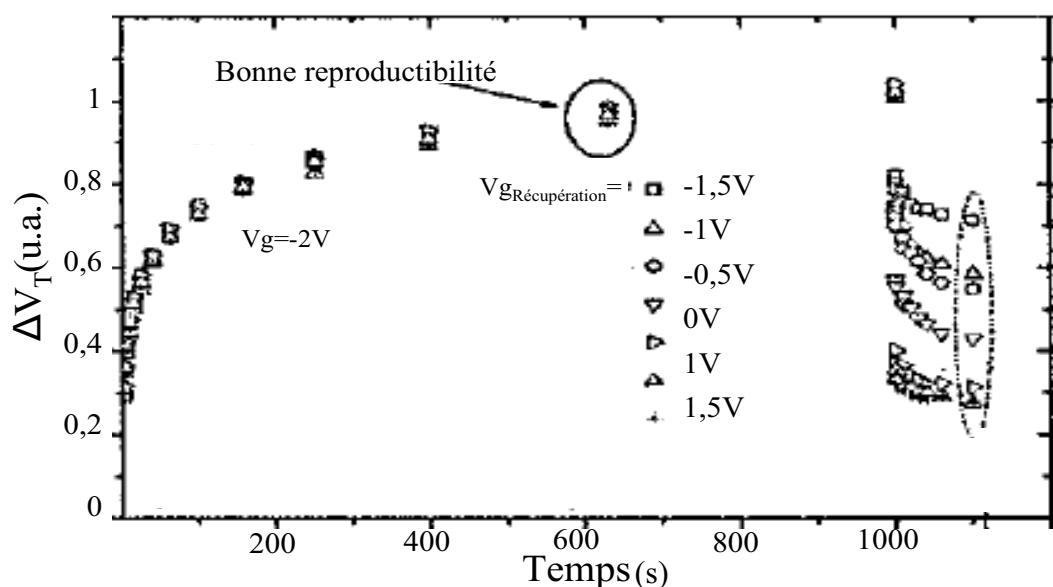


figure 68 : Evolution de la variation de la tension de seuil lors d'un test de vieillissement NBTI par la technique « On the fly ». Le test est constitué de deux phases, une phase de stress où la dégradation augmente, suivie d'une phase de récupération durant laquelle les charges se dépiègent [Den04].

La technique « On the fly » est la plus utilisée des techniques de caractérisation du vieillissement NBTI. Elle a l'avantage d'être facile à mettre en œuvre à l'aide d'équipements standards. De plus, elle prend en compte la capacité de récupération des composants en maintenant constamment une tension de stress sur la grille.

Pour autant, cette technique n'est pas sans défaut. L'un des problèmes de la technique « On the fly » réside dans le fait qu'une variation notable de V_g n'induit qu'une faible variation de la transconductance. Typiquement une variation d'1 mV se traduit par une variation relative de 10^{-4} sur I_d . De plus, la technique « On the fly » nécessite la mesure initiale de la tension de seuil dans les mêmes conditions que celles de la mesure en cours de stress, donc pour deux tensions de grille proches de la valeur du stress. Durant cette mesure, certes de durée courte, le composant reçoit un stress difficile à estimer avant le premier véritable stress (beaucoup plus long). Il en découle une forte incertitude sur la valeur initiale du seuil tel qu'il est extrait par cette méthode.

C'est pourquoi la communauté travaille pour l'amélioration des techniques de caractérisation du vieillissement NBTI.

IV.5. Protocole de test accéléré du phénomène NBTI

Dans le cadre de l'accélération des tests de vieillissement NBTI, l'injection de charges par absorption laser pourrait être un concept innovant et profitable. Dans cette partie, nous allons discuter

de la possibilité d'application laser dans ce domaine. A partir des résultats obtenus précédemment, un protocole a été établi pour éprouver la capacité du banc de test à s'adapter à cette problématique.

IV.5.1. Protocole

Comme nous l'avons constaté dans la partie sur l'évolution temporelle du signal EFISHG, il est possible d'injecter des charges du substrat, et notamment des trous, dans l'oxyde proche de l'interface. A ce titre, il existe des similarités entre l'injection de charges par un laser et la problématique des NBTI, puisque les charges mises en jeu ainsi que la localisation des pièges dans l'oxyde sont les mêmes. Basé sur ce constat, nous avons mis au point un protocole de test permettant de comparer l'influence d'un stress électrique et l'influence d'un stress optique sur la dégradation NBTI. Les figures 69 et 70 représentent un diagramme schématique de ce protocole.

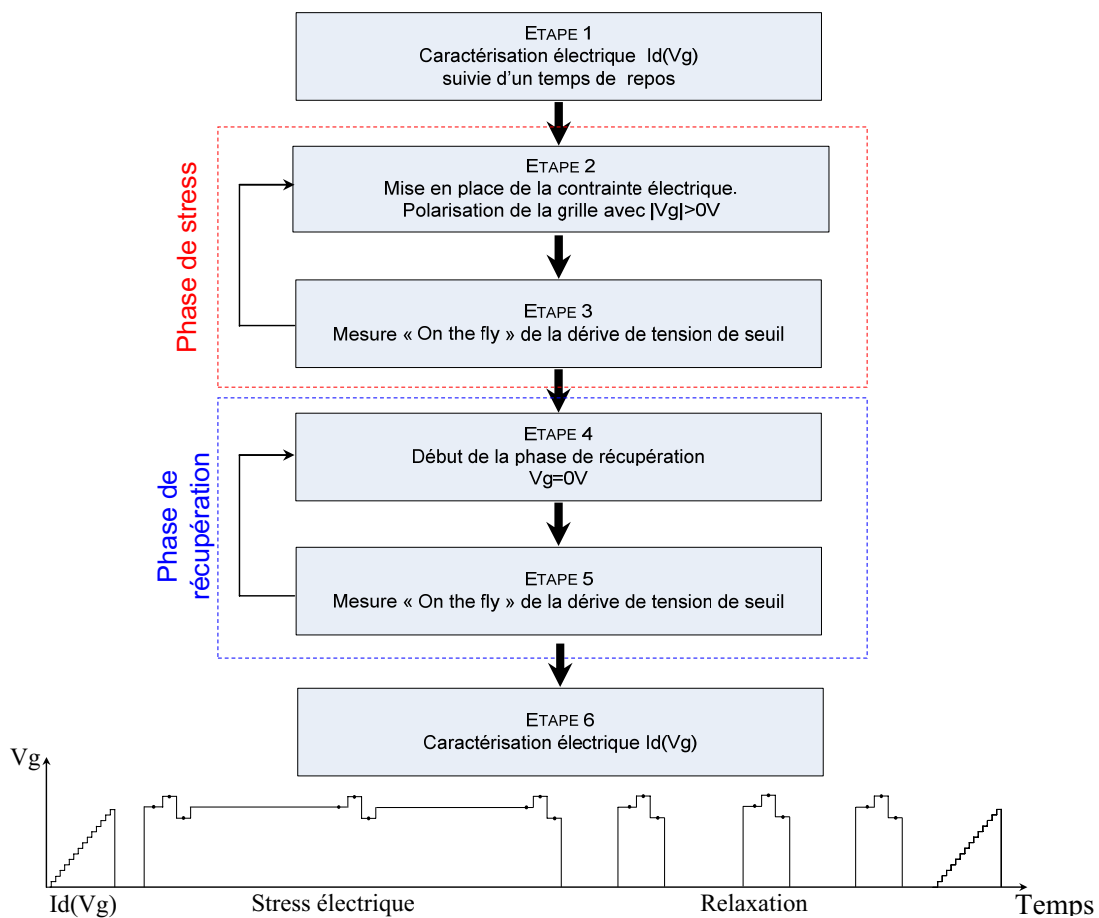


figure 69 : Diagramme schématique de la première phase du protocole destiné à l'accélération des NBTI par irradiation laser. Cette première phase correspond à un test référence purement électrique.

