



NOUVELLES METHODES D'IMAGERIE HAUTE RESOLUTION POUR L'ANALYSE DES COMPOSANTS NANOEELECTRONIQUES

Kai Shao

► To cite this version:

Kai Shao. NOUVELLES METHODES D'IMAGERIE HAUTE RESOLUTION POUR L'ANALYSE DES COMPOSANTS NANOEELECTRONIQUES. Electronique. Université Sciences et Technologies - Bordeaux I, 2012. Français. NNT : . tel-00997436

HAL Id: tel-00997436

<https://theses.hal.science/tel-00997436>

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

ÉCOLE DOCTORALE DE SCIENCES PHYSIQUES ET DE L'INGÉNIEUR

Par **Kai SHAO**

POUR OBTENIR LE GRADE DE

DOCTEUR

SPÉCIALITÉ : ÉLECTRONIQUE

**NOUVELLES METHODES D'IMAGERIE HAUTE RESOLUTION POUR
L'ANALYSE DES COMPOSANTS NANO ELECTRONIQUES**

Soutenue le 02 Octobre 2012

Après avis de :

M.	P. DELAPORTE	Directeur de Recherche, CNRS	Rapporteur
M.	P. PERDU	Ingénieur (HDR), CNES	Rapporteur

Devant la commission d'examen formée de :

M.	F. DARRACQ	Maître de conférences, Université Bordeaux1	Examineur
M.	P. DELAPORTE	Directeur de Recherche, CNRS	Rapporteur
M.	D. LEWIS	Professeur, Université Bordeaux1	Directeur de thèse
Mme.	N. MALBERT	Professeur, Université Bordeaux1	Présidente
M.	P. PERDU	Ingénieur (HDR), CNES	Rapporteur
M.	V. POUGET	Chargé de recherche au CNRS, IMS	Directeur de thèse
M.	F. WROBEL	Maître de conférences, Université Montpellier2	Examineur

- 2012 -

À mes parents

À Ying

If I have been able to see further, it was only because I stood on the shoulders of giants.

– Isaac Newton

REMERCIEMENTS

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

Je remercie Dean LEWIS, de m'avoir accueilli dans son équipe ainsi qu'en qualité de directeur de thèse et apporté toute son expertise à ce travail.

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

Que Monsieur Philippe DELAPORTE et Monsieur Philippe PERDU 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 Monsieur Dean Lewis d'avoir accepté la responsabilité de présider mon jury de thèse.

J'adresse mes très sincères remerciements à Madame Natalie Malbert, Messieurs Vincent POUGET, Frédéric DARRACQ et Frédéric WROBEL pour avoir accepté d'être membres invités du jury, ajoutant de fait leur expertise à celle des membres officiels.

Je remercie à Frédéric DARRACQ pour son aide précieuse tout au long de cette thèse.

Un très grand MERCI aux Issam EL MOUKHTARI et Emeric FARAUD qui m'ont soutenue tout le long de cette épreuve et aux mes compagons d'aventures Camille LARUE, Adèle MOURRISSET, Sébastien RENARD, Sébastien JONATHAS, Nogaye MBAYE et Mehdi Mohamed REBAI, avec qui j'ai passé les meilleurs moments de ces quatre ans.

Enfin, que l'ensemble des membres permanents et doctorants du laboratoire IMS trouvent ici ma gratitude pour leur sympathie et leur disponibilité, car travailler dans un

milieu où l'on se sent bien est d'une importance non-négligeable dans la réussite d'une thèse.

TABLE DES MATIERES

Remerciements.....	5
Introduction générale	11
CHAPITRE I – ETAT DE L’ART DES TECHNIQUES OPTIQUES POUR ANALYSE DE DEFAILLANCE.....	15
I.1 Introduction.....	15
I.2 Techniques d’analyse de défaillance dans un circuit intégré.	16
I.2.1 Stimulation photoélectrique	16
I.2.1.1 Interaction de la lumière avec la matière	16
I.2.1.2 Mécanique de collection des charges	17
I.2.1.3 Technique d’analyse par faisceau laser à base de stimulation photo- électrique.....	18
I.2.2 Stimulation thermique	19
I.2.2.1 Principe.....	19
I.2.2.2 Technique d’analyse par faisceau laser à base de stimulation thermique .	19
I.2.3 Emission de photons	20
I.2.3.1 Principe.....	20
I.2.3.2 Technique à base d’émission de photons	20
I.3 Analyse de défaillance avec laser à base de SPA	21
I.3.1 Principes du SPA.....	21
I.3.2 Les techniques d’analyse à base du SPA.....	22
I.3.2.1 Classement des techniques d’analyse	22
I.3.2.2 Les techniques d’analyse SPA statiques.....	23
I.3.2.2 Les techniques d’analyse SPA semi-dynamique	23
I.3.2.2 Les techniques d’analyse SPA dynamique.....	24
I.3.3 Les limites de la technique SPA.....	25
I.4 Analyse de défaillance avec laser à base de TPA	26
I.4.1 Principes du TPA	26
I.4.1.1 Propriétés de l’absorption deux photons	26
I.4.1.2 Propagation du laser dans le silicium	27
I.4.1.3 Absorption optique et génération des porteurs dans le silicium	31
I.4.1.4 Avantages du laser TPA impulsif pour analyse de défaillance.....	33
I.4.2 Les techniques à base du laser TPA.....	34
I.4.2.1 Technique TOBIC	34
I.4.2.2 Technique 2pLADA.....	36

I.4.2.3 Autres Techniques utilisant le TPA.....	38
I.4.3 Techniques innovantes améliorant la résolution pour laser TPA.....	38
I.4.3.1 Technique d'immersion et la lentille à immersion solide	39
I.4.3.2 Conception de l'ouverture	41
I.4.3.3 Polarisation radiale.....	44
I.5 Conclusion	47
CHAPITRE II – Caractérisation de l'interaction laser - composant nano-électronique....	49
II.1 Introduction	49
II.2 Propriétés optique nonlinéaires du silicium	50
II.2.1 Propriétés du silicium.....	50
II.2.1.1 Propriétés optiques générales.....	50
II.2.1.2 Le silicium cristallin : un matériau centrosymétrique.....	51
II.2.1.3 Le silicium cristallin : un matériau anisotrope	51
II.2.2 Nonlinéarité optique dans le silicium	52
II.2.2.1 Processus non-linéaire.....	53
II.2.2.2 L'équation de propagation d'onde	54
II.2.2.3 Milieu non-linéaire dispersif.....	56
II.2.2.3 Interaction avec les charges libres	58
II.3 Modélisation de l'interaction Laser-silicium nonlinéaire	59
II.3.1 La méthode FDTD	60
II.3.1.1 Principe de la méthode FDTD	60
II.3.1.2 Caractérisation de la méthode FDTD	62
II.3.1.3 Simulation d'interaction Laser impulsionnel ultracourt avec le silicium par la méthode FDTD.....	63
II.3.2 Outils pour la modélisation.....	63
II.3.2.1 Modélisation – Rsoft.....	64
II.3.2.2 Traitement des données – Scilab.....	64
II.3.3 Détail de la modélisation.....	64
II.3.3.1 Conversion des paramètres réels dans la simulation.....	64
II.3.3.2 Configuration du Rsoft	66
II.3.3.3 Traitement des données (avec Scilab)	70
II.3.4 Résultat et discussion.....	71
II.4 Conclusion.....	79
CHAPITRE III – taille Effective du taux de génération TPA.	82
III.1 Introduction.....	82

III.2 Méthodologie de mesure	83
III.2.1 La technique « Knife-edge »	83
III.2.1.1 Principe de la technique.....	83
III.2.1.2 Dispositif expérimental	85
III.2.1.3 Analyse des données.....	86
III.2.2 Modification des résultats en cas de TPA.....	89
III.2.2.1 Dépendance quadratique.....	89
III.2.2.2 Décalage des signaux.....	90
III.2.2.3 Diffusion dans le substrat.....	91
III.2.3 Résultats et discussions.....	92
III.2.3.1 Tolérance de KEOPS.....	92
III.2.3.2 Tailles de spot effectives en fonction de l'énergie laser.....	93
III.2.3.3 Comparaison des résultats avec la simulation	97
III.2.3.4 Comparaison des résultats entre les régimes non-linéaire et linéaire	99
III.2.3.5 La taille de spot effective dans le silicium	102
III.3 Conclusion	103
CHAPITRE IV – Applications du laser TPA	106
IV.1 Introduction	106
IV.2 Dispositifs expérimentaux	106
IV.2.1 La Plateforme ATLAS	106
IV.2.2 Les sources laser	107
IV.2.2.1 La source pour les techniques SPA.....	107
IV.2.2.2 La source pour les techniques TPA	108
IV.3 Application de la résolution axiale dans un circuit intégré	108
IV.3.1 Préparation des composant pour le test et montage expérimental.....	108
IV.3.1.1 Analyse du registre à décalage 74VHC595.....	109
IV.3.1.2 Montage expérimental	110
IV.3.2 Résultats et discussion	111
IV.3.2.1 Injection des fautes dans la couche active en différentes conditions.	111
IV.3.2.2 Prédiction de volume sensible.....	115
IV.3.2.4 Capacité de stimulation photoélectrique TPA pour l'analyse de défaillance	118
IV.4 Investigation de la sensibilité au SEL d'une SRAM avec la technique TPA	120
IV.4.1 Effet des radiations sur les circuits intégrés.....	120
IV.4.1.1 Les effets des événements singulières.....	120

IV.4.1.2 Utilisation de la technique TPA dans l'analyse de sensibilité aux SEE....	121
IV.4.2 Description du dispositif et montage expérimental.....	122
IV.4.2.1 Présentation du DUT : SRAM CY7C1069.....	122
IV.4.2.2 Montage expérimental	122
IV.4.3 Résultats et discussion	123
IV.4.3.1 Sensibilité au SEL en fonction de l'énergie.....	124
IV.4.3.2 Volume sensible de SEL dans le silicium en fonction de l'énergie	126
IV.4.3.3 Réponse SEL aux différentes positions dans le SRAM	128
IV.4.3.4 Discussion des situations qui influencent l'expérimentation	130
IV.5 Conclusion	131
CONCLUSION ET PERSPECTIVE	132
ANNEXE.....	136
References.....	140
Contribution scientifique.....	148

LIST D'ABREVIATION

Abréviation	Le nom complet	Le nom en français
ADE	Auxiliary Differential Equation	L'équation différentielle auxiliaire
DUT	Device Under Test	Le circuit sous test
EMMI	EMission Microscopy	
FA	Failure Analysis	L'analyse de défaillance
FCA	Free Carrier Absorption	L'absorption des porteurs libres
FDTD	Finite-Difference Time-Domain	Différences finies dans le domaine temporel
FWHM	Full Width at Half Maximum	La pleine largeur à mi-hauteur
IC	Integrated Circuit	Le circuit Intégré
LADA	Laser Asisted Device Alternation	
LIVA	Light Induced Voltage Alteration	
LSM	Laser Scanning Microscopy	
LVP	Laser Voltage Probing	
NA	Numerical Aperture	L'ouverture numérique
NAIL	Numerical Aperture Increasing Lens	La lentille augmentant l'ouverture numérique
OBIC	Optical Beam Induced Current	
OBIRCh	Optical Beam Induced Resistance Change	
PICA	Picosecond Imaging Circuit Analysis	
PML	Perfectly Matched Layer	La zone absorbante parfaitement adaptée
PSF	Point Spread Function	La fonction dispersion d'un point
SEE	Single Event Effect	L'événement singulier
SEI	Seebeck Effect Imaging	
SEL	Single Event Latchup	L'événement singulier (erreurs logicielles)
SES	Single Event Snapback	
SEU	Single Event Upset	L'événement singulier (erreurs matérielles)
SIL	Solid Immersion Lens	La lentille à immersion solide
SPA	Single Photon Absorption	L'absorption à un photon
TALIF	Two-photon Laser Induced Fluorescence	
TIVA	Thermally-Induced Voltage Alteration	
TOBIC	Two-photon OBIC	
TPA	Two-Photon Absorption	L'absorption à deux-photon
TRE	Time Resolved Emission	
TRLS	Time Resolved Laser Stimulation	
XIVA	Externally Induced Voltage Alteration	

INTRODUCTION GENERALE

Les techniques optiques de test et d'analyse des circuits intégrés (ICs) nécessitent une amélioration permanente pour s'adapter à la rapide et continuelle augmentation d'intégration des systèmes électroniques et surmonter les verrous technologiques amenées par les technologies innovantes micro/nano électroniques. La technique laser dite de stimulation photoélectrique basée sur l'absorption à deux-photons (TPA) présente un fort potentiel pour la mise en œuvre de techniques de caractérisation et d'aide à la conception des ICs. La technique TPA permet d'améliorer sensiblement la résolution latérale et axiale à la fois pour la mise en œuvre de techniques de localisation de défauts nanométriques mais aussi pour l'étude de la sensibilité aux radiations des circuits ou encore pour l'injection de fautes.

La constante évolution des technologies de la microélectronique conduit notamment une difficulté d'accessibilité des zones actives par un faisceau laser. En effet la forte densité des niveaux de métallisations sur la face avant du circuit impose de mettre en œuvre des techniques d'analyse par la face arrière afin d'atteindre les zones actives. De plus, la forte intégration des composants se traduit par la présence de structures élémentaires nanométriques ce qui nécessite le développement de technique d'analyse de plus en plus sensible afin d'augmenter les seuils de détectabilité des défaillances. Les techniques de cartographie laser avec longueur d'onde proche infrarouge permettent d'accéder de manière non destructive à la face arrière des circuits et d'atteindre via le substrat les zones actives du circuit qui sont localisées au niveau de la face avant en dessous des interconnexions métalliques. Dans ce contexte, la technique TPA s'avère très prometteuse en terme de résolution spatiale latérale mais aussi ce qui est un atout majeur en terme de résolution axiale ou longitudinale. Il est donc possible de concentrer l'effet photoélectrique suivant la direction de propagation autour de la zone de focalisation du faisceau laser ce qui autorise des analyses tridimensionnelle pour par exemple, localiser des défauts ou identifier des zones sensibles et limiter les

pertes par absorption en dehors de la zone de focalisation notamment lors de la traversée du substrat du CI dans le cadre d'analyse par la face arrière.

Néanmoins la technique TPA, qui s'appuie sur des phénomènes nonlinéaires est complexe à interpréter et à mettre en oeuvre. Les très bonnes résolutions latérale et axiale conduisent à une extrême influence de la technique à la variation d'énergie et la profondeur de focalisation du laser. Avant d'envisager la mise en œuvre de techniques opérationnelles d'analyse des CI par la technique TPA, il est donc primordial d'approfondir les connaissances sur l'interaction d'impulsion laser ultracourtes et silicium ce qui est essentiel pour appréhender et mieux comprendre ces phénomènes nonlinéaires.

Cette thèse est financée par le projet « MADISON (Méthode d'Analyse de Défaillance Innovantes par Stimulation Optique dyNamique) » dans le cadre d'un consortium comprenant les sociétés STMicroelectronics, LFoundry et les laboratoires LP3, IN2MP et IMS.. L'objectif du projet est de développer des méthodes d'analyse de défaillance des circuits intégrés en environnement industriel en appliquant en particulier la stimulation laser dynamique à des circuits intégrés complexes. Ces nouvelles techniques qui doivent améliorer la fiabilité permettra de réduire le temps nécessaire à la mise au point de nouveaux produits et donc de leur introduction sur le marché. Le but de cette thèse est de développer des techniques optiques émergentes basées sur les propriétés optiques non linéaires des matériaux pour la microélectronique.

Ce travail entre dans le cadre de l'analyse optique de circuits intégrés par stimulation photoélectrique à base de l'absorption à deux-photons utilisant des impulsions laser femtoseconde. Pour cela, les objectifs de cette thèse sont d'une part d'étudier la caractérisation de l'interaction des impulsions ultracourtes avec le silicium en prenant en compte phénomènes nonlinéaires associés. D'autre part :

- d'adapter la technique TPA sur la plateforme laser ATLAS du laboratoire IMS,
- de réaliser des études comparatives avec les techniques d'analyse photoélectrique conventionnelles,
- de développer de nouvelles méthodes d'analyse optique utilisant la résolution axiale.

Le premier chapitre situe le contexte de cette thèse par une revue de l'état de l'art des techniques d'analyse optique dans contact et non destructives à haute résolution spatiales utilisées dans la microélectronique. La technique de l'absorption à deux-photons (TPA) qui est le sujet de cette thèse est ensuite présentée en précisant son principe, ses applications ainsi que la méthodologie d'amélioration de résolution.

Le deuxième chapitre précise les propriétés optiques nonlinéaires du silicium qui régissent en partie l'interaction électromagnétique d'un laser impulsionnel avec silicium. Une méthode de modélisation largement utilisé dans le domaine d'électromagnétisme, la méthode FDTD (l'acronyme en anglais : Finite Difference Time Domain), est étudiée pour étudier les différents phénomènes qui sont induits dans le silicium par laser femtoseconde et qui permettent d'estimer la taille du spot du laser en trois dimensions focalisé dans le silicium.

Le troisième chapitre présente le développement d'une méthode alternative pour mesurer la taille du spot effective du laser TPA focalisé dans le silicium, il s'agit de la technique « Knife-Edge ». A l'aide d'un capteur optique optimisé pour l'absorption à deux-photons, une évaluation de taille du spot suivant les directions latérale et axiale en fonction d'énergie de laser est effectuée. Des simulations sont présentées pour étayer les résultats obtenus. Une analyse comparative avec la stimulation à un photon linéaire est effectuée pour compléter cette analyse.

Le quatrième chapitre présente différentes études de cas en utilisant la technique TPA avec comme objectif principal de confirmer les apports de cette dernière. Deux dispositifs dont un registre à décalage en technologie 350nm et un SRAM en technologie 90nm sont utilisés pour étudier les caractéristiques de la technique TPA. Les investigations expérimentales sur le registre à décalage permettent de confirmer l'amélioration de la résolution latérale et de montrer les influences de phénomènes nonlinéaires sur la résolution axiale. Une méthode originale d'estimation du volume sensible de circuit est développée à partir des investigations menées sur la SRAM.

CHAPITRE I – ETAT DE L'ART DES TECHNIQUES OPTIQUES POUR ANALYSE DE DEFAILLANCE

I.1 Introduction

Les techniques optiques pour l'analyse de défaillance (FA) sont massivement utilisées pour l'analyse et le test sur les circuits intégrés (ICs), grâce aux propriétés de l'interaction photon-semiconducteur : absorption (thermique, photoélectrique), transition radiative, émission stimulée etc. Elles permettent d'effectuer une grande variété des analyses de défaillance et de mettre en œuvre des techniques d'aide à la conception des ICs.

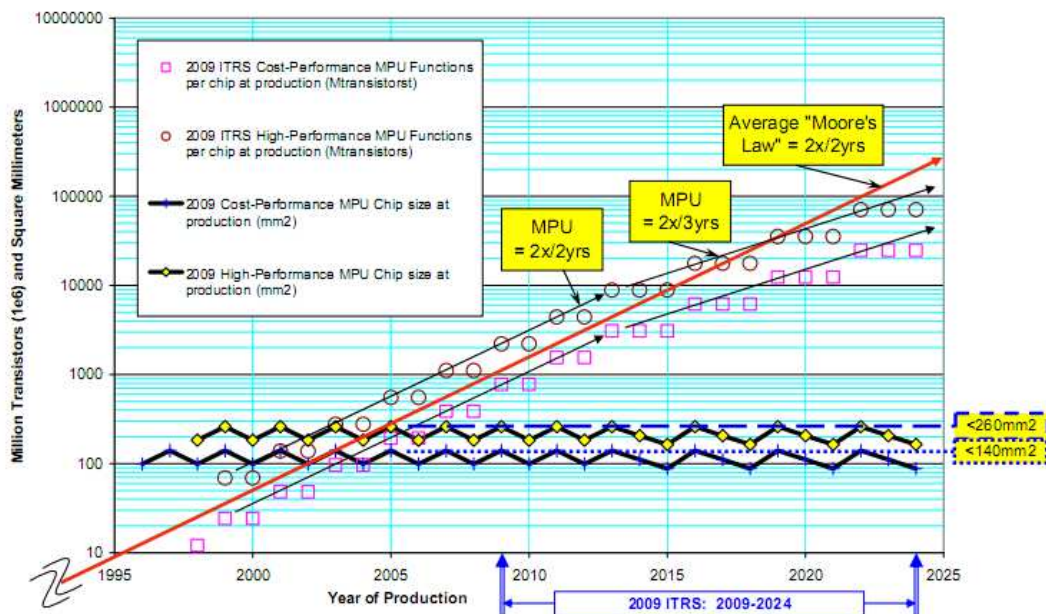


Figure I-1 : Nombre de transistors par millimètre carré en fonction de l'année, information obtenu à partir de la base ITRS 2009[ITR10]

Prédit par la loi de Moore, les ICs produits pour l'industrie de semi-conducteurs suivent un taux d'augmentation exponentiel de la densité d'intégration et de fonctionnalité (Figure I-1). Au point que certaines techniques d'analyse actuelles ont déjà approché ou même atteint leurs limites de capacité en termes de taux de couverture

de localisation de défauts. Afin de suivre l'évolution rapide des technologies de fabrication, des nouvelles techniques d'analyse de défaillance doivent être développées. Parmi toutes ces techniques innovantes, la technique photo-stimulation par absorption deux photons (TPA : Two-Photon Absorption) a montré un potentiel très intéressant pour s'adapter à l'évolution des circuits intégrés.

Ce chapitre va tout d'abord récapituler le principe des techniques optiques d'analyse de défaillance connues, puis se concentrer sur l'introduction de la technique TPA qui est le sujet d'étude principal de cette thèse.

I.2 Techniques d'analyse de défaillance dans un circuit intégré.

La plupart des cibles de l'analyse de défaillance optique sont des composants semi-conducteurs, c'est-à-dire que ce qui nous intéresse le plus est la couche active, où la zone composée par du silicium fortement dopé dans un circuit intégré. L'imagerie par la face avant du circuit est limitée par le grand nombre de niveaux de pistes métalliques dans les circuits modernes. D'autre part, dans certains cas, comme celui des puces reportées en flip-chip, la surface frontale du dispositif est complètement inaccessible. Ce problème peut être contourné en utilisant une illumination par la face arrière, à travers le substrat. La plupart des substrats sont en silicium légèrement dopé, donc toutes les interactions laser – matière que nous allons discuter dans ce chapitre sont des interactions laser – silicium.

I.2.1 Stimulation photoélectrique

Le principe de la technique de stimulation photo-électrique est de créer des paires électron-trou dans le circuit intégré à l'aide du laser au voisinage d'une zone de charge d'espace, afin d'observer un photocourant, le transitoire de tension ou le changement de fonction logique induits par ce photocourant. L'analyse des résultats, nous permet de localiser des défauts ou de mesurer des volumes sensibles.

I.2.1.1 Interaction de la lumière avec la matière

Quand la lumière éclaire la matière, la polarisation créée par l'onde lumineuse traversant cette matière s'écrit sous la forme de l'équation (I-1), ce qui signifie que les moments dipolaires induits de la matière répondent instantanément à un champ électrique appliqué, la polarisation diélectrique (moment dipolaire par unité de volume)

P dans un milieu peut être écrite comme un développement en puissance du champ électrique, avec ε_0 la constante diélectrique du vide, E le champ électrique et $\chi^{(i)}$ la susceptibilité électrique de l'ordre « i » du milieu. La susceptibilité électrique $\chi^{(i)}$ est une constante de proportionnalité sans dimension qui caractérise la polarisation d'un matériau diélectrique, ceci en réponse à un champ électrique extérieur ou produit par la matière polarisée. Plus la susceptibilité électrique est grande, plus un matériau se polarise en réponse au champ, ce qui réduit le champ électrique total dans le matériau. De cette manière, la susceptibilité électrique peut influencer la permittivité électrique du matériel ainsi que de nombreuses autres propriétés de ce milieu, telles que l'indice de réfraction, le coefficient d'absorption et la vitesse de la lumière. Le calcul de $\chi^{(i)}$ ont déjà été effectué par plusieurs équipes [War65, Rer01].

$$P = \varepsilon_0 \chi^{(1)} E + \varepsilon_0 \chi^{(2)} E \otimes E + \varepsilon_0 \chi^{(3)} E \otimes E \otimes E + \dots \quad (I-1)$$

Le principe de la stimulation photo-électrique est l'absorption de photons et en conséquence la génération de paires électron-trou pouvant conduire un courant électrique. Le paramètre le plus important dans l'équation ci-dessus est $\chi^{(i)}$ la susceptibilité électrique d'ordre (i), qui influence la propagation et l'absorption optique dans un milieu. Ce qui nous intéresse c'est $\chi^{(1)}$ (susceptibilité du premier ordre) et $\chi^{(3)}$ (susceptibilité du troisième ordre), $\chi^{(2)}$ est nul pour le silicium du fait de sa structure centrosymétrique. Le détail des propriétés du silicium sera exposé dans les paragraphes suivants.

1.2.1.2 Mécanisme de collection des charges

Les charges peuvent être générées dans le silicium en illuminant le semi-conducteur avec un laser. L'énergie des photons incidents est absorbée pour exciter un électron à partir d'un niveau d'énergie inférieur pour le conduire à un niveau d'énergie supérieur. Dans le cas du silicium un électron peut être retiré de la bande de valence et ajouté à la bande de conduction, une paire électron-trou est alors générée (absorption inter-bande). Une condition nécessaire est que l'énergie du photon (ou des photons), E_p , soit plus grande que l'énergie de bande interdite E_g . L'absorption optique dans le silicium peut être classée en deux régimes : régime linéaire et régime non-linéaire. La figure I-2-1(a) illustre le mécanisme de l'absorption inter-bande. Un photon d'énergie supérieure à E_g est absorbé par le milieu, en excitant un électron de la bande de valence

vers la bande de conduction, créant une paire électron-trou. Figure I-2-1(b) illustre le mécanisme de l'absorption par porteurs libres (intra-bande). La figure I-2-1(c) illustre le processus d'absorption non-linéaire à deux photons, le détail de ce mécanisme sera discuté par la suite.

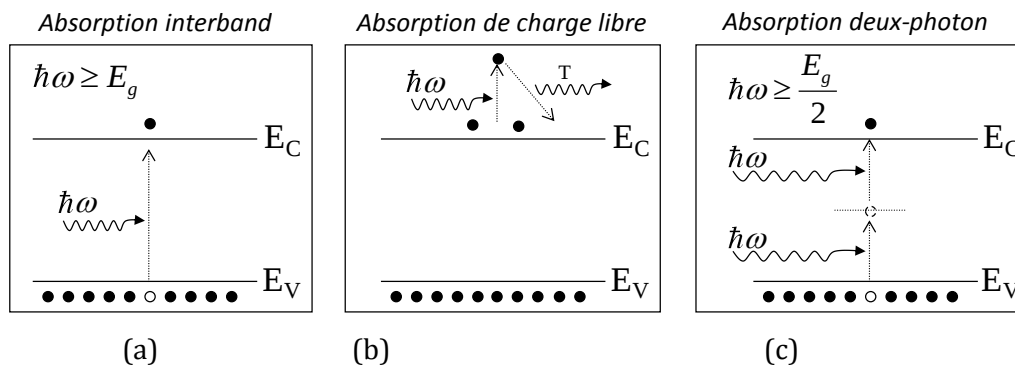


Figure I-2-1 : différent modes de l'absorption dans le silicium, (a) et (b) correspondent à un régime linéaire, (c) à un régime non-linéaire.

I.2.1.3 Technique d'analyse par faisceau laser à base de stimulation photo-électrique

Les techniques de stimulation photo-électrique connues dans le domaine FA sont la technique OBIC (Optical Beam Induced Current) [Wil87], la technique LIVA (Light Induced Voltage Alteration) [Col95] et la technique LADA (Laser Assisted Device Alteration) [Row03]. Elles consistent à générer des paires électrons-trous (charges) par absorption des photons du laser à proximité de la couche active du circuit sous test (DUT : Device Under Test) généralement siège d'un champ électrique intense, les charges sont ensuite collectées créant un photocourant parasite dans le DUT. L'observation des effets générés par ce courant tels que les transitoires de tension, les basculements d'états logiques ou une mesure directe du courant à la sortie nous permet d'analyser le DUT. L'équipe laser du laboratoire IMS a consacré l'essentiel de son activité à ce domaine et a publié beaucoup d'articles scientifiques [Pou00, Dar03, Dou08, etc.]. Dans cette thèse la technique principale qui sera mise en œuvre est la stimulation photo-électrique par l'absorption deux photons, elle sera décrite dans les paragraphes suivants.

I.2.2 Stimulation thermique

I.2.2.1 Principe

La stimulation thermique représente une catégorie de techniques d'imagerie de défaut qui utilisent un laser pour produire une élévation de température dans le dispositif semi-conducteur. Cette élévation de température induite par photons peut modifier la résistance électrique ou déclencher un effet thermoélectrique qui permet de localiser les défauts dans le circuit.

I.2.2.2 Technique d'analyse par faisceau laser à base de stimulation thermique

Il existe quatre techniques associées à la stimulation thermique : la technique OBIRCh (Optical Beam Induced Resistance Change) [Nik97], la technique TIVA (Thermally-Induced Voltage Alteration)[Col99], la technique XIVA (Externally Induced Voltage Alteration)[Fal01] et la technique SEI (Seebeck Effect Imaging)[Col99]. Les trois premières techniques consistent à mesurer les variations du courant ou de la tension qui sont directement proportionnelles aux variations de la résistance électrique induite par l'effet thermique dû au faisceau laser. Elles permettent la localisation de défauts dans les vias et les interconnexions. La technique SEI consiste à mesurer la variation de potentiel induite par les gradients de température dans des matériaux métalliques en circuit ouvert, ou dans des thermocouples. Elle permet la localisation de défaut aux niveaux des interconnexions et particulièrement adaptée à l'étude de chaîne de via [Fir 04]. Un des inconvénients de ces techniques est que les variations induites par effet thermique sont faibles, il faut donc un amplificateur connecté à la sortie pour la détection des signaux. Comme la densité du circuit augmente exponentiellement, la taille du composant se réduit très vite donc la détection des signaux et la localisation du défaut sont de plus en plus difficiles.

Technique	Principe
OBIRCh	$\Delta I = -\frac{\Delta R}{R^2} \cdot V$
TIVA	$\Delta V = \Delta R \cdot I$
XIVA	$\Delta V = -\frac{\Delta R \cdot V}{R}$
SEI	$\Delta V = Q \cdot \Delta T$

Table1-1 Caractérisation des techniques OBIRCh, TIVA, TBIP et SEI, avec Q le coefficient de Seebeck.

I.2.3 Emission de photons

I.2.3.1 Principe

Quand une stimulation électrique est appliquée de façon répétitive au DUT, les transistors internes répètent les états passant et bloqué. Quand les transistors PMOS et NMOS commutent, ils émettent des photons. Ces émissions de photons sont enregistrées par un détecteur de photons. En comptant le nombre de photons émis par un transistor spécifiques à travers une période de temps, un histogramme de photons peut être construit. En détectant les émissions combinées de photons dans les portes logiques, il est possible d'utiliser l'histogramme résultant pour déterminer les emplacements dans le temps des fronts montants et descendants du signal. La forme d'onde produite n'est pas représentative d'une onde de tension vraie, mais représente la dérivée de la forme d'onde, avec des pointes de photons présentés uniquement lors des fronts montants ou descendants.

I.2.3.2 Technique à base d'émission de photons

Les techniques EMMI (EMission Microscopy) [Sch06], PICA (Picosecond Imaging Circuit Analysis) [Tsa00, Pol02] et TRE (Time resolved Emission) [Des04] sont les trois techniques bien connues dans ce domaine. Ces techniques consistent à observer l'émission des photons causée par les courants traversant les transistors (figure I-2-2). La visualisation dans le temps de cette émission de lumière permet donc de suivre la propagation spatiale et temporelle d'un signal électrique. La caractérisation des performances critiques, aide à la conception et analyse de défaillance lié à des problèmes de timing et des défauts CA (courant alternatif) peuvent être réalisées avec ces techniques. Mais le courant induit par le changement d'état des portes logiques est extrêmement faible, un photo-détecteur très sensible est alors nécessaire pour la collection d'information.

Les techniques optiques pour l'analyse de défaillance exhibent un vaste potentiel, qui permet d'analyser et résoudre la plupart des problèmes rencontrés dans les circuits intégrés. Parmi toutes ces techniques, la stimulation photoélectrique a été étudié, une approche de la stimulation à base de l'absorption deux photons sera décrite dans le chapitre I.3.

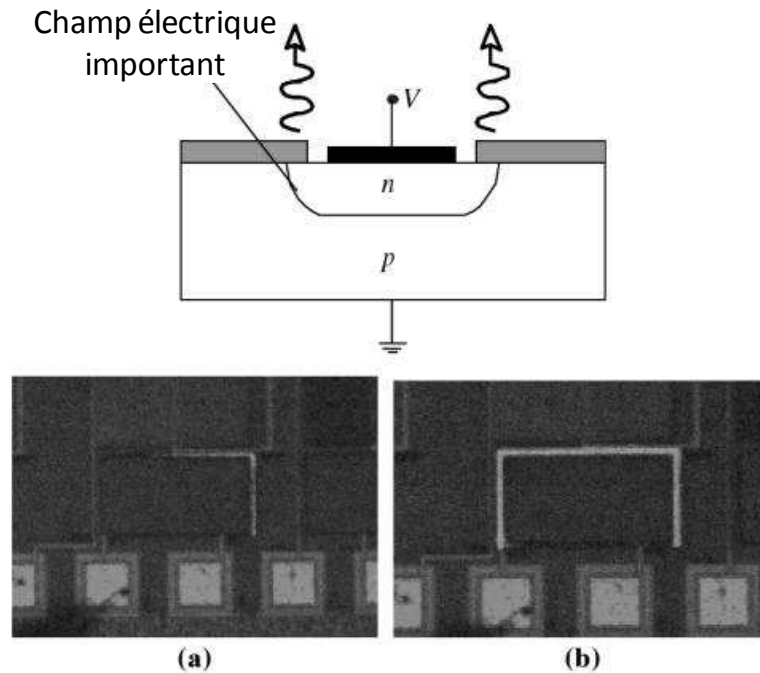


Figure I-2-2 : schéma illustrant émission de lumière par porteurs chauds à la région où champ électrique est important dans une jonction np, (a) un claquage faible, (b) un claquage fort représenté par les lignes blanches [Sch06].

I.3 Analyse de défaillance avec laser à base de SPA

Les techniques de stimulation photoélectrique laser à base de l'absorption à un photon (SPA) sont largement utilisées en analyse de défaillance sur circuits intégrés. Elles consistent à générer des paires électrons-trous à proximité des zones actives du DUT. Ces charges sont ensuite collectées créant un photocourant parasite dans le DUT. Ce photocourant permet l'analyse du composant soit par sa mesure directe, soit en mesurant son effet sur le circuit (transitoire de tension, basculement d'état logique...). Le contenu principal de cette thèse ne focalise pas sur les techniques SPA mais les techniques à base de l'absorption à deux-photons (TPA). Les techniques SPA et TPA partagent des caractérisations, des configurations et des fonctionnalités similaires et comparables.

I.3.1 Principes du SPA

L'absorption un photon dans le silicium est surtout caractérisée par l'absorption inter bandes (figure I-2a). L'absorption inter bandes est un phénomène linéaire qui se produit lorsque l'énergie du photon est plus grande que la largeur de la bande interdite du silicium, soit la longueur d'onde du faisceau laser est inférieure à 1100nm. Un photon induit est absorbé par un électron de la bande de valence, cet électron excité va ensuite

passer dans la bande de conduction en laissant un trou dans la bande de valence. La probabilité d'occurrence de ce phénomène sera d'autant plus importante que la longueur d'onde sera faible. Un paramètre α est utilisé pour quantifier l'absorption un photon, qui s'appelle aussi le coefficient d'absorption linéaire du matériau. Ce coefficient dépend fortement de l'absorption inter bandes (α_{IB}) ainsi que l'absorption par porteurs libres (α_{FCA}).