La première phase, figure 69, consiste en un test NBTI classique avec une mesure de l'évolution de la tension de seuil en fonction du temps effectuée à l'aide de la technique « On the fly ». Après avoir effectué une caractérisation électrique du transistor étudié, un stress électrique lui est appliqué et un suivi de la tension de seuil est fait. Une période de récupération permet de mesurer la guérison de la dégradation. Cette première phase est entièrement inspirée par les tests de

caractérisation mis au point par Denais [Den04] et largement utilisés dans la communauté. Afin d'être au plus proche de ce qui est communément effectué, tout le protocole se fait à la température de 100°C, la puce étant chauffée à l'aide d'une résistance chauffante. Cette phase consiste donc à établir une référence de la dégradation NBTI et de sa guérison.

La seconde phase de l'organigramme de recherche, figure 70, consiste à ajouter au stress électrique, un stress d'origine optique. Ainsi les charges injectées par le laser peuvent s'ajouter au piégeage de charges induit par l'application de la tension de grille et accélérer la dégradation NBTI. De plus, le laser agit ici comme outil de caractérisation, puisqu'en récoltant le signal de seconde harmonique, on peut visualiser en temps réel l'évolution du champ interfacial.

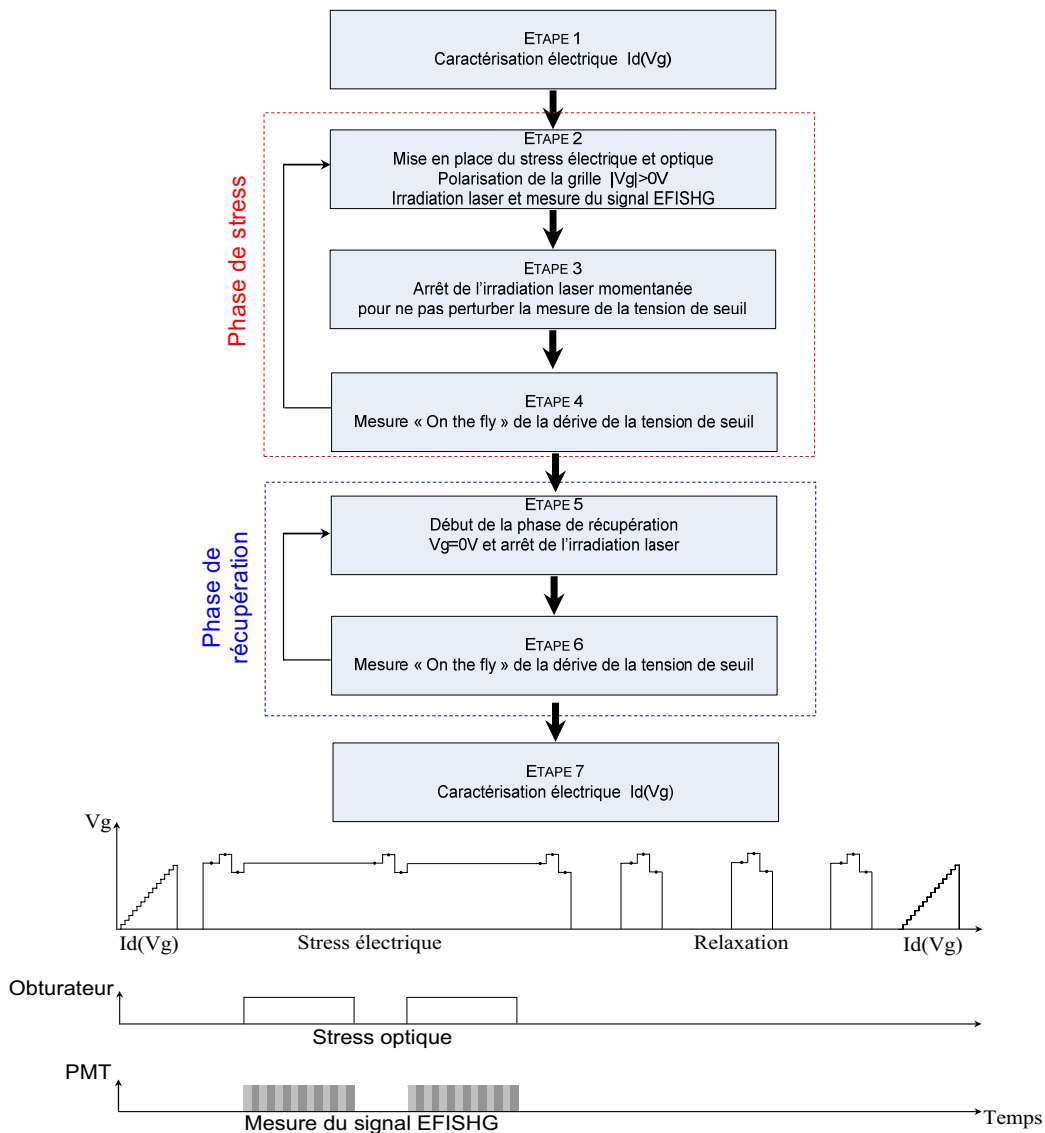


figure 70 : Diagramme schématique de la seconde phase du protocole destiné à l'accélération des NBTI par irradiation laser. Cette phase correspond à l'addition d'un stress optique à un stress électrique, à comparer au test purement électrique.

Ce protocole de test offre donc plusieurs avantages qui lui permettent d'ambitionner un avenir intéressant dans la communauté. En effet, il répond à deux problématiques de la communauté à savoir

la technique de caractérisation ainsi que l'accélération du test. De plus, il pourrait permettre, en sélectionnant les valeurs des énergies lumineuses et des longueurs d'onde mises en jeu, d'étudier et de quantifier les contributions des différents types de piège. On pourrait par exemple n'activer qu'un type de piège pour une longueur d'onde laser donnée.

Pour autant, il s'agit de rester prudent puisque des limitations pourraient interdire la mise en place de ce type de test. Premièrement, d'un point de vue théorique, il est possible que la nature des pièges puisse être différente entre une contrainte optique et un stress NBTI. En effet, bien que les charges piégées soient de nature identiques, à savoir des trous, et qu'elles se trouvent être piégées dans des « pièges de bord », la nature même du piège peut être différente (pièges intrinsèques dus à l'oxydation, pièges extrinsèques dus à la présence d'hydrogène ou à des contraintes extérieures [Ben08]). Ce postulat de départ, sur le lequel nous nous sommes basés pour établir ce protocole, s'il s'avérait caduque, remettrait en cause le bien fondé de ces mesures. Deuxièmement, d'un point de vue technique, la valeur des champs électriques mis en jeu dans des processus de stress NBTI ne permet peut être pas la mesure par des techniques EFISHG.

Pour conclure, en nous basant sur les résultats de l'étude temporelle du signal EFISHG et l'interprétation de celle-ci, nous avons mis au point un protocole de test permettant l'étude des dégradations de type NBTI. Ce protocole de test est très ambitieux puisqu'il pourrait permettre de résoudre plusieurs problèmes que la communauté de la fiabilité des composants électroniques rencontre. En effet, l'utilisation du laser dans cette problématique pourrait permettre :

- l'étude de la nature des charges piégées, par l'utilisation de différentes longueurs d'onde et différentes énergies laser,
- l'accélération du phénomène par l'injection de charges de même type que celles piégées par stress NBTI,
- de caractériser l'évolution de la dégradation par mesure EFISHG.

Ces différents atouts font que nous avons décidé, au sein du laboratoire IMS, de nous pencher sur la problématique et de commencer à mettre en place les outils nécessaires à cette étude. La prochaine partie sera consacrée aux premiers travaux effectués dans ce sens. Il est évident, devant les difficultés théoriques que propose cette étude, et devant les difficultés techniques qu'impose la mesure des variations des champs interfaciaux faibles, que la mise en place du protocole nécessite une étude longue. Nous allons donc seulement présenter l'ébauche de cette implémentation sur la plateforme ATLAS.

IV.5.2. Mise en place du protocole sur la plateforme ATLAS

Nous avons commencé à mettre en place ce protocole de test sur la plateforme EFISHG que nous avons décrite lors du deuxième chapitre. Le test électrique a été ajouté au logiciel et il a été testé sur des transistors isolés contenus sur la puce HVPMOS. Bien que cette puce ne présente pas d'accès optique, elle permet de valider le test purement électrique proposé dans le protocole. Ces tests sont

effectués à l'aide du modèle de sourcemètre 2612 de la société Keithley. L'évolution de la dégradation mesurée par la technique « On the fly » est présentée sur la figure 71. Les tensions de grille utilisées sont de -5V pour la période de stress et de 0V pour la période de relaxation.

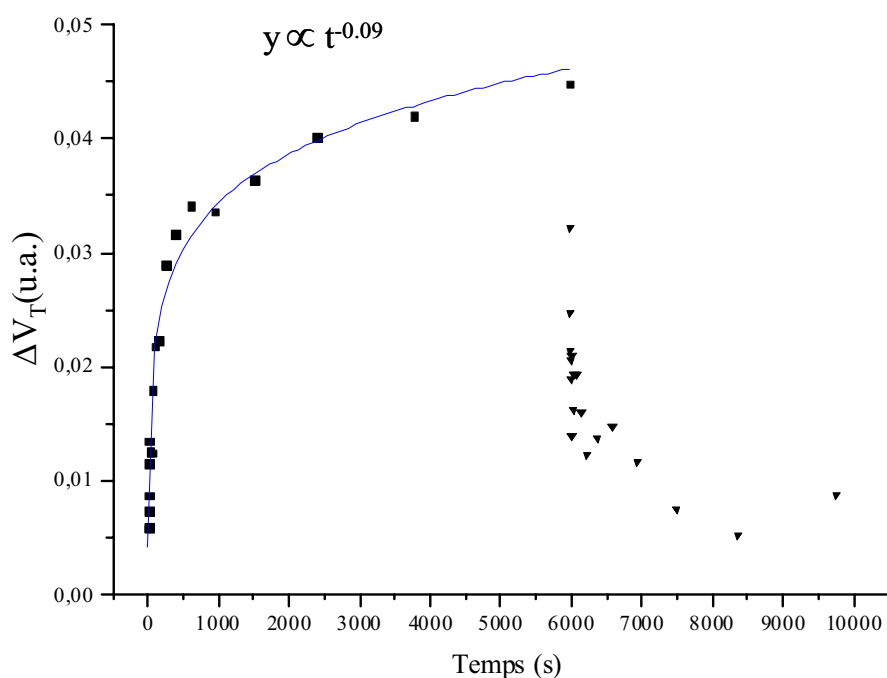


figure 71 : Evolution temporelle de la dérive en tension de seuil sur la puce HVPMOS. Les carrés correspondent à la période de stress et les triangles à la période de récupération.

Les premiers résultats sont encourageants. L'allure générale correspond bien à celle rencontrée lors des mesures NBTI dans la communauté (figure 68). On constate que la dérive en tension de seuil durant la période de stress (carrés sur la figure 71) suit une loi puissance dont la valeur est en adéquation avec les valeurs que l'on peut lire dans la littérature [Mah07]. La dérive durant la phase de relaxation est elle beaucoup plus chaotique (triangles sur la figure 71). La récupération est évidente, mais ne suit pas une évolution monotone. De plus, une augmentation de la dégradation semble apparaître pour les valeurs de temps plus importantes. Ces défauts de mesure semblent être liés à la vitesse de mesure de notre instrument. En effet, lors de la récupération, nous avons précisé que la dérive de tension de seuil était calculée en mesurant la transconductance lorsque le composant est stressé, comme le propose le protocole de test « On the fly ». On comprend donc que si cette mesure est trop longue, elle va contribuer à la dégradation, faussant le résultat.

Nous avons évalué le temps de mesure afin d'estimer s'il pouvait intervenir dans la détérioration du signal. On constate sur la figure 72 que le temps de mesure pour une valeur de transconductance est de 41ms. Le temps total de mesure de la dérive en tension de seuil, qui correspond à trois mesures de la transconductance, est de 123ms, engendrant une perturbation de la mesure [Rei07].

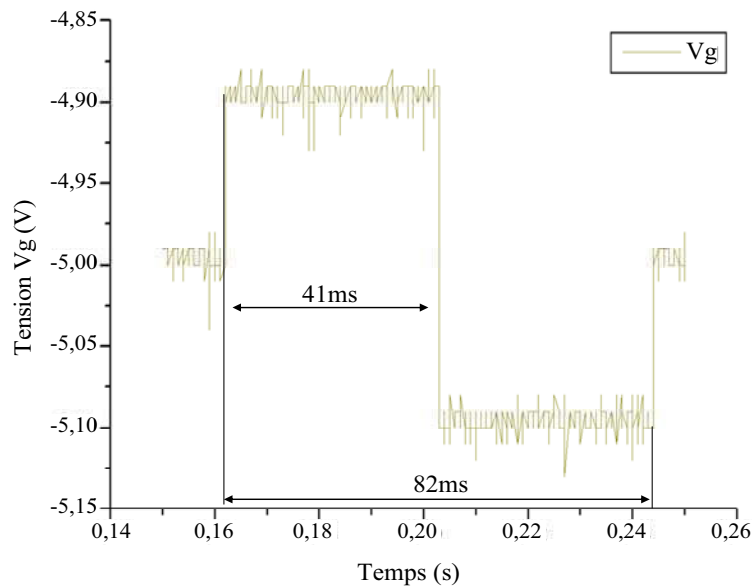


figure 72 : Illustration du temps de mesure lors du protocole de test « On the fly » à l'aide de notre sourcemètre. La transconductance étant mesurée en 41ms, le temps de mesure totale pour la dérive de tension de seuil est de 123ms, perturbant les résultats lors de la phase de relaxation.

Des solutions à cette problématique se mettent en place dans la littérature et une amélioration de la méthodologie de mesure est implémenter sur notre plateforme [Den06]. Ce travail sera à fournir dans le cadre d'une étude spécifique concernant l'interaction entre le laser et le piégeage de charges par absorption, et son application à la problématique de la dégradation NBTI. Cette étude sort du cadre de cette thèse et pourrait être accomplie, par exemple, dans le cadre d'une future thèse dans notre équipe.

V. CONCLUSION

Nous avons vu dans ce chapitre l'ensemble des résultats obtenus sur le banc de test EFISHG mis en place sur la plateforme ATLAS du laboratoire IMS.