De plus, les caractéristiques de l'absorption linéaire peuvent être modifiées par le dopage, la température, le champ électrique et bien d'autres paramètres. Schmid *et al.* propose dans l'une de ses publications [SCH81] des valeurs mesurées du coefficient α pour différents paramètres comme la longueur d'onde, le dopage et la température. Ces courbes sont présentées en figure I-3-1.

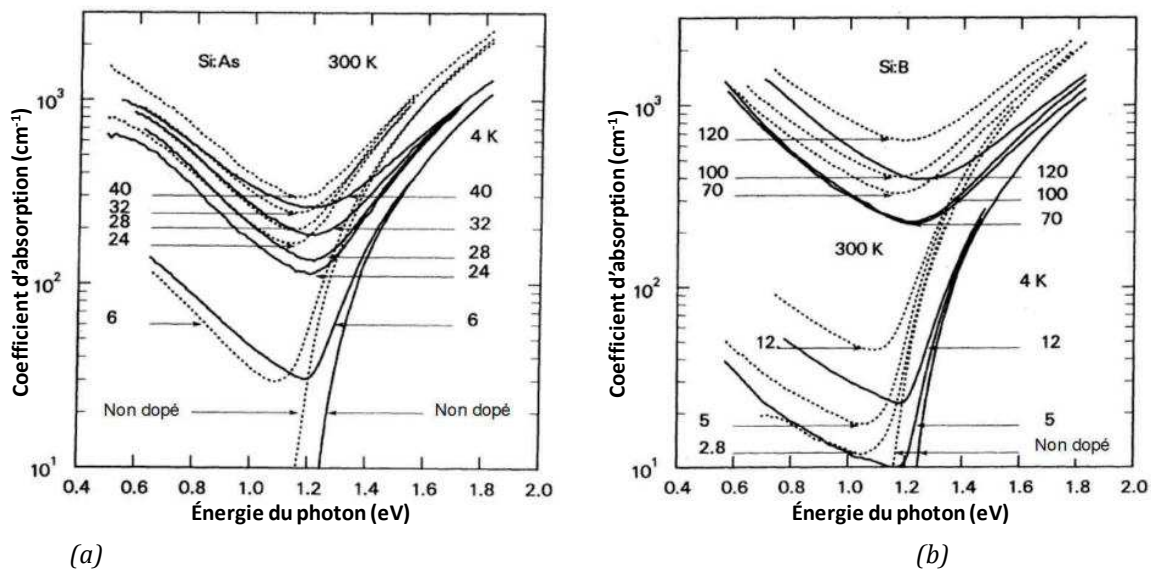


Figure I-3-1 : le coefficient d'absorption linéaire en fonction de l'énergie de photon pour un dopage de type Arsenic (a) et de type Bore [Sch81]. la concentration du dopage est à l'ordre de 10^{18} cm^{-3}

L'avantage de l'absorption un photon est qu'elle se produit facilement. Néanmoins il est nécessaire d'amincir le substrat tout en gardant le circuit fonctionnel, pour éviter que les photons soient absorbés avant d'arriver dans la zone active du composant. Il faut donc faire un compromis entre la longueur d'onde et l'épaisseur de substrat.

I.3.2 Les techniques d'analyse à base du SPA

I.3.2.1 Classement des techniques d'analyse

Les techniques d'analyse photoélectrique à base du SPA peuvent être classées selon la stimulation électrique utilisée pour piloter le circuit sous test et l'analyse ou

stimulation optique employée. Par conséquent trois grandes familles peuvent être distinguées, les techniques statiques, les techniques semi-dynamiques et les techniques dynamiques. Ce classement peut être utilisé sur toutes les techniques d'analyse optique.

Les techniques statiques place le circuit sous test dans une configuration statique ainsi que la stimulation ou analyse optique utilisée. Un laser continu de longueur d'onde adaptée selon la stimulation laser souhaitée est utilisé. Enfin le circuit intégré est polarisé avec un vecteur de test donné le plaçant ainsi dans une configuration particulière, en général, celle du défaut.

La technique semi-dynamique s'effectue soit par la stimulation électrique dynamique du circuit sous test alors que la stimulation laser est statique, soit par la stimulation optique dynamique tandis que le circuit est polarisé de façon statique.

Pour les techniques dynamiques d'une part le circuit sous test est émulé dynamiquement et d'autre part la stimulation laser ou le capteur optique utilisé permettent l'extraction d'informations temporelles.

1.3.2.2 Les techniques d'analyse SPA statiques

La technique OBIC [Wil87] utilise un faisceau laser qui génère un photocourant s'ajoutant au courant nominal proche de la zone active du circuit. En mesurant et analysant les variations de courant d'alimentation de la source de tension constante alimentant le circuit sous test, pendant que le faisceau laser balaye ce dernier, on peut localiser des défauts dans les jonctions, des fuites dans les jonctions ou encore des défauts dans le substrat.

La technique LIVA [Col94] diffère de la technique OBIC par son mode de polarisation. En effet, dans ce cas précis, le circuit sous test est polarisé en mode statique par une source de courant constante. En mesurant et analysant les variations de tension aux bornes de la source de courant constante pendant que le faisceau laser balaye le circuit intégré, on peut réaliser les mêmes investigations que la technique OBIC.

1.3.2.2 Les techniques d'analyse SPA semi-dynamique

La technique LADA (Laser Assisted Device Alternation) utilise un laser continu de longueur d'onde 1064nm pour introduire une perturbation de temps dans les transistors [Eil03]. En attaquant le DUT par la face arrière, le laser peut générer un

photocourant localisé dans la couche active des transistors qui peut induire une perturbation du dispositif, le courant affecte le timing à un nœud, soit directement en les aidant à charger ou décharger une capacité de charge ou indirectement à travers la modulation locale du potentiel électrique changeant ainsi le point de fonctionnement DC du transistor.

I.3.2.2 Les techniques d'analyse SPA dynamique

La technique LVP ("Laser Voltage Probing") [Yee99] utilise un laser impulsif pour analyser et visualiser les signaux dynamiques du circuit sous test. Le principe de cette technique est présenté sur la figure I-3-2. Un laser à blocage de modes délivrant des impulsions de 30 ps à un taux de répétition de 100 MHz et à une longueur d'onde de 1064 nm est focalisé à travers le substrat sur les zones actives (jonctions PN) du circuit sous test. Ce faisceau sonde traverse la jonction et vient se réfléchir sur les pistes métalliques. L'onde réfléchie est ensuite capturée et transformée en un signal électrique par une photodiode. La variation du champ électrique de la jonction PN va induire une modulation de l'intensité de l'onde réfléchie par effet d'électroabsorption (effet Franz Keldysh) et par l'absorption par porteurs libres. C'est cette modulation d'intensité optique qui donne le signal LVP.

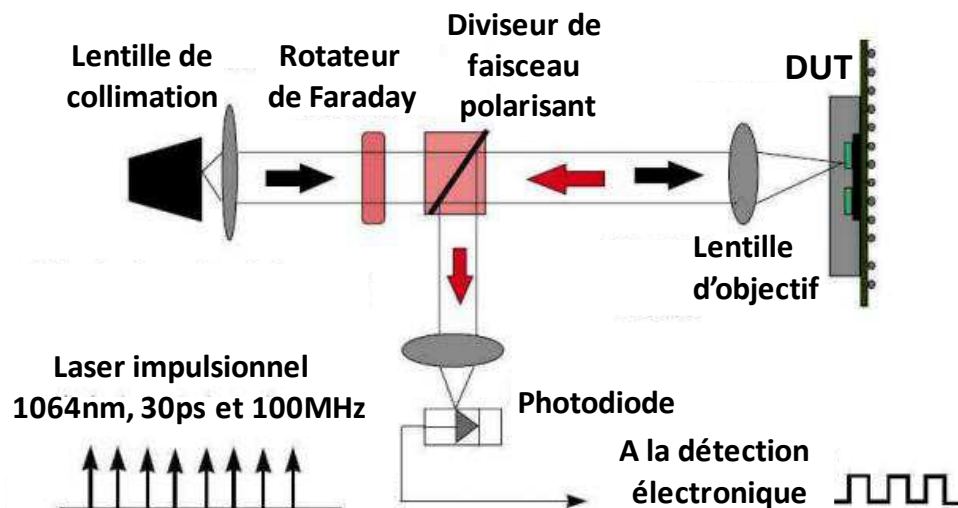


Figure I-3-2 : détails de la technique LVP avec le schéma du banc expérimental

La technique TRLS ("Time-Resolved Laser Stimulation") est une technique 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 [POU04]. 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. Figure I-3-3 présente trois cartographies pour TRLS à impulsion laser à retard d'entrée où la transition électrique se propage dans la chaîne. Tous les cartographies TRLS sont compilées à partir de la valeur de crête à crête de la réponse transitoire pour chaque point de mesure.

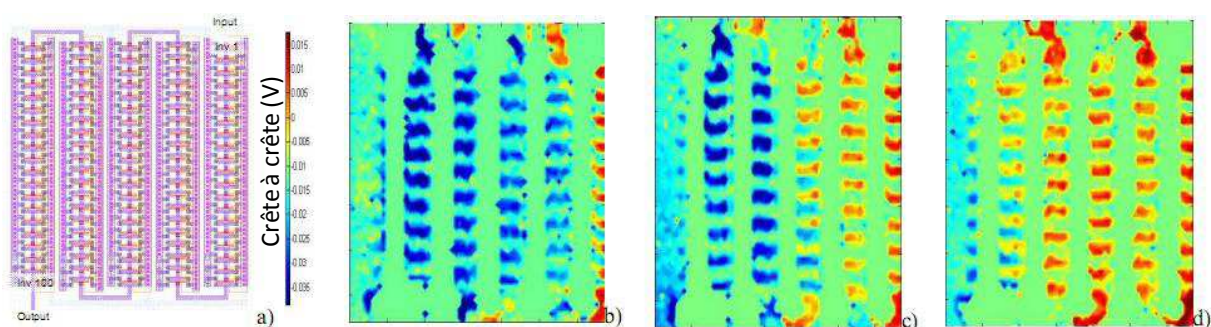


Figure I-3-3 : layout (a) et les images TRLS de la propagation glitch de la chaîne dans la deuxième inverseur pour des retards de 2ns (b), 6ns (c) et 10ns (d). [Dou07]

I.3.3 Les limites de la technique SPA

Les techniques statiques ne pourront pas détecter un défaut activé uniquement lorsque le circuit a un fonctionnement dynamique (certains circuits PLL, oscillateur, etc. ne peuvent être émulsés en mode statique), et lorsque l'on s'intéresse à des problèmes de timing. Ce genre de techniques statique ne sera plus abordé dans cette thèse.

Les techniques de SPA semi-dynamique et dynamique se retrouvent face aux multiples défis en raison d'évolution de la technologie microélectronique. La limite de diffraction délimite la résolution minimum théorique et la diffusion de porteurs dans le substrat aggrave encore cette situation. Durant la propagation du faisceau en régime linéaire, le taux de génération de porteurs induit le long de profondeur du substrat. Ceci indique que la technique SPA ne peut pas réaliser de tests ou analyse volumique du circuit. Il est donc nécessaire de trouver une nouvelle technique adaptée à l'augmentation exponentielle de la densité d'intégration et de fonctionnalité de circuits intégrés.

I.4 Analyse de défaillance avec laser à base de TPA

Depuis quelques années, les techniques de Laser pour analyse de défaillance à base d'absorption à deux-photons ont commencé à attirer l'attention des chercheurs, grâce à ses avantages par rapport la stimulation un photon, tels qu'une résolution latérale améliorée, une résolution verticale confinée, moins d'absorption pendant la propagation dans le substrat etc. Ce sous-chapitre présentera le principe du processus TPA et des techniques innovantes d'analyse de défaillance à base de TPA.

I.4.1 Principes du TPA

Afin de comprendre les résultats de la stimulation TPA, il est important d'avoir une bonne connaissance de la distribution du taux de génération de paires électrons-trous induit par TPA. Un modèle analytique du premier ordre peut être utilisé pour estimer les extensions latérales et axiales du spot laser TPA. Cependant, le niveau de confiance de ce modèle peut être modifié par plusieurs effets complexes de propagation non linéaires qui peuvent avoir lieu dans le substrat.

I.4.1.1 Propriétés de l'absorption deux photons

TPA est une absorption simultanée de deux photons de fréquences identiques ou différentes, afin d'exciter une molécule d'un état électronique à un état d'énergie plus élevée. La différence d'énergie impliquée entre l'état initial et final de la molécule est égale à la somme des énergies des deux photons (figure I-2(c)).

A la différence de la technique classique d'absorption un photon, pour le processus de TPA, le taux de génération des porteurs est proportionnelle au carré de l'intensité optique de l'impulsion du laser incident. Cette propriété implique que l'absorption non-linéaire significative se produit seulement dans le volume proche du point de focalisation où l'intensité est suffisamment grande. Dans la figure I-4-1(a) en raison de l'absorption linéaire, le faisceau de longueur d'onde inférieur à une certaine valeur est absorbé pendant la propagation. Le faisceau de longueur d'onde à 800nm est fortement absorbé dans 100µm de substrat. Dans la figure I-4-1(b) l'utilisation d'un laser de longueur d'onde de 1300nm peut éviter l'absorption importante pendant la propagation du faisceau dans le substrat. La haute intensité permet le processus TPA qui ne se produit qu'au volume focalisé du faisceau. Cette caractérisation nous garantit d'injecter les porteurs directement dans la couche active d'un IC, la largeur verticale de ce volume

représente la résolution axiale, paramètre qui devient intéressant pour le processus à deux photons.

Quand l'énergie du photon est inférieure à la bande interdite du silicium E_g soit 1,1eV (ce qui correspond à une longueur d'onde de 1127nm), le silicium devient transparent pour la lumière. A ce moment là l'absorption à deux photons commence à dominer. Dans le cas du substrat fortement dopé (concentration d'impureté supérieure que 10^{17}cm^{-3}), l'absorption intra-bande devient non-négligeable, néanmoins cette absorption est relativement faible par rapport l'absorption non-linéaire. La dépendance quadratique de l'absorption – génération des photons peut réduire la taille du spot d'environ 2 fois. Mais à cause de la loi de la limite de diffraction, cet avantage est contrebalancé par une plus grande longueur d'onde. Il faut donc choisir un compromis entre le pouvoir de résolution et l'absorption linéaire. Les longueurs d'onde le plus utilisé pour la TPA ont 1260nm à 1530nm [Xu97, Ram07, McM04]. Dans cette thèse nous avons choisi une longueur d'onde de 1300nm pour toutes nos expérimentations.

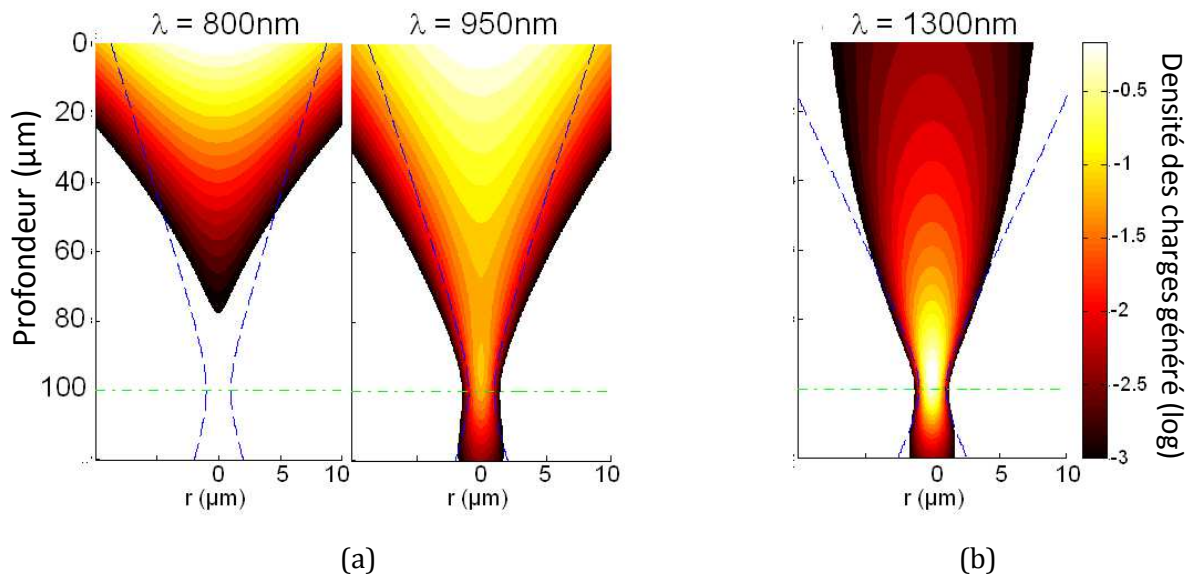


Figure I-4-1 : génération des porteurs dans le silicium due à l'absorption linéaire(a) et non-linéaire(b) [Pou00].

I.4.1.2 Propagation du laser dans le silicium

Tout d'abord rappelons la propagation libre d'un faisceau gaussien illustré dans la figure I-4-2. Les paramètres dans la figure sont : w_0 la taille de faisceau minimale ; $w(z)$ largeur du faisceau (Eq I-2) ; Z_R distance de Rayleigh (Eq I-3); b paramètre confocal et θ divergence du faisceau.

$$w(z) = w_0 \sqrt{1 + \frac{z^2}{z_R^2}} \quad (I-2)$$

$$z_R = \frac{\pi w_0^2}{\lambda} \quad (I-3)$$

Le calcul du point focal du faisceau gaussien en champ lointain peut utiliser l'équation suivante :

$$\frac{1}{f} \cong n - 1 \left(\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2} \right) \quad (I-4)$$

Avec f distance focale, n indice de réfraction, R_1 et R_2 rayon de courbure de la lentille.

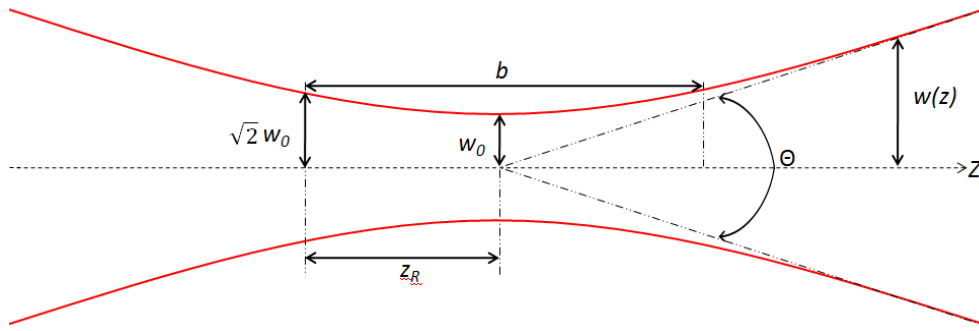


Figure I-4-2 Propagation libre d'un faisceau gaussien.

Quand un faisceau laser focalisé rentre dans un matériau dans lequel l'indice de réfraction n est supérieur à 1, sa nouvelle distance de focalisation est égale à la distance de focalisation dans l'air multipliée par n . La figure I-4-3 montre la propagation du faisceau dans le silicium. L'indice de réfraction n n'est pas une constante mais elle l'est en première approximation en régime linéaire pendant la propagation. Cette approximation ne fonctionne pas dans le cas du régime non-linéaire. La variation de l'indice n dépend de multiples effets optiques et électroniques se produisant dans le substrat. Il y a quatre effets importants qui contribuent à modifier la valeur n et qui influencent la position du point focal : l'effet plasma, la saturation de l'absorption de charge libre (FCA), l'effet de Kerr et la déplétion TPA. Ils sont présentés sur la figure I-4-3 indiqué par n° 1-4 respectivement, et les flèches rouge montrent la direction de modification du point focal.

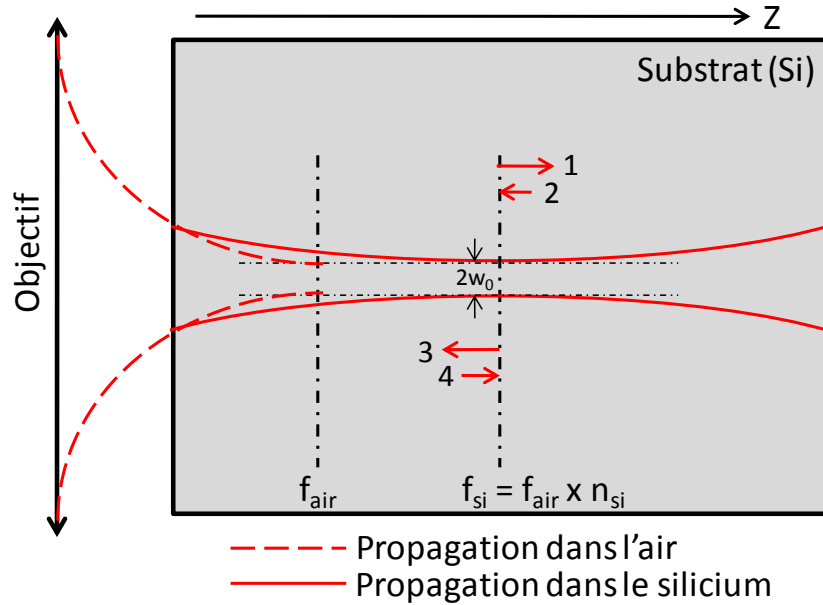


Figure I-4-3 : propagation du faisceau dans le silicium, avec n° 1-4 indiquent des différents effets qui influencent la position du point focal : effet plasma(1), saturation de l'absorption par charge libre(2), effet Kerr(3) et déplétion TPA(4), respectivement, et les flèches rouge montrent la direction de la modification du point focal.

Pour la propagation optique dans le silicium à longueur d'onde de 1300nm : l'application d'un champ électrique à un matériau peut induire un changement de l'indice de réfraction réel et imaginaire. Le changement de la partie réelle de l'indice de réfraction est connu comme l'électro-réfraction. Le changement dans la partie imaginaire de l'indice de réfraction est connu comme l'électro-absorption. Les effets prédominants de champ électrique qui sont utiles dans des matériaux semi-conducteurs sont l'effet Pockels, l'effet Kerr, l'effet Franz-Keldysh et l'effet plasma. Après avoir examiné l'efficacité des effets des champs électriques du Si, on a montré que l'effet Franz-Keldysh est très faible [Xia10], l'effet Kerr ne sera important que si l'intensité du faisceau est très élevée. Par ailleurs, l'effet Pockels est absent dans le Si cristallin.

La réponse non-linéaire du milieu par sa susceptibilité du troisième ordre [SHE90], peut être exprimée par l'équation (I-5), avec n_0 indice de réfraction linéaire, ϵ_0 la permittivité du vide, c la vitesse de la lumière dans le vide, ω la variable de fréquence, n_2 indice de réfraction non-linéaire du deuxième ordre et β coefficient d'absorption non-linéaire :

$$\chi^{(3)} = \chi_{RE}^{(3)} + i\chi_{IM}^{(3)} = 2n_0^2\epsilon_0cn_2 + i\frac{n_0^2\epsilon_0c^2\beta}{\omega} \quad (I-5)$$

Où $\chi_{RE}^{(3)}$ est la partie réelle de $\chi^{(3)}$ lié à n_2 qui influence la propagation optique, et $\chi_{IM}^{(3)}$ est la partie imaginaire de $\chi^{(3)}$ lié à β qui influence la génération de porteur. Le $\chi^{(3)}$ de chaque milieu est constant.

Comme nous venons de le mentionner, pour l'optique non-linéaire, la partie réelle de $\chi^{(3)}$ est liée à n_2 (Eq I-6), implique que l'indice de réfraction augmente avec l'élévation de l'intensité du laser I . Ce phénomène non-linéaire s'appelle l'effet Kerr et peut être exprimé par l'équation (I-7), avec Δn_{Kerr} le coefficient de changement l'indice :

$$n_2 = \frac{\chi_{RE}^{(3)}}{2n_0^2 \epsilon_0 c} \quad (I-6)$$

$$n = n_0 + n_2 I = n_0 + \Delta n_{Kerr} \quad (I-7)$$

Dans la plupart des cas, n est proportionnelle à I , ce qui signifie que plus l'intensité du faisceau est élevée, plus la distance focale est courte dans le milieu. Cet effet mènera à un autre phénomène appelé effet d'auto-focalisation. Lorsque l'indice de réfraction augmente avec l'intensité du champ électrique, le milieu se comporte comme une lentille de focalisation pour une onde électromagnétique. Le pic d'intensité de la région autocentré ne cesse d'augmenter avec le déplacement du faisceau à travers le milieu, jusqu'à ce que des effets de défocalisation ou d'endommagement du milieu apparaissent. Mais dans le cas réel, ce phénomène peut être atténué ou compensé par au moins deux autres effets. Premièrement, la surintensité résultant de l'auto-focalisation conduit à l'absorption de deux photons plus importante, ce qui atténue le faisceau et réduit son intensité. Deuxièmement, l'indice de réfraction est également influencé par la densité de porteurs libres (Eq I-8).

$$n = n_0 + \Delta n_{Kerr} + \Delta n_{FC} \quad (I-8)$$

$$\Delta n_{FC} = - \frac{e^2 \lambda^2}{8\pi^2 c^2 \epsilon_0 n} \frac{\Delta N_e}{m_e} + \frac{\Delta N_h}{m_h} \quad (I-9)$$

Le dernier terme de l'équation (I-8) est relatif à l'effet plasma, qui dépend de la densité de la charge libre dans le silicium. Cet effet agit à la fois sur la partie réelle et celle imaginaire de l'indice de réfraction. Cette propriété est décrite par les équations de Lorentz-Drude [Dru00] qui relient la concentration d'électrons (N_e) et de trous (N_h), au coefficient d'absorption α (nous parlerons dans le prochain paragraphe) et à l'indice de

réfraction n . Pour exprimer le changement dans ces paramètres, Δn_{Kerr} et Δn_{FC} représentent le changement de l'indice de réfraction en régime non-linéaire et linéaire respectivement. Le changement de l'indice induit par effet plasma (Δn_{FC}) peut s'expliquer par l'équation (I-9), avec le changement de la densité d'électron et trou ΔN_e et ΔN_h , la masse effective de l'électron et le trou m_e et m_h respectivement, [Gra05]. La valeur de Δn_{FC} est négative dans le silicium. Cet effet peut aussi être atténué par la saturation de FCA dans le silicium. La concurrence entre l'absorption TPA, l'effet Kerr, l'effet plasma et la saturation de FCA a un impact lorsqu'on utilise un laser en mode TPA pour l'analyse des ICs en face arrière. Elle conduit à des petites variations de la position du point focal sur l'axe optique lors du changement de l'énergie du faisceau incident. Ces variations doivent être prises en compte pour l'analyse précise des résultats TPA, qui dépendent de la profondeur de la focalisation ou de l'énergie d'impulsion.

I.4.1.3 Absorption optique et génération des porteurs dans le silicium

L'absorption du faisceau laser dans le silicium peut être exprimée dans l'équation (I-10) (en l'absence de recombinaison, la diffusion, et évacuation thermique), où I est l'intensité du laser, z est la profondeur de propagation, α est le coefficient d'absorption linéaire, β est le coefficient d'absorption à deux photons, σ est la section efficace FCA et N_{FC} est la concentration des porteurs libre.

$$\frac{dI}{dz} = -\alpha I - \beta I^2 - \sigma N_{FC} I \quad (I-10)$$

α est la somme des deux composantes (Eq I-11) ou α_{IB} est l'absorption inter-bandes (ex : génération porteuse photoélectrique) et α_{FCA} est l'absorption par porteur libre.

$$\alpha = \alpha_{IB} + \alpha_{FCA} \quad (I-11)$$

$$\alpha_{FCA} = - \frac{e^3 \lambda^2}{4\pi^2 c^3 \epsilon_0 n} \frac{\Delta N_e}{\mu_e m_e} + \frac{\Delta N_h}{\mu_h m_h} \quad (I-12)$$

Pour un laser de longueur d'onde égale à 1300nm, la valeur de α_{IB} est suffisamment petite dont négligeable dans le silicium, α_{FCA} peut s'exprimer par l'équation (I-12) [Gra05], qui est valable dans l'intervalle de 1 à 800 cm⁻¹ (selon le niveau de dopage), et la génération des porteurs est régie par le β le coefficient d'absorption à deux photons,

qui est liée à la partie imaginaire de la susceptibilité $\chi^{(3)}$ du Si (Eq I-13). Dans l'équation, n_0 est l'indice de réfraction du silicium, ϵ_0 est la permittivité du vide, c est la vitesse lumière et ω est la pulsation optique.

$$\beta = \frac{\omega \chi_{IM}^{(3)}}{n_0^2 \epsilon_0 c^2} \quad (I-13)$$

Pour un processus d'absorption à deux-photons la génération des porteurs peut s'exprimer suivant deux contributions : la génération par absorption linéaire et par absorption non-linéaire (Eq I-14a), avec I intensité d'irradiante, $\hbar$ la constante Planck réduite. La contribution linéaire est très faible par-rapport à la non-linéaire et l'équation I-14a peut se simplifier à l'équation I-14b. La génération des porteurs est alors quasiment directement proportionnelle au carré de l'intensité d'irradiation.

$$G = \frac{\alpha}{\hbar\omega} I + \frac{\beta}{2\hbar\omega} I^2 \quad (I-14a)$$

$$G = \frac{\beta}{2\hbar\omega} I^2 \quad (I-14b)$$

Les valeurs rapportées pour le β se situent entre 0,7 à 1,7cm/GW [Din03, Bri07, Eus05]. Ce qui explique qu'il est nécessaire d'appliquer un laser avec une intensité d'irradiation très élevée dans la région focale pour induire une génération de porteurs significatif dans l'approche à deux photons. Cette condition est facile à atteindre en utilisant un laser impulsif ultra-court (généralement autour de 100fs) et fortement focalisé (x100). En effet, lors de l'utilisation d'un laser continu (cw : continue wave) ou des longues impulsions, l'interaction laser-silicium est toujours dominée par l'absorption linéaire interbande et intrabande (FCA) qui conduit à une stimulation thermique du composant. Dans la stimulation d'absorption un photon, la génération de porteurs se produit dans la région entière de distribution du faisceau laser, donc l'intensité du laser est relativement faible comparé à la stimulation TPA. Pour la stimulation TPA, le domaine de la génération des porteurs dans le silicium est sensible au changement de l'indice de réfraction, surtout à faible intensité, cela signifie que la profondeur de focalisation et l'efficacité d'injection des porteurs varie en fonction de l'intensité du laser induit.

I.4.1.4 Avantages du laser TPA impulsif pour analyse de défaillance

Le laser utilisé dans cette thèse est une source de longueur d'onde 1300nm ($E_p \approx 0,9\text{eV}$), fournissant des impulsions de 150fs (femtoseconde) avec un taux de répétition de 1kHz.

Sur la figure I-4-4 nous observons que le silicium non dopé est transparent pour un laser à 1300nm, cette propriété permet au laser de traverser le substrat épais sans atténuation significative. La génération des porteurs TPA est localisée et confinée autour du point focal. Cet avantage nous permet d'obtenir une résolution longitudinale qui peut être utilisée pour étudier en profondeur la collection des charges, et peut s'appliquer dans les circuits émergents en 3D. De plus, la proportionnalité quadratique à l'intensité du faisceau laser incident apporte une meilleure résolution par rapport la stimulation d'un photon.

La valeur du coefficient d'absorption à deux photons β est de quelques centimètres par gigawatt, pour déclencher l'absorption à deux photons, l'intensité introduite devra être considérable. Un laser impulsif de 150fs peut créer une intensité suffisamment haute avec une très faible énergie. Dans le tableau I-2 quelques exemples illustrent cette propriété pour différents lasers avec une puissance moyenne de 20mW. Le laser impulsif de courte durée peut créer une meilleure absorption non-linéaire. Cela implique qu'un laser continu ne peut générer que très peu d'absorption non-linéaire, dans ce cas l'interaction avec le silicium est dominée par la stimulation thermique. La très courte durée de l'impulsion permet de créer un pic de puissance important, et la fréquence de répétition basse permet de concentrer énergie en une impulsion et donc de générer une intensité suffisamment grande.

Laser	Puissance moyenne	Période	Largeur de pulse	Intensité du laser	Absorption non-linéaire
Continu	20mW	-	-	0.2GW/cm ²	3x10 ⁻² GW/cm ⁻³
Pulsé	20mW	10ns	100fs	200GW/cm ²	3x10 ⁴ GW/cm ⁻³
Pulsé	20mW	1ms	150fs	1.3x10 ⁷ GW/cm ²	1.25x10 ¹⁴ GW/cm ⁻³

Table I-2 : exemples de la capacité d'absorption non-linéaire de différents lasers avec une puissance moyenne de 20mW. Le coefficient d'absorption à deux photons β est 0,7cm/GW.

I.4.2 Les techniques à base du laser TPA

Dans le domaine de l'analyse de défaillance par technique optique, la technique d'imagerie OBIC a déjà été largement utilisée pendant des années comme un outil important dans l'analyse et l'aide à la conception de circuits intégrés [Wil87]. En combinant cette technique avec l'imagerie confocal traditionnelle, un grand nombre de défaillances peut être diagnostiqué [Dar02]. Mais en raison de l'évolution technologique de la fabrication d'ICs, l'imagerie par la face avant du circuit est limitée par le grand nombre de niveaux de pistes métalliques dans les circuits modernes, voire complètement inapplicable pour certains modèles. Ce problème peut être contourné en utilisant une illumination en face arrière à travers le substrat, donc un laser infrarouge avec l'énergie du photon plus petite que celle de la bande-gap du silicium (1,1eV). Cependant, la technique d'imagerie OBIC est un compromis entre deux aspects : l'absorption du substrat qui doit rester faible et l'absorption au niveau de zone active qui doit générer assez de porteurs pour être détectable.

L'OBIC à deux photons (TOBIC) par l'arrière de circuits peut résoudre les problèmes liés à l'OBIC un photon [Xu97]. En particulier, des améliorations sont possibles dans les domaines de la résolution latérale et la réduction de génération de signaux en dehors de la région focale, ce qui conduit à la possibilité d'imagerie en trois dimensions.

I.4.2.1 Technique TOBIC

La configuration de la technique TOBIC est illustrée dans la figure I-4-5. Elle utilise un faisceau laser impulsionnel, focalisé dans le substrat du DUT par la face arrière en direction X, Y et Z à l'aide d'un moteur de translation de haute résolution. Le DUT doit être aminci avec une épaisseur typique de 200µm et poli pour minimiser l'atténuation du faisceau. Nous avons déjà expliqué que le processus TPA ne se produira que dans la région focale du faisceau, dans la couche active du DUT. Les paires électron-trous générée par l'absorption à deux photons vont créer un courant parasite à travers le drain et la source polarisés. Un oscilloscope est souvent connecté à la sortie du DUT pour surveiller les transitoires et la synchronisation des signaux avec les impulsions laser. En analysant les résultats obtenus nous pouvons éventuellement remonter aux défaillances dans le circuit.

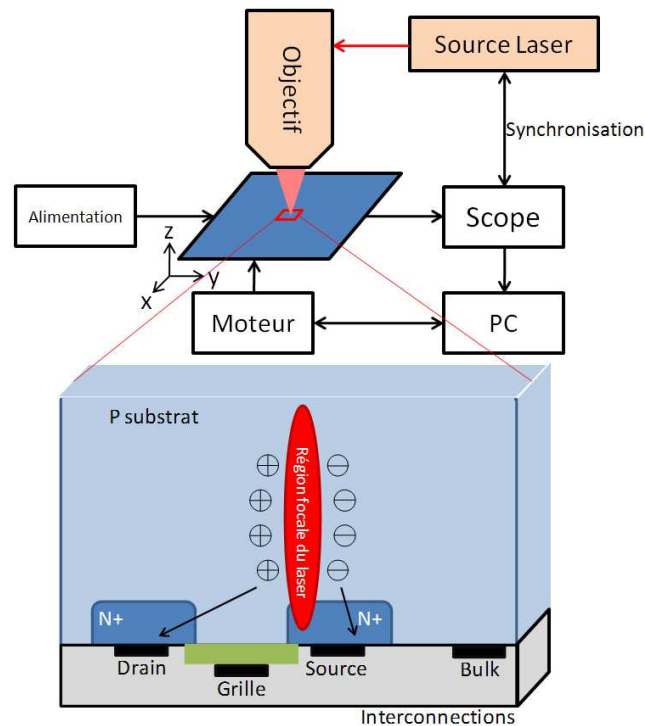


Figure I-4-5 : illustration de la configuration et du principe de la technique TOBIC

Les applications TOBIC comprennent :

- 1) Détection de centre de recombinaison ou de génération d'une jonction p-n;
- 2) Détection de courts circuits au niveau jonction ;
- 3) La confirmation des états 'passant' et 'bloqué' d'un transistor;
- 4) Détection des latchup dans le circuit;
- 5) Localisation des points sensible dans un transistor MOS ;
- 6) Estimation d'un volume sensible au Single-Event-Latchup (SEL) autour de la couche active du circuit;
- 7) Imagerie 3D d'un circuit, etc.

Parmi ces applications, les deux dernières sont uniquement accessibles par une technique à base de TPA.

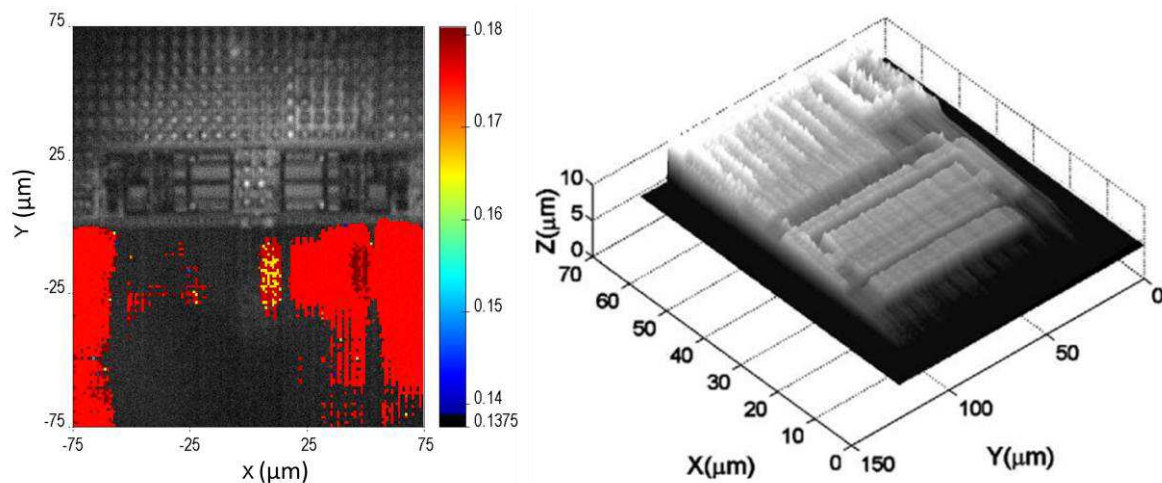


Figure I-4-6 : deux exemples d'application TOBIC : estimation du volume sensible du SEL d'une SRAM en technologie 90nm (gauche) et imagerie 3D d'un IC flip-chip en technologie 0.35µm (droite [Ram03]).

La figure I-4-6 montre deux exemples de l'application TOBIC. L'image à gauche montre une cartographie de SEL dans une SRAM de technologie 90nm, pour une estimation du volume sensible du SEL (le détail de cette expérimentation sera discuté dans le chapitre IV) et l'image à droite est une imagerie d'un IC flip-chip en trois-dimension réalisée par le groupe d'E. Ramsay [Ram03]. Le DUT est un composant commercial de technologie 0,35µm, et avec une épaisseur de substrat réduite à environ 50 à 100 µm. Les images concentrées sur une zone contenant un dispositif de protection de propriété électrostatique à l'entrée d'une chaîne d'inverseur. Un photocourant créé par le processus TPA circulant entre la masse et l'entrée de ce dispositif est identifiée comme le signal TOBIC. En mesurant le photocourant généré en balayant une surface latérale (X-Y) du circuit pour différentes Z, et en prenant la valeur de crête comme la surface du composant, on construit une cartographie de la surface du composant, qui peut révéler une image du dispositif en trois dimensions. Il est supposé que le pic de photocourant est généré lorsque la position focale du faisceau se trouve exactement au niveau de la jonction p-n ou métal-oxyde-semiconducteur sur la couche périphérique.

I.4.2.2 Technique 2pLADA

En constatant que la stimulation deux photons permet de contourner des inconvénients de la stimulation un photon, K. A. Serrels *et al.* [Ser10] ont développé une technique LADA utilisant un laser impulsif femtoseconde de 1550nm, qui s'appelle 2pLADA. En plus du fait que cette technique ait bénéficié des avantages du TPA, une

autre différence dans cette technique est de la synchronisation le temps d'horloge de l'impulsion laser avec la transition de transistor. Dans le cas du LADA conventionnel, le laser utilisé est continu donc toujours en état actif, ainsi la synchronisation n'était pas problématique. Pour un laser impulsionnel il est impératif d'assurer que la transition est générée au moment où l'impulsion laser impacte les transistors étudiés. La stimulation photoélectrique qui se produit dans la couche active des transistors est identique à la technique TOBIC. Pour démontrer l'intérêt de la technique 2pLADA, un oscillateur en anneau de 500MHz a été testé sous laser continu de 1064nm (LADA) et laser impulsionnel femtoseconde de 1550nm. D'après la figure I-4-8, la première caractéristique notable est la différence d'amplitude dans la région sensible, puisque le TPA est proportionnel au carré de l'intensité optique. Seule la région d'intérêt sera stimulé par la radiation (figure I-4-8b), alors que le processus SPA couvre une bonne portion du circuit (figure I-4-8a) et crée un courant de fuite dans le circuit voisin. Il est à noter que les nœuds de l'oscillateur peuvent être identifiés dans les deux techniques. Théoriquement le TPA doit offrir une amélioration en résolution latérale par rapport au SPA, grâce à sa propriété non-linéaire. Mais comme l'expérimentation n'a pas été optimisée, cet avantage n'a pas été démontré.

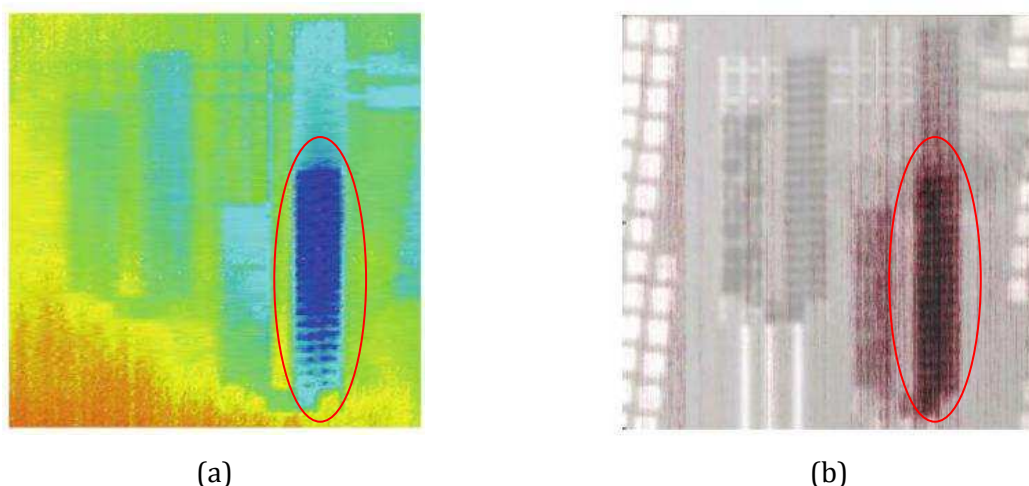


Figure I-4-8 (a) : imagerie d'une résolution de 512x512 pixels sur un circuit oscillateur d'anneau de 500MHz (le circuit dans cercle rouge) en LADA conventionnel ; (b) le même imagerie a été faite avec 2pLADA superposé sur une image LSM confocal [Ser10].

La technique (2p)LADA est similaire dans l'exécution à la technique SDL (Soft Defect Localization) [Bru03], sauf que la SDL utilise un laser afin d'induire un échauffement localisé plutôt que de générer un photocourant. La technique (2p)LADA est éventuellement utilisée pour prouver l'existence d'une fuite de courant au niveau d'un transistor ou de localiser les sources de bruit dans des connecteurs. Elle est

également largement utilisé dans la localisation de défauts car le (2p)LADA module facilement les caractéristiques des transistors de la même façon pour un défaut lié au process de fabrication. La technique LADA est souvent utilisé pour analyser les défaillances dans la logique de Domino, l'état logique des mémoires et les fuites.

1.4.2.3 Autres Techniques utilisant le TPA

La technique TALIF (Two-photon Laser Induced Fluorescence) est une variante de la technique LIF (Laser Induced Fluorescence), qui utilise la propriété de la fluorescence de la lumière sur les dispositifs polymères ou organiques. Dans cette approche le niveau supérieur du matériau est excité par absorption deux photons, les électrons se dexcitant emettent des photons qui sont collectés permettant une cartographie du composant. Les photons emis ont une longueur d'onde différente de celle du laser, le bruit de celui ci n'intervient pas dans la mesure. Cette technique est utilisée pour étudier la structure des molécules, la détection sélective d'espèces, la visualisation et mesure de flux. Dans le domaine semiconducteur cette technique a été utilisé pour mesurer la concentration de certains atomes dans le plasma lors de la gravure du silicium [Ono92].

Enfin, la technique TPA est utilisé pour le stockage des données optiques en 3D [Bel08] : en effet cette technique est utilisée pour activer des processus photochimiques qui modifient localement les propriétés optiques d'un matériau. Le TPA est confinée au volume limité, résultant en une modulation des propriétés optiques induite par TPA très localisée dans le volume focal. Ainsi, le contrôle spatial en 3D est réalisable avec une grande précision. Le développement de cette technologie a été prévu pour fournir des systèmes de disque à haute capacité (100-1000 Go/disque) et des taux de transfert de données de 1-10 Go/sec, en utilisant des polymères peu coûteux et faciles à fabriquer [Wal03].

1.4.3 Techniques innovantes améliorant la résolution spatiale pour laser TPA

Depuis quelques années, la taille des transistors dans les circuits intégrés est réduite à quelques dizaines de nanomètres, à cause de la loi de la limite de diffraction, la meilleure résolution latérale des techniques optiques pour l'analyse de défaillance (ex : technique TPA) est de l'ordre de la longueur d'onde du laser ($\approx 1\mu\text{m}$), soit loin de satisfaire la demande du marché d'aujourd'hui. Afin de répondre à l'évolution des technologies de fabrication, des nouvelles techniques pour augmenter la résolution

spatiale doivent être développées. Il existe des techniques pour améliorer la résolution spatiale d'un faisceau focalisé. Dans ce sous-chapitre trois techniques les plus utilisées seront présentées.

I.4.3.1 Technique d'immersion et la lentille à immersion solide

Elle consiste à augmenter de l'ouverture numérique ($NA = n \cdot \sin\theta$, où n est l'indice de réfraction dans le milieu d'observation et θ est le demi-angle d'ouverture) de la lentille. C'est une méthode traditionnelle pour faire baisser la limite de diffraction, afin d'améliorer la résolution en réduisant la taille du spot d'un faisceau focalisé (Figure I-4-9a). La valeur de NA d'une lentille conventionnelle ne peut pas dépasser à 1 car $\sin\theta \leq 1$ et $n = n_{air} \leq 1$. Pour surmonter cette limite, il a été inventé un nouvel accessoire optique : le NAIL (Numerical Aperture Increasing Lens) ou SIL (Solid Immersion Lens), qui est une lentille plan-convexe placée sur la surface plane d'un objet pour accroître la quantité de lumière collecté de la structure sous la surface de l'objet, avec un microscope optique classique. En particulier, la collection de la lumière à des angles au-delà de l'angle critique augmente la limite de l'ouverture numérique par NAIL. L'indice de réfraction n_{NAIL} du NAIL étant plus élevé que celui de l'air ($n_{air} = 1$), l'ouverture numérique est donc plus grande. Les aberrations liées à la microscopie conventionnelle sont également éliminées par le NAIL. Par conséquent, tant la quantité de lumière collectée et la résolution spatiale limitée par la diffraction sont améliorées au-delà des limites de la microscopie conventionnelle [Ipp01]. Les techniques d'immersion introduisent un milieu avec un haut indice de réfraction n placé au-dessus de la surface du DUT. Elle améliore la limite ultime de la résolution latérale à environ $\lambda/2n$ et la résolution longitudinale à environ λ/n . En microscopie à immersion liquide, la zone entre un objectif à immersion liquide et la surface d'un DUT est remplie par un liquide, qui peut avoir une indice de réfraction allant jusqu'à 1,6. Cependant, les principaux inconvénient de cette technique sont la contamination d'un objet, un coût élevé et un temps accru de préparation.

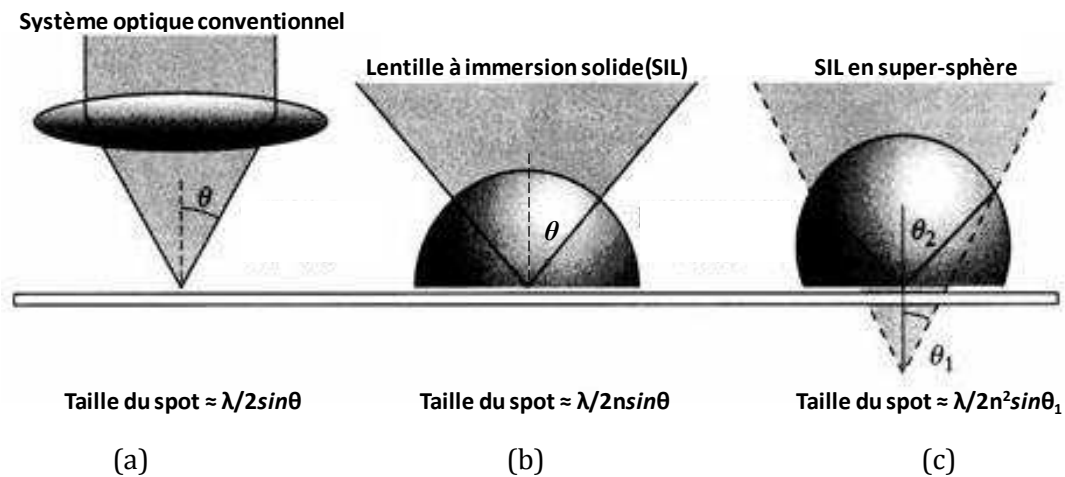


Figure I-4-9 : les tailles du spot en différents système optique : (a) système conventionnel ; (b) système avec SIL ; (c) système avec SIL en super-sphère.

La lentille à immersion solide (SIL) consiste à placer une lentille plan-convexe à la surface du DUT (figure I-4-9b). Vamivakas *et al.* [Vam08] ont fait une étude minutieuse sur les propriétés optiques de la SIL. La SIL peut avoir un indice de réfraction jusqu'à 4, en fonction de la longueur d'onde de la lumière (dans l'espace libre) et du milieu sélectionnés. À ce jour, les SIL en Si, GaP, GaAs, saphire et verre ont été fabriquées et utilisées dans les expérimentations avec succès. De plus, une SIL en super-sphère (s-SIL) (figure I-4-9c) peut fournir une amélioration de la résolution latérale et axiale en fonction de n^2 et n^3 respectivement au lieu de n pour une SIL normale (ou SIL en hémisphère : h-SIL). L'imagerie utilisant une h-SIL est la plus appropriée pour les structures qui se trouvent à proximité de la surface d'un échantillon, tandis que l'imagerie utilisant une s-SIL est plus appropriée pour obtenir une image à une distance donnée en dessous de la surface d'un échantillon [Ter96]. Les SIL augmentent la valeur du NA par ce fait la résolution spatiale, néanmoins, l'inconvénient majeur de la microscopie SIL est le contact physique direct avec le DUT.

Ramsay *et al.* [Ram07] ont déjà réussi à intégrer le SIL dans la technique TOBIC. À l'aide d'un s-SIL déposé sur la face-arrière du DUT, une résolution spatiale entre 100 et 200nm a été obtenue (voir figure I-4-10) latéralement (x et y) et axialement (z = profondeur).

En conclusion, les propriétés du SIL permettent d'améliorer significativement la résolution spatiale grâce à l'augmentation de NA et l'élimination de l'aberration sphérique de la lentille, en raison de la condition d'imagerie aplanétique induit par sa

géométrie sphérique. C'est un outil puissant pour supporter et améliorer les techniques de FA optique.

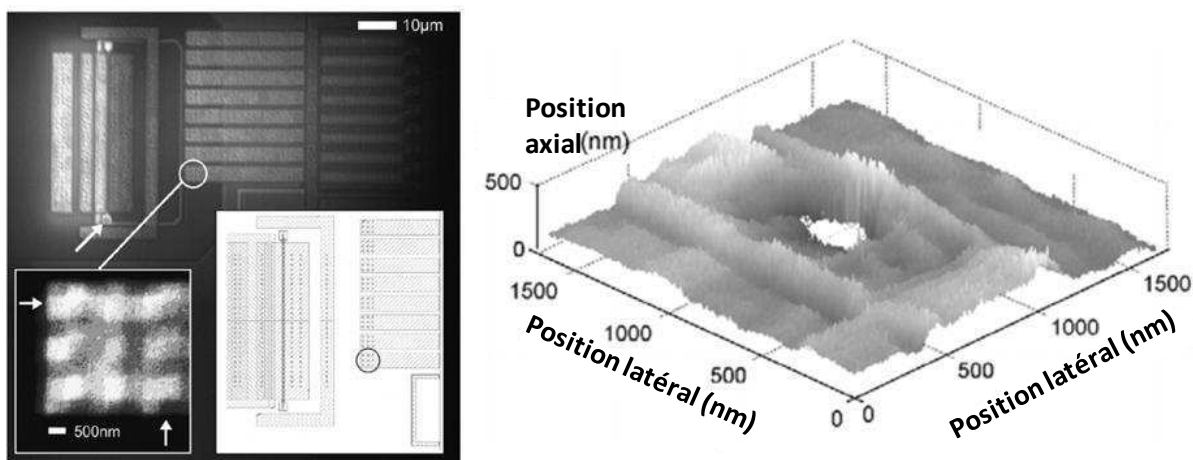


Figure I-4-10 : TOBIC imagerie avec une résolution de 100-200nm en tridimensionnel à l'aide d'un s-SIL : (gauche) l'image de la matrice de contacts au bout d'une piste métallique ; (droite) l'image en 3D d'une extrémité d'un fil de poly-silicium montrant un trou apparent dans le centre de l'élément [Ram07].

I.4.3.2 Conception de l'ouverture

La PSF (Point Spread Function) décrit la distribution bidimensionnelle de la lumière dans le plan focal d'un système d'imagerie. La conception de l'ouverture, permettant de modifier la PSF, est une autre méthode pour améliorer la résolution spatiale [She84]. Elle utilise une ouverture annulaire (où annulaire binaire) au lieu d'une ouverture complète (circulaire), afin de créer un faisceau Bessel (Un authentique faisceau de Bessel ne diffracte pas, au contraire du comportement habituel des ondes sonores ou lumineuses qui se dispersent lorsqu'elles sont focalisées). Cette situation est principalement à l'origine des deux effets majeurs des ouvertures annulaires sur la PSF : le maximum de la PSF est rendu plus visible dans le plan focal, et l'extension axiale de la PSF est accrue le long de l'axe optique. Ces deux effets dépendent de la taille de l'anneau par rapport à l'ouverture complet. En théorie, pour une ouverture annulaire infiniment étroite, la largeur totale à mi-hauteur (FWHM : Full Width at Half Maximum) du faisceau transmit est de 30% plus étroit que pour une ouverture circulaire de rayon de identique à l'anneau. Cependant, le pic (aussi appelé : lobe) secondaire pour une ouverture annulaire est égale à 17% du maximum du pic principal conduisant à une PSF plus grande que pour une ouverture circulaire. Neanmoins, l'utilisation d'ouverture annulaire trouve son intérêt pour la technique TPA en microscopie confocal, la génération des porteurs nécessitant de forte densité de photons, les pics secondaires ne génèrent

aucun effet deux photons, la PSF est donc effectivement réduit au pic principal du à la propriété TPA [Soi95].

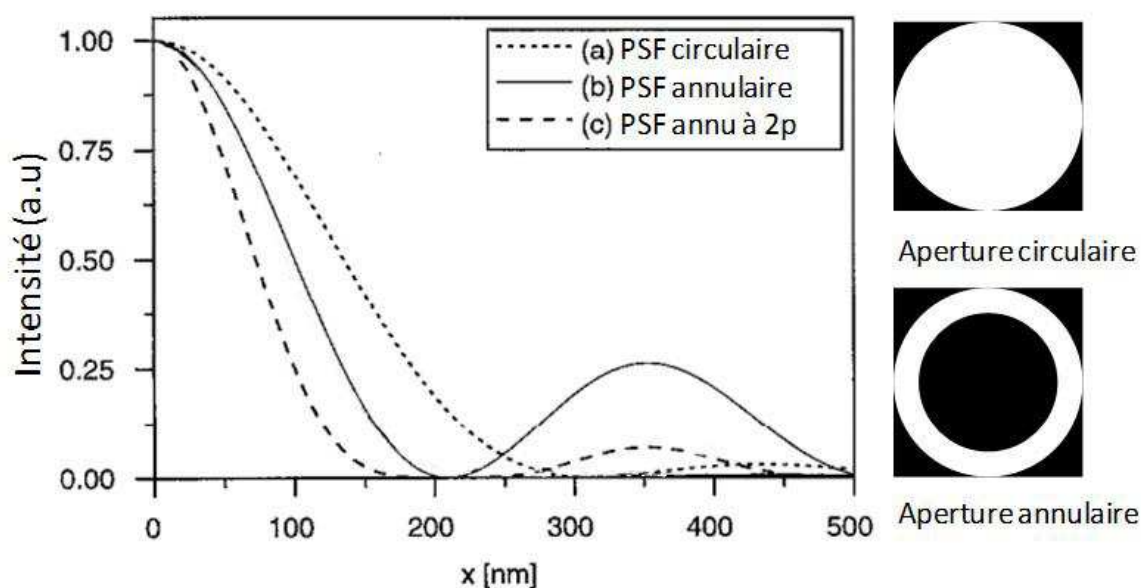


Figure I-4-11 : calcul de la PSF dans le plan focal pour une ouverture numérique de 1,35 (huile) et 750 nm de longueur d'onde : (a) l'intensité de la PSF pour une ouverture circulaire de l'objectif, (b) annulaire et (c) annulaire à deux photons [Den90].

Soini *et al.* ont calculé la PSF en différentes ouvertures selon la théorie décrite dans [Den90]. La figure I-4-11 montre le calcul de l'intensité de la PSF d'illumination avec ouverture circulaire (a), ouverture annulaire (b) et ouverture annulaire à deux photons (c). Les calculs ont été effectués le long de l'axe x perpendiculaire à l'axe optique de l'objectif. Une comparaison des PSFs montre que la PSF de l'ouverture annulaire est plus étroite que celle de l'ouverture circulaire, mais présente un pic secondaire. Cependant, la hauteur du pic latéral est réduite en (c) en raison de la dépendance quadratique de l'intensité de l'illumination. De plus (c) offre une PSF encore plus étroite que (b).

Le filtre annulaire binaire peut aussi augmenter la résolution en 3D du système confocal. Un filtre annulaire binaire est composé par une pupille annulaire avec une pupille circulaire sans occultation du milieu, l'utilisation de ce filtre permet de réduire l'amplitude du pic extérieur [Fra52]. Martinez-Corral *et al.* ont conçu un nouvel ensemble de filtres binaires annulaires, qui ont la capacité d'améliorer la résolution tridimensionnelle du systèmes d'imagerie [Kow99]. Les filtres se composent d'une ouverture centrale circulaire et d'un anneau concentrique avec une superficie plus grande que le cercle intérieur. Le gain en résolution 3D dépend de la valeur des

paramètres de conception ε et μ . Il a été montré que pour une valeur donnée du paramètre d'asymétrie ε , la résolution du système peut être réglée simplement en modifiant progressivement le ratio d'occultation μ (figure I-4-12).

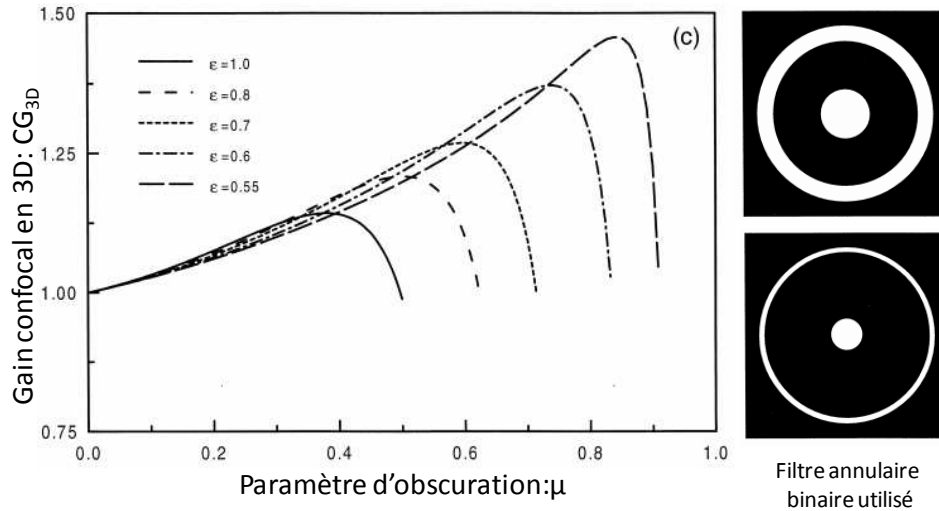


Figure I-4-12 : (gauche) Variation du gain de la résolution 3D avec différent ε en fonction de μ ; (droit) deux filtres annulaires binaires avec différentes configurations [Kow99].

Par la combinaison d'une SIL et d'un filtre de pupille annulaire, Ramsay *et al.* arrivent à atteindre une super-résolution latérale égale à 64% de la résolution latérale obtenue avec une ouverture circulaire. En revanche, une extension du volume sensible axial est observée (figure I-4-13).

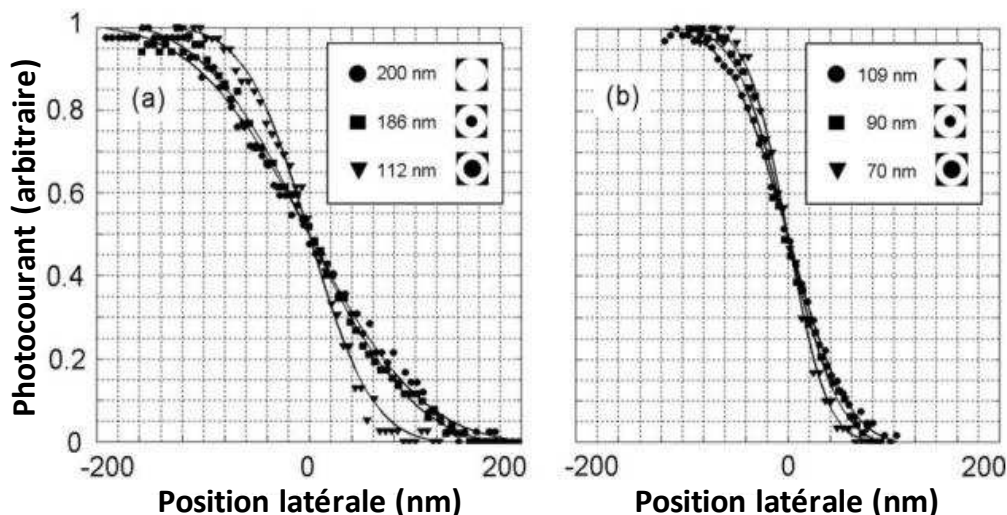


Figure I-4-13 : Variation du photocourant induit par TOBIC quand le faisceau coupe un doigt de « silicon-on-metal », qui font partie d'un IC CMOS. Les résultats de (a) correspondent à une polarisation des pupilles orientés orthogonaux aux doigts, et ceux de (b) induisent une polarisation parallèle aux doigts. Les lignes continues sont des fonctions d'erreur de Gauss, qui accrochent le meilleur ajustement aux données expérimentales (symboles), et a été utilisée pour déduire la diamètre du spot effective dans la plan de mesure [Ram09].

Bien que les pupilles annulaires donnent une taille de spot focalisée réduite pour un système optique confocal, avec une illumination polarisée plane et une NA grande, cette amélioration peut être annulée par les effets du fort champ longitudinal dans un composant. Une façon de contourner ce problème est d'utiliser une illumination polarisée radialement. La prochaine section expliquera la théorie et application de la polarisation radiale.

I.4.3.3 Polarisation radiale

Un défi fondamental pour la microscopie confocale est d'atteindre une plus grande résolution axiale en surmontant l'élongation axiale du PSF de l'objectif. Plusieurs méthodes basées sur une réflexion sur l'influence de la polarisation ont été proposées pour améliorer la résolution axiale de la PSF. Celles-ci consistent en l'utilisation du microscope 4Pi [Bla01], de filtres avec anneaux semi-transparent [Mar03], et de filtres pupilles annulaires [Soi95] en microscopie confocale, etc. L'efficacité lumineuse focalisée pour un faisceau polarisé linéairement est faible. Par ailleurs, la distribution du champ inhérent est répartie principalement dans la direction de polarisation incidente. Il est donc impossible de réaliser un spot circulaire central, même si la dimension axiale de la PSF est optimisée.

Le faisceau polarisé radialement a vu son intérêt croître ces dernières années grâce aux résultats théoriques et expérimentaux, qui ont démontré ses avantages par rapport aux polarisations linéaires et circulaires. Plus particulièrement, l'aide d'une ouverture annulaire et d'un dispositif à valeur de haute NA (ex : SIL), le faisceau polarisé radialement peut générer un spot encore plus petit. Ceci est principalement dû à la forte composante longitudinale du champ qui est générée dans le plan focal [Dor00]. La taille du spot pour la polarisation radiale avec une ouverture annulaire est réduite à $0,16\lambda^2$. Ceci est bien en dessous des $0,26\lambda^2$ théorique obtenue pour une polarisation linéaire dans les mêmes conditions expérimentales, et aussi bien en dessous des $0,22\lambda^2$ obtenu pour la lumière polarisée circulairement [Dor03].

R. Oron *et al.* [Oro00] ont présenté une méthode pour obtenir efficacement un faisceau entièrement polarisé radialement directement à partir d'un laser. Il est basé sur la sélection et la sommation cohérente des deux modes transverses polarisés linéairement, qui coexistent à l'intérieur du résonateur du laser. Plus précisément, deux

modes TEM_{01} polarisés orthogonalement sont sélectionnés par l'insertion d'éléments de phase dans le résonateur laser et combinée de manière appropriée (figure I-4-14). Le faisceau généré avec cette méthode est entièrement polarisé radialement avec une puissance significativement plus importante que celle obtenue pour un laser opéré avec la mode gaussien fondamental.

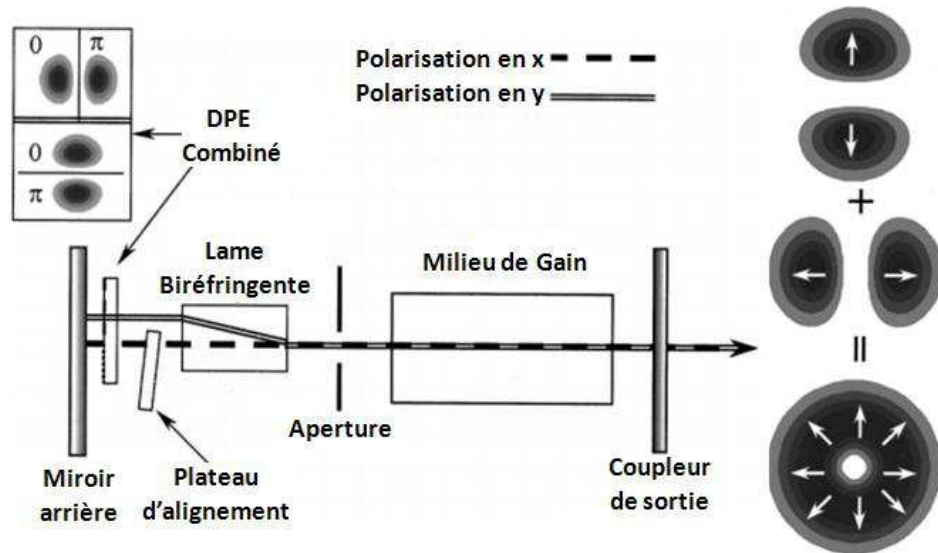


Figure I-4-14 : configuration du résonateur laser avec une phase d'élément discontinu (DPE) pour former un faisceau polarisé radialement – superposition des deux TEM_{01} cohérent polarisés orthogonalement [Oro00].

Quand un faisceau est focalisé sur un petit spot, une composante du champ longitudinal est générée dans le plan focal. L'existence de cette composante peut être intuitivement expliquée en prenant en compte la courbure des rayons lumineux (représentant des ondes planes inclinées), car elles se propagent à travers la lentille à grande valeur de NA. En raison de l'inclinaison, le champ représenté par ces ondes planes peut être décomposé en composants non nuls transversaux et longitudinaux, où la force de champ longitudinal augmente avec l'augmentation de NA. Normalement, pour les lentilles de faible NA le champ longitudinal est négligeable par rapport au champ de transversal, mais il devient dominant quand la NA est élevée. Un autre facteur affectant la solidité et la distribution de la polarisation longitudinale est la polarisation du faisceau incident. Pour une polarisation linéaire, le champ longitudinal dans le plan focal s'annule sur l'axe optique, mais apparaît comme deux lobes séparés [Bev06] symétriquement situés hors de l'axe optique. Pour une polarisation circulaire, le champ longitudinal est en forme d'un anneau centré sur l'axe optique. Pour une polarisation radiale, la composante longitudinale du champ qui est générée dans le plan focal est très différente de celle produite par la polarisation linéaire/circulaire. Elle est beaucoup plus

forte en raison de l'interférence constructive sur l'axe. Des ondes venant de la direction opposée de l'axe optique planes se propagent vers le plan focal. Leur contribution est concentrée dans un petit spot centré sur l'axe optique. Pour réduire la taille du spot, le champ longitudinal est désirable, tandis que le champ transversal est en forme de beignet (doughnut) donc indésirable. En conclusion, pour le faisceau polarisé radialement, on doit essayer d'accroître la contribution de la polarisation longitudinale et réduire celle de la transversale dans le but de diminuer la taille du spot. L'application d'un filtre annulaire peut diminuer la contribution transversale, une lentille de valeur de NA relativement élevée peut augmenter la contribution longitudinale.