La première mesure, évidente, a été de vérifier au préalable l'existence d'un signal de seconde harmonique dans les composants testés. Une fois cette vérification faite, nous avons effectué un ensemble de tests. Ainsi nous avons fait une étude de l'influence de la tension appliquée au composant, notamment sur une jonction enterrée d'une diode, mais aussi sur un transistor d'un composant commercial. Ces études n'ont pu aboutir à la vérification de la faisabilité de la technique EFISHG pour le contrôle des champs électriques dans les circuits intégrés, ce qui constituait initialement l'objectif de cette thèse. Cette incapacité de notre banc de test pourrait s'expliquer par la forte absorption du signal à 400nm dans le silicium que nous avons, peut être, sous estimée. Une solution serait éventuellement de changer de longueur d'onde de test afin de minimiser l'absorption dans le silicium. Ce changement de longueur d'onde permettrait d'ailleurs de pouvoir utiliser l'attaque par la face arrière.

Bien que l'étude du signal en fonction de la tension n'ait pu aboutir à une conclusion favorable, nos mesures nous ont permis de mettre en évidence la capacité de notre banc de test à l'injection de charges dans l'oxyde et sa capacité à mesurer les variations du champ interfacial. En effet, nous avons pu constater que le signal EFISHG récolté connaissait une forte diminution en fonction du temps. Cette forte diminution, associée à une récupération du signal après un temps d'attente, a été attribuée au piégeage de trous dans les « pièges de bord » de l'oxyde. Ce piégeage a entraîné un écrantage du champ intrinsèque interfacial, qui a pu être mesuré par la technique EFISHG.

Cette mesure du champ interfacial et cette capacité à injecter des charges ont été mises en relation avec le phénomène de dégradation dit de « Negative Bias Temperature Instability ». Cette dégradation est un souci majeur de la fiabilité. Elle consiste en un piégeage de charges positives à l'interface Si/oxyde de grille et dans le volume d'oxyde des transistors PMOS. Ce piégeage induit une dérive des paramètres fondamentaux des transistors et notamment de la tension de seuil. Cette similarité entre la nature des charges piégées par absorption de notre laser et par la dégradation NBTI a abouti à la mise en place d'un protocole de test en vue d'une accélération de ce phénomène. Ce protocole offre des avantages qui permettraient de résoudre plusieurs problèmes auxquels est soumise la communauté de la fiabilité. En effet, il permettrait l'étude de la nature des charges piégées en jouant sur les paramètres laser, l'accélération des vieillissements et enfin pourrait améliorer la caractérisation de la dégradation en récoltant le signal EFISHG au cours du temps. Ce protocole de test a commencé à être mis en œuvre sur la plateforme ATLAS du laboratoire IMS, mais cette étude nécessite maintenant un passage de relais pour un approfondissement de cette thématique. Des contacts récents avec STM vont permettre une étude des mesures des dégradations sur des technologies largement submicroniques (65nm et moins), qui, moyennant quelques informations capitales sur la technologie, nous permettront de valider cette méthodologie.

CONCLUSION

Conclusion

L'objectif de ce travail de thèse était de développer au laboratoire IMS un banc expérimental basé sur la technique de l'« Electric Field Induced Second Harmonic Generation » ou EFISHG et d'évaluer le potentiel de la technique pour l'analyse des champs électriques dans les circuits intégrés.

Ce mémoire a d'abord situé le contexte des techniques d'analyse des composants microélectroniques par faisceau laser. Ces techniques sont utilisées dans les laboratoires d'analyse de défaillance du milieu industriel, démontrant ainsi leur grande maturité. Néanmoins, afin de s'adapter aux exigences imposées par l'évolution des technologies en microélectronique, elles connaissent un développement important menant vers l'utilisation des lasers à impulsions ultracourtes. En effet, ces lasers permettent une amélioration des résolutions temporelles et ouvrent la voie à l'utilisation de l'optique non linéaire.

C'est dans ce cadre que se situe la technique EFISHG. Un rappel théorique des principes physiques sur lesquels cette technique se repose nous a permis d'appréhender ses possibilités dans la mesure de champs électriques. Ce potentiel a été illustré par une revue de littérature témoignant de l'intérêt de la technique, intérêt qui nous a conduit à développer un banc de test sur la plateforme ATLAS au sein du laboratoire IMS. Cette bibliographie, associée aux rappels théoriques, a constitué le premier chapitre de ce manuscrit.

Le chapitre suivant a été consacré à présenter le dispositif expérimental que nous avons mis au point au laboratoire, ainsi que les différents éléments d'instrumentation sur lesquels il repose. Le choix de l'instrumentation a été longuement détaillé, choix reposant sur la revue de littérature du chapitre précédent mais aussi sur l'analyse des avantages et inconvénients des différents dispositifs susceptibles d'être mis en place. Nous avons ensuite mis en place ce dispositif de mesure des champs électriques, en prenant soin d'y ajouter un ensemble d'instruments de contrôle ayant pour but de valider la fiabilité de la mesure en vérifiant qu'aucun élément extérieur ne vienne perturber celle-ci. Toute cette instrumentation est pilotée par un ordinateur via un logiciel que nous avons mis au point, permettant la synchronisation des différents éléments du banc de test, la sauvegarde des données EFISHG mais aussi des données des différents points de contrôle et offrant à l'utilisateur la possibilité d'effectuer des tests dans plusieurs modes de mesures. Ce banc de test, une fois mis en place, a été éprouvé dans le but de valider sa capacité à mesurer un signal de seconde harmonique et de lui apporter le développement nécessaire à l'élimination de tous les artefacts de mesure. Un effort particulier a ainsi été mis pour supprimer les réflexions de l'onde fondamentale sur l'échantillon qui nuisait à la lecture des mesures. Enfin, un obturateur mécanique a été ajouté pour s'affranchir de l'échauffement que pouvait induire le laser. Toutes ces précautions ont pour but de fiabiliser les mesures que nous avons pu faire.

Les premiers résultats expérimentaux présentés dans le dernier chapitre démontrent la possibilité de mesurer des signaux de seconde harmonique générés par des circuits intégrés. Néanmoins, l'étude de l'influence de la tension appliquée aux composants ne nous a pas permis de conclure en la faisabilité de la technique EFISHG pour la mesure des champs électriques en

Conclusion

profondeur dans les circuits. Cet insuccès peut s'expliquer entre autre par la forte absorption subie par l'onde de seconde harmonique dans le silicium. Un changement de longueur d'onde de travail, afin d'obtenir une onde de seconde harmonique de longueur d'onde située aux environs de $1\mu\text{m}$, nous permettrait de minimiser les pertes dues à l'absorption et, à terme, d'accéder aux zones sensibles des composants par la face arrière.

Cependant, nos résultats n'ont pas été dénués de perspectives d'utilisations du banc de test. En effet, nous avons pu constater que le signal présentait une décroissance au cours du temps. Cette décroissance a été attribuée à une injection de charges dans les premiers nanomètres d'oxyde. Cette injection de charges provoque une variation du champ à l'interface Si/SiO₂ qui a pu être mesurée par notre banc de test. Cette interprétation a été appuyée par des résultats similaires issus de la littérature.