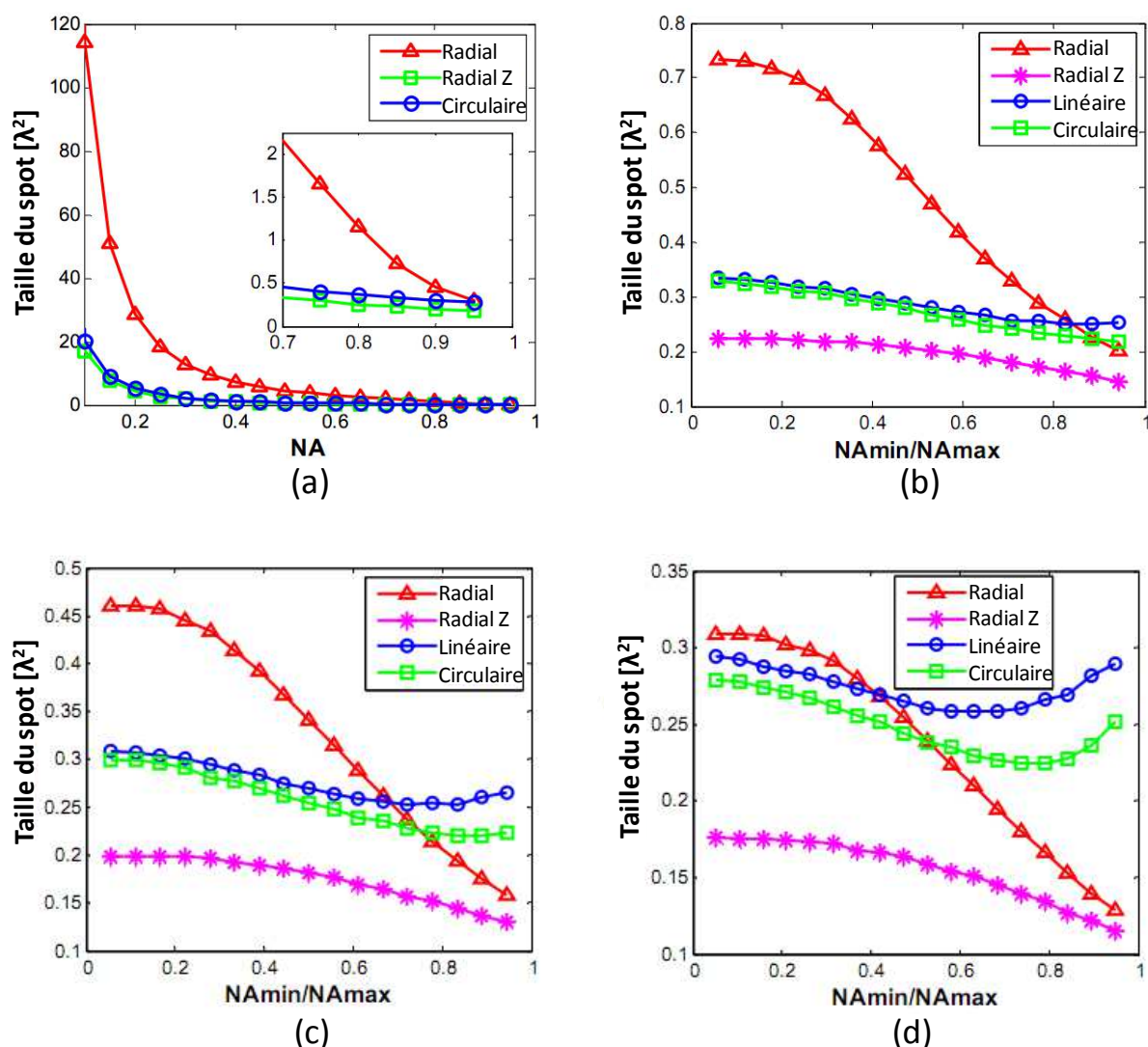


Figure I-4-15 : (a) la distribution de la densité d'énergie du spot en fonction de NA avec une ouverture circulaire en différentes polarisations ; (b), (c) et (d) la distribution de la densité d'énergie du spot en fonction de NA_{min}/NA_{max} d'une ouverture annulaire dont $NA_{max} = 0,85, 0,9$ et $0,95$ respectivement [Ler08].

La figure I-4-15 illustre les résultats expérimentaux de Gilad M. Lerman *et al.* pour différentes valeurs de NA, pour différentes tailles d'anneaux (de filtre annulaire) et polarisations [Ler08]. Figure I-4-15a illustre la distribution de la densité de différente énergie du spot en fonction de la valeur NA avec une ouverture circulaire en différentes polarisations. « Radial Z » représente la composante longitudinale. Les figure I-4-15b, c, et d illustrent la distribution de la densité d'énergie du spot en fonction NA_{min}/NA_{max} d'une ouverture annulaire dont NA_{max} prend respectivement les valeurs de 0,85, 0,9 et 0,95 avec une NA_{min} la valeur de NA de l'anneau intérieur et NA_{max} la valeur de NA de l'anneau extérieur.

Les techniques d'immersion, conception de l'ouverture et polarisation radiale ont déjà prouvé leurs avantages sur l'amélioration de la résolution latérale et longitudinale. Une combinaison de ces techniques complète et renforce encore les performances obtenues, par exemple la SIL avec lentille couplée à un filtre annulaire [Ram09], le filtre annulaire avec illumination polarisée radialement [Ler08] et la SIL avec illumination polarisée radialement [Lim11].

I.5 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons d'abord illustré les principes et capacités des différentes techniques optiques pour l'analyse de défaillance, puis nous nous sommes concentrés sur la stimulation photoélectrique avec absorption deux photons. Par rapport au SPA, la dépendance quadratique de l'intensité d'illumination incidente pour le processus TPA apporte un gain pour la résolution latérale, permet une transmission plus importante à travers le substrat, et crée un volume d'injection des porteurs localisé (résolution axiale) dans la couche active. Ceci augmente la performance des techniques de stimulations photoélectriques (résolution latérale) et apporte des nouvelles techniques de l'analyse de défaillance, telles que l'estimation du volume sensible d'un composant électronique, la cartographie tridimensionnelle du circuit intégré etc. Malgré les améliorations apportées par la technique TPA, la difficulté à mettre en œuvre ainsi que son comportement non-linéaire rendent les résultats difficiles à interpréter. Ces problèmes seront discutés par la suite dans le chapitre II.

Les techniques SPA, ainsi que les techniques TPA sont comparées de leurs fonctionnalités et d'applications. Il en résulte une meilleure résolution latérale et axiale

pour les techniques TPA. Les systèmes optiques conventionnels ayant atteint leurs limites en terme de résolution spatiale, c'est possible avec de la technique TPA de dépasser cette limite. Pour augmenter encore la résolution spatiale, de nouvelles techniques améliorent la PSF (SIL, filtre annulaire et polarisation radiale) sont également introduite à la fin du chapitre, les avantages de TPA peuvent aussi se combiner à ces techniques, pour atteindre une résolution spatiale réduite à l'échelle de quelques centaines de nanomètres.

CHAPITRE II – CARACTERISATION DE L'INTERACTION LASER - COMPOSANT NANO-ELECTRONIQUE

II.1 Introduction

Les techniques reposant sur l'utilisation de l'absorption deux photons (TPA) permettent une amélioration des résolutions latérales et longitudinales. Elles sont cependant aussi connues pour leur complexité. Le caractère non-linéaire de cette interaction laser-silicium peut, en effet, induire une modification de certains paramètres expérimentaux tels que la position du point de focalisation, la taille du spot, l'efficacité d'injection etc. Pour les composants très intégrés, ces modifications ne sont plus négligeables devant la taille des motifs élémentaires. Il est donc nécessaire d'avoir une bonne compréhension de la géométrie du taux de génération de charges induit par absorption TPA.

Dans le cadre des techniques TOBIC et 2pLADA, le faisceau laser arrive par la face arrière du circuit testé (DUT), l'interaction laser – composant est donc tout d'abord celle du laser avec le substrat. Cette propagation dans le substrat peut être à l'origine d'une atténuation de l'énergie laser et d'une déformation du faisceau laser focalisé dans le silicium. La simulation FDTD (Finite-Difference Time-Domain) est une méthode adaptée à l'étude de l'interaction laser – silicium [Tei08]. Cependant, pour simuler les effets non-linéaires, il faut correctement implémenter les principes fondamentaux de l'optique non-linéaire et les propriétés optiques du silicium.

Ce chapitre présente une étude de l'interaction non-linéaire du laser impulsionnel avec le silicium. Dans un premier temps, nous nous concentrerons sur les principes de l'optique non-linéaire. Dans un deuxième temps, nous verrons le principe de la méthode FDTD et les applications de ce type de simulation à l'étude de l'interaction d'un laser impulsionnel avec le silicium. A la fin de ce chapitre, des résultats de simulation FDTD

seront présentés, pour illustrer l'importance des effets non-linéaires dans la propagation d'un laser impulsif dans le silicium.

II.2 Propriétés optique nonlinéaires du silicium

L'optique non-linéaire est l'étude des phénomènes qui correspondent à la réponse d'un milieu à une forte intensité laser crête que seule une impulsion laser ultra-courte peut induire. L'origine du domaine de l'optique non-linéaire est souvent associée à la découverte de la génération de seconde harmonique par Franken et al. en 1961 [Fra61], suivant la démonstration du premier laser par Maiman en 1960 [Mai60]. Les phénomènes optiques sont dits non-linéaires quand la réponse d'un système matériel dépend de façon non-linéaire de l'amplitude du champ électrique du laser. Par exemple, la génération de seconde harmonique survient en raison d'une réponse atomique dépendant quadratiquement de cette amplitude. En conséquence, l'intensité optique générée à la fréquence de la seconde harmonique tend à augmenter avec le carré de l'intensité du laser. En outre, on sait qu'une telle interaction non-linéaire du deuxième ordre ne peut pas se produire dans des cristaux centrosymétriques tels que le silicium. Cependant, une interaction optique non-linéaire du troisième ordre peut se produire à la fois pour des milieux centrosymétriques et non centrosymétriques.

II.2.1 Propriétés du silicium

II.2.1.1 Propriétés optiques générales

Le silicium est le matériau le plus employé pour la fabrication des circuits intégrés. La connaissance de ses propriétés optiques dans l'infrarouge est donc indispensable dans le contexte des techniques optiques d'analyse de défaillance.

La propagation d'un faisceau laser dans le silicium est régie par un ensemble de phénomènes optiques linéaires et nonlinéaires, parmi lesquels on trouve par exemple l'effet Kerr [Sal91], l'effet Raman [Ram28], l'effet Franz-Keldysh [Xia10], l'absorption à un et deux photons et les interactions entre photons et charges libres. Certaines propriétés physiques du silicium, tels que sa centro-symétrie et son anisotropie conditionnent son comportement non-linéaire.

II.2.1.2 Le silicium cristallin : un matériau centrosymétrique

Un cristal centrosymétrique possède la propriété suivante : un atome se trouvant à la position (x, y, z) se retrouve de manière identique à la position $(-x, -y, -z)$. Ce type de symétrie s'appelle une symétrie d'inversion. Dans tel cristal, la susceptibilité du deuxième ordre $\chi^{(2)}$ est nulle.

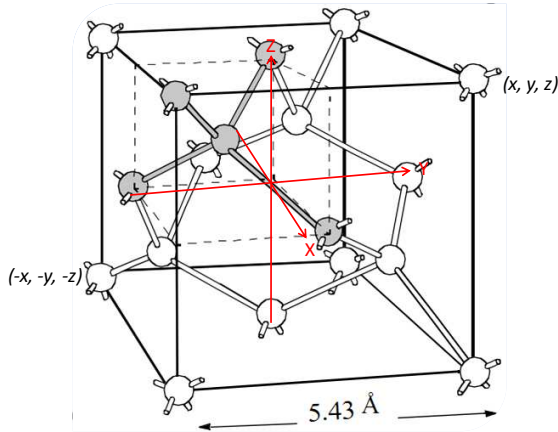


Figure II-2-1 : structure cristalline du silicium, c'est un cristal cubique centrosymétrique.

Supposons que la polarisation non-linéaire P s'exprime par

$$P = \chi^{(2)} E^2 \quad (\text{II-1})$$

où E représente le champ électrique appliqué, si on change le signe du champ électrique, le signe de la polarisation doit changer aussi, parce que le milieu possède une symétrie d'inversion. La relation devient donc

$$-P = \chi^{(2)} (-E)^2 = \chi^{(2)} E^2 \quad (\text{II-2})$$

Satisfaire à la fois les équations II-1 et II-2, implique que $\chi^{(2)}$ soit nulle.

L'absence de $\chi^{(2)}$ dans le silicium réduit le nombre de processus non linéaires possibles. Les processus non linéaires susceptibles de se manifester dans le silicium seront alors majoritairement liés à sa susceptibilité du troisième ordre.

II.2.1.3 Le silicium cristallin : un matériau anisotrope

L'anisotropie se caractérise par la dépendance des propriétés du matériau à la direction de propagation des différentes ondes (optique, électromagnétique, etc.). Un milieu anisotrope pourra présenter différentes caractéristiques selon son orientation. Dans les milieux anisotropes (tels que certains cristaux) la lumière se comporte différemment selon la direction de la propagation optique. L'indice de réfraction dépend à la fois de la composition et de la structure cristalline. Un cristal anisotrope dont l'indice de réfraction peut varier sert d'un ralentisseur d'onde avec un retard contrôlable, il peut être utilisé pour changer les propriétés de polarisation de la lumière. Le Silicium est un matériel anisotrope, c'est un matériau dans lequel l'absorption de la lumière crée un champ électrique interne qui déclenche un effet électro-optique, qui modifie les propriétés optiques du milieu. Ainsi, les propriétés optiques du milieu sont contrôlées indirectement par la lumière incidente.

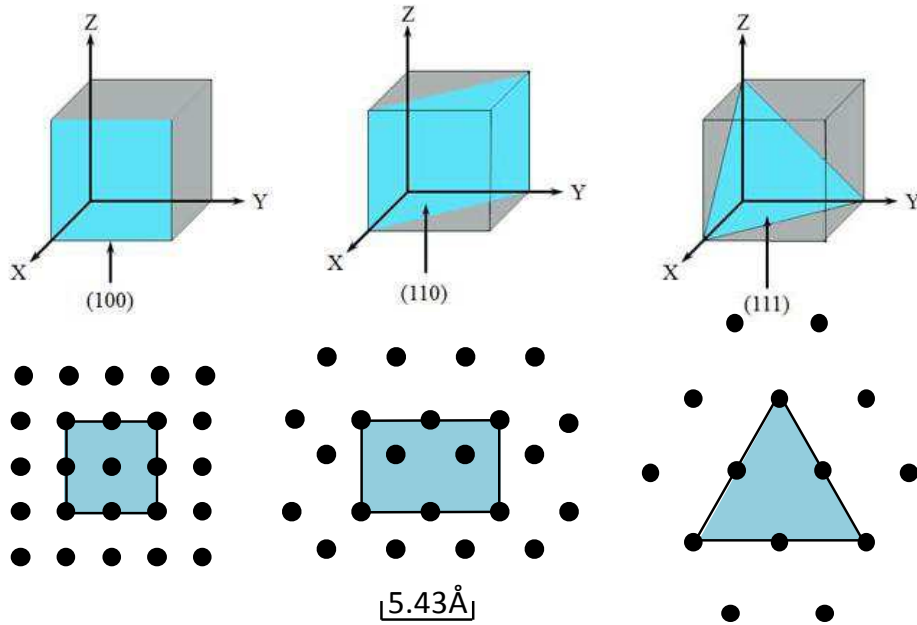


Figure II-2-2 : présentation des trois plans d'orientation du silicium monocristallin $\langle 100 \rangle$, $\langle 110 \rangle$ et $\langle 111 \rangle$ (haut), et les mailles du réseau cristallin correspondantes (bas).

Lin *et al.* [Lin07] ont étudié l'anisotropie des phénomènes d'absorption à deux photons et de l'effet Kerr dans le silicium sur une large région spectrale dans le domaine proche infrarouge, en utilisant la technique du Z-scan [Des93]. Leurs résultats montrent que l'efficacité de ces deux effets diminue d'environ 12% pour une propagation suivant la direction $\langle 010 \rangle$ par rapport à la direction $\langle 011 \rangle$ (figure II-2-3). Ce changement se produit pour des longueurs d'onde allant de $1,2\mu\text{m}$ à $2,4\mu\text{m}$ [Lin07]. Cette propriété influence aussi la mobilité de charges dans un transistor [Lau10].

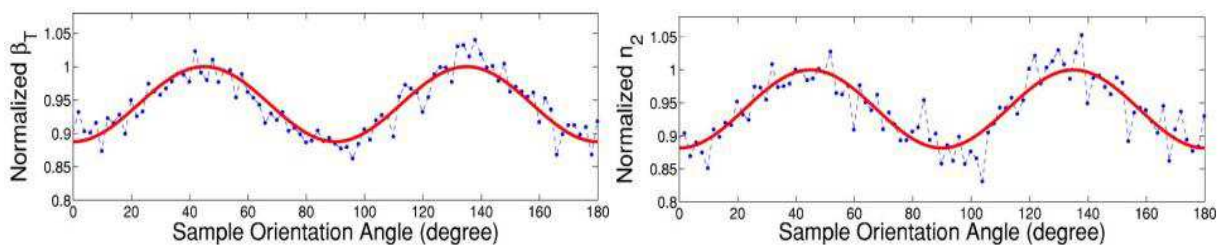


Figure II-2-3 : le coefficient d'absorption à deux photons β_T et le coefficient de Kerr n_2 normalisés en fonction de l'angle d'orientation de l'échantillon. Les points bleus indiquent les données expérimentales; la courbe rouge est un ajustement sinusoïdal, et $\theta = 0$ correspond à un faisceau polarisé linéairement dans la direction $\langle 010 \rangle$.

II.2.2 Nonlinéarité optique dans le silicium

II.2.2.1 Processus non-linéaire

Comme nous avons expliqué dans le paragraphe I.2.1.1, une description précise des propriétés optique nonlinéaires demande de considérer la dépendance de la polarisation $P(t)$ d'un système en fonction du champ électrique $E(t)$ de l'onde appliquée (Eq II-1).

$$P(t) = \chi^{(1)} E(t) + \chi^{(2)} E^2(t) + \chi^{(3)} E^3(t) + \dots \equiv P^{(1)}(t) + P^{(2)}(t) + P^{(3)}(t) \quad (\text{II-1})$$

Dans l'Eq (II-1) nous avons supposé que la polarisation à l'instant t ne dépend que de la valeur instantanée du champ électrique. Ceci implique également que le milieu doit être sans perte et sans dispersion. La raison pour laquelle la polarisation électrique joue un rôle clé dans la description des phénomènes d'optique non-linéaire est qu'une polarisation variant dans le temps peut agir comme la source de nouvelles composantes du champ électromagnétique. Lorsque la polarisation est non nulle, les charges sont accélérées et, d'après le théorème de Larmor, elles génèrent un rayonnement électromagnétique. L'interaction optique du troisième ordre doit être prise en compte pour étudier les effets nonlinéaires dans le silicium.

La contribution de la polarisation nonlinéaire du troisième ordre s'exprime comme dans l'équation (II-2) ci-dessous :

$$P^{(3)}(t) = \chi^{(3)} E^3(t) \quad (\text{II-2})$$

Dans le cas où le champ appliqué est monochromatique, $E(t) = E \cos \omega t$, donc $\cos^3 \omega t = \frac{1}{4} \cos 3\omega t + \frac{3}{4} \cos \omega t$, la polarisation non-linéaire peut alors s'exprimer suivant l'équation (II-3).

$$P^{(3)}(t) = \frac{1}{4} \chi^{(3)} E^3 \cos 3\omega t + \frac{3}{4} \chi^{(3)} E^3 \cos \omega t \quad (\text{II-3})$$

Le premier terme de pulsation 3ω correspond au processus de la génération de troisième harmonique (figure II-2-2b). Selon la description quantique de ce processus, trois photons de fréquence ω sont absorbés pour qu'un photon de fréquence 3ω soit créé. Dans la plupart des cas, l'efficacité de cette conversion est très faible.

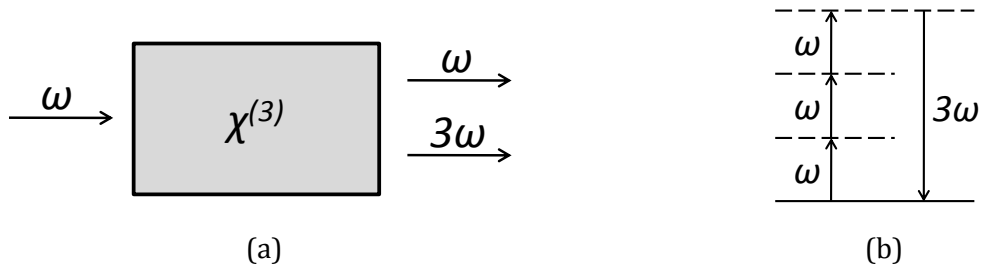


Figure II-2-2 : la génération du troisième harmonique. (a) Le géométrie d'interaction ; (b) La description du niveau d'énergie.

Le deuxième terme de pulsation ω correspond à la contribution nonlinéaire de la polarisation à la fréquence du champ incident. Ce terme conduit à une dépendance non-linéaire de l'indice de réfraction vu par l'onde incidente. Cette contribution a été présentée dans les équations (I-6, I-7) du premier chapitre.

Jusqu'à maintenant, nous avons considéré un milieu sans perte et sans dispersion. Dans le cas général, la perte et la dispersion doivent être prises en compte. La susceptibilité ($\chi^{(3)}$) devient alors un paramètre complexe, avec une partie réelle ($\chi_{RE}^{(3)}$) qui décrit la capacité de réfraction du milieu et une partie imaginaire ($\chi_{IM}^{(3)}$) qui décrit la capacité d'absorption du milieu.

Dans le processus d'absorption TPA, un électron fait une transition de son état fondamental à un état excité par l'absorption simultanée de deux photons. La section efficace d'absorption σ , décrivant ce processus, augmente linéairement avec l'intensité du laser selon la relation $\sigma = \beta I$, où β est le coefficient d'absorption deux photons, alors que la section efficace d'absorption linéaire est constante. En conséquence, le taux de transition électrique G pour l'absorption TPA est proportionnel au carré de l'intensité incidente (Eq II-4) [Boy03].

$$G = \frac{\sigma I}{2\hbar\omega} = \frac{\beta I^2}{2\hbar\omega} \quad (\text{II-4})$$

La susceptibilité $\chi^{(3)}$ est un paramètre clé de la modélisation de l'interaction laser – silicium en régime non-linéaire.

II.2.2.2 L'équation de propagation d'onde

La réponse non-linéaire d'un système matériel à un champ laser intense peut conduire la génération de composantes de nouvelles fréquences via la polarisation du

milieu. Les équations de Maxwell (voir tableau suivant) peuvent décrire la génération de ces nouveaux éléments.

Nom	Equation	explication	
Loi de Gauss électrique	$\nabla \cdot D = \rho$	Avec D induction électrique, ρ densité de charge libre.	(II-5)
Loi de Gauss magnétique	$\nabla \cdot B = 0$	Avec B champ magnétique.	(II-6)
Loi de Faraday	$\frac{\partial B}{\partial t} = -\nabla \times E - M$	Avec E champ électrique. M densité de courant magnétique équivalente.	(II-7)
Loi d'Ampère	$\frac{\partial D}{\partial t} = \nabla \times H - J$	Avec H intensité de champ magnétique, J densité du courant libre.	(II-8)

Table II-1 : les différentes équations de Maxwell

Nous sommes principalement intéressés par la solution de ces équations dans les régions de l'espace qui ne contiennent ni charges libres ($\rho = 0$), ni courant libre ($J=0$) et ni propriété magnétique ($M=0$). Les champs D et E sont liés par :

$$D = E + P \quad (\text{II-9})$$

Où le vecteur de polarisation P dépend non-linéairement de la valeur locale du champ électrique E . Prenons la différentielle de l'Eq (II-7) par rapport au temps. En combinant les équations (II-7) et (II-8), pour remplacer $\nabla \times B$ ($H=B$ et $J=0$) par $\frac{\partial D}{\partial t}$, nous avons :

$$\nabla \times \nabla \times E + \frac{\partial^2}{\partial t^2} D = 0 \quad (\text{II-10})$$

Maintenant introduisons l'Eq (II-9) dans Eq (II-10) pour éliminer D , nous obtenons l'Eq (II-11). C'est la forme générale de l'équation de la propagation d'onde.

$$\nabla \times \nabla \times E + \frac{\partial^2}{\partial t^2} E = -\frac{\partial^2}{\partial t^2} P \quad (\text{II-11})$$

$\nabla \times \nabla \times E$ peut s'écrire sous la forme

$$\nabla \times \nabla \times E = \nabla (\nabla \cdot E) - \nabla^2 E \quad (\text{II-12})$$

Le premier terme est très petit donc négligeable, de plus pour une onde plane infinie, $\nabla \cdot E$ est identiquement nulle. Donc l'Eq (II-12) se simplifie pour donner :

$$-\nabla^2 E + \frac{\partial^2}{\partial t^2} E = -\frac{\partial^2}{\partial t^2} P \quad (\text{II-13})$$

La polarisation P peut être séparée en partie linéaire et non-linéaire ($P = P^{(1)} + P^{(NL)}$). Il est donc possible de décomposer en deux parties $D = D^{(1)} + P^{NL}$, avec la partie linéaire $D^{(1)} = E + P^{(1)}$. Introduisons $D^{(1)}$ dans l'équation (II-13), nous obtenons :

$$-\nabla^2 E + \frac{\partial^2}{\partial t^2} D^{(1)} = -\frac{\partial^2}{\partial t^2} P^{NL} \quad (\text{II-14})$$

La relation entre $D^{(1)}$ et E peut être exprimée comme $D^{(1)} = \varepsilon^{(1)} E$ si le milieu est non-dispersif, où $\varepsilon^{(1)}$ est le tenseur de permittivité diélectrique indépendant de la fréquence. Dans le cas d'un milieu dispersif, nous devons considérer chaque composante de fréquence du champ séparément :

$$D^{(1)} = \varepsilon \omega E \quad (\text{II-14a})$$

$$\varepsilon \omega = \varepsilon_\infty + \sum_k \varepsilon_k(\omega) \quad (\text{II-14b})$$

$$P^{NL} \omega = \chi^3 E^3 \omega \quad (\text{II-14c})$$

$$\chi^3 = \chi_\infty^3 + \sum_n \chi_k^3 \omega \quad (\text{II-14d})$$

Où ε_∞ et χ_∞^3 sont les valeurs de ε et $\chi^{(3)}$ dans la limite de fréquence infinie, et $\varepsilon_k \omega$ et $\chi_k^3 \omega$ sont leurs termes dispersifs. Maintenant, si nous combinons les équations (II-14a, b, c, d) avec l'équation (II-14), la propagation de l'onde dans un milieu non-linéaire devient une équation à deux inconnues ε et $\chi^{(3)}$. Nous allons voir comment calculer les termes dispersifs de ces deux paramètres dans le prochain paragraphe.

II.2.2.3 Milieu non-linéaire dispersif

Tous les matériaux diélectriques présentent une dépendance de leur permittivité en fonction de la fréquence. Pourtant la modélisation des phénomènes électromagnétiques et optiques ignore souvent cette dépendance. Pour obtenir une image de la propagation plus réaliste, la modélisation des phénomènes optiques non-linéaires qui impliquent de multiples fréquences exige la prise en compte d'une certaine

forme de dispersion dans le modèle. Mais une modélisation analytique précise de ces phénomènes est très complexe [Zio97].

En physique, la dispersion diélectrique est la dépendance de la permittivité d'un matériau diélectrique en fonction de la fréquence du champ électrique appliqué. Comme il y a toujours un décalage entre l'évolution de la polarisation et les variations du champ électrique, la permittivité du diélectrique est un paramètre complexe. Ceci est un phénomène général connu sous le nom de "dispersion du matériau".

En physique, la relaxation diélectrique se réfère à la réponse d'un milieu diélectrique à un champ électrique extérieur. Cette relaxation est souvent décrite en termes de permittivité en fonction de la fréquence, qui peut être décrite par l'équation de Debye pour les systèmes idéaux. D'autre part, la distorsion liée à la polarisation ionique et électronique montre le comportement de la résonance ou le type d'oscillateur. Le caractère du processus de distorsion dépend de la structure de la composition et de la distorsion des autres parties de ce matériau.

En physique, la relaxation diélectrique se réfère à la réponse d'un milieu diélectrique à un champ électrique externe. Cette relaxation est souvent décrite en termes de permittivité en fonction de la fréquence, qui peut être décrite par l'équation de Debye pour les systèmes idéaux. La fonction de la susceptibilité $\chi(\omega)$ a alors un ou plusieurs pôles réels à des fréquences distinctes. Pour un milieu de Debye unipolaire, nous avons[Taf00] :

$$\chi_p \omega = \frac{\varepsilon_{s,p} - \varepsilon_{\infty,p}}{1 + j\omega\tau_p} = \frac{\Delta\varepsilon_p}{1 + j\omega\tau_p} \quad (\text{II-18})$$

Où $\varepsilon_{s,p}$ est la permittivité relative statique, $\varepsilon_{\infty,p}$ la permittivité relative à la fréquence infinie, $\Delta\varepsilon_p$ le changement de permittivité relative lié au pôle de Debye, et τ_p le temps de relaxation du pôle. Pour un milieu de Debye ayant P pôles, nous étendons l'équation (II-18) de la façon suivante[Taf00] :

$$\varepsilon \omega = \varepsilon_{\infty} + \sum_{p=1}^P \frac{\Delta\varepsilon_p}{1 + j\omega\tau_p} \quad (\text{II-19})$$

La résonance de Lorentz est un autre module qui décrit la susceptibilité. Il peut être caractérisé par une valeur complexe, dans le domaine fréquentiel, qui a une ou

plusieurs paires de pôles complexes conjugués. Pour un milieu de Lorentz caractérisé par une paire de pôles simples, nous avons :

$$\chi_p(\omega) = \frac{\Delta\epsilon_p \omega_p^2}{\omega_p^2 + 2j\omega\delta_p - \omega^2} \quad (\text{II-20})$$

Où $\Delta\epsilon_p = \epsilon_{s,p} - \epsilon_{\infty,p}$ est le changement de permittivité relative en raison de la paire de pôles de Lorentz, ω la fréquence de résonance non amortie de la paire de pôles et δ_p le coefficient d'amortissement. Pour un milieu de Lorentz ayant P paires de pôles, nous étendons l'équation (II-20) pour exprimer la permittivité relative comme :

$$\epsilon(\omega) = \epsilon_{\infty} + \sum_{p=1}^P \frac{\Delta\epsilon_p \omega_p^2}{\omega_p^2 + 2j\omega\delta_p - \omega^2} \quad (\text{II-21})$$

En liant les coefficients d'absorption et les indices de réfraction aux susceptibilités ou aux permittivités relatives, nous pouvons décrire les caractéristiques opto-électriques du milieu.

II.2.2.3 Interaction avec les charges libres

L'interaction des photons avec les charges libres dans le silicium conduit à deux phénomènes principaux : l'effet plasma et l'absorption par porteurs libres. Le premier phénomène induit un changement de l'indice de réfraction Δn_{FC} (Eq. I-9), et le deuxième, un changement du coefficient d'absorption $\Delta\alpha_{FCA}$ (Eq. I-12). L'absorption par porteurs libres (FCA) est négligeable pour les substrats faiblement dopés des circuits intégrés [Die78]. Ce n'est que quand la concentration des porteurs est supérieure à 10^{18} cm^{-3} , que la FCA devient significative [Sch81] (figure II-2-3).

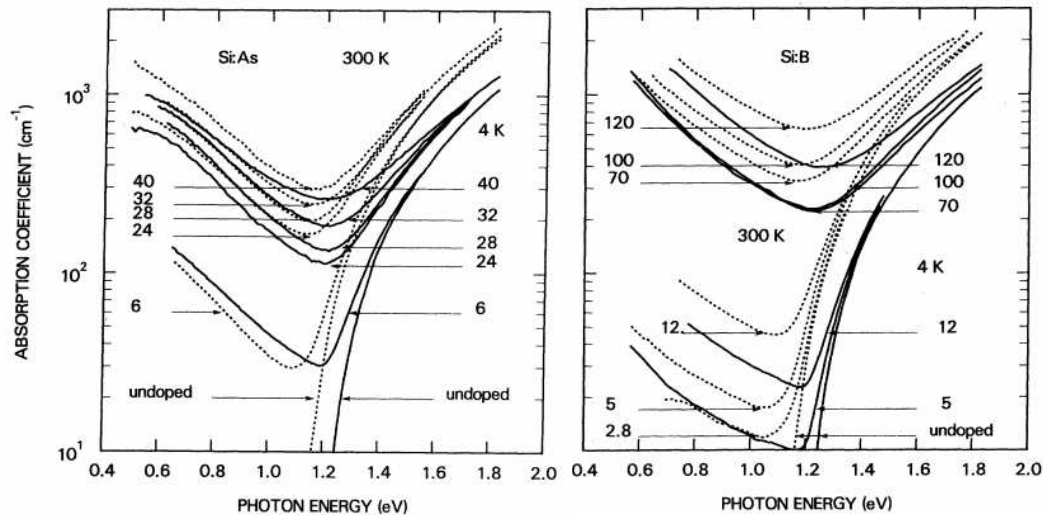


Figure II-2-3 : le coefficient d'absorption par charge libre en fonction de l'énergie du photon en 300K et 4K – (gauche) type Si : As ; (droite) type Si : B. les valeurs de la concentration de donneur/accepteur affichée dans la figure sont divisé par 10^{18} cm^{-3} .

Cependant nous avons observé des effets FCA dans le substrat pendant nos expérimentations. Dans la modélisation, nous donnerons une valeur fixe au coefficient d'absorption linéaire, puis le varierons pour voir son influence sur la propagation du faisceau laser.

II.3 Modélisation de l'interaction Laser-silicium nonlinéaire

La modélisation des systèmes électromagnétiques a été principalement mise en œuvre en utilisant des techniques de résolution des équations de Maxwell en régime stationnaire. A l'époque, les approches principales de calcul numérique pour la résolution des équations de Maxwell incluaient les méthodes asymptotiques de haute fréquence [Kel62, Kou74] et les équations intégrales dans le domaine fréquentiel [Son98]. Mais ces techniques présentent des difficultés qui demandent souvent de faire des compromis. Les analyses asymptotiques sont bien adaptées à la modélisation des propriétés de diffusion. Mais elles ont de la difficulté à traiter la composition des matériaux non métalliques et la complexité d'une structure volumique. Les méthodes de l'équation intégrale peuvent traiter des complexités structurelles et matérielles mais leur besoin de construire et de résoudre des systèmes d'équations linéaires limite la taille des modèles. En tout cas, la difficulté de l'incorporation de non-linéarités matérielles dans les solutions des équations de Maxwell dans le domaine fréquentiel pose un problème important. Les limites des méthodes évoquées ci-dessus ont conduit à des explorations d'une nouvelle approche alternative : la résolution des équations

différentielles de Maxwell directement dans le domaine temporel sur des grilles ou des réseaux spatiaux. La méthode FDTD (Finite-Difference Time-Domain), introduite par Yee en 1966 [Yee66], a été la première technique de ce type. Le développement de cette méthode se poursuit toujours.

II.3.1 La méthode FDTD

II.3.1.1 Principe de la méthode FDTD

La méthode FDTD est l'une des principales méthodes disponible pour la simulation numérique de l'électrodynamique. Comme c'est une méthode prenant en compte le temps, les solutions FDTD peuvent couvrir une large gamme de fréquences avec une simulation unique. Elle peut traiter les propriétés des matériaux non-linéaires d'une façon naturelle. Lorsque les équations différentielles de Maxwell sont examinées, on peut constater que la variation du champ E dans le temps dépend de l'évolution du champ H à travers l'espace.

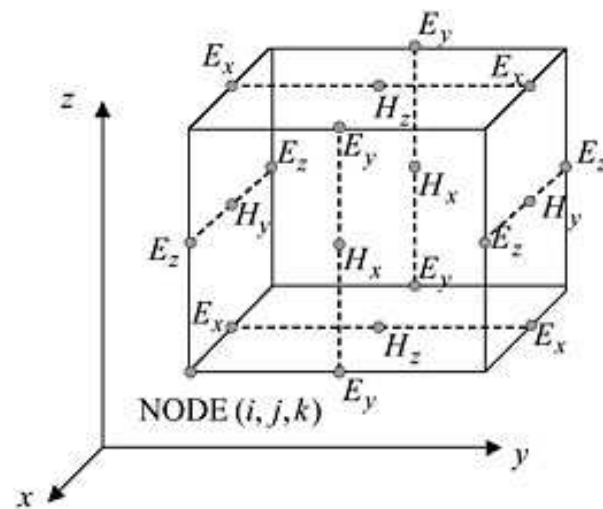


Figure II-3-1 : illustration d'une cellule de Yee normes cartésiennes utilisé pour FDTD.

Dans l'approche FDTD, l'espace et le temps sont divisés en segments discrets. L'espace est divisé en boîtes parallélépipédiques, de petite dimension par rapport à la longueur d'onde étudiée. Les champs électriques sont situés sur les arêtes de la boîte et les champs magnétiques sont positionnés au centre de ces faces, comme montré par la figure II-3-1. Cette organisation des champs définit la « cellule de Yee » [Yee66], elle est la base de la FDTD.

Le temps est échantillonné en petites marches représentant le temps nécessaire au champ pour se déplacer d'une cellule à l'autre. Compte tenu du décalage dans l'espace entre les champs magnétiques et les champs électriques, les valeurs du champ par rapport au temps sont également décalées. Les champs électriques et magnétiques sont mis à jour en utilisant un schéma « leapfrog (saute-mouton) » en commençant par les champs électriques puis les champs magnétiques, qui sont calculés à chaque pas de temps.

Lorsque plusieurs cellules FDTD sont combinées ensemble pour former un volume en trois dimensions. Le résultat s'appelle une grille ou une maille de la FDTD. Chaque cellule FDTD se chevauche au niveau des bords et des faces, donc par convention, chaque cellule aura trois composantes de champ électrique en commun. Les champs électriques sur les neuf autres bords d'une cellule FDTD appartiennent aux cellules adjacentes. Chaque cellule aura également trois composantes de champ magnétique provenant des faces de la cellule adjacente comme illustré dans la figure II-3-1.

A l'intérieur de la maille, des matériaux tels que des conducteurs ou des diélectriques peuvent être ajoutés en adaptant les équations permettant de calculer les champs. Tout matériau peut être utilisé dès lors que sa perméabilité, sa permittivité et sa conductivité sont spécifiées. Une fois que le domaine de calcul et les matériaux de grille sont établis, il reste à spécifier la source de l'onde entrant dans la structure (onde plane, courant, un champ électrique,...).

Comme plusieurs phénomènes qui conservant l'optique non-linéaire (ONL) sont transitoires, il est naturel d'essayer de mener à bien cette modélisation directement dans le domaine temporel. Pour cette raison, la méthode FDTD fait l'objet d'études intensives pour la modélisation des phénomènes non-linéaires. Contrairement au cas de l'analyse linéaire en domaine fréquentiel, une valeur simple de permittivité est totalement inadéquate pour décrire des phénomènes non-linéaires. Les premières simulations de ces interactions d'impulsions optiques ultra-rapides ont été basées sur plusieurs modèles phénoménologiques du matériau bien connus [Zio93, Zio94, Goo92, Taf92]. Ils ont considéré le modèle de dispersion linéaire de Lorentz, le modèle non-linéaire de Debye, le modèle non-linéaire Raman, et le modèle non-linéaire instantané de Kerr. Cette approche a permis une étude de la composante de champ longitudinal et des effets de polarisation pour le cas de l'auto-focalisation d'un faisceau optique dans des matériaux massifs. Néanmoins, s'ils ont été suffisants pour les applications traitées, ces modèles phénoménologiques de matériaux ne peuvent pas correctement gérer les interactions de résonance totale. Pour comprendre la physique des interactions à petite échelle de distance et de temps, en particulier dans le régime de résonance des matériaux et des structures du dispositif étudié, une autre approche de ces principes est souhaitable. Elle nécessite la description quantique des états électroniques disponibles dans le milieu. Les modèles physiques doivent incorporer tous les effets de propagation,

comme la dispersion et la nonlinéarité, et tenir compte des liens physiques existant entre eux [NRC96].

II.3.1.2 Caractérisation de la méthode FDTD

Comme méthode de simulation numérique avancée pour modéliser les phénomènes électromagnétiques, la FDTD a les avantages suivants :

a) La FDTD n'utilise pas d'algèbre linéaire : c'est un calcul totalement explicite qui évite les difficultés limitant la taille de l'équation intégrale dans le domaine fréquentiel et des modèles électromagnétiques d'éléments finis. Il n'a pas de limite supérieure intrinsèque.

b) La FDTD est précise et robuste : les sources d'erreur dans les calculs FDTD sont bien comprises. Elles peuvent être associées pour conserver une bonne précision des modèles pour une très grande variété de problèmes.

c) La FDTD traite les comportements impulsionnels et non-linéaires de façon naturelle, car elle travaille dans le domaine temporel. Elle calcule directement les réponses impulsionnelles et non-linéaires d'un système électromagnétique en une seule simulation.

d) La FDTD est une approche systémique : la spécification d'une nouvelle structure est réduite à un problème de génération de maillage plutôt qu'à la reformulation d'une équation intégrale complexe.

Néanmoins, la simulation FDTD a aussi les inconvénients suivants :

a) Besoin de grandes capacités de mémoire informatique : la méthode FDTD est fondée sur la discrétisation de l'espace dans un volume, et induit donc un grand besoin de mémoire vive. Le domaine de calcul doit être limité pour permettre son stockage dans la mémoire de l'ordinateur. Dans de nombreux cas, cela est réalisé en insérant des frontières artificielles dans l'espace de simulation pour simuler un domaine de calcul infini. La plupart de ces frontières sont faites d'un "matériau" ayant des capacités d'absorption spéciales, qui s'appelle la couche parfaitement adaptées (PML : Perfectly Matched Layer).

b) Un temps de calcul très important : la technique FDTD exige que l'ensemble du domaine de calcul soit maillé de telle sorte que la discrétisation de la grille spatiale soit suffisamment fine pour résoudre à la fois la plus petite longueur d'onde

électromagnétique (typiquement la taille de grille doit être de 10-20 fois plus petite que la longueur d'onde) et le plus petit élément géométrique de la structure simulée. Ces considérations sont à l'origine d'un temps de calcul très long.

II.3.1.3 Simulation d'interaction Laser impulsionnel ultracourt avec le silicium par la méthode FDTD.

La méthode FDTD permet de simuler la propagation d'une impulsion optique dans un milieu complexe par la résolution transitoire des équations de Maxwell. Il y a trois caractéristiques électromagnétiques clés d'un matériau qui doivent être obtenues avant d'être incorporées dans la résolution des équations de Maxwell. Ce sont la dispersion linéaire, la nonlinéarité et la dispersion non-linéaire. Nous pouvons utiliser deux approches efficaces et complémentaires qui permettent à la méthode FDTD de modéliser ces trois caractéristiques : la méthode PLRC (Piecewise-Linear Recursive Convolution) et la méthode ADE (Auxiliary Differential Equation). Comme pour toutes les techniques FDTD, ces approches appliquent rigoureusement les conditions aux limites du champ de vecteur aux interfaces des milieux dissemblables.

Un grand nombre d'études utilisant la FDTD ont été réalisées depuis les années 90 [Goo92, Zio93, Zio97]. Taflove *et al.* ont expliqué très précisément la théorie et le domaine d'application de la FDTD dans le livre « Computational Electrodynamics : The Finite-Difference Time Domain method » [Taf00]. Plus récemment, Teixeira a réalisé une très bonne référence concernant les solutions de la méthode FDTD pour les équations de Maxwell dans des milieux complexes, tels que les milieux dispersifs, anisotropes et non-linéaires comme le silicium [Tei08]. D'autre part, Suzuki a incorporé les effets TPA, FCA et plasma dans les modèles de simulation FDTD.

Le but de cette thèse n'est pas de développer un outil pour modéliser l'interaction du laser impulsionnel ultracourt avec le silicium en utilisant la méthode FDTD. Nous avons évalué un logiciel commercial de simulation FDTD de la société « Rsoft », qui est programmé selon la théorie de Taflove [Taf00] afin d'interpréter nos résultats expérimentaux.

II.3.2 Outils pour la modélisation

Actuellement, la méthode FDTD semble être le meilleur choix d'algorithme de calcul pour la propagation optique dans un milieu complexe. Il existe plusieurs outils

FDTD commerciaux sur le marché actuel. Nous avons choisi un outil connu qui s'appelle « Rsoft Photonic Component Design Suite » (abréviation : Rsoft) pour effectuer la modélisation. Le logiciel « Scilab » est utilisé pour traiter les données obtenues avec Rsoft.

II.3.2.1 Modélisation – Rsoft

Rsoft permet aux utilisateurs de concevoir et de simuler des dispositifs photoniques pour les communications optiques, l'optoélectronique et la fabrication de semiconducteur [<http://www.rsoftdesign.com/>]. Nous avons choisi le module «FULLWAVE» de Rsoft pour effectuer la simulation de l'interaction laser-silicium.

FULLWAVE est un outil de simulation sophistiqué permettant d'étudier la propagation de la lumière dans une grande variété de structures photoniques y compris les dispositifs de guides d'ondes intégrés et de fibre optique ainsi que des dispositifs nano-photoniques comme les cristaux photoniques. Il permet un contrôle total de la dispersion, des nonlinéarités ($\chi^{(2)}$ et $\chi^{(3)}$) et des effets anisotropes. Il comprend aussi des options avancées pour la description des caractéristiques spatiales et temporelles du champ exciteur, comme la position, la longueur d'onde, la direction, la polarisation, etc. [<http://www.rsoftdesign.com/>]

II.3.2.2 Traitement des données – Scilab

Scilab est un logiciel libre de calcul numérique qui fournit un environnement de développement puissant pour les applications scientifiques et l'ingénierie [<http://www.scilab.org>]. La plupart des fonctions mathématiques disponibles dans Scilab sont comparables à celles de Matlab.

La fonction de visualisation des résultats intégrée dans Rsoft n'est pas optimisée pour l'affichage d'une grande quantité de données, le temps de traitement est alors déraisonnable. Dans ce cas, Scilab est plus efficace pour traiter les données issues de Rsoft tout en permettant de retraiter ces données.

II.3.3 Détail de la modélisation

II.3.3.1 Conversion des paramètres réels dans la simulation

a) Calcul de $\chi^{(3)}$

Dans Rsoft, la susceptibilité du 3^{ème} ordre $\chi^{(3)}$ est calculée à l'aide de l'équation ci-dessous :

$$\chi^{(3)}(\omega) = \chi_{\infty}^{(3)} + \sum_k \chi_k^{(3)}(\omega) \frac{1}{1 + c_{sat} E^2} \quad (II-22)$$

Avec c_{sat} le coefficient de saturation, supposons qu'il est négligeable, $\chi_{\infty}^{(3)}$ la susceptibilité non résonante, et $\chi^{(3)}(\omega)$ le terme de dispersion défini par :

$$\chi_k^{(3)}(\omega) = \frac{\Delta\chi_k^{(3)}}{a_k(i\omega)^2 - b_k i\omega + c_k} \quad (II-23)$$

Où $\Delta\chi_k^{(3)}$ est la force de chaque résonance, et a_k , b_k , c_k des coefficients correspondants. Dans cette simulation, nous nous intéressons uniquement à la partie imaginaire de $\chi^{(3)}$, donc pour simplifier le calcul, prenons les valeurs $a_k=1$, $b_k=1$ et $c_k=\omega^2$ du modèle Raman. Dans ce cas, $a_k(i\omega)^2$ et c_k s'annulent dans l'équation (II-23). En utilisant la formule de $\chi_{IM}^{(3)}$ dans l'équation (I-5) nous avons :

$$\Delta\chi_k^{(3)} = \chi_{IM}^{(3)} = \frac{n_0 \varepsilon_0 c^2 \beta}{\omega} \quad (II-24)$$

Dans Rsoft, ω est en "radians/ μm " au lieu de "radians/s", donc pour normaliser les unités, prenons $\omega = \omega_{Rsoft} \times c$, nous avons donc $\Delta\chi_k^{(3)} = n_0 \varepsilon_0 c \beta$. Nous savons que ε_0 et c sont connues, les paramètres n_0 et β du silicium sont mesurables. Les configurations des symboles dans Rsoft sont présentées dans le tableau II-1 ci-dessous :

Variable	Symbole	Valeur/Formule
Indice de réfraction du silicium n_0 :	N0	3.54
Permittivité du vide ε_0 :	Eps0	8.854e-18 (F/ μm)
Coefficient TPA β :	Beta	7.4e-6 ($\mu m/W$) [(Din03)]
Force de la résonance $\Delta\chi_k^{(3)}$:	Delta	$N0^2 * Eps0 * c * Beta$
Vitesse de la lumière c^* :	c	3e14 ($\mu m/s$)

Tab .II-2 : liste des symboles.*Plusieurs constants dans Rsoft comme c , π , etc. peuvent être utilisées directement sans les déclarer dans le tableau de symbole.

b) l'échelle du temps

L'échelle de temps dans Rsoft n'est pas en « seconde » mais en unité cT. Un cT correspond au temps mis par le faisceau pour parcourir 1 μm dans le vide, il est donc

égal à $\frac{1}{3 \times 10^{14}} \text{ s} \approx 3,3 \times 10^{-15} \text{ s} = 3,3(\text{fs})$. La durée de l'impulsion de notre laser est de 150fs, donc le « pulse time » associé dans les simulations est de 45cT.

c) Puissance

Le laser utilisé dans le cadre de nos expérimentations émet des impulsions de 150fs (pulse time), suivant un taux de répétition d'1kHz. La puissance moyenne arrivant sur le substrat est de l'ordre de 15μW, un simple calcul peut nous aider à trouver l'énergie et la puissance crête d'une impulsion :

$$\text{L'énergie d'une impulsion est } E = \frac{15 \times 10^{-6} (\text{W})}{1 \times 10^3 (\text{s}^{-1})} = 15 \times 10^{-9} (\text{J}) ;$$

$$\text{La puissance crête est } P_0 = \frac{15 \times 10^{-9} (\text{J})}{150 \times 10^{-15} (\text{s})} = 1 \times 10^5 (\text{W})$$

Dans nos simulations la puissance du faisceau est définie par P_0 car nous ne regardons qu'une seule impulsion.

II.3.3.2 Configuration du Rsoft

a) Interface de travail

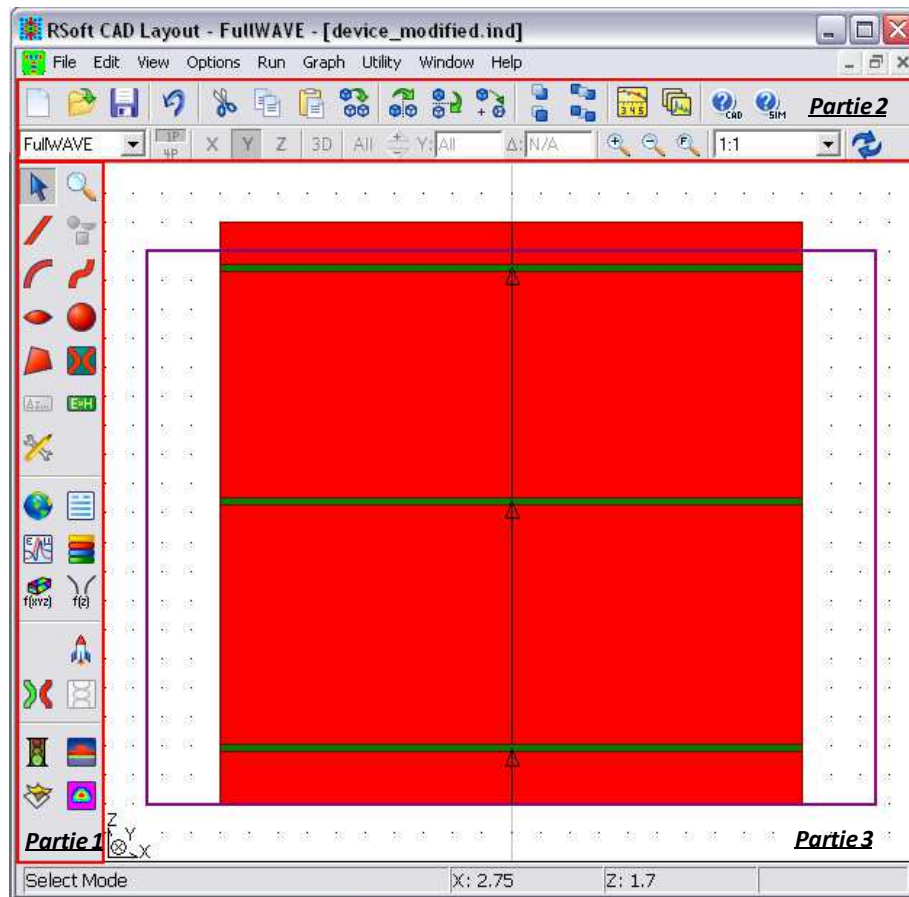


Figure. II-3-2 : interface de travail. Les 3 différentes

L'interface de FullWAVE comprend trois zones principales (voir figure. II-3-2) :

- Zone 1 - la barre d'outil. Elle permet de créer, configurer des éléments et lancer les simulations.
- Zone 2 - les boutons de commande. Ils permettent de manipuler les fichiers et les éléments.
- Zone 3 - la fenêtre de visualisation. Elle permet de visualiser tous les éléments de simulation. Dans la fenêtre, la composante rouge représente le matériau étudié, la composante verte représente la zone de surveillance et la composante violette représente la borne PML constituant la frontière de la simulation.

b) Création de l'environnement du fond

Tout d'abord, il faut créer un nouveau fichier qui contient les conditions initiales et l'environnement associé. Nous sélectionnons le module FullWAVE. Il permet de choisir l'environnement en 2D ou en 3D. Nous pouvons alors configurer les paramètres

d'environnement du fond et certains paramètres par défaut, telles que l'indice de réfraction du fond, le matériau par défaut, longueur d'onde du faisceau incident, etc.

c) Création de la structure à simuler

Une fois l'environnement du fond créé, la prochaine étape est de définir la propriété du composant à simuler. Le logiciel offre un outil pour créer différentes structures de composant. Pour dessiner un morceau carré de substrat, il suffit de cliquer deux fois sur l'écran, une fois pour définir le début du substrat, l'autre fois pour définir la fin du substrat. La largeur du substrat est considérée comme « component width » par défaut. En cliquant avec le bouton droit de la souris sur la zone ainsi créée nous pouvons ouvrir la fenêtre de ses propriétés. Elle permet de contrôler les propriétés de la structure telles que son indice de réfraction, sa position, sa taille etc. Tous les paramètres clés vont être introduits dans cette fenêtre.

Dans cette fenêtre, la fonction « Combine Mode » doit être activée en mode «Fusion» quand la structure comporte différentes couches. La fonction « Material Properties » dirige vers un autre tableau qui définit les propriétés du matériau.

d) Définition des propriétés de matériau

Nous pouvons éditer les paramètres physiques des matériaux prédéfinis ou créer des nouveaux matériaux dans la fenêtre de propriétés de matériau (figure. II-3-3). Dans Rsoft, aucun matériau prédéfini ne contient ses propriétés non-linéaires, il faut donc que l'utilisateur les importe manuellement. Pour éditer les propriétés du matériau prédéfini, il faut tout d'abord choisir le matériau dans « Rsoft Librairies » « Semiconductors », cliquer en haut à droite pour ajouter le matériau dans le projet, après nous pouvons choisir ce matériau dans la fenêtre des propriétés de la structure de façon à la définir comme un substrat en silicium.

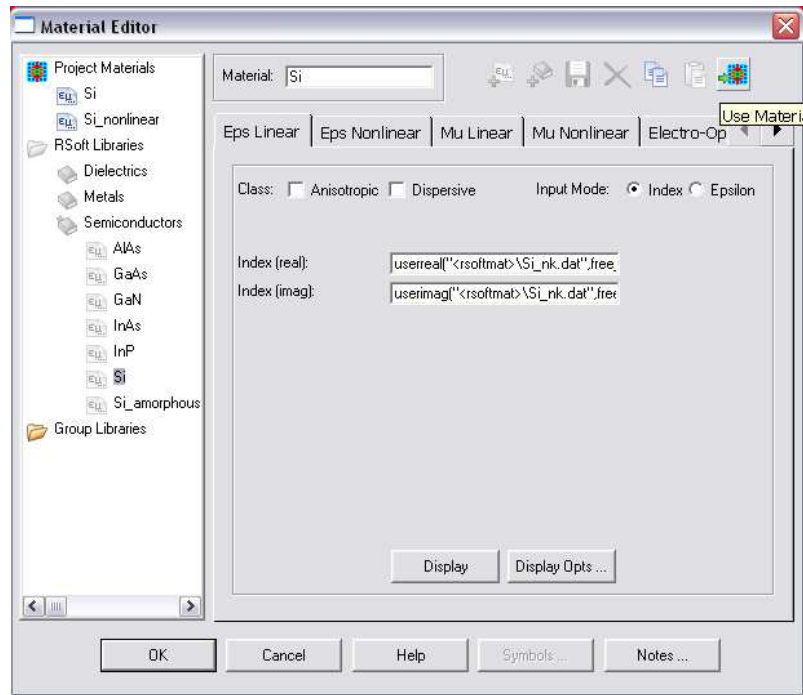


Figure II-3-3 : editeur de matériau

Pour distinguer le matériau « Si » prédéfini dans Rsoft et le nouveau « Si » qui porte des propriétés non-linéaires définies par l'utilisateur, nous pouvons changer le nom de « Si » à « Si_nonlinear » puis dupliquer le nouveau matériau dans le librairie de Rsoft. Cliquer sur « Si_nonlinear », dans la fenêtre de « Eps Linear » (figure. II-3-4 gauche), activer la case « Dispersive », et définir « Epsilon at Infinity » égale N_0^2 (Selon le technicien Rsoft, il y a un artefact dans cette version, pour déclencher l'effet non-linéaire, il faut activer epsilon linéaire dispersive. Ce problème est non rédhibitoire pour notre application). Puis prenons la fenêtre « Eps Nonlinear » (figure. II-3-4 droite), dans laquelle nous pouvons définir les parties réelle et imaginaire de χ^3 . Le détail de la configuration du $\chi^{(3)}$ est déjà montré dans le chapitre II.3.3.1 a.

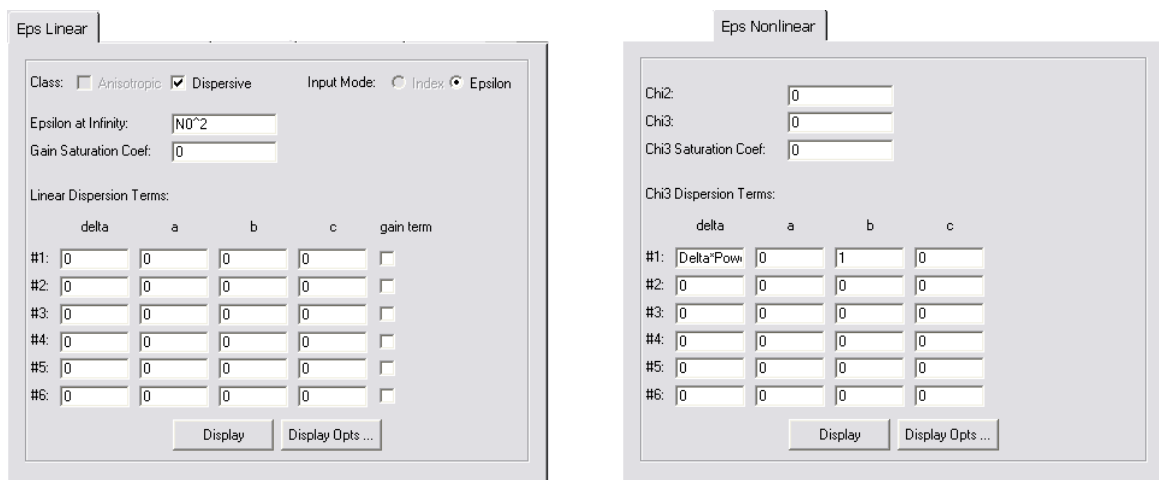


Figure. II-3-4 Tableau d'Eps linéaire (gauche) et non-linéaire (droite)

e) Assignement de symbole

Nous pouvons définir les paramètres importants dans un éditeur de symboles. Le paramètre peut être défini soit directement par une valeur donnée, soit par une équation. Utiliser les symboles avec la première lettre en majuscule pour les paramètres définis, car les symboles en majuscules sont automatiquement mis en haut dans la liste de symbole. Cela faciliter leur recherche.

f) Configuration du faisceau laser

Le logiciel permet de modifier plusieurs paramètres du faisceau laser tels que sa puissance incidente, son angle d'incidence, sa largeur, ainsi que le type de laser, la durée d'impulsion, etc.

g) Moniteur de surveillance

Rsoft offre un moyen de surveiller plusieurs phénomènes optiques à l'aide d'un moniteur en fonction du temps. Pour créer un moniteur, cliquer sur l'icône  dans la barre d'outils, puis le positionner sur l'endroit où les valeurs d'un paramètre doivent être sauvegardées. Nous pouvons surveiller la variation de la puissance, de la densité du champ électrique ou magnétique et de l'absorption en régime linéaire.

h) Lancement de la simulation

Avant de lancer la simulation, les paramètres de la zone simulée tels que la maille de cellule, la polarisation et le temps de transition doivent être définis.

II.3.3.3 Traitement des données (avec Scilab)

Les données brutes produites par Rsoft sont organisées sous la forme d'une matrice (2D ou 3D) précédée par quatre lignes d'information (voir figure II-3-11). Elles sont classées en fonction de temps et stockées en format « *.dat ». Le nombre d'éléments dans la matrice dépend de la surface de moniteur et de la taille de grille choisie.

Pour obtenir la distribution de la puissance du faisceau dans le substrat, il faut simplement sommer chaque élément de la matrice.

/r,n,a,b/nx0/1s1						
/r,qa,qb						
401 -8 8 0 OUTPUT_REAL_3D						
6001 -60 60						
1.02292E+003	8.06261E+002	4.63726E+002	1.48844E+002	2.17269E+000	8.86624E+001	3.65893E+002
7.09153E+002	9.62240E+002	1.01232E+003	8.36812E+002	5.15075E+002	1.92281E+002	1.19369E+001
5.36638E+001	2.96314E+002	6.29109E+002	9.01285E+002	9.90119E+002	8.56622E+002	5.61131E+002
2.36652E+002	2.83326E+001	2.83399E+001	2.34607E+002	5.52788E+002	8.38700E+002	9.63376E+002
8.72041E+002	6.05788E+002	2.84369E+002	5.18303E+001	1.06643E+001	1.77240E+002	4.74236E+002
7.67062E+002	9.23203E+002	8.72957E+002	6.40042E+002	3.28761E+002	7.91142E+001	1.77517E+000
1.29489E+002	4.02668E+002	6.96730E+002	8.79756E+002	8.68835E+002	6.69808E+002	3.73073E+002
1.10921E+002	3.18100E+001	8.88424E+001	3.34646E+002	6.25464E+002	8.29890E+002	8.56475E+002
6.93449E+002	4.15063E+002	1.46017E+002	5.87187E+000	5.58204E+001	2.70880E+002	5.52831E+002
7.73609E+002	8.34118E+002	7.08027E+002	4.52218E+002	1.81848E+002	1.74560E+001	3.10612E+001
2.14283E+002	4.83051E+002	7.15254E+002	8.06343E+002	7.16580E+002	4.86301E+002	2.19208E+002
3.46977E+001	1.34613E+001	1.62818E+002	4.13093E+002	6.50754E+002	7.68333E+002	7.13187E+002
5.11409E+002	2.53425E+002	5.49036E+001	3.64454E+000	1.20440E+002	3.50954E+002	5.89585E+002
:	:	:	:	:	:	:

Figure II-3-11 : fichier de donnée.

Dans un premier temps, les données furent traitées par Excel en utilisant des macros, et puis retracées avec la fonction plot de Rsoft. Mais cette méthode a deux inconvénients : la dimension de la matrice est très limitée à cause de la limite d'Excel et le processus de traitement est long et compliqué. Le logiciel scientifique Scilab fut donc choisi dans un deuxième temps pour éliminer ces inconvénients. Par une programmation simple, Scilab peut automatiquement isoler les lignes d'information du fichier puis récupérer les données afin de les sommer pour sortir le résultat final.

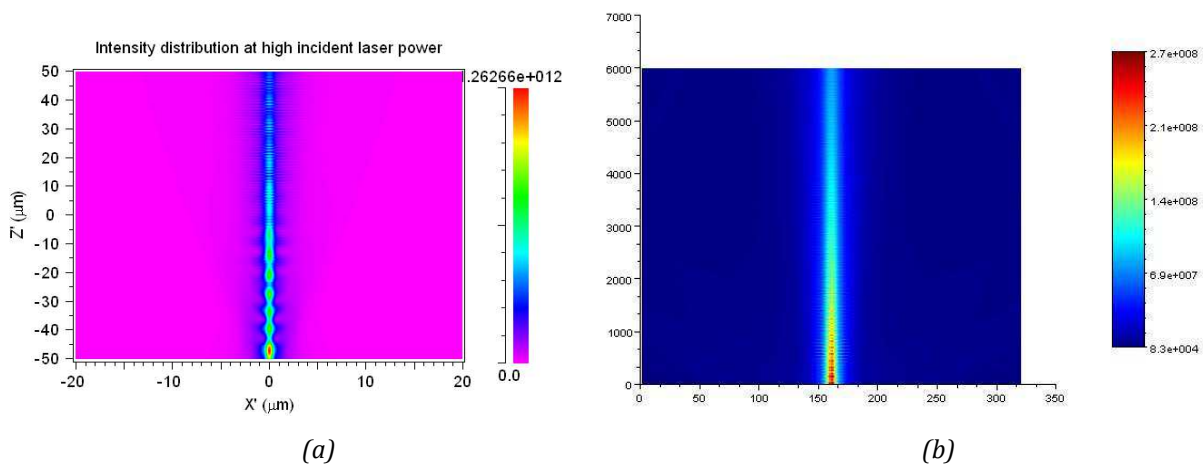


Figure II-3-10 : comparaison des deux méthodes. (a) méthode Excel+Rsoft ; (b) méthode Scilab+Rsoft

II.3.4 Résultat et discussion

Pour obtenir de bons résultats, il y a trois aspects qui doivent être optimisés avant le commencement de la simulation, ce sont :

- l'optimisation de la mémoire vive de l'ordinateur,
- la minimisation de toutes les réflexions pendant la simulation,
- l'optimisation de paramètres géométriques fixes pour toutes les simulations.

1) Optimisation de la mémoire vive de l'ordinateur

L'un des principaux inconvénients de la méthode FDTD est qu'elle a besoin d'une quantité de RAM élevée. Le maximum de mémoire qu'on peut appliquer pour un système Windows de 32-bit est de 4Go, donc l'optimisation de la mémoire est important. Premièrement, Rsoft ne supporte pas bien les maillages non-uniformes dans un même matériau, il ne supporte différents maillages que s'ils sont attachés à différents matériaux dans une simulation. Donc la zone de la simulation ne peut pas être trop grande si l'on doit appliquer un maillage fin. Il faut cependant respecter le fait que la profondeur de la propagation optique dans le substrat doit être de quelques centaines de microns et que la largeur de la zone de simulation doit rester petite. Deuxièmement, quand le laser de longueur d'onde λ ($1,3\mu\text{m}$) se propage dans le silicium, sa longueur d'onde est réduite à environ 370nm (longueur d'onde/indice de réfraction) et il faut que la taille de la maille soit 10 à 20 fois plus petite que λ pour que le résultat ne perde pas trop en précision. Pour obtenir un équilibre du temps et de la précision de la simulation, il faut améliorer les paramètres dont nous venons de parler.

2) Minimisation des réflexions

Il y a deux points influençant la réflexion optique d'un laser impulsif focalisé dans un substrat :

a. La forme de la lentille servant à focaliser le faisceau laser et l'origine de la source optique.

Comme la simulation est faite à l'échelle de quelques centaines de micromètres, les interférences se produisant au niveau de la lentille deviennent non négligeables. Le faisceau incident est une onde plane qui commence en bas de la fenêtre de simulation, nous utilisons une lentille virtuelle pour effectuer la focalisation du laser dans le substrat. Si nous utilisons une lentille biconvexe entre le faisceau et le substrat, l'onde réfléchi sur la face d'entrée de la lentille interfère fortement avec l'onde d'incidente et réduit sérieusement l'intensité du faisceau en sortie de la lentille (figure II-3-11a). Mais si nous utilisons une lentille convexe et que l'émission du faisceau se trouve dans la lentille au lieu de devant la lentille, ces deux problèmes peuvent être résolus (figure II-3-11b).

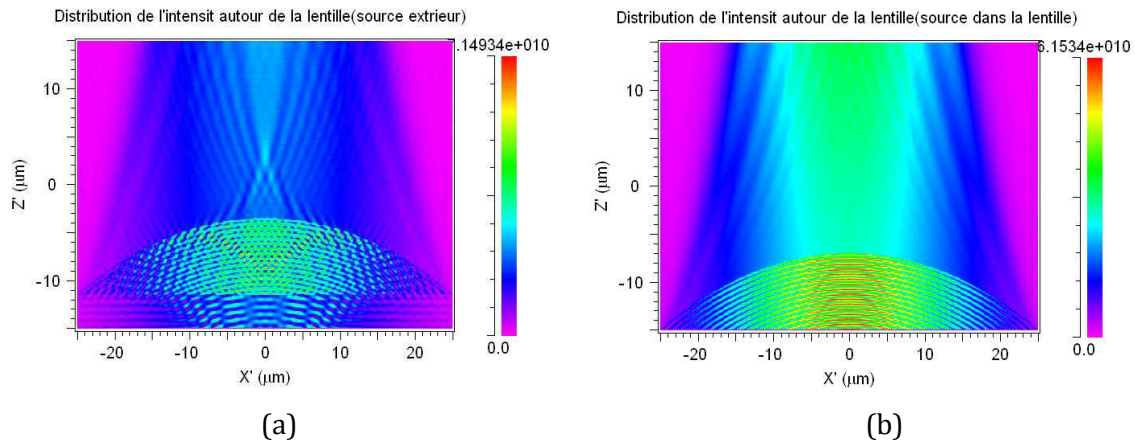


Figure II-3-11 : minimisation de la réflexion : a) Source devant la lentille biconvexe, b) Source dans la lentille convexe

b. PML (Perfectly Matched Layer)

La PML est fréquemment utilisée avec les logiciels de simulation optique. Sa fonction est d'être positionnée au bord de la zone de simulation et d'absorber au maximum le faisceau optique qui dépasse le bord. Dans notre simulation, la puissance crête est à l'ordre de 10^5W , même une PML ne peut pas absorber efficacement cette puissance. Il donc faut définir un bord de zone un peu plus large que l'objet simulé afin d'éviter les réflexions internes.

3) Paramètres géométriques

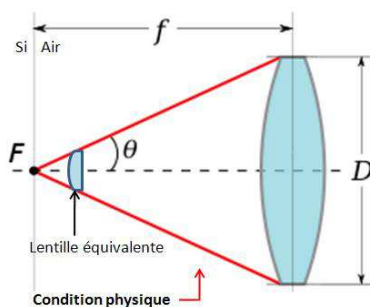


Figure II-3-12 : la lentille équivalente

Une lentille équivalente (figure II-3-12) est posée en bas au centre de la zone. La largeur de la lentille est de $120 \mu\text{m}$.

Le matériau de la lentille est défini comme du SiO_2 , il est complètement transparent pour le laser de longueur d'onde $1,3 \mu\text{m}$. Le substrat de silicium commence $182 \mu\text{m}$ au dessus de la lentille et sa partie haute dépasse la borne PML pour minimiser la réflexion interne à la surface supérieure du silicium.

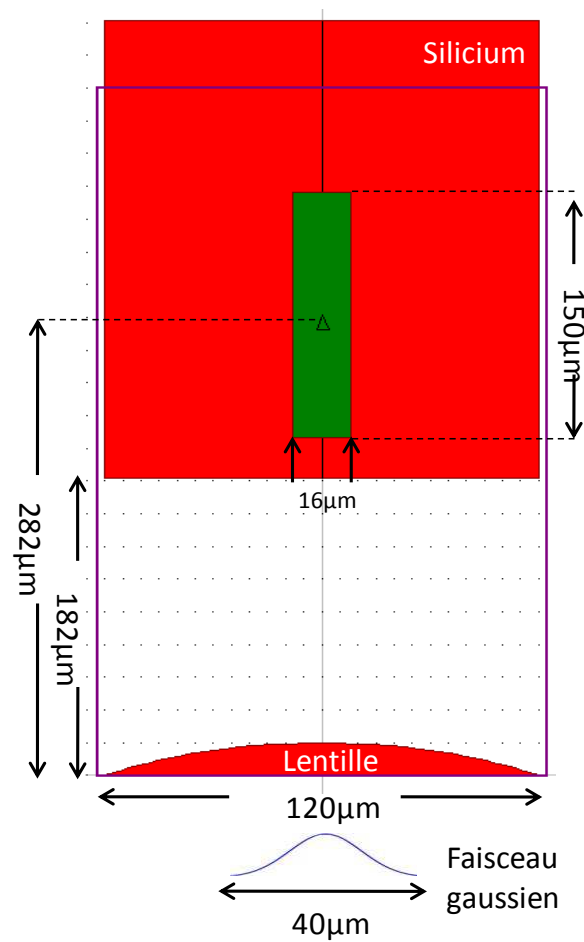


Figure II-3-13 : paramètre géométrique de la simulation.