Ces résultats obtenus sur les champs interfaciaux nous ont permis d'imaginer des perspectives d'avenir de notre banc de test dans le domaine de la fiabilité des composants électroniques. En effet, dans cette communauté, le problème de la dégradation dite de « Negative Bias Temperature Instability » ou NBTI fait l'objet de recherche active. Cette dégradation est directement liée à l'injection de charges dans l'oxyde de grille des transistors PMOS sous l'effet de l'application d'une tension de grille continue. Il existe plusieurs limitations à leurs études aujourd'hui pour lesquelles la technique EFISHG pourrait s'avérer efficace :

- les techniques de caractérisation de la dégradation de la tension de seuil ne font pas l'unanimité dans la communauté en raison des temps de mesure et de l'obligation d'obtenir des contacts électriques directs aux bornes des transistors, augmentant la difficulté à tester des circuits commerciaux,
- la durée des tests de vieillissement des transistors sous contrainte NBTI reste importante allant jusqu'à des dizaines de milliers d'heures.

Les similarités entre la nature du piégeage de charges dans les premiers nanomètres de l'oxyde lors de nos mesures et lors de la dégradation NBTI nous ont amené à établir un protocole de test accéléré de cette dégradation à l'aide de notre laser. La dégradation pourrait être mesurée par notre banc de test en suivant l'évolution du champ électrique par mesure EFISHG. Ce protocole ambitieux a commencé à être mis en place sur la plateforme ATLAS. Ce travail nécessitera encore un long développement, tant d'un point de vue expérimental que théorique, ce qui constitue une perspective de travail attrayante pour l'avenir du banc de test. Il nécessite de disposer de circuits intégrés largement submicroniques, pour lesquels le NBTI est critique, avec des données des fondeurs sur les différents paramètres technologiques.

ANNEXE

I. EFFETS LINEAIRES, MODELE DE LORENTZ

Le modèle classique de Lorentz de l'atome, qui considère l'atome comme un oscillateur harmonique, permet de décrire les propriétés de l'optique linéaire telles que la dispersion ou encore l'absorption. Ce modèle peut être étendu en introduisant des non linéarités dans les forces exercés sur les électrons. Il suffit ainsi pour avoir une image physique de la SHG. En voici une description.

Lorsque de la lumière interagit avec un milieu, les électrons et le noyau s'éloignent les uns des autres, créant ainsi des dipôles électriques dans le milieu. Cette interaction est traduite par la polarisation. Dans le modèle de Lorentz, le noyau possède une masse infinie et ne bouge pas. Les électrons sont, quant à eux, liés au noyau et oscillent dans un potentiel harmonique tel que :

$$U(x) = \frac{1}{2} m \omega_0^2 x^2 \quad (1)$$

Avec m la masse de l'électron, ω_0 la fréquence de résonance et x la distance entre l'électron et le noyau.

L'équation du mouvement s'écrit:

$$\ddot{x} + \Gamma \dot{x} + \omega_0^2 x = \frac{-eE(t)}{m} \quad (2)$$

On a ajouté dans l'équation un terme d'amortissement avec Γ la constante d'amortissement par unité de masse.

Nous supposons que l'onde électromagnétique est une onde plane de fréquence ω ,

$$E(t) = E_0 (e^{-i\omega t} + e^{i\omega t}) \quad (3)$$

Lorsqu' E_0 est réel, la solution de l'équation (2) est de la forme :

$$x(t) = x_0 e^{-i\omega t} + x_0^* e^{i\omega t} \quad (4)$$

Avec x_0^* le complexe conjugué de x_0 . En insérant cette solution dans l'équation(2), on obtient

$$x_0 = -\frac{eE_0}{mD(\omega)} \quad (5)$$

$$\text{Où} \quad D(\omega) = \omega_0^2 - \omega^2 - i\omega\Gamma \quad (6)$$

La solution (5) montre que les électrons oscillent à la même fréquence ω que l'onde incidente. Le dipôle oscillant qui en résulte émet des radiations à la fréquence de vibrations des charges, donc à ω .

Le moment du dipôle électrique d'un électron s'écrit $p=-ex$. Supposons qu'il y a N molécules par unité de volume et Z électrons par molécule. Pour chaque molécule, il y a f_j électrons avec une fréquence de résonance ω_j et un amortissement de Γ_j . La somme de tous les moments dans le matériau donne la polarisation :

$$\begin{aligned}
P(\omega) &= \sum_{\text{all}} -e\mathbf{x} = \frac{Ne^2}{m} \sum_j f_j \left(\frac{e^{-i\omega t}}{D_j(\omega)} + \frac{e^{i\omega t}}{D_j^*(\omega)} \right) \mathbf{E}_0 \\
P(\omega) &= \frac{Ne^2}{m} \sum_j f_j \left(\frac{e^{-i\omega t}}{\omega_j^2 - \omega^2 - i\Gamma_j\omega} + \frac{e^{i\omega t}}{\omega_j^2 - \omega^2 + i\Gamma_j\omega} \right) \mathbf{E}_0 \\
P(\omega) &= \chi^{(1)} \mathbf{E}(t)
\end{aligned} \tag{7}$$

Où la somme sur j satisfait : $\sum_j f_j = Z$

Cela permet de décrire la réponse linéaire du milieu à un champ électromagnétique incident. La susceptibilité électrique linéaire étant donnée par :

$$\chi^{(1)} = \frac{Ne^2}{m} \sum_j \frac{f_j}{D_j(\omega)} = \frac{Ne^2}{m} \sum_j \frac{f_j}{\omega_j^2 - \omega^2 - i\Gamma_j\omega} \tag{8}$$

Nous avons ici ignoré les termes d'ordre supérieur du potentiel : l'équation (2) correspond donc à l'équation du mouvement d'une simple oscillation harmonique couplée avec une force de fréquence ω . Le dipôle électrique oscillant rayonne un champ électromagnétique à la même fréquence ω . Nous sommes ici dans le contexte de l'optique linéaire, qui permet d'expliquer des phénomènes tels que la réfraction, la dispersion...

Une simple oscillation harmonique n'est en fait possible que lorsque l'amplitude des oscillations de l'électron est faible, i.e. pour des champs électromagnétiques faibles.

II. EFFETS NON-LINEAIRES

Lorsque l'intensité lumineuse est grande, les champs électromagnétiques deviennent importants, et le déplacement des électrons de leur position d'équilibre peut devenir assez important pour dévier d'une fonction parabolique. Cependant, si la déviation n'est pas trop grande, les termes anharmoniques du potentiel peuvent être écrits en série de puissance :

$$U_{\text{anharmonique}} = \frac{1}{3} m a x^3 + \frac{1}{4} m b x^4 + \dots \tag{9}$$

Si on ne prend en compte que les deux premiers termes, l'équation du mouvement prend la forme :

$$\ddot{x} + \Gamma \dot{x} + \omega_0^2 x + a x^2 + b x^3 = \frac{-eE(t)}{m} \tag{10}$$

Bien qu'il n'existe pas de solution générale à l'équation (10), on peut analyser la réponse de l'oscillateur en développant le déplacement $x(t)$ en puissance de $E(t)$.

$$x(t) = x^{(1)}(t) + x^{(2)}(t) + x^{(3)}(t) \quad (11)$$

Où $x^{(i)}(t)$ est proportionnel à la puissance i -ème du champ électrique. On peut ensuite insérer l'équation (11) dans l'équation (10). De plus, en considérant que le déplacement $x(t)$ reste de faible amplitude, seuls les termes allant jusqu'à la puissance troisième du champ électrique sont à considérer. Enfin, afin que l'équation soit vérifiée pour tous les champs, les termes de même puissance de part et d'autre de l'équation doivent être égaux. On obtient ainsi des équations en puissance de $E(t)$:

$$\ddot{x}^{(1)} + \Gamma \dot{x}^{(1)} + \omega_0^2 x^{(1)} = \frac{-eE(t)}{m} \quad (12)$$

$$\ddot{x}^{(2)} + \Gamma \dot{x}^{(2)} + \omega_0^2 x^{(2)} + a \left(x^{(1)} \right)^2 = 0 \quad (13)$$

$$\ddot{x}^{(3)} + \Gamma \dot{x}^{(3)} + \omega_0^2 x^{(3)} + 2ax^{(1)}x^{(2)} + b \left(x^{(1)} \right)^3 = 0 \quad (14)$$

On retrouve en l'équation (12) l'équation du mouvement pour un oscillateur harmonique, avec comme solution :

$$x^{(1)}(t) = -\frac{eE_0}{mD(\omega)} e^{-i\omega t} + -\frac{eE_0}{mD^*(\omega)} e^{-i\omega t} \quad (15)$$

En insérant cette solution dans l'équation (13), nous pouvons obtenir la correction de second ordre pour $x(t)$:

$$\ddot{x}^{(2)} + \Gamma \dot{x}^{(2)} + \omega_0^2 x^{(2)} = -a \left(x^{(1)} \right)^2 = -a \left[\left(x_0^{(1)} \right)^2 e^{-i\omega t} + \left(x_0^{(1)*} \right)^2 e^{i\omega t} + 2x_0^{(1)} x_0^{(1)*} \right] \quad (16)$$

La solution de cette équation est :

$$x^{(2)}(t) = x_0^{(2)} e^{-i2\omega t} + x_0^{(2)*} e^{i2\omega t} + x^{(2)}(\omega = 0)$$

$$x_0^{(2)} = -\left(\frac{e}{m} \right)^{(2)} \frac{aE_0^2}{D^2(\omega)D(2\omega)} \quad (17)$$

Avec

$$x_0^{(2)} = -\left(\frac{e}{m} \right)^{(2)} \frac{2aE_0^2}{|D(\omega)|^2 D(0)}$$

En analysant de plus près ces expressions, on remarque qu'il y a une solution forcée à 2ω . Les électrons vibrent donc à une fréquence 2ω , il en résulte l'émission d'une onde électromagnétique de

fréquence double par rapport à l'onde incidente: c'est ce phénomène que l'on appelle la génération de seconde harmonique ou SHG.

On peut ensuite déduire la polarisation non linéaire du second ordre ainsi que la susceptibilité du second ordre:

$$P^{(2)}(\omega) = \sum_{\text{all}} -e\mathbf{x} = \frac{Ne^3}{m^2} \sum_j \mathbf{f}_j \left(\frac{\mathbf{a}_j e^{-i2\omega t}}{D_j(2\omega)D_j^2(2\omega)} + \frac{\mathbf{a}_j e^{i2\omega t}}{D_j^*(2\omega)D_j^{*2}(2\omega)} \right) E_0^2 = \chi^{(2)} E(t)E$$

$$\chi^{(2)} = \frac{Ne^3}{m^2} \sum_j \frac{\mathbf{a}_j \mathbf{f}_j}{D_j(2\omega)D_j^2(2\omega)} \quad (18)$$

On remarque qu'en insérant la solution (18) dans l'équation (14), on peut résoudre le problème pour les harmoniques d'ordre trois. On peut ainsi obtenir l'explication physique de phénomènes tels que la génération de troisième harmonique ou, comme nous l'avons vu, l'Electric Field Induced Second Harmonic Generation.

BIBLIOGRAPHIE

Bibliographie

- [Aba93] W. Abadeer, W. Tonti, « Bias temperature reliability of N⁺ and P⁺ polysilicon gated NMOSFETs and PMOSFETs », International Reliability Physics Symposium Proceedings, 1993.
- [And04] G. Andriamonje, « contribution à la modélisation et au développement expérimental de la technique d'acoustique picoseconde pour l'analyse de circuits intégrés », thèse, Université Bordeaux 1, n°2886, 2004
- [Aon04] H. Aono, E. Murakami, K. Okuyama, A. N ishida, M. Minami, Y.Ooji and K. Kubota, « Modeling of NBTI Degradation and Its Impact on Electric Field Dependence of the Lifetime », proceedings of the International Reliability Physics Symposium , 2004
- [Akt96] O.A. Aktsipetrov, A.A. Fedyanin, E.D. Mishina, A.N. Rubtsov, C.W. Van Hasselt, M.A.C. Devillers, Th. Rasing, « dc-electric field induced second harmonic generation in Si(111)-SiO₂-Cr metal-oxide-semiconductor structures », Physical review B, vol 54, n°3, p 1825, 1996
- [Akt99] O. Aktsipetrov, A.A. Fedyanin, A.V. Melnikov, E.D. Mishina, A.N. Rubtsov, M.H. Anderson, P.T. Wilson, M. Ter Beek, X.F. Hu, J.I. Dadap, M.C. Downer, « Dc-electric-field-induced and low-frequency electromodulation second harmonic generation spectroscopy of Si(001)-SiO₂ interfaces », Physical review B, vol n°60, p 8924, 1999
- [Bea03] F. Beaudoin, « Localisation de défaut par la face arrière des circuits intégrés », Thèse, Université Bordeaux 1, n° 2605, 2003.
- [Ben08] C. Bénard, « Etude des phénomènes de dégradation des transistors Mos de type porteurs chauds et Negative Bias Temperature Instability (NBTI) », Thèse de l'université de Provence d'Aix-Marseille 1, 2008
- [Blo97] J. Bloch, J. G. Mihaychuk,, H. M. van Driel, « Electron Photoinjection from Silicon to Ultrathin SiO₂ Films via Ambient Oxygen », physical review letters, vol 77, n°5, p 920, 1997
- [Blo67] N. Bloembergen, C.H. Lee, R.K. Chang, « Nonlinear electroreflectance in silicon and silver », physical review letters, vol n°18, p 167, 1967

Bibliographie

- [Bri07] A.D. Bristow, N. Rotenberg, H.M. Van Driel, « Two photon absorption and kerr coefficients of silicon for 850-2200 nm », Applied physics letters, vol n°90, 2007
- [Bru02] M.R. Bruce, V.J. Bruce, D.H. Eppes, J. Wilcox, E.I. Cole, P. Tangyunyong, C.F.Hawkins, « Soft Defect Localization (SDL) on ICs », IEEE Proceedings of 28th International Symposium for Testing and Failure Analysis, 2002
- [Che03] I. Chen, S Chu, F Bresson, M Tien, J Shi, C Sun, « Three-dimensionnal electric field visualization utilising electric-field-induced-second-harmonic generation in nematic liquid crystals », optics letters, vol n°28, p 1338, 2003
- [Coh] www.coherent.com
- [Col94] E.I. Cole Jr, J.M. Soden, J.L. Rife, D.L. Barton, C.L. Henderson, « Novel Failure Analysis Techniques Using Photon Probing With a Scanning Optical Microscope », Proceedings of the International Reliability Physics Symposium, p 388, 1994.
- [Col98] E.I. Cole., P. Tangyunyong, D.L. Barton, « Backside Localization of Open and Shorted IC Interconnections », 36th Annual International Reliability Physics Symposium, IEEE, p.129, 1998.
- [Col99] E.I. Cole, P. Tangyunyong, D.L. Barton, « Local thermal probing to detect open and shorted ICinterconnections », Microelectronics Reliability, vol n°39, p 681, 1999
- [Col02] E.I. Cole, P. Tangyunyong; C.F. Hawkins; M.R. Bruce, V.J. Bruce; R.M. Ring, C.Wan-Loong, « Resistive interconnection localization », IEEE Proceeding of the 9th International Symposium on the Physical & Failure Analysis of Integrated Circuits, 2002
- [Dad97] J.I. Dadap, P.T. Wilson, M.H. Anderson, M.C. Downer, M. Ter Beek, « Femtosecond carrier-induced screening of DC electric-field-induced second harmonic generation at the SI(001)-SiO₂ interface », Optics Letters, vol n°22, p 901, 1997
- [Dad99-1] J.I. Dadap, J. Shan, A.S. Weling, J.A. Misewich, A. Nahata, T.F. Heinz, « Measurement of the vector character of electric fields by optical second-harmonic generation », optics letters, vol n°24, p 1059, 1999