Un moniteur de puissance (rectangle vert dans la figure II-3-13) est positionné au centre de la région focale attendue pour collecter la distribution de l'intensité du laser. La surface de ce rectangle (zone de surveillance) est de $16\mu\text{m} \times 150\mu\text{m}$. Elle permet d'observer le faisceau laser focalisé à une distance de $282\mu\text{m}$ dans le silicium donc traversant $100\mu\text{m}$ de silicium. Une impulsion d'onde plane est lancée en bas au milieu de la zone de simulation, sa largeur est de $40\mu\text{m}$. Il est important que la largeur de l'impulsion soit inférieure d'un tiers de la largeur de la lentille, pour qu'au moins 98,9% de la puissance du laser soit transmise.

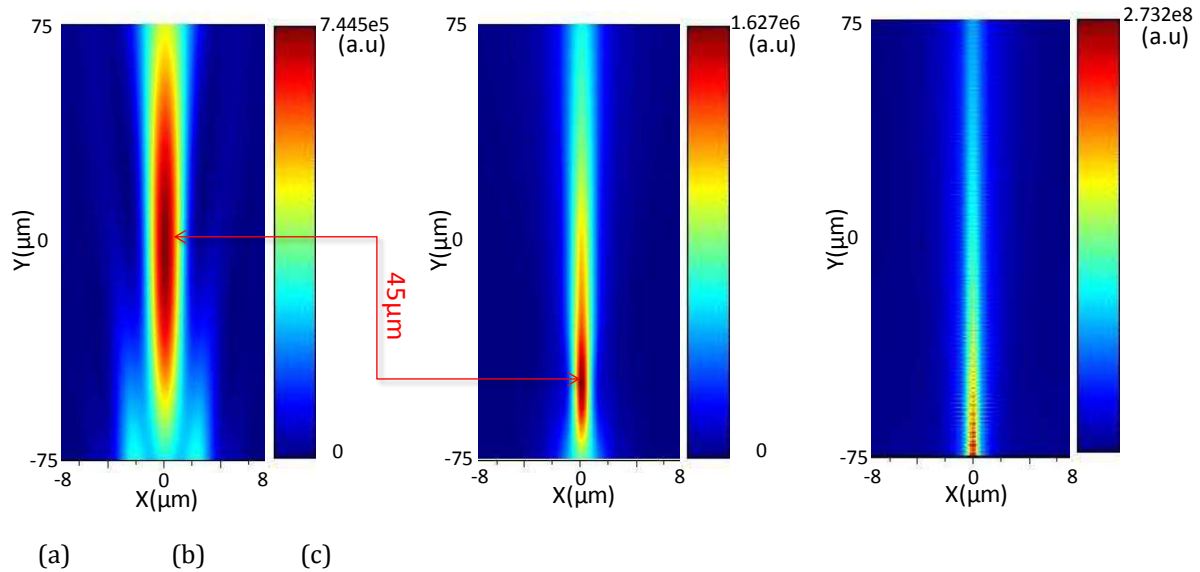


Figure II-3-14 : premiers résultats de la comparaison du régime linéaire (a) et non-linéaire (b), avec une grille de $0.1 \mu\text{m}$ et une puissance de 10 kW ; (c) le régime non-linéaire avec la puissance de 50 kW .

Une première simulation a été effectuée avec une puissance de 10 kW et une grille de matrice de $0,1 \mu\text{m}$. Les résultats (figure II-2-14 a et II-2-14 b) montrent quelques caractéristiques du régime non-linéaire :

- 1) La largeur du faisceau (taille du spot) est réduite par rapport au régime linéaire.
- 2) La position focale recule en raison de l'effet Kerr.
- 3) La forme du faisceau n'est plus symétrique en Z en raison de l'absorption TPA.

Nous avons également observé quelques problèmes : la position focale s'est déplacée de $45 \mu\text{m}$, ce qui paraît trop pour l'effet Kerr. Quand nous augmentons la puissance à 50 kW , la forme de la région focale du faisceau est déformée (figure II-2-14c), et la position focale continue de s'éloigner de celle du point focal linéaire. Ces phénomènes peuvent être causés par la grande taille de la maille que nous avons utilisée.

Pour confirmer notre hypothèse, une comparaison de différentes tailles de maille a été effectuée. Les tailles de $0,1 \mu\text{m}$, $0,08 \mu\text{m}$, $0,06 \mu\text{m}$ et $0,04 \mu\text{m}$ sont utilisées dans la simulation sans changer les autres paramètres. Nous avons observé que la position de la

région focale avance en diminuant la taille de maille, et qu'elle commence à se stabiliser à $0,04\mu\text{m}$ donc environ $1/10$ de la longueur d'onde du laser dans le silicium (figure II-3-15). Pour que le temps de simulation reste raisonnable, il vaut mieux garder la taille de la grille au dessus de $0,03\mu\text{m}$.

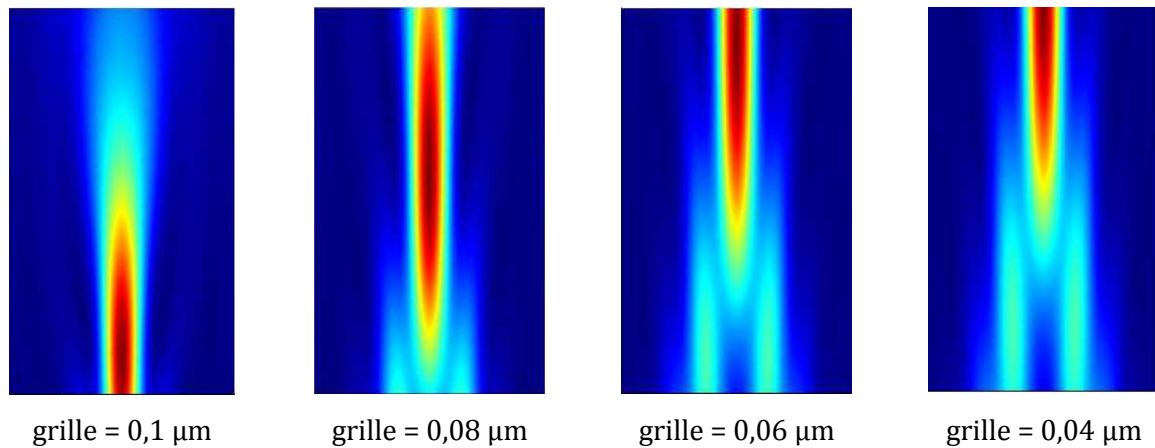


Figure II-3-15 La distribution de l'intensité en différentes grilles (zone moniteur)

La puissance crête du laser influence aussi le résultat de la simulation, plus la puissance est haute, plus le coefficient d'absorption non-linéaire (β) domine le système. Des résultats de simulation avec différentes puissances, les autres paramètres restant les mêmes, sont présentés dans la figure II-3-16. Ces Trois résultats nous montrent que la position de la région focale recule et que la largeur du faisceau diminue en fonction de la puissance. Mais comme auparavant, le déplacement de la région focale est toujours anormal. Des grilles apparaissent dans les résultats obtenus pour des hautes puissances, elles peuvent être causées par un échantillonnage du temps pas assez fin.

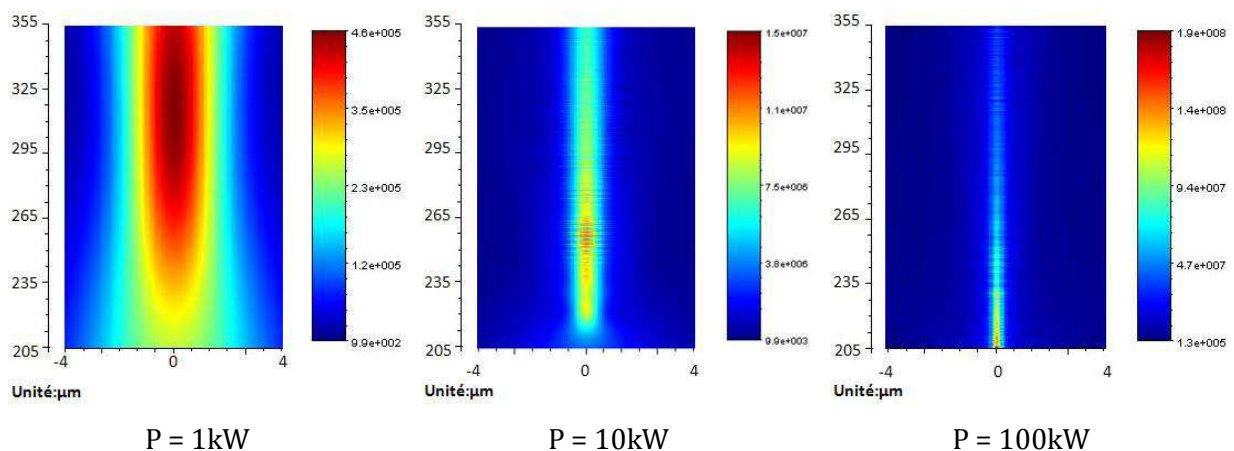


Figure II-3-16 : l'influence de la puissance en régime non-linéaire.

De plus, le déplacement du point focal du faisceau est aussi influencé par le coefficient d'absorption non-linéaire β (Figure II-3-17). Cela indique que le déplacement anormal du point focal peut venir du calcul de β , ou de $\chi^{(3)}$.

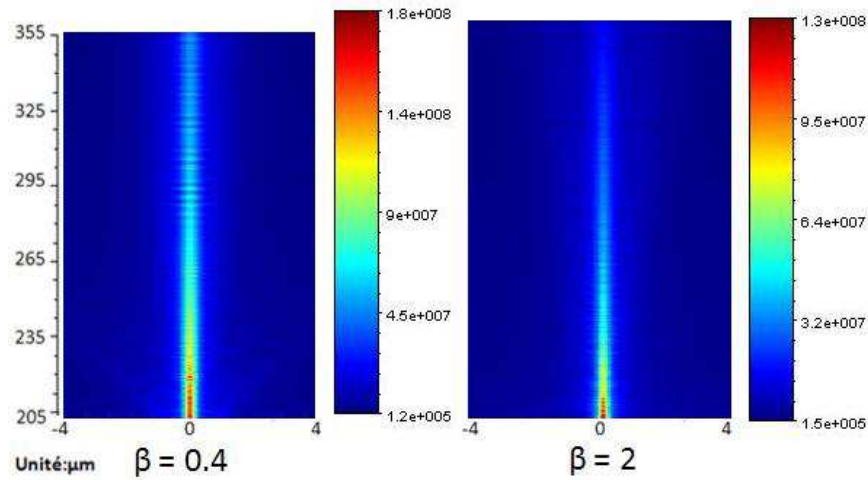


Figure II-3-17 : l'influence du coefficient d'absorption non linéaire en déplacement du point focal du faisceau.

Un autre paramètre important qui influence aussi la propagation du laser dans le substrat est le coefficient d'absorption linéaire α . Ce paramètre est défini par le dopage. Dans un substrat de silicium classique α est égal à environ 50cm⁻¹. Mais selon nos simulations pour différentes valeurs de α , en considérant que β est nul, (figure II-3-18 en haut), il n'y a pas de dépendance significative.

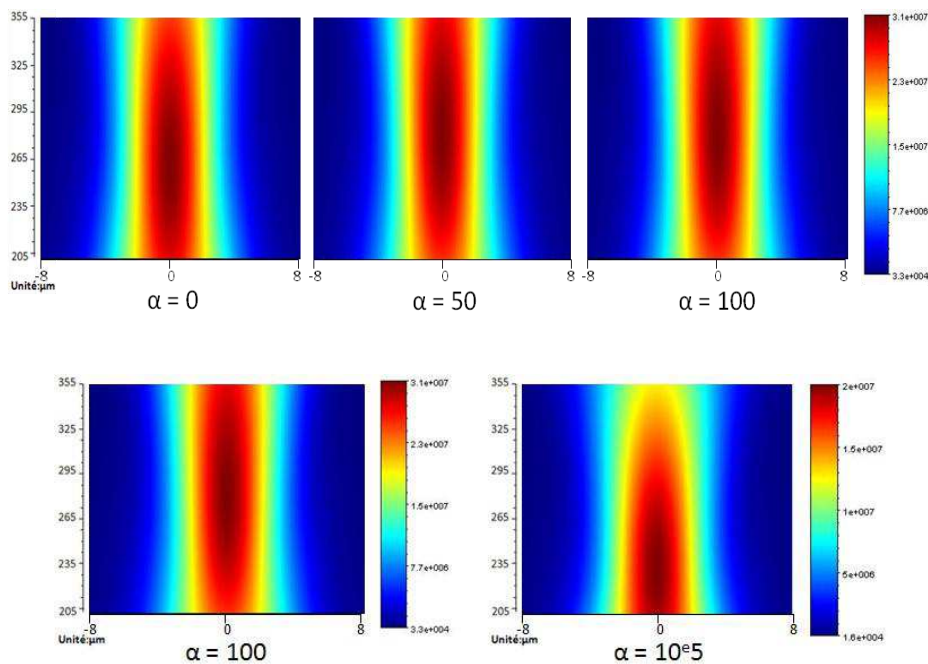


Figure II-2-8 : propagation du laser avec différents α avec $\beta = 0$. L'effet d'absorption linéaire devient significatif après α augmente jusqu'à 10^5

Il faut augmenter la valeur de α jusqu'à 10^5 pour que l'effet d'absorption linéaire devienne visible (figure II-3-18 en bas). Sur l'échelle de couleur qui représente le niveau d'intensité, nous observons que l'intensité maximum a diminué d'environ 1/3 par rapport $\alpha = 100 \text{ cm}^{-1}$.

Différentes combinaisons de α et β ont conduit aux résultats de la figure II-3-19. Il est curieux qu'après avoir ajouté l'effet d'absorption linéaire, l'intensité du laser augmente au lieu de diminuer. Or sur la figure II-3-18(en haut) nous avons observé que l'intensité ne change pas en variant le coefficient d'absorption linéaire, l'explication de ce phénomène reste inconnue.

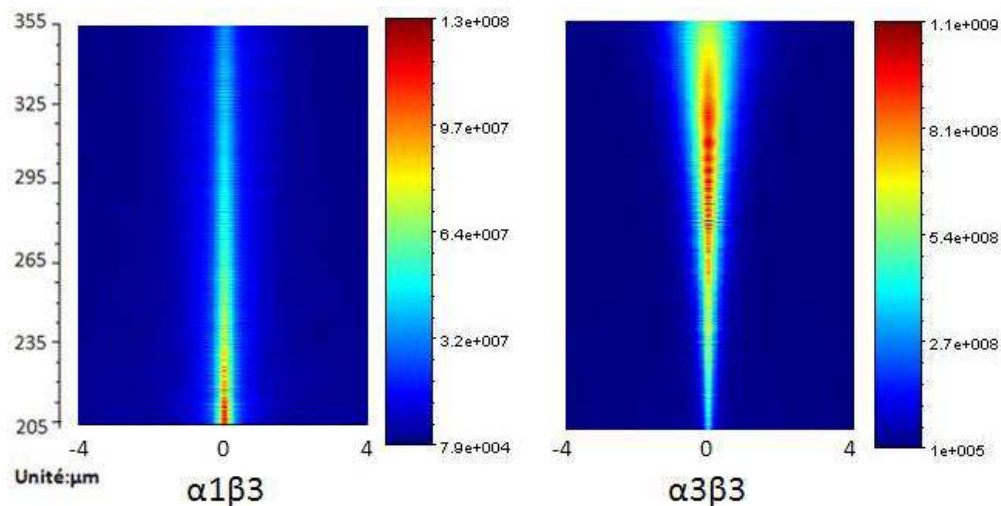


Figure II-3-19 Influence de la propagation du laser aux différentes combinaisons de α et β .

Nous avons réalisé que certaines conditions limitent nos résultats de simulation.

1) Limitation du logiciel : Rsoft n'a pas de fonction suffisamment puissante pour la configuration de la grille de calcul non-uniforme. Dans un composant nous ne pouvons pas définir une zone de maillage non-uniforme, cet inconvénient a limité l'efficacité du calcul. De plus la fonction dispersive linéaire et les fonctions de non-linéarité sont confondues à cause d'un problème logiciel. Ce problème ne fut pas résolu avant l'expiration de la licence du logiciel.

2) Limitation de la puissance de l'ordinateur utilisé : l'ordinateur sur lequel nous avons réalisé les simulations n'est pas assez puissant pour effectuer de gros calculs. De plus, comme la structure simulée est limitée à quelques centaines de micromètres, les influences de la réflexion et les effets des PML sont assez importantes.

3) Mauvaise compréhension du régime linéaire : l'introduction du coefficient d'absorption linéaire conduit à des phénomènes inexplicables. Les modèles linéaires (Lorentz ou Debye) doivent être introduits dans la simulation pour le calcul de l'épsilon complexe ou dispersive (ϵ).

II.4 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons utilisé une méthode FDTD pour simuler l'interaction du laser impulsif ultracourt avec le silicium.

Premièrement, nous avons expliqué les propriétés optiques et physiques du silicium. Deux propriétés qui influencent la propagation nonlinéaire du laser ont été discutées, ce sont la structure cristalline centrosymétrique et le milieu anisotrope. Ensuite, nous avons fait une description précise de la nonlinéarité optique du silicium en appliquant la dépendance de la polarisation d'un système en fonction du champ électrique de l'onde appliquée. À partir des équations de Maxwell, la propagation de l'onde dans un milieu nonlinéaire peut être décrite comme une équation à deux inconnues ϵ et $\chi^{(3)}$. De plus, pour décrire une propagation réaliste, nous avons introduit la relaxation diélectrique du matériau, qui transforme ϵ et $\chi^{(3)}$ en paramètres complexes. À la fin nous avons considéré l'influence des charges libres.

Deuxièmement, nous avons introduit une méthode FDTD, qui peut surmonter la plupart des difficultés rencontrées dans la simulation d'un système électromagnétique, en résolvant des équations différentielles de Maxwell directement dans le domaine temporel sur des grilles ou des réseaux spatiaux. Tout d'abord, le principe et les caractérisations de la méthode ont été présentés. La modélisation FDTD de l'interaction du laser impulsif avec le silicium a également été expliquée. Au lieu de développer un outil de simulation FDTD, nous avons évalué un logiciel commercial de la société « Rsoft » et un logiciel Scilab pour effectuer notre modélisation. Par la description de l'utilisation de Rsoft, nous illustrons une idée universelle pour induire les paramètres nécessaires dans la simulation FDTD.

Les modélisations effectuées par Rsoft n'ont pas donné un résultat décrivant bien l'interaction laser – silicium, en raison de plusieurs conditions limites de l'environnement de simulation ainsi qu'aux inconvénients de la méthode FDTD. Nous

avons identifié le manque de la fonction pour une grille de calcul non-uniforme du logiciel et la limitation de la puissance de l'ordinateur utilisé. Pour autant, la méthode FDTD est le meilleur choix pour décrire une interaction électromagnétique d'un matériau avec éléments finis. Cette méthode demande une condition de simulation rigoureuse pour acquérir un résultat précis. Actuellement, aucun logiciel commercial dans le marché ne peut satisfaire cette demande. Il faut donc trouver une autre méthode pour étudier l'interaction du laser avec silicium.

CHAPITRE III – TAILLE EFFECIVE DU TAUX DE GENERATION TPA.

III.1 Introduction

Dans le chapitre précédent, nous avons vu le principe de l'interaction du laser impulsif avec le silicium, et nous avons démontré que la méthode FDTD est le meilleur choix pour la simulation d'interactions électromagnétiques. Malheureusement, dans le marché actuel, il n'y a pas de logiciel FDTD commercial parfaitement adapté à ce problème. Créer nous-mêmes un programme de simulation FDTD serait un travail fastidieux. Mais une connaissance de la géométrie du volume focal du laser en régime TPA est nécessaire pour interpréter les résultats ses applications telles que l'imagerie d'un composant en 3D et l'estimation d'un volume sensible. Dans ce chapitre, nous allons présenter une méthode simple et efficace pour mesurer la taille latérale et axiale de ce volume focal dans le silicium. La mesure expérimentale de la taille du spot spatiale du laser TPA est un apport majeur de la thèse.

Une technique classique de mesure de la taille du faisceau gaussien appelée « Knife-Edge » a été améliorée afin d'effectuer notre mesure, avec un capteur optique dédié, intégré dans un véhicule de test. Nous avons déjà expliqué que l'effet d'absorption à deux-photons se produit seulement dans le volume proche du point focal du faisceau où l'intensité est suffisamment grande.

Dans ce chapitre nous présenterons, dans un premier temps, le principe de la technique « Knife-Edge », puis nous introduirons l'adaptation de cette technique pour mesurer le volume de génération de porteurs en 3D, ainsi que les dispositifs utilisés et le processus expérimental. Ensuite, nous décrirons le traitement des résultats nécessaire à la déduction de la taille du volume de collection. A la fin, les modélisations de cette technique seront illustrées afin d'expliquer les phénomènes d'asymétries latérales et axiales observés pendant l'expérimentation.

III.2 Méthodologie de mesure

Les mesures de la taille du spot d'un faisceau gaussien focalisé avec la technique « Knife-Edge » sont désormais standards [Arn71, Suz75, Fir77, Coh84]. Cette méthode est applicable à un faisceau gaussien à petite échelle et est très utile dans les études d'ingénierie du faisceau gaussien. Dans cette thèse, nous introduisons cette technique pour la première fois en régime non-linéaire. En l'adaptant au caractère non-linéaire de l'absorption à deux-photons, nous utilisons cette technique pour mesurer le volume de génération de porteurs.

III.2.1 La technique « Knife-edge »

III.2.1.1 Principe de la technique

La technique « Knife-Edge » se traduit en français par « lame de couteau », a été introduite pour la première fois par Arnaud et al. en 1971 [Arn71]. Ils utilisaient une méthode rapide et simple consistant à couper le faisceau périodiquement avec une lame droite se déplaçant à une vitesse u connue dans le plan dans lequel on désire connaître la valeur de ω (taille du spot), qui est illustré dans la figure III-2-1a. Pour un faisceau gaussien, il est bien connu que l'intensité du laser satisfait l'Eq. (III-1a) :

$$I(r, z) = \frac{\omega_0^2}{\omega(z)} I_0 \exp \left(\frac{-2r^2}{\omega^2(z)} \right) \quad (\text{III-1a})$$

Où

$$\omega(z) = \frac{b^2 + 4z^2}{bk}^{\frac{1}{2}} \quad (\text{III-1b})$$

Avec $k = 2\pi/\lambda$, $b = k\omega_0^2$, $\omega_0 = \omega(0)$. b et k sont respectivement le paramètre confocal et la constante de propagation, définis par Kogelnik et Li [Kog66].

Une équation plus classique peut aussi décrire la variation de $\omega(z)$ par $\omega(z) = \omega_0 \sqrt{1 + z^2/Z_R^2}$, avec $Z_R = \pi\omega_0^2/\lambda$, la longueur de Rayleigh.

La puissance du faisceau coupé est donnée par l'équation (III-1c) :

$$p_t = p_0 \int_{-\infty}^{\infty} \int_{ut}^{\infty} \exp \left(-\frac{ut'^2 + y^2}{\omega^2} \right) dt' dy \quad (\text{III-1c})$$

La variation de la puissance p avec le temps est illustrée par la figure III-2-1b. Après avoir effectué l'intégration indiquée selon y , une différentiation de l'équation (III-1c) par rapport à t , donne la solution de ω sous la forme de l'équation (III-2) :

$$\omega = - \frac{2}{\pi} u \frac{p(t)_{max}}{dp dt_{max}} \quad (III-2)$$

Considérons le circuit schématisé en figure III-2-1c, prenons $V_0(t)$ la tension amplifiée du photo-détecteur et $V_1(t)$ la sortie d'un circuit dérivant $V_0(t)$. Comme $V_0(t)$ est proportionnelle à $p(t)$, l'Eq. (III-2) devient :

$$\omega = - \frac{2}{\pi} \frac{1}{2} uRC \frac{V_0(t)_{max}}{V_1(t)_{max}} \quad (III-3)$$

Où R et C sont respectivement la résistance et la capacité du circuit dériveur. La valeur de ω peut être rapidement déterminée à partir de ce circuit (figure III-2-1c).

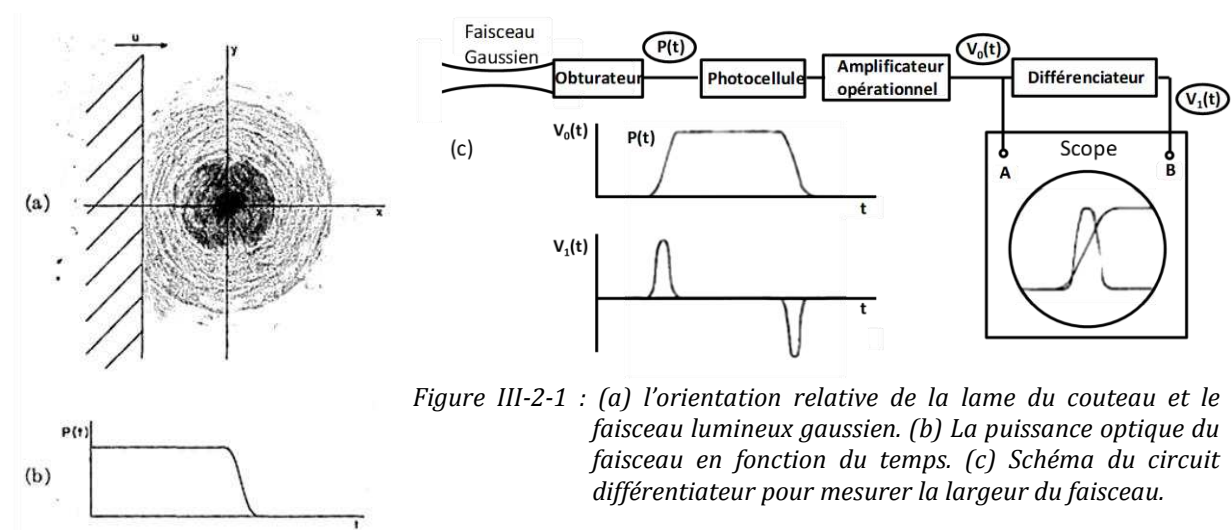


Figure III-2-1 : (a) l'orientation relative de la lame du couteau et le faisceau lumineux gaussien. (b) La puissance optique du faisceau en fonction du temps. (c) Schéma du circuit différentiateur pour mesurer la largeur du faisceau.

L'équipe de Suzuki [Suz75] a ensuite amélioré la technique et a démontré qu'elle peut être utilisée pour mesurer une taille de faisceau gaussien focalisé à l'échelle du micromètre. Mais l'extension de cette technique à une mesure de l'ordre du micromètre requiert un certain nombre de précautions telles que : peindre la lame en noir, masquer les parties métalliques du microscope pour minimiser les réflexions parasites et monter la lame sur une platine de translation pour minimiser l'erreur de positionnement [Pou00].

Dans le cadre de notre expérimentation, nous mesurons le volume focal du laser TPA à l'aide d'un capteur optique spécialement conçu pour l'application de cette technique.

III.2.1.2 Dispositif expérimental

Le capteur optique utilisé dans cette étude s'appelle KEOPS, c'est une photodiode intégrée dans un véhicule de test. Il est présenté en figure III-2-2. Ce circuit intégré est translaté de façon à ce que le faisceau génère un courant dans une diode N^+/P_{Sub} en étant progressivement coupé par une couche de métal placée sur la diode. De cette façon, le courant généré dans la diode sera théoriquement une fonction erreur complémentaire de la position dont la largeur permet de déterminer la taille du faisceau [Pou00]. La surface de l'ouverture de couche métal est un carré de $40 \times 40 \mu\text{m}^2$, c'est largement suffisant pour mesurer le volume de la région où se produit l'absorption TPA.

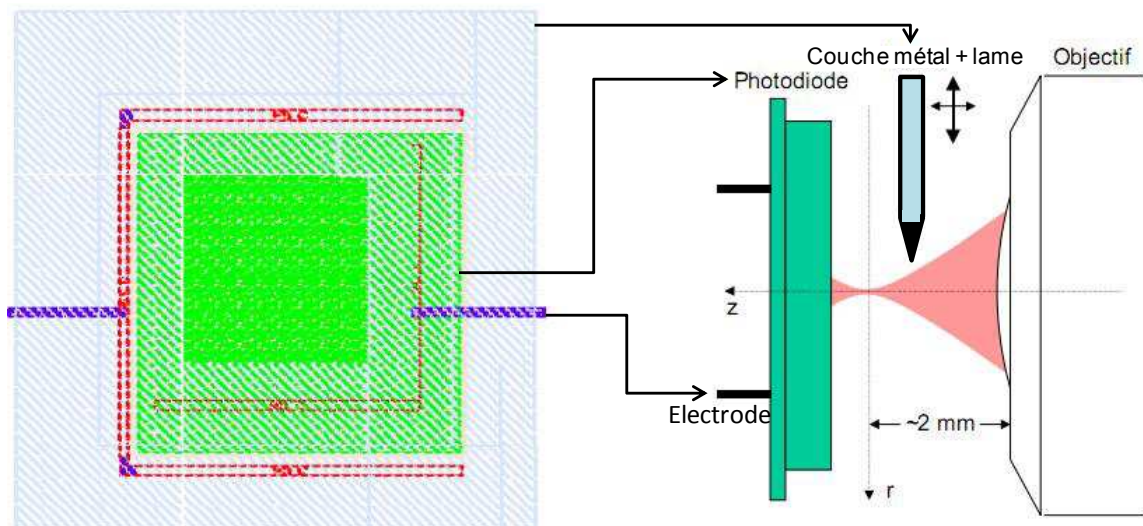


Figure III-2-2 : schéma du capteur optique « Knife-Edge » KEOPS.

Le laser à caractériser émet des impulsions de longueur d'onde centrale 1300nm et de durée 130fs. Il est focalisé par un objectif 100x sur la face avant de KEOPS. La section du capteur présentée par la figure III-2-3a nous montre que sa surface est composée de 3 couches, une couche de SiO_2 d'épaisseur $3 \mu\text{m}$, une couche d'Aluminium d'épaisseur $0,64 \mu\text{m}$, une autre couche de SiO_2 d'épaisseur $1,65 \mu\text{m}$. La photodiode est constituée d'une couche dopée N^+ d'épaisseur $0,2 \mu\text{m}$ dans un substrat P. Le faisceau traverse les deux couches de SiO_2 avec très peu d'atténuation puis éclaire la photodiode (N^+/P_{sub}). Alors que le laser arrive sur le dispositif, des platines de translation de précision $0,1 \mu\text{m}$, commandées par ordinateur, permettent de déplacer le dispositif en X, Y et Z.

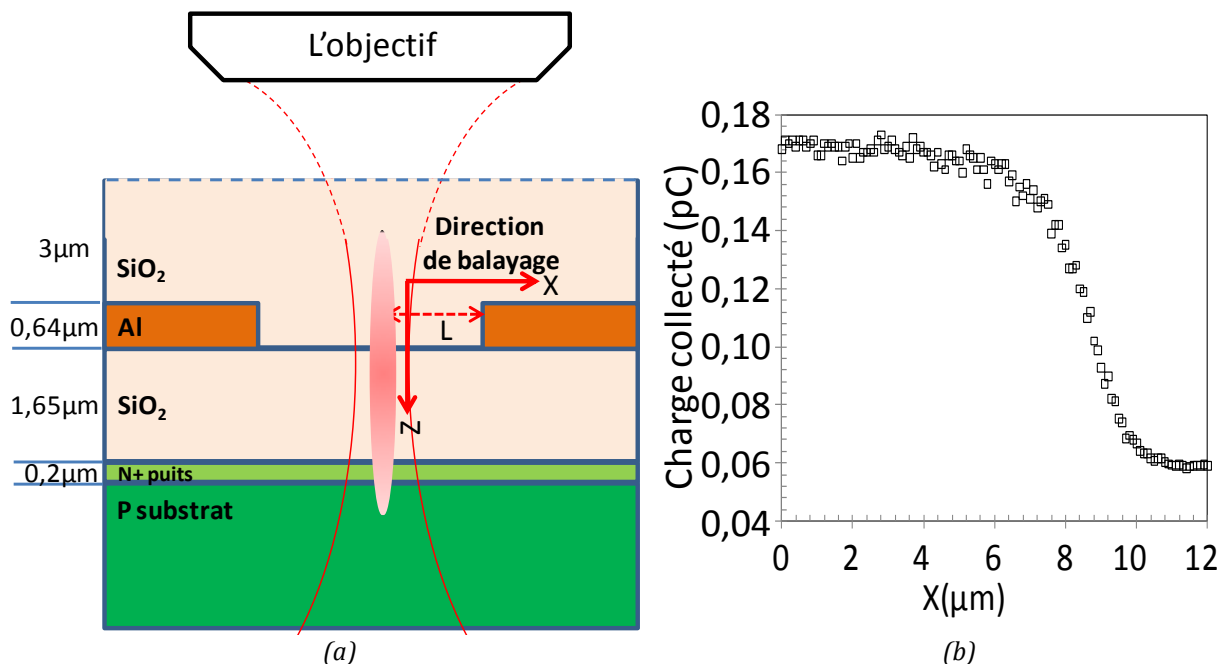


Figure III-2-3 : (a) La section du capteur KEOPS vue à l'échelle microscopique ; (b) Charge collecté en fonction de la position du faisceau.

Au cours de l'expérimentation KEOPS est polarisé en inverse par une tension de 3,3V. Lorsqu'un laser éclaire KEOPS, un courant est généré par effet photoélectrique. Ce courant traverse une résistance de 1k Ω aux bornes de laquelle la tension induite est mesurée par un oscilloscope et enregistrée par l'ordinateur. En analysant la variation de cette tension en fonction des différentes positions X du faisceau sur le capteur (figure III-2-3b), nous pouvons mesurer la taille du faisceau. Nous répétons le processus avec différentes positions Z de focalisation du faisceau à la surface du capteur afin de reproduire le volume tridimensionnel de la région focale de la génération de porteurs par absorption à deux-photons.

III.2.1.3 Analyse des données

Les signaux produits par l'effet photoélectrique sont traités par « SEEM », un logiciel développé par l'équipe laser du laboratoire IMS [Pou00]. Il permet de commander les différents instruments, de contrôler les mesures, de les afficher et d'effectuer des calculs mathématiques sur ces données (figure III-2-4). Avec SEEM nous pouvons directement calculer la charge collectée sur un point par l'intégration du transitoire de tension ($\text{Volt} \times \text{Seconde} / \text{Ohm} = \text{Coulomb}$). Les rebonds du signal sur la figure III-2-4 peuvent s'expliquer par les bruits induits par les câbles de connexion.

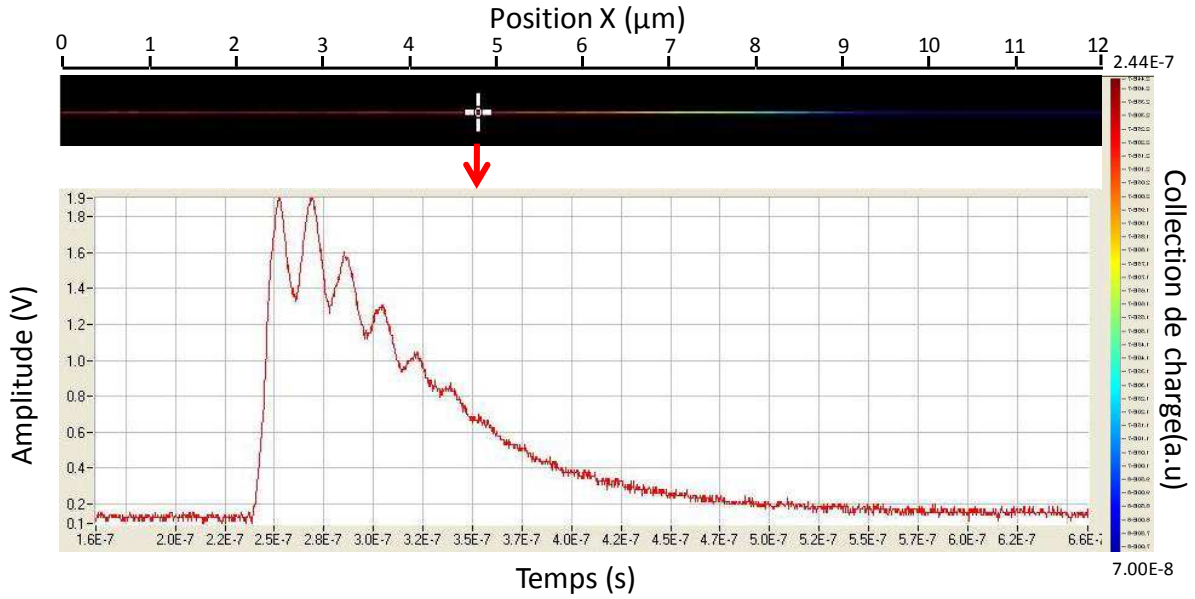


Figure III-2-4 : affichage du SEEM -- le transitoire du signal de photodiode (bas) et la collection de charge (haut) en fonction de la position du faisceau, chaque pixel représente un transitoire correspondant.