Bibliographie

- [Dad99-2] J.I. Dadap, J. Shan, A.S. Weling, J.A. Misewich, T.F. Heinz, « Homodyne detection of second-harmonic generation as a probe of electric fields », Appl.Phys. B, vol n°68, p 333, 1999
- [Dar02] F. Darracq, H. Lapuyade, N. Buard, F. Mounsi, B. Foucher, P. Fouillat, M.C. Calvet, R. Dufayel, « Backside SEU laser testing for Commercial-Off-The-Shelf SRAMs », IEEE Transactions on Nuclear Science, vol. n°49, p 2977.,2002
- [Dea67] B. E. Deal, M. Sklar, A. S. Grove, E. H. Snow, « Characteristics of the Surface-State charge of thermally oxidized silicon », Solid-States Science, Vol n°114, 1967.
- [Den04] M. Denais, A Bravaix, V. Huard, C. Partharathy, G. Ribes, F. Perrier, Y. Rey-Tauriac, N.Revil, « On-the-flycharacterization of NBTI in ultra-thin gate oxide PMOSFET's », International electron devices meeting, 2004
- [Den05] M. Denais, « Etude des phénomènes de dégradation de type Negative Bias Temperature Instability (NBTI) dans les transistors MOS submicroniques des filières CMOS avancées », Thèse de l'université de Provence d'Aix-Marseille 1, 2005
- [Den06] M. Denais, A. Bravaix, V. Huard, C. Partharathy, C. Guerin, G. Ribes, F. Perrier, M. Mairy, D. Roy, « Paradigm shift for NBTI characterization in ultra-scaled CMOS technologies », Proceedings of the International Reliability Physics Symposium, 2006
- [Die85] J-C. M. Diels, J.J. Fontaine, I.C. MacMichael, F. Simoni, « Control and measurement of ultrashort pulse shapes (in amplitude and phase) with femtosecond accuracy », Applied optics, vol n°24, 1985
- [Din03] M. Dinu, F. Quochi, H. Garcia, « Third-order nonlinearities in silicon at telecom wavelengths », Applied physics letters, vol n°82, 2003
- [Dcg] <http://www.dcgsystems.com>
- [Dou08] A. Douin, « Contribution à la modélisation et au développement de techniques de test et d'analyse dynamiques de circuits intégrés par faisceau laser pulsé », thèse, Université de Bordeaux 1, n° 3564, 2008

Bibliographie

- [Ess06-1] F. Essely, N. Guitard, F. Darracq, V. Pouget, M. Bafleur, P. Perdu, A. Touboul, D. Lewis, « Optimizing Pulsed OBIC Technique for ESD Defect Localization », IEEE Proceedings of 13th International Symposium on the Physical & Failure Analysis of Integrated Circuits, Meritus Mandarin, Singapore, p 270, 2006
- [Ess06-2] F. Essely, « Développement de méthodologies d'analyse des défaillances causées par les ESD dans les circuits intégrés VLSI à l'aide de la technique OBIC Impulsionnelle et contribution à l'évaluation de la criticité des défauts latents », Thèse, Université de Bordeaux 1, n°. 3249, 2006.
- [Fa01] M. Falasconi, L.C. Andreani, A.M. Malvezzi, M. Patrini, V. Mulloni, L. Pavesi, « Bulk and surface contributions to second-order susceptibility in crystalline and porous silicon by second-harmonic generation », surface sciences, vol n°481, p 105, 2001
- [Fra61] P.A. Franken, A.E. Hill, C.W. Peters, G. Weinreich, « Generation of optical harmonic », Physics review letters, vol n°17, p 118, 1961
- [Fom01] V. Fomenko, J. F. Lami, E. Borguet, « Non quadratic second harmonic generation from semiconductor-oxyde interfaces », Physical review B, vol n°63, 2001
- [Fom03] V; Fomenko, E. Borguet, « Combined electron-hole dynamics at UV-irradiated ultrathin Si/SiO₂ interfaces probed by second harmonic generation », Physical review B, vol n°68, 2003
- [Fir04] A. Firiti, D. Lewis, F. Beaudoin, P. Perdu, G. Haller, P. Fouillat, « Photoelectric Laser Stimulation in a Failure Analysis Laboratory », Proceeding of the IEEE International Symposium on Industrial Electronics, Ajaccio, France, p. 367, 2004
- [Fir07] A. Firiti, « contribution au développement et à la mise en place de techniques avancées de localisation de défauts dans les circuits intégrés en milieu industriel », thèse, Université Bordeaux 1, n°3357, 2007
- [Fle92] D. M. Fleetwood, « Border traps in MOS devices », IEEE transactions on nuclear sciences, vol n°39, 1992
- [Fle96] D. M. Fletwood, N. S. Saks, « Oxide, interface, and border traps in thermal, N₂O, and N₂O-nitrided oxides », Journal of applied physics, vol n°79, p1583, 1996

Bibliographie

- [Guy88] P. Guyot-sionnest, Y.R. Shen, « Bulk contribution in surface second harmonic generation », Physical review B, vol n°38, p 7985, 1998
- [Han94] « Handbook of Optics, vol.n°2: Devices, Measurements, and Properties », Optical Society Of America , 1994
- [Ham] <http://www.hamamatsu.com>
- [Hei07] W. Heinrigs, H. Reisinger, W. Gustin, C. Schlünder, « Consideration of recovery effects during NBTI measurements for accurate lifetime predictions of state-of-the-art pMOSFETs », Proceedings of the International Reliability Physics Symposium, 2007
- [Hp] <http://www.hp.com>
- [Iof] <http://www.ioffe.ru>
- [Jau09] P. Jaulent, « Etude des effets singuliers transitoires dans les amplificateurs linéaires rapides par photo-génération impulsionnelle non linéaire », thèse, Université Bordeaux 1, à paraître, 2009
- [Kan01] K.A. Peterson, D.J. Kane, « Electric-field induced second-harmonic generation in GaN devices », optics letters, vol n°26, p 438, 2001
- [Kan06] D.J. Kane, W. Wood, « Detection of high-speed voltage waveforms in GaN devices using electric-field-induced-second-harmonic generation », IEEE photonics technology letters, vol n°18, p 1669, 2006
- [Kas99] S. Kasapi, C. Tsao, K. Wilsher, W. Lo, S. Somania, « Laser beam backside probing of CMOS integrated circuits », Microelectronics reliability, vol n°39, 1999
- [Kel93] M.A. Kelly, G.E. Servais and T.V. Pfaffenbach, « An Investigation of Human Body Electrostatic Discharge », IEEE Proceedings of the International Symposium for Testing and Failure Analysis, 1993
- [Kei] <http://www.keithley.com>