En dérivant la charge collectée par rapport la position latérale (x), nous obtenons une courbe ressemblant à une gaussienne. En mesurant la pleine largeur à mi-hauteur (FWHM) de cette courbe, nous obtenons le rayon du faisceau à cette position axiale (z). Le traitement des données s'est fait avec le logiciel « Origin ». Tout d'abord, il faut lisser le signal bruité avant de le dériver. La fonction de lissage FFT (Fast Fourier Transform) du logiciel Origin permet de lisser le signal sans perte de précision (figure III-2-5a). Après avoir dérivé le signal, nous utilisons une fonction d'ajustement gaussien pour mesurer la FWHM de la courbe dérivée, voir la figure III-2-5b. L'équation d'ajustement gaussien s'écrit :

$$y = y_0 + \frac{A}{w \frac{\pi}{2}} e^{-2 \frac{x-x_c}{w}^2} \quad (\text{III-4})$$

$$y_c = y_0 + \frac{A}{w \frac{\pi}{2}} \quad (\text{III-5})$$

$$w1 = w \sqrt{\ln(4)} \quad (\text{III-6})$$

Avec A la surface de la courbe, w la largeur du faisceau, x_c et y_c les coordonnées du sommet de la courbe et $w1$ la FWHM du faisceau.

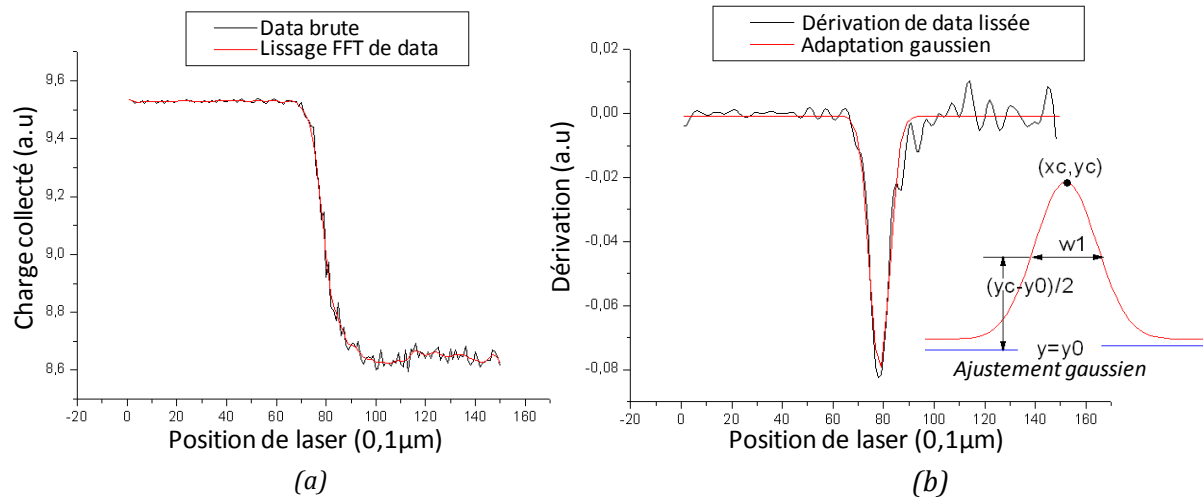


Figure III-2-5 : traitement de données dans l'« origin » : (a) la charge collectée en fonction de la position X du faisceau avec le lissage du signal ; (b) la dérivée de (a) avec l'ajustement gaussien.

En répétant le processus décrit ci-dessus avec différentes positions axiales Z, nous pouvons décrire le volume de la région de génération de charges (figure III-2-6a et b). Dans cette expérimentation, la profondeur $Z=0$ correspond à la surface de la photodiode. Le volume est étudié pour Z allant de $-15\mu\text{m}$ à $15\mu\text{m}$. Il faut être conscient que la génération de charges ne se fait pas proportionnellement à la puissance du faisceau, il ne faut donc pas confondre la largeur du faisceau et celle de la zone de génération des charges.

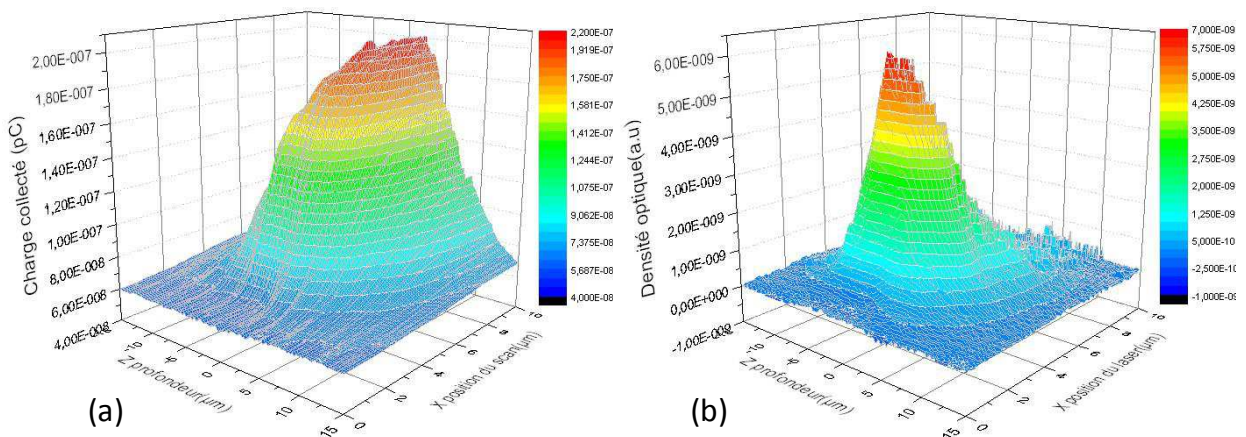


Figure III-2-6 : les signaux de « knife-edge » en 3D avec une profondeur de $\langle -15,15 \rangle$ par rapport la surface de la photodiode. (a) la charge collectée ; (b) la dérivée de (a).

La section de KEOPS présentée en figure III-2-3a, montre qu'une couche de SiO_2 se trouve entre la couche d'aluminium et la surface de la photodiode. Cette couche complique l'interprétation des signaux observés. Il faut modifier les résultats obtenus pour tenir compte de ces conditions.

III.2.2 Modification des résultats en cas de TPA

Dans ce dernier sous-chapitre nous allons parler de la modification des résultats de « Knife-Edge » pour l'adapter à de nouvelles conditions, telles que la nonlinéarité optique, le décalage entre la lame métallique et la surface de la photodiode et l'influence éventuelle de la diffusion dans le substrat.

III.2.2.1 Dépendance quadratique

A la différence du régime linéaire, la génération de porteurs en régime non-linéaire est proportionnelle au carré de l'intensité optique du faisceau incident, ce qu'on appelle une dépendance quadratique. Le taux de génération de porteurs est donné par l'équation $G = \frac{\beta I^2}{2\hbar\omega} = AI^2G = \beta I^2/2\hbar\omega$ soit $G = AI^2$, avec A un facteur d'amplitude constant. Les résultats sortant de nos expérimentations sont les charges collectées qui sont directement liées à la génération de porteurs. Donc quand le faisceau n'est pas coupé par la lame métallique, nous avons $G(z) = AI^2(r, z)$. La distribution de l'intensité d'un faisceau gaussien est donnée par l'équation (III-7a) :

$$I(x, y, z) = \frac{\omega_0}{\omega(z)}^2 I_0 \exp \left[-\frac{x^2 + y^2}{\omega^2(z)} \right] \quad (\text{III-7a})$$

Par rapport au calcul d'Arnaud (Eq. III-1a, b et c), le calcul de la génération des charges progressivement coupée par la lame métallique peut s'exprimer à l'Eq. (III-7b) :

$$G(x', z) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} AI^2(x, y, z) dx dy \quad (\text{III-7b})$$

Où x' représente la position du faisceau, et L est la distance initiale entre le faisceau et la lame métallique (figure III-2-3a). Pour mesurer la largeur du faisceau laser, la distribution d'intensité optique I doit être connue, nous obtenons donc I par la dérivée de G (III-7b) :

$$I = \frac{\partial^2 G / \partial x \partial y}{A}^{1/2} \quad (\text{III-7c})$$

Nous considérons que le laser traverse les couches de SiO_2 avec une atténuation négligeable (le coefficient d'absorption de SiO_2 est nul pour $\lambda=1300\text{nm}$), et qu'il y a très peu de perte pendant la collection des charges (les électrodes sont très proches de la surface d'interaction). Nous pouvons donc considérer que les charges collectées par KEOPS sont une image de la génération de charge. De plus, comme les données sont

enregistrées sous la forme de matrices tridimensionnelles, la racine carrée de chaque élément de la matrice $G(x, y, z)$ permet d'obtenir la distribution de l'intensité optique I . Le paramètre A représente l'amplitude de I , sa valeur ne contribue pas à la mesure de la taille du spot. Donc avant de mesurer la taille du spot, il faut faire la racine carrée de toutes les valeurs mesurées.

III.2.2.2 Décalage des signaux

La distance entre la couche métallique et la surface de la photodiode ne pose pas de problème en régime linéaire, car la génération des porteurs se produit tout le long de la propagation du faisceau, le photocourant généré est alors identique dans un grand intervalle suivant z . Donc ce qui nous intéresse dans le régime linéaire reste seulement la résolution latérale du faisceau. Cependant, en régime non-linéaire, l'absorption à deux-photons conduit à une génération de porteurs uniquement quand l'intensité optique est suffisamment grande. Dans ce cas là, une étude axiale de la variation du courant est nécessaire.

La distance entre la couche métallique et la surface de la photodiode est $1,65\mu\text{m}$, à laquelle on ajoute l'épaisseur de la couche métallique de $0,64\mu\text{m}$ ($2,29\mu\text{m}$ en total). Quand le faisceau est coupé progressivement par la couche métallique à une certaine position z , le courant mesuré ne vient pas de la position z mais de $z + 2,29\mu\text{m}$. Ainsi la largeur du spot mesurée et la puissance mesurée correspondante sont toujours décalées d'environ $2,3\mu\text{m}$. Par exemple, pour z égal à $-2,3\mu\text{m}$, nous avons la taille du spot minimale mais la puissance n'est pas maximale, et à $z = 0$, où la puissance maximale est mesurée, la taille du spot n'est pas minimale (figure III-2-7a).

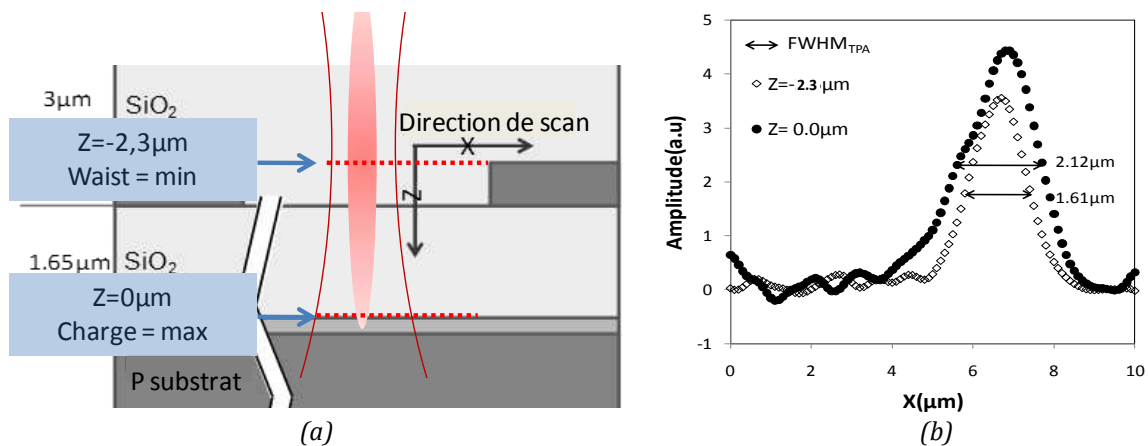


Figure III-2-7 : (a) démonstration schématique du décalage de la position axiale du faisceau entre la collection maximum et la largeur minimum; (b) les distributions de l'intensité optique et les FWHMs correspondantes des deux cas expliqués dans (a).

Ce décalage amène une dissymétrie axiale au niveau de l'affichage du résultat, mais il n'influence pas la mesure de la résolution axiale du laser en régime d'absorption TPA. Pourtant, ce phénomène indique que le taux de génération TPA est très sensible suivant z (axial). Cette sensibilité peut être utilisée pour distinguer différentes couches et mesurer leurs distances dans un circuit intégré.

III.2.2.3 Diffusion dans le substrat

Quand l'absorption de photons se produit dans la zone de charge d'espace (ZCE) de la photodiode, les charges créées peuvent être transportées vers les électrodes. Dans ce cas la diffusion dans le substrat n'influence pas le signal. Néanmoins, la largeur de la ZCE introduit une erreur dans la mesure de la résolution axiale du faisceau, parce que la résolution axiale effective mesurée contient la largeur de la région focale axiale à laquelle s'ajoute la largeur de la ZCE.

La largeur de la ZCE d'une photodiode W peut être calculée à l'aide de l'Eq (III-8) [Pie96] :

$$W = \frac{2\varepsilon_{si}\varepsilon_0}{q} \frac{N_A + N_D}{N_A N_D} (V_{bi} - V) \quad (III-8)$$

Avec ε_{si} et ε_0 la permittivité diélectrique et la constante électrique, N_A et N_D le nombre d'accepteurs et de donneurs ionisés, V_{bi} et V la tension du champ interne et la tension de polarisation. Dans le cas de KEOPS, la concentration des donneurs dans le puits N^+ est $1.01e17 \text{ at.cm}^{-3}$, et la résistivité du substrat P est $19 \Omega.\text{cm}$, la concentration des accepteurs est donc d'environ $1e15 \text{ at.cm}^{-3}$ (figure III-2-8) [Sze68].

En introduisant les valeurs de ε_{si} , ε_0 , N_A , N_D et V (-3,3V) dans l'Eq (III-8), nous avons $W \approx 1,12e-7[V_{bi}-V]^{1/2}$ (m), car la photodiode est polarisé en inverse, « $V_{bi}-V$ » est légèrement supérieure que 3,3V. Donc l'erreur introduit par la ZCE est d'environ $0,21\mu\text{m}$. Dans le cadre de notre expérimentation, le pas de déplacement maximal selon Z est $0,5\mu\text{m}$, donc cette erreur est négligeable.

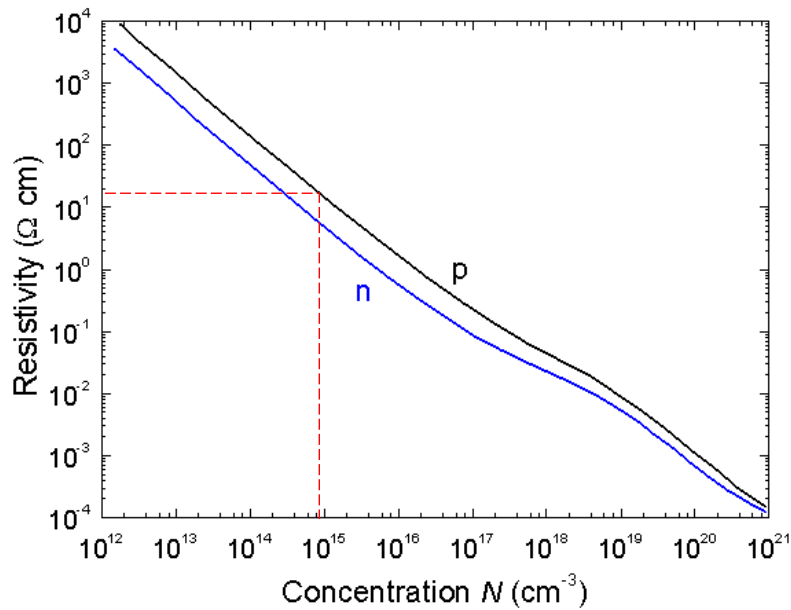


Figure III-2-8 : la résistivité en fonction de la concentration des impuretés type n et p [Sze68].

III.2.3 Résultats et discussions

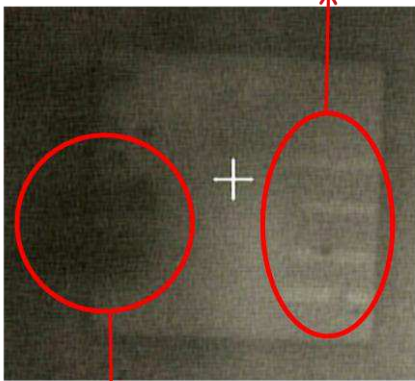
Le but de cette expérimentation est de mesurer la taille du volume de génération de charges du laser en régime d'absorption TPA en fonction de l'énergie du faisceau. Avec les modifications induites par la dépendance quadratique et le décalage des signaux, nous avons réussi à mesurer le volume focal tridimensionnel du laser TPA en utilisant la technique Knife-Edge. Dans ce sous-chapitre, les résultats sont présentés et analysés, et des phénomènes particuliers sont expliqués par la comparaison avec des simulations. A la fin, une comparaison des résultats de la mesure Knife-Edge entre le régime non-linéaire et le régime linéaire est effectuée.

III.2.3.1 Tolérance de KEOPS.

Avant de faire varier l'énergie du laser sur la photodiode, il faut tester la tolérance du dispositif vis à vis des dommages structuraux pouvant être causés par des impulsions laser de haute énergie

Nous commençons par envoyer le laser avec une très faible énergie dans un coin du DUT, en même temps nous utilisons un laser continu de longueur d'onde 1300nm couplé à un scanner (LSM) pour faire une image du DUT. Puis nous augmentons l'énergie petit à petit, jusqu'à qu'une tâche noire apparaisse l'endroit de l'arrivée du laser.

Dégâts donnés par l'énergie de 4nJ



Dégâts donnés par l'énergie de 6nJ

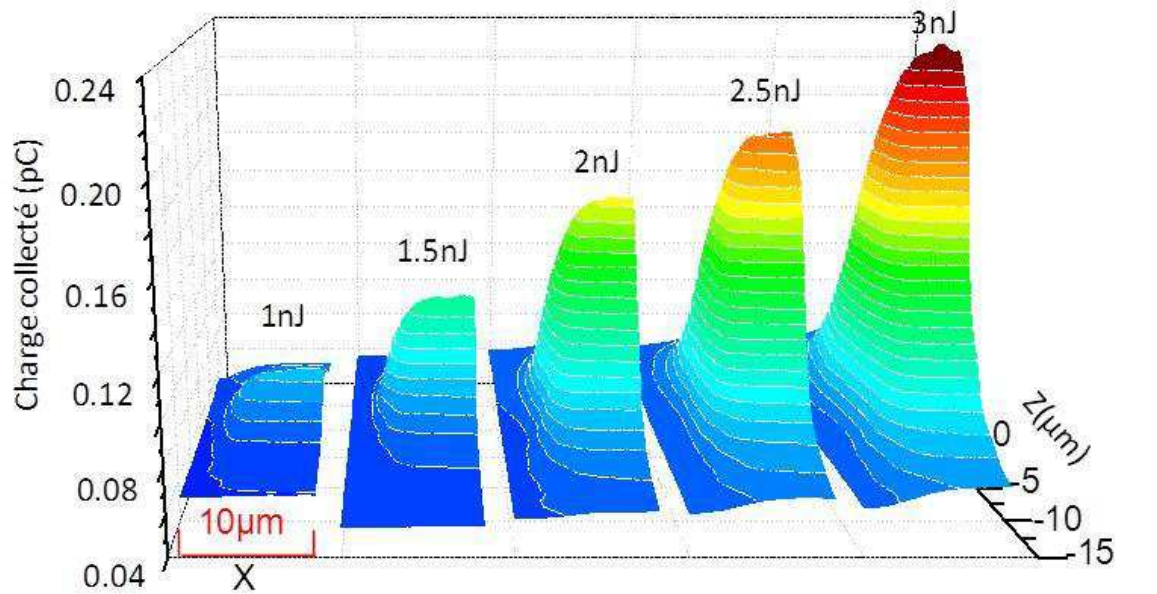
Avec cette méthode, nous avons trouvé un seuil maximum de 6nJ de tolérance du silicium (figure III-2-9 tâche noire à gauche). Mais quand l'énergie atteint 4nJ, nous avons observé un phénomène étrange, visible à la figure III-2-9 sous la forme de traits blancs à droite. Ce phénomène apparaît seulement après plusieurs balayages laser sur un même endroit. Ce blanchiment peut engendrer une diminution l'absorption optique de la photodiode, ce qui est à éviter pour la mesure de la taille du spot.

Figure III-2-9 : démonstration des dégâts fait par différente énergie du laser au KEOPS.

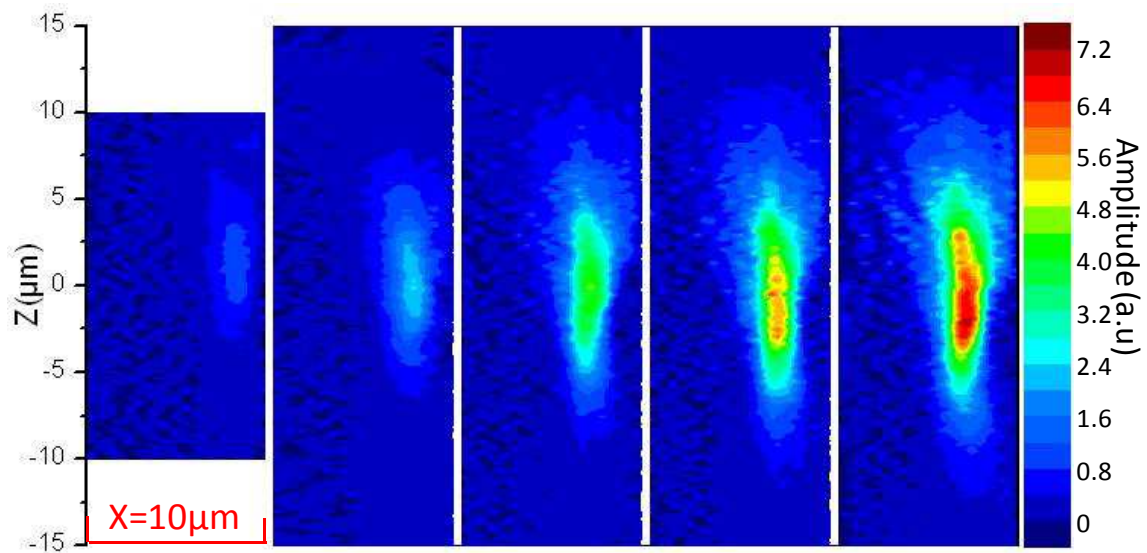
Nous avons donc fixé la limite supérieure de l'énergie du laser à 3nJ. A cause du bruit, la limite inférieure de l'énergie du laser pour avoir un bon rapport signal sur bruit est de 1nJ après une étape de pénétration.

III.2.3.2 Tailles de spot effectives en fonction de l'énergie laser

Comme l'efficacité de l'absorption à deux-photons est proportionnelle au carré de l'intensité, quand l'énergie laser incidente varie, le changement du volume focal apparaît clairement. Nous avons effectué les expérimentations de Knife-Edge en utilisant 5 énergies différentes, allant de 1nJ à 3nJ avec un pas de 0,5nJ. Les résultats sont présentés dans la figure III-2-10a. Avant de mesurer la taille de spot effective, il faut considérer le bruit intrinsèque généré pendant l'expérimentation. Quand le bruit est assez important par rapport au signal, notamment en régime non-linéaire, il peut avoir une influence importante sur le résultat final. Dans le cadre de nos expérimentations, nous avons un bruit intrinsèque d'environ 0,05pC, par rapport au signal maximum pour chaque énergie. Les valeurs correspondantes du rapport signal sur bruit sont 0,58, 0,43, 0,27, 0,22 et 0,19, elles ne sont donc pas négligeables. Pour éliminer le bruit, il faut normaliser les signaux de Knife-Edge, puis dériver ces signaux normalisés. Les résultats sont représentés sous la forme de contours en 2D, présentés dans la figure III-2-10b.



(a)



(b)

Figure III-2-10 : (a) Les collection des charges en fonction de la position du faisceau en X et Z avec 5 différentes énergies $\langle 1\text{nJ}, 1,5\text{nJ}, 2\text{nJ}, 2,5\text{nJ}, 3\text{nJ} \rangle$; (b) les dérivées correspondantes qui indiquent la distribution de l'intensité optique.

La figure précédente nous permet d'effectuer les constatations suivantes :

- **Premièrement**, avec l'augmentation de l'énergie, la charge collectée est d'autant plus grande que l'on s'approche du point focal optique. Pourtant, l'échantillonnage de l'énergie n'est pas suffisant pour que la relation quadratique de la TPA apparaisse de façon significative.
- **Deuxièmement**, l'accroissement de la variation de distribution de charge collecté, selon l'axe de propagation du faisceau, du volume focal est beaucoup plus prononcé que l'accroissement latéral.

- **Troisièmement**, des dissymétries sont observées au niveau axial et latéral. Nous avons déjà expliqué que la dissymétrie axiale est due à la couche d'oxyde présente entre la couche métallique et la surface de la photodiode, mais la dissymétrie latérale n'était pas considérée avant. Elle peut être causée par le fait que la taille de la fenêtre d'observation est inférieure à la taille du spot. Ce phénomène sera analysé par simulation dans le chapitre III.2.3.
- **Quatrièmement**, les signaux sont très bruités sur le côté gauche des dérivées. Ce phénomène peut être expliqué par les bruits causés par les câbles de connexion ou par les platines de translation.

La prochaine étape est de mesurer la FWHM de la dérivée obtenue pour les différentes valeurs de Z. Cette mesure se fait automatiquement sous « Origin » une fois la dérivée calculée. Mais à faible intensité laser le bruit influence beaucoup la mesure, il faut donc filtrer les résultats de mesure. Les expérimentations avec différentes énergies sont faites dans une même journée, pour s'assurer qu'elles soient comparables.

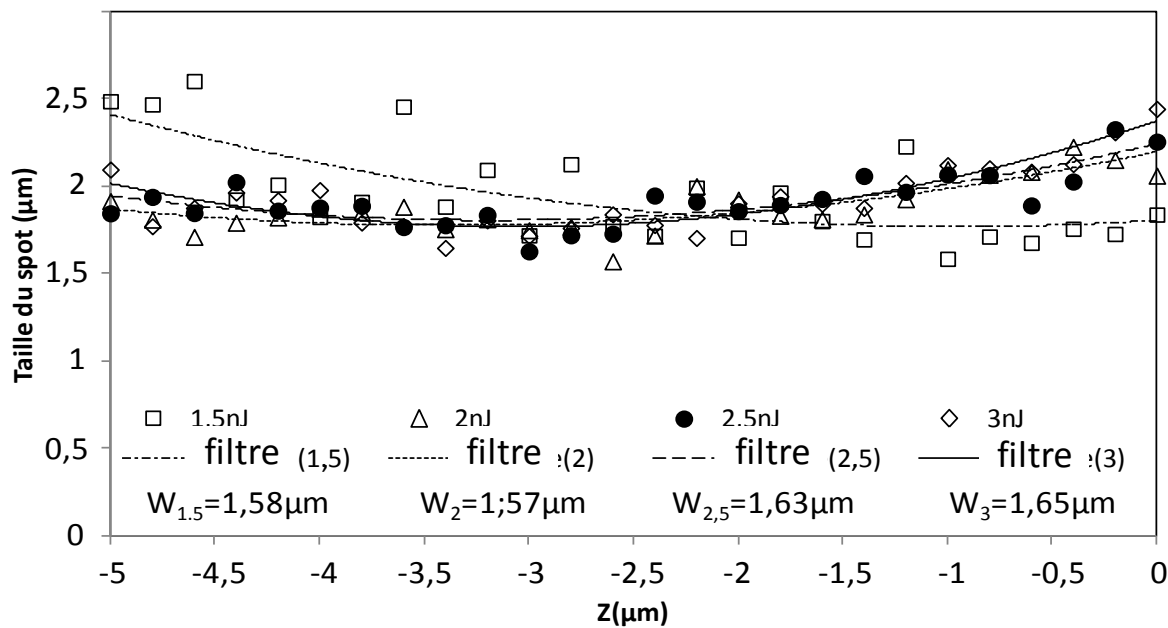


Figure III-2-11 : les tailles du spot latérales en fonction de Z avec différentes énergies laser. Les symboles carré, triangle, rond et losange représente les énergies du laser de 1.5nJ, 2nJ, 2.5nJ et 3nJ respectivement. Une courbe de tendance de chaque énergie correspondant indique l'évolution de la taille du faisceau selon Z. $W_{1,5}$ à W_3 représentent les tailles du spot minimum avec énergie correspondant.

Le filtrage est réalisé à l'aide du logiciel Scilab. Un programme a été fait pour surveiller le rapport signal sur bruit R de telle façon que la valeur de la taille du spot sont prise en compte seulement quand R est inférieur à 0.2. Les résultats sont présentés

dans la figure III-2-11. Les mesures réalisées avec l'énergie laser égale à 1nJ ne peuvent pas être utilisées à cause d'une valeur de R trop élevée. La taille du spot minimum W avec les différentes énergies sont $1,58\mu\text{m}$ (1,5nJ), $1,57\mu\text{m}$ (2nJ), $1,63\mu\text{m}$ (2,5nJ) et $1,65\mu\text{m}$ (3nJ). Quand l'énergie laser augmente, le rayon du spot augmente légèrement.

La mesure axiale de la taille du spot est extraite d'un traitement de données similaire à celui de la mesure de la taille latérale du spot, sauf que c'est une valeur maximale qui est recherchée. Une comparaison des tailles axiale du spot avec différentes énergies est présentée par la figure III-2-12. L'extension de la taille axiale du spot est plus marquée avec l'augmentation de l'énergie laser. Nous avons les tailles du spot suivantes : $6,27\mu\text{m}$, $7,62\mu\text{m}$, $9,08\mu\text{m}$, $10,24\mu\text{m}$ et $9,68\mu\text{m}$, correspondant à une énergie allant de 1nJ à 3nJ avec un pas de 0,5nJ. Notons que la taille du spot n'augmente pas uniformément avec l'énergie, elle a diminué pour une énergie égale à 3nJ. Sur la figure III-2-12, nous observons que la courbe correspondant à 3nJ est fortement dissymétrique par rapport à $Z = 0$ comparativement aux courbes obtenues pour les autres valeurs d'énergies. Cette dissymétrie peut être causée par la fluctuation de l'énergie laser, car la dernière expérimentation s'est faite en fin de journée, période durant laquelle le laser devient moins stable.

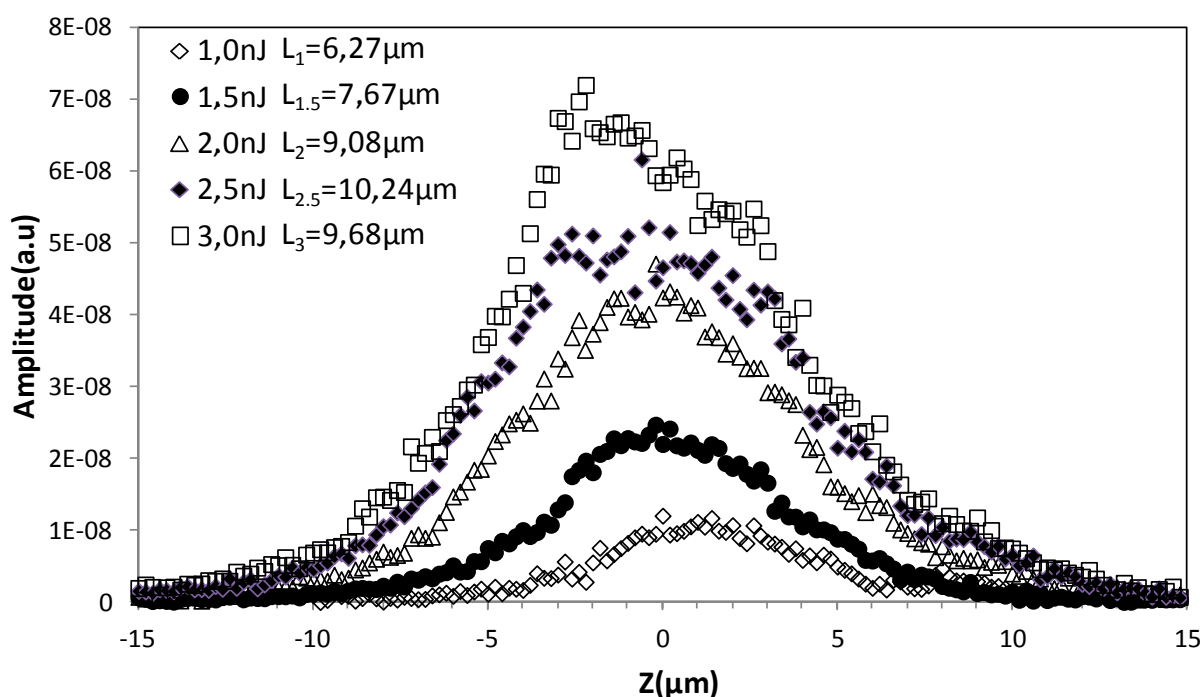


Figure III-2-12 : dérivé du signal Knife-Edge en fonction de Z avec différentes énergies. L_1 à L_3 représentent les FWHMs donc les résolutions axiales avec l'énergie du laser correspondant.

Ces résultats prouvent que la variation de l'énergie laser n'influence que légèrement la résolution latérale. Néanmoins, l'énergie laser a plus d'influence sur la résolution axiale.

III.2.3.3 Comparaison des résultats avec la simulation

Pour étudier la dissymétrie des images du signal dérivé (figure III-2-10b), nous avons effectué une simulation numérique de la technique Knife-Edge, afin de recréer les phénomènes que nous avons observés et les expliquer.

La simulation de la technique Knife-Edge est programmée sous Scilab, en utilisant les équations (III-7a, b et c), et les caractéristiques physiques du dispositif et de l'environnement expérimental.

Suite à de nombreuses expérimentations, nous avons trouvé que cette dissymétrie est associée à un problème de taille de la fenêtre de surveillance. Quand le faisceau est défocalisé, la taille du spot latérale augmente considérablement en fonction de Z . Dans le cadre de notre expérimentation, la taille du scan suivant X est de $10\mu m$, et en Z entre $-15\mu m$ et $15\mu m$ par rapport la surface de la photodiode. Selon l'équation de la taille du spot d'un faisceau gaussien.

$$w(z) = \omega_0 \sqrt{1 + \frac{z^2}{Z_R^2}}$$

avec $Z_R = \pi\omega_0^2/\lambda$ et $\omega_0 = 1,6\mu m$.

Nous pouvons estimer que le diamètre du faisceau à $Z = \pm 15\mu m$, devrait être de l'ordre de $4,7\mu m$, donc un rayon de l'ordre de $2,35\mu m$.