Bibliographie

- [Lew01] D. Lewis, V. Pouget, F. Beaudoin, P. Perdu, H. Lapuyade, P. Fouillat, A. Touboul, « Backside laser testing of ICs for SET sensitivity evaluation », IEEE Transactions on Nuclear Science, vol. n°48, p.2193, 2001
- [Lew96] D. Lewis, « Réalisation d'un Banc Optique d'Imagerie Thermique et Thermoélastique pour Composants Electroniques 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, Université Bordeaux 1, n°1519, 1996.
- [Li99] J. Fang, G.P. Li, « Detection of gate oxide charge trapping by second-harmonic generation », Applied physics letters, vol n°75, p 3506, 1999
- [Lup99] G.Lupke, « Characterization of semiconductor interfaces by second-harmonic generation », Surface science reports, vol n°35, p75, 1999
- [Mac08] A. Machouat, « Développement et application d'une méthode d'analyse de défaillances fonctionnelles et contribution à l'amélioration de l'utilisation des techniques optiques statiques et dynamiques », Thèse, Université Bordeaux1 ; n°3709, 2008
- [Mah07] S. Mahapatra, K. Ahmed, D. Varghese, A.E. Islam, G. Gupta, L. Madhav, D. Saha, M.A. Alam, « On the Physical Mechanism of NBTI in Silicon Oxynitride p-MOSFETs: Can Differences in Insulator Processing Conditions Resolve the Interface Trap Generation versus Hole Trapping Controversy? », Proceedings of the International Reliability Physics Symposium, 2007
- [MGilp95] J.F Mac Gilp, « Optical characterization of semiconductor surface and interface », Progress in surface science, vol n°49, p1, 1995
- [Mor06] D. McMorrow, S. Buchner, M. Baze, B. Bartholet, R. Katz, M. O'Bryan, C. Poivet, K.A. Label, R. Ladbury, M. Maher, F. Sexton, « Laser-Induced Latchup Screening and Mitigation in CMOS Devices », IEEE Transactions on Nuclear Science, vol n°53, p. 2193, 2006
- [Nag98] M. Nagel, C. Meyer, H.-M. Heiliger, T. Dekorsy, H. Kurz, R. Hey, K. ploog, « Optical second-harmonic probe for ultra-high frequency on-chip interconnects with benzocyclobutene », Applied Physics Letters, vol n°72, p 1018, 1998

Bibliographie

- [Nik99] K. Nikawa, « Failure Analysis Case Studies Using the IR-OBIRCH (Infrared Optical beam Induced Resistance Change) Method », ATS, p. 394, 1999.
- [Nik97] K. Nikawa, S. Inoue, « New Capabilities of OBIRCH Method for Fault Localization and Defect Detection », ATS, p 214, 1997
- [Olo96] C. Ohlhoff, C. Meyer, G. Lüpke, T. Pfeifer, H.G. Roskos, H. Kurz, « Optical second-harmonic probe for silicon millimetre-wave circuits », Applied Physics Letters, vol n°68, p 1699, 1996
- [Oph] <http://www.ophiropt.com>
- [Pan00] W.M. Yee, M. Parniccia, T. Eiles, V. Rao, « Laser voltage probe (LVP): a novel optical probing technology for flip-chip packaged microprocessors », Proceeding of ISTFA, 2000
- [Pas03] R. Pasternak, A. Chatterjee, Y.V. Shirokava, B.K. Choi, Z. Marka, J.K. Miller, R.G. Albridge, S.N. Rashkeev, S.T. Pantelides, R.D. Schrimpf, D.M. Fleetwood, N.H. Tolk, « Contactless ultra-fast laser probing of radiation-induced leakage current in ultra-thin oxides », IEEE transactions on nuclear science, vol n°50, 2003
- [Per94] J.P. Pérez, « Optique géométrique et ondulatoire », Masson quatrième édition, 1994
- [Pou00] V. Pouget, P. Fouillat, D. Lewis, H. Lapuyade, L. Sarger, F.M. Roche, S. Duzellier, R. Ecoffet, « An Overview of the applications of a Pulsed Laser System for SEU Testing », IEEE Proceeding of the 6th International On-Line Testing Workshop, p 52, 2000
- [Pou00-2] V. Pouget, « Simulation expérimentale par impulsions laser ultracourtes des effets des radiations ionisantes sur les circuits intégrés », thèse, Université Bordeaux 1, n° d'ordre 2250, 200
- [Ram06] D. Xiao, E. Ramsay, D.T. Reid, B. Offenbeck, N. Weber, « Optical probing of a silicon integrated circuit using electric-field-induced-second-harmonic generation », Applied Physics Letters, vol n°88, p 114107, 2006
- [Rei07] H. Reisinger, O. Blank, W. Heinrigs., W. Gustin, C. Schlunder, « A Comparison of Very Fast to Very Slow Components in Degradation and Recovery Dueto NBTI and Bulk Hole

Bibliographie

- Trapping to Existing Physical Models », IEEE transactions on device and materials reliability, 2007
- [Row03] J.A. Rowlette, T.M. Eiles, « Critical Timing Analysis in Microprocessors Using Near-IR Laser Assisted Device Alteration (LADA) », IEEE Proceedings of International Test Conference, p. 264, 2003
- [Rud] <http://www.rudolphtech.com>
- [San07] K. Sanchez, « Développement et application de techniques d'analyse par stimulation dynamique laser pour la localisation de défauts et le diagnostic de circuits intégrés », these, Univeristé Bordeaux1, n° ordre 3370, 2007
- [Sav62] C.M. Savage, R.W. Terhune, P.D. Maker, « Optical harmonic generation in calcite », Physical review letters vol, n°10, p 404, 1962
- [Schm80] P.E. Schmid, « Optical absorption in heavily doped silicon », Physical review B, vol n°23, p5531, 1980
- [Sch06] R; D; Schrimpf, Y.V. White, X. Lu, R. Pasternak, N. H. Tolk, A. Chatterjee, D. M. Fleetwood, A. Ueda, R. Mu, « Studies of charge carrier trapping and recombinaison processes in Si/SiO₂/MgO structures using second harmonic generation », Applied Physics Letters, vol n°88, 2006
- [She84] Y.R. Shen, « The principles of nonlinear optics », Wiley, 1984
- [Sip87] J.E. Sipe, D.J. Moss, H.M. Van Driel, « Phenomenological theory of optical second- and third-harmonic generation from cubic centrosymmetric crystals », Physical review B, vol n°35, p1129; 1987
- [Sze81] S. M. Sze, « Physics of semiconductor devices », Wiley seconde édition, chapitre7, p 390, 1981
- [Tan97] K.T. Tan, S.H. Tan, S.H. Ong, « Functional Failure Analysis on Analog Device by Optical Beam Induced Current Technique », Proceedings of the 6th IPFA, p 296, 1997

Bibliographie

- [Tol07] N. H. Tolk, M. L. Alles, R. Pasternak, X. Lu, R. D. Schrimpf, D. M. Fleetwood, R. P. Dolan, R. W. Standley, « Oxide interface studies using second harmonic generation », *Microelectronic engineering*, vol n°84, 2007
- [Tti] <http://www.tti-test.com>
- [Vap90] A. Vapaille, R. Castagné, « Dispositifs et circuits intégrés semiconducteurs », Dunod, chapitre 7, p 301, 1990
- [Wil87] T. Wilson, E. M. McCabe, « Theory of optical beam induced current images of defects in semiconductors », *Journal of Applied Physics*, vol n°61, p 191, 1987