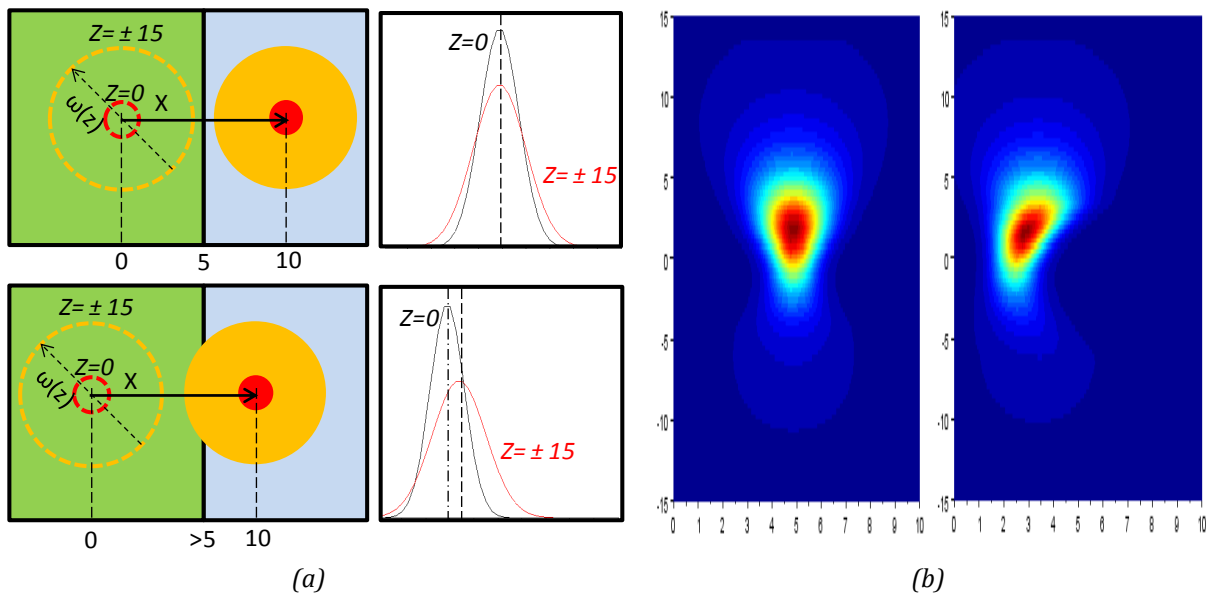


Figure III-2-13 : (a) Démonstration des différents résultats avec différentes positions du faisceau dans la fenêtre de surveillance ; (b) Résultats obtenus pour la modélisation Knife-edge en 3D, faisceau au milieu (gauche) et $1,5\mu m$ décalé (droite) de la fenêtre.

Pour nous assurer que le faisceau peut être complètement bloqué par la lame métallique, nous mettons la bordure de la lame au milieu du chemin de balayage soit à $5\mu\text{m}$ (figure III-2-13a haut). Le résultat obtenu est présenté dans la figure III-2-13b (gauche). Les valeurs maximales sont toutes alignées. Dans le cas réel, il est difficile de mettre la bordure de lame exactement à $X_{\text{lame}} = 5\mu\text{m}$, et souvent la position initiale du faisceau ($X_0 = 0$) est décalée vers la couche métallique (où il y a aucun signal), donc la position de la bordure de lame est $X_{\text{lame}} > 5$ (figure III-2-13a bas). Supposons que la position initiale est décalée de $1,5\mu\text{m}$ vers la couche métallique, le résultat obtenu se présente dans la figure III-2-13b (droite). Quand $X = 10\mu\text{m}$, pour différents Z , plus la partie du faisceau coupée par la lame est grande, plus la valeur maximale est décalée par rapport $Z = 0$. De plus, nous considérons que la direction Y n'est pas infinie, la largeur de la photodiode est $40\mu\text{m}$. Il faut garder une distance entre le bord de la couche métallique et le faisceau en Y supérieure au rayon du faisceau R ($2,35\mu\text{m}$ à $Z = \pm 15$), pour que le faisceau puisse rentrer complètement dans la photodiode.

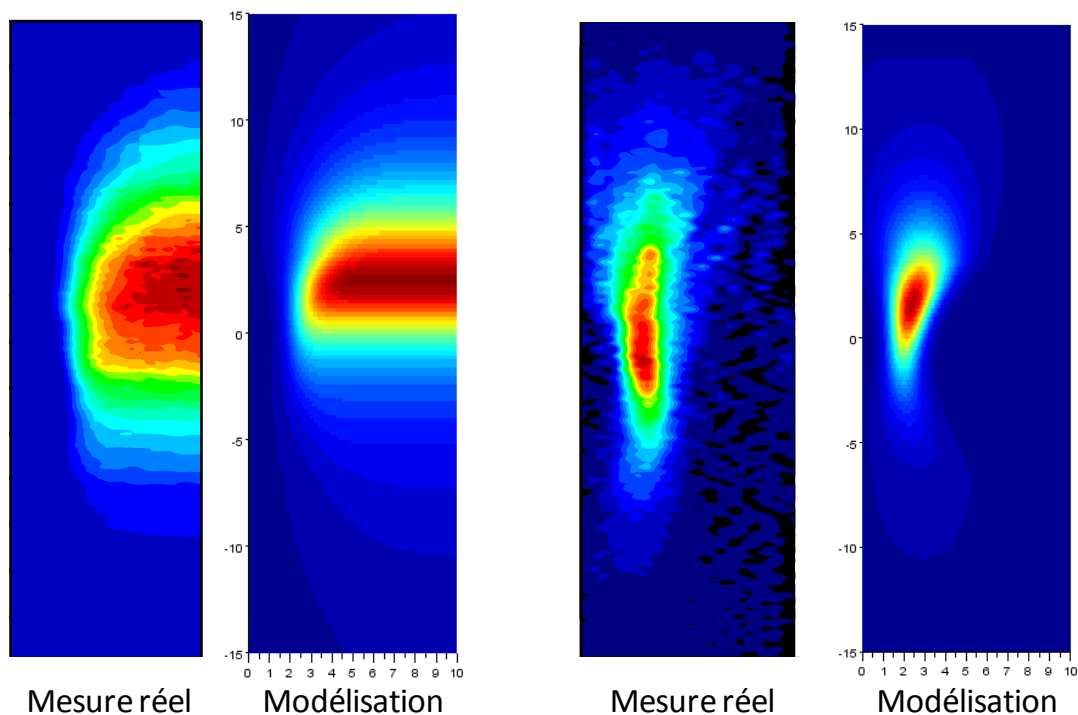


Figure III-2-14 : comparaison du résultat de la mesure réelle et de la modélisation avec une énergie du laser de 3nJ . A gauche se trouve la comparaison des signaux de Knife-Edge en 3D et à droite la comparaison des dérivés des signaux à gauche.

Une comparaison de la mesure réelle et de la simulation avec X_0 décalé est présentée dans la figure III-2-14. Nous trouvons que les formes des signaux Knife-Edge et des signaux dérivés sont comparables avec celles simulées. La taille du spot latérale à

$Z = 0$, simulée avec une énergie laser de 3nJ, est 1,64 μm . Elle est très proche de la mesure réelle (1,65 μm). Mais la taille axiale du spot pour la simulation est 6 μm , soit environ les 2/3 de la mesure réelle (9,68 μm).

En conclusion, ce phénomène peut être évité en augmentant l'intervalle de balayage suivant x. cette intervalle nécessaire peut être calculé selon la profondeur z prédéfinie.

III.2.3.4 Comparaison des résultats entre les régimes non-linéaire et linéaire

Nous avons également effectué le balayage en 3D avec la technique Knife-Edge pour un laser SPA ($\lambda = 1064\text{nm}$). La stimulation photoélectrique est alors en régime linéaire. Le but de la comparaison est d'essayer de confirmer les caractéristiques avantageuses du laser TPA. L'environnement expérimental est identique à celui utilisé dans le cadre des expérimentations en régime TPA, mis à part deux différences :

1. La source laser : la longueur d'onde est 1064nm au lieu de 1300nm, et la durée d'impulsion est 30ps au lieu de 150fs. Avec ce laser, l'absorption linéaire est dominante pendant la propagation optique et l'intensité crête des impulsions est moins importante. Dans cette situation, l'énergie du laser et la taille du spot axiale ne sont pas comparables pour les lasers SPA et TPA. Mais nous pouvons quand même comparer la taille du spot latérale et le volume focal.

2. La zone du scan : le domaine du scan est de 20 μm *60 μm au lieu de 10*30 μm . Nous étendons le volume du scan pour nous adapter aux caractéristiques de l'absorption linéaire (SPA), car la génération des porteurs G est proportionnelle à l'intensité optique I . Donc quand le faisceau est coupé par la lame ou que le point focal s'éloigne de la surface de la photodiode, la chute du signal est plus lente que dans le cas non linéaire.

L'énergie de la source laser SPA est mesurée en « décibel », nous prenons 3 différentes énergies pour effectuer le scan, elles sont 0db (correspond à 13,13nJ) en sortant de l'objectif, 2db (8,28nJ) et 4db (5,23nJ). Les signaux observés avec une énergie laser inférieure à 4db sont difficiles à distinguer du bruit.

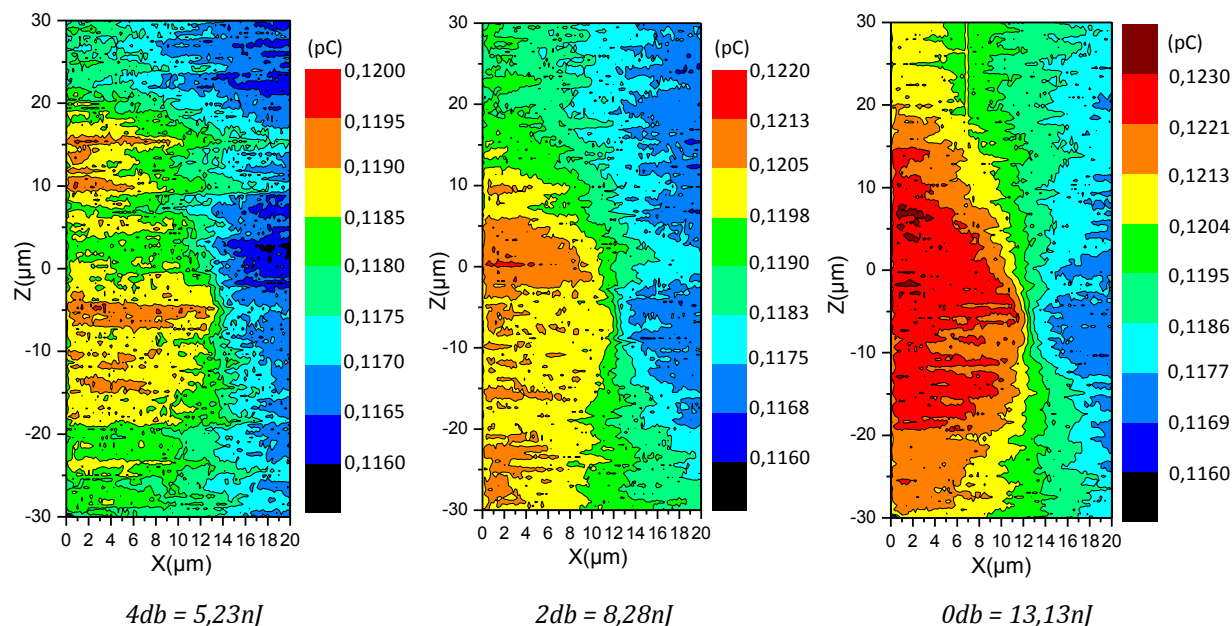


Figure III-2-15 : les contours des signaux de Knife-Edge dans un volume de $20\mu m(X<0, 20>)*60\mu m(Z<-30, 30>)$ autour du point focal du laser avec 3 différentes énergies : 5,23nJ, 8,28nJ et 13,13nJ.

Les résultats présentés à figure III-2-15 illustrent la génération des porteurs se produisant le long de la propagation du faisceau. Les contrastes des images sont beaucoup moins marquées par rapport celle de TPA, donc elles apparaissent plus bruité. De plus, quand l'énergie laser augmente (de 5,23nJ à 13,13nJ), la collection des charges maximum ne varie pas beaucoup (de 0,12pC à 0,123pC). Nous avons mesuré les tailles du spot latérales avec différentes énergies autour du point focal en utilisant la même méthode que celle pour le laser TPA (figure III-2-16), les tailles du spot minimum sont $2,42\mu m$ (0db), $2,31\mu m$ (2db) et $2,51\mu m$ (4db). Si nous comparons la taille du spot moyenne du laser SPA ($2,41\mu m$) avec celle du laser TPA ($1,61$), nous avons un rapport d'environ 1,5, proche de l'amélioration idéale de la résolution TPA ($\sqrt{2}$ fois plus petite que la résolution SPA). Les tailles de spot axiales ne sont pas comparables entre les deux expérimentations, car nous avons sous-estimé le volume sensible du laser SPA. Dans la figure III-2-15, les signaux ne descendent pas au minimum quand $Z=\pm 30\mu m$, donc une fenêtre d'analyse surveillance de $20\mu m*60\mu m$ n'est pas suffisante pour mesurer la taille du spot axiale.

Même si nous ne pouvons pas comparer les résultats des dérivés des signaux Knife-Edge, une comparaison des charges collectées en 3D est faisable.

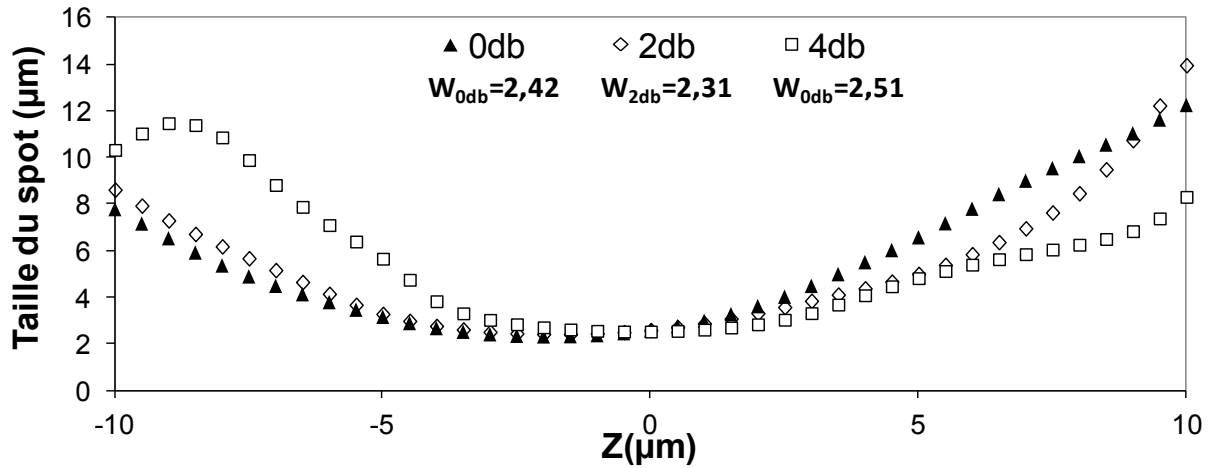


Figure III-2-16 : les tailles du spot latérales en fonction de Z avec différente énergie du laser. Les symboles triangle, losange et carré représente les énergies du laser de 0db, 2db et 4db respectivement. W_{0db} à W_{4db} représentent les tailles du spot minimum avec énergie correspondant.

Dans la figure III-2-17, la collection des charges en mode « Knife-Edge » pour les deux différentes sources laser (1300nm et 1064nm) sont présentées. Il est clair que le volume sensible (axial) en régime non-linéaire est beaucoup plus étroit qu'en régime linéaire. D'autre part, le taux d'accroissement des charges collectées en fonction de la distance entre le point focal du faisceau et la surface de la photodiode est différent. En régime non-linéaire, la collection des charges s'accroît de 550% dans 20μm de profondeur ($Z < -20\mu m, 0\mu m >$), mais en régime linéaire la collection des charges s'accroît seulement de 6% dans 30μm de profondeur ($Z < -30\mu m, 0\mu m >$).

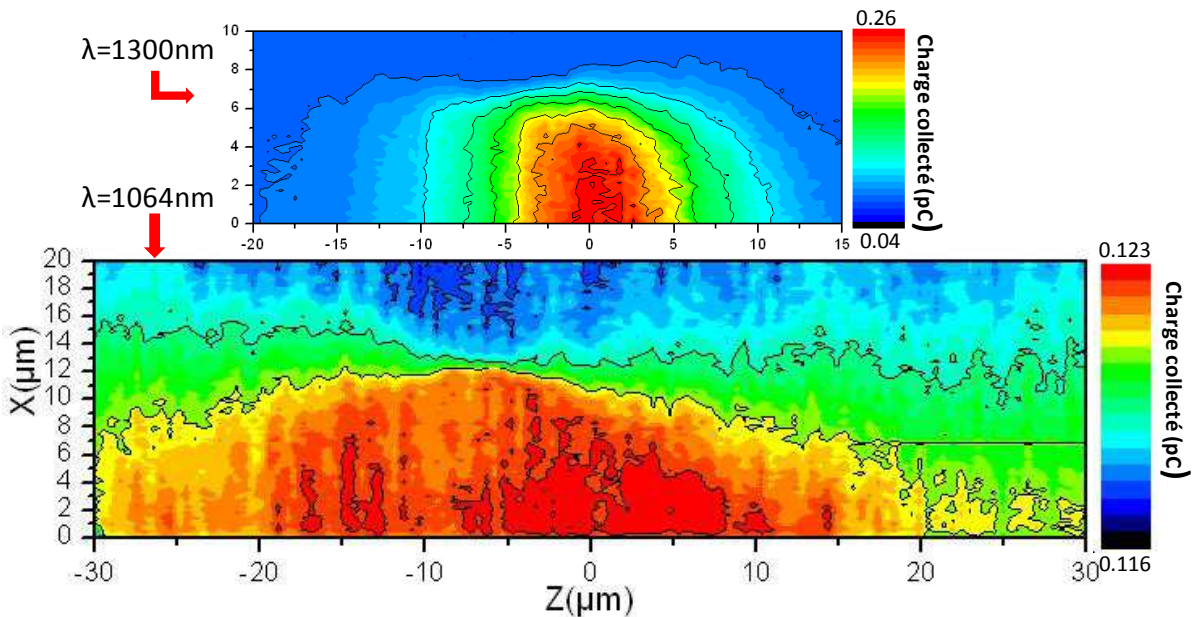


Figure III-2-17 : comparaison du scan Knife-Edge sur KEOPS avec un laser de 1300nm (haut) et 1064nm (bas). Les résultats illustrent les contours de la collection des charges en 3D.

Cette comparaison a montré les différentes caractéristiques de la stimulation photoélectrique en régime linéaire et en régime non-linéaire. Les avantages du laser TPA sont évidents : la résolution latérale est plus petite et la collection des charges se produit seulement dans le volume focal.

III.2.3.5 La taille de spot effective dans le silicium

La technique de stimulation TPA est principalement utilisée pour le test par la face arrière des circuits intégrés. Pour effectuer un scan dans la zone active du circuit, il faut donc que le faisceau traverse le substrat composé de silicium monocristallin faiblement dopé (concentration des impuretés de l'ordre de 10^{14} à 10^{15} cm^{-3}). La taille du spot axiale dans le silicium s'obtient en multipliant la taille du spot axiale dans l'air L_{air} par son indice de réfraction ($n_{\text{si}}=3,54$ pour $\lambda=1300\text{nm}$). Notre expérimentation a été faite en face avant d'un circuit intégré complètement ouvert. La face avant du dispositif KEOPS est recouverte d'une couche de SiO_2 d'épaisseur $3\mu\text{m}$, mais cette couche n'influence pas le calcul de la taille du spot axiale. Donc toutes les valeurs de taille du spot que nous avons mesuré sont dans l'air.

Dans le cas idéal, l'absorption linéaire est nulle pour le laser $\lambda = 1300\text{nm}$, la taille du spot (axial) effective dans le silicium est alors égale à $L_{\text{air}}*n_{\text{si}}$. Mais en réalité cette taille est influencée par l'absorption par porteurs libres et par l'absorption deux photons. Ces effets réduisent la puissance du faisceau pendant la propagation dans le substrat, donc la taille axiale réelle du spot sera légèrement plus petite que celle que nous avons mesurée. Cette erreur dépend de l'épaisseur du substrat et de la puissance du faisceau.

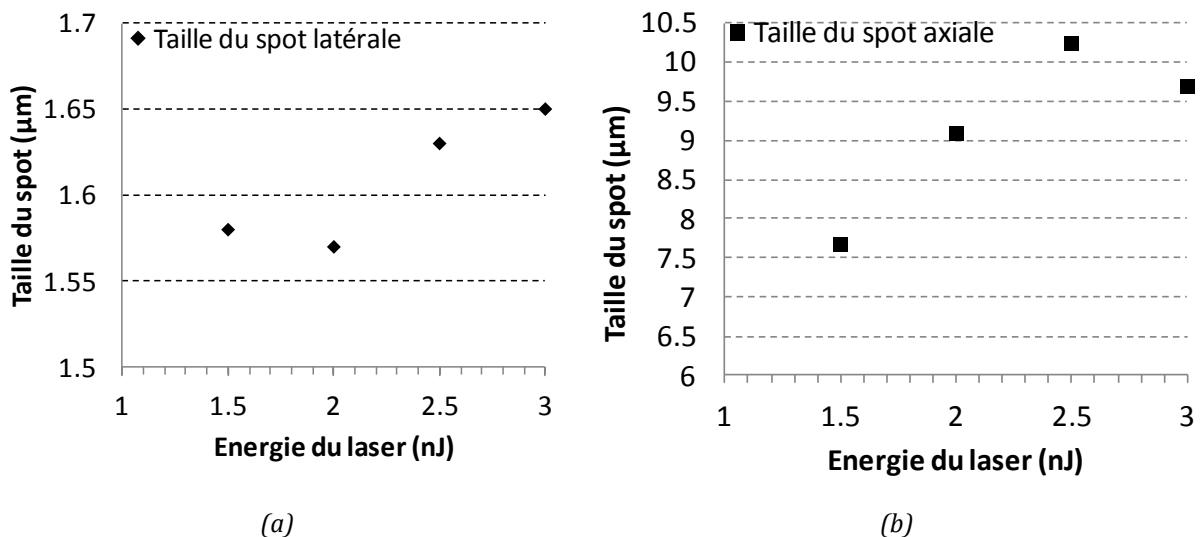


Figure III-2-18 : l'évolution de la taille du spot latérale (a) et axiale (b) en fonction d'énergie du laser.

Selon notre résultat (figure III-2-18a et b), nous pouvons donner une estimation de l'évolution de la résolution axiale en fonction de l'énergie laser. Plus faible l'énergie du laser, plus petite la taille du spot latérale et axiale.

Dans le chapitre IV des applications utilisant la taille du spot axiale du laser TPA seront présentées.

III.3 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons développé une nouvelle méthode de mesure de la taille du spot tridimensionnelle du faisceau laser TPA, basée sur une technique classique appelée « Knife-Edge ».

Dans un premier temps, une étude de la méthodologie de la technique classique Knife-Edge a été menée afin d'établir un modèle de mesure de la taille du spot d'un faisceau focalisé. A partir de ce modèle, nous avons introduit une amélioration de la technique pour la mesure en 3D, présenté l'environnement expérimental, le dispositif pour effectuer le scan et la source laser d'absorption à deux-photon ($\lambda = 1300\text{nm}$, durée d'impulsion = 150fs).

Par la suite, nous avons mis en évidence les précautions adaptées au régime non-linéaire : les résultats des signaux Knife-Edge doivent être prétraités avant d'effectuer la mesure FWHM en raison de la dépendance quadratique du taux de génération en fonction de l'intensité optique. En même temps, le bruit intrinsèque de l'expérimentation doit être éliminé. La distance entre la couche métallique et la surface de la photodiode cause un décalage entre le signal Knife-Edge et la position axiale correspondante. Donc une dissymétrie axiale de la distribution de l'intensité optique sera inévitable. Nous avons prouvé que l'influence de la diffusion des charges dans le silicium sur la mesure est négligeable.

Nous avons présenté les évolutions de la taille du spot pour différentes valeurs d'énergie. La taille du spot latérale est peu influencée par l'énergie laser. Au contraire, l'influence de l'énergie laser sur la taille du spot suivant la direction axiale est évidente. L'augmentation de l'une entraîne l'augmentation de l'autre. Puis nous avons étudié le phénomène de dissymétrie latérale à l'aide d'une simulation numérique.

Enfin nous avons effectué un balayage Knife-Edge en 3D avec une source laser sensible à l'absorption linéaire ($\lambda=1064\text{nm}$, durée de pulse= 30ps). Une comparaison des caractéristiques photoélectriques du régime linéaire et non-linéaire a été réalisée afin de démontrer les avantages du laser TPA. Ils montrent bien l'apport de la technique TPA en termes de résolution axiale et latérale. Les résultats fournis par ces mesures ont été appliqués dans le cadre des expérimentations présentées dans le chapitre suivant.

CHAPITRE IV – APPLICATIONS DU LASER TPA

IV.1 Introduction

Ce chapitre présente les principaux résultats expérimentaux obtenus sur différents dispositifs avec les techniques de test TPA développées durant ce travail. La technique TOBIC a été utilisée pour évaluer le volume sensible à l'injection des fautes d'un registre à décalage. Durant ces expérimentations, les nonlinéarités du laser TPA ont été étudiées. La technique TPA fut aussi mise en œuvre afin d'étudier la sensibilité vis-à-vis du SEL (Single-Event Latchup) d'une SRAM commerciale sélectionnée par le CNES. Cette mémoire a permis de comparer les résultats des techniques laser TPA et SPA avec les données issues de tests par faisceau d'ions lourds et des relevés effectués en vol.

Dans ce chapitre nous nous concentrons sur les capacités uniques de la technique TPA. Nous ne discuterons pas des applications accessibles à la technique SPA, qui ont déjà fait l'objet d'un grand nombre d'études (ex : [Pou00], [Dou08], etc.).

IV.2 Dispositifs expérimentaux

IV.2.1 La Plateforme ATLAS

Toutes les expérimentations décrites dans ce chapitre ont été réalisées sur la plateforme ATLAS du laboratoire IMS. C'est une plateforme d'instrumentation optique et électronique dédiée au test et à l'analyse des circuits intégrés et des systèmes électroniques. Elle est équipée de différentes sources laser impulsionnelles et continues, permettant de mettre en œuvre différentes techniques d'analyse. Le processus de cartographie est contrôlé par ordinateur via un logiciel dédié appelé SEEM, développé par l'équipe laser du laboratoire IMS [Pou00]. Un microscope équipé d'une caméra CCD permet de visualiser la surface avant ou arrière du DUT. Un schéma de la plateforme est donné en figure IV-2-1.

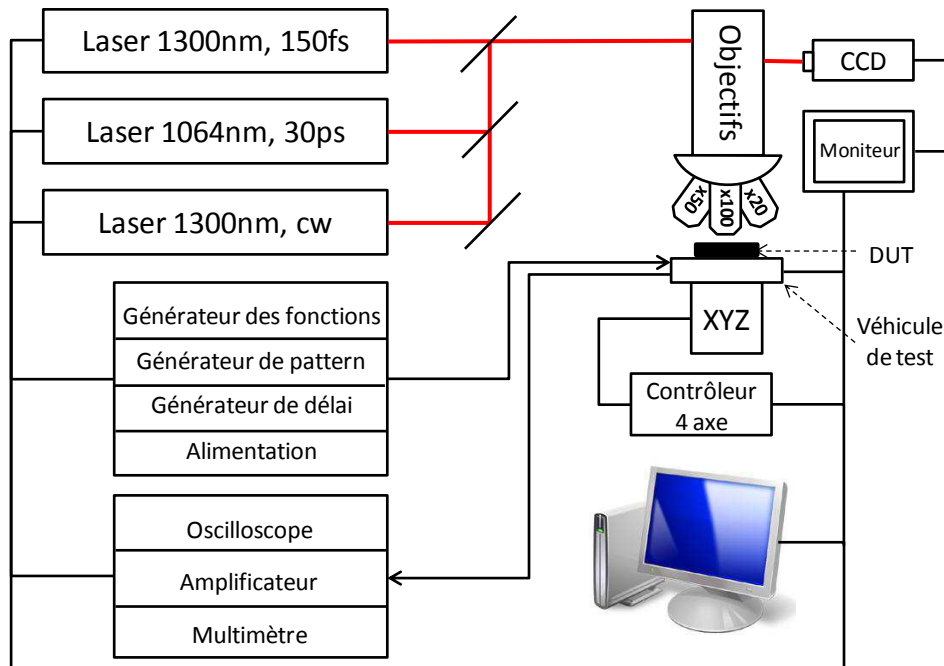


Figure IV-2-1 : schéma de la plateforme ATLAS.

La plateforme ATLAS permet de choisir la source laser parvenant au microscope, faisceau impulsionnel pour le test ou continu pour l'observation (LSM). Cela facilite la localisation du spot laser dans la couche active d'un circuit à l'aide la technique LSM. Nous utilisons deux sources lasers impulsionnelles, l'une délivrant des impulsions d'1ps et l'autre des impulsions de 130fs. Un chemin optique conduit l'un des deux faisceaux jusqu'au microscope. Sur ce chemin, différents prélèvement du faisceau sont effectués afin de le caractériser (longueur d'onde, énergie, durée d'impulsion, etc.). Le microscope focalise le faisceau laser à l'aide d'objectifs de différents grossissements (jusqu'au x100) sur le circuit sous test, lui même monté sur des platines de translation.

IV.2.2 Les sources laser

IV.2.2.1 La source pour les techniques SPA

La source laser impulsionnelle utilisée pour les techniques SPA est le modèle "Tsunami", fabriqué par la société "Spectra Physics". Il s'agit d'un oscillateur Titane-Saphir à blocage de modes qui délivre des impulsions de durée 1ps selon une cadence de 80MHz. La longueur d'onde est accordable entre 760 et 1080nm (proche infrarouge). Le Tsunami est pompé par un laser continu émettant dans le vert à une puissance maximale de 10 W. La puissance maximale accessible en sortie de cavité est de 0,5 W, ce qui correspond à une énergie maximale d'environ 6nJ par impulsion. Dans le cadre de

nos expériences, Le Tsunami produit un laser de longueur d'onde 1064nm avec une durée d'impulsion de 30ps.

IV.2.2.2 La source pour les techniques TPA

La source laser impulsionnelle mise en œuvre dans le cadre des techniques TPA est le modèle Libra de la société "Coherent". Le Libra intègre trois modules qui réalisent différentes fonctions :

- Un laser Titane-Saphir à blocage de modes (Vitesse) qui émet des impulsions de durée 130fs, à une longueur d'onde de 800nm, avec une puissance en sortie supérieure à 1W et une cadence de 80MHz.
- Un laser de pompe (Evolution) délivre des impulsions de 1ns à une cadence de 1kHz
- Un amplificateur régénératif qui capture une impulsion venant du Vitesse, afin de l'amplifier à chaque passage dans le cristal pompé par l'impulsion venant de l'Evolution. Cette impulsion est ensuite compressée en sortie de l'amplificateur par un étireur-compresseur pour reprendre sa forme temporelle initiale.

Une interface informatique de pilotage permet la gestion par ordinateur de l'électronique du système telle que celle des moteurs du compresseur et des obturateurs.

Les impulsions en sortie du Libra sont donc fortement énergétiques, leur durée est de l'ordre de 130fs et leur longueur d'onde centrale de 800nm. Un module OPerA ("Optical Parametric Amplifier") est ajouté en sortie du Libra pour obtenir, par effet paramétrique et de doublage de fréquences, une très large gamme de longueurs d'onde allant de 240nm à 20 μ m. Dans le cadre de nos expériences, le Libra produit un laser de la longueur d'onde 1300nm avec une durée d'impulsion de 130fs.

IV.3 Application de la résolution axiale dans un circuit intégré

IV.3.1 Préparation des composants pour le test et montage expérimental

Un des objectifs principaux de cette thèse est de pouvoir caractériser les capacités du laser TPA pour l'analyse des circuits intégrés. Une puce commerciale modérément

intégrée et effectuant des opérations simples est appropriée pour cette caractérisation, c'est pourquoi nous avons choisi le circuit 74VHC595. Il s'agit d'un registre à décalage de 8 bits.

IV.3.1.1 Analyse du registre à décalage 74VHC595

Le circuit sous test est un registre à décalage à haut débit, réalisé en technologie CMOS. Il réalise à haute vitesse une opération équivalente à la TTL bipolaires Schottky, tout en bénéficiant de la faible consommation de puissance inhérente à la technologie CMOS. Ce dispositif comprend un registre à décalage de 8 bits, avec entrées en série et sorties en parallèle, connectée à un registre de stockage de type D, disposant de sorties à trois états. Des horloges indépendantes sont appliquées simultanément sur le registre à décalage et le registre de stockage (figure IV-3-1). Tous les registres commutent sur les fronts d'horloge montants. Si les différentes horloges sont reliées, l'état du registre à décalage aura toujours une commutation d'avance sur le registre de stockage. Un circuit de protection d'entrée permet d'appliquer une tension de 0V à 7V sans poser de problème du point de vue de l'intégrité du DUT. Ce dispositif peut être utilisé pour interfacer des systèmes de niveaux logiques différents, compris entre 3V et 5V.

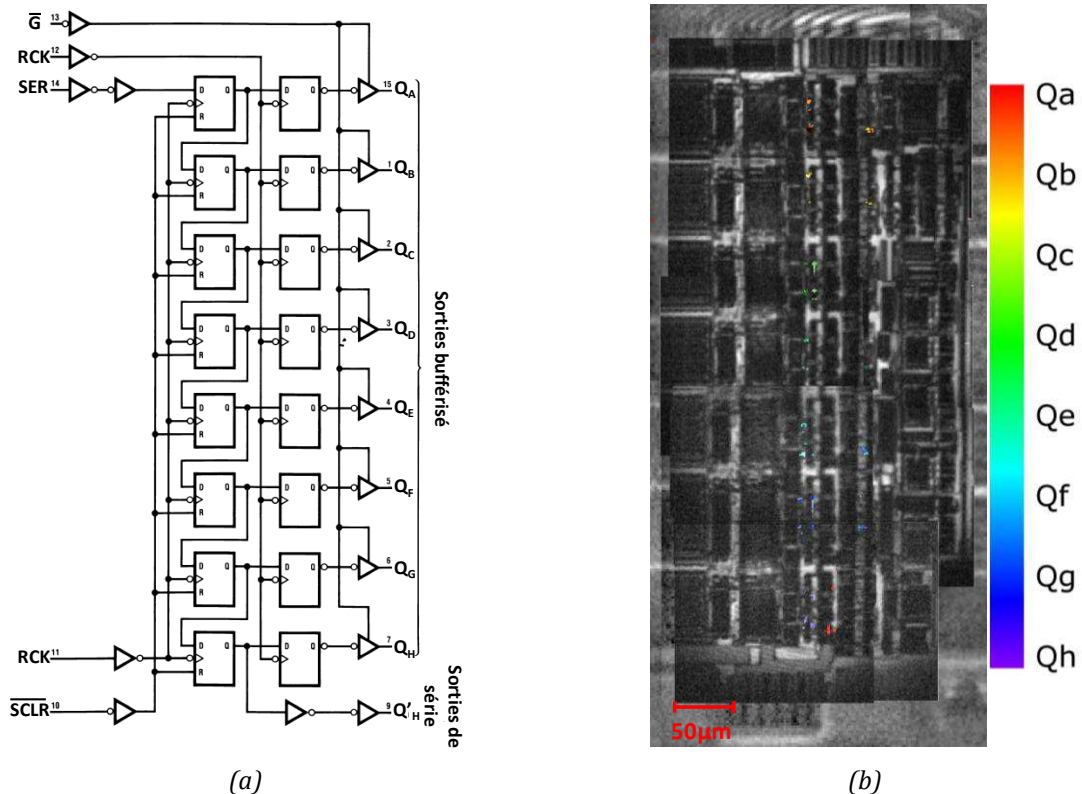


Figure IV-3-1 : schéma électrique (a) et image TRLS (b) de registre à décalage. Les taches avec différent couleur indiquent un décalage de temps (arbitraire) mesuré parmi les sorties bufférisées pour distinguer les blocs correspondantes.

La figure IV-2-1b présente une image composée de plusieurs cartographies réalisées par la face arrière du DUT en utilisant la technique TRLS (Time Resolved Laser Scanning [Dou07]) avec un laser continu ($\lambda = 1300\text{nm}$).

Le substrat du DUT a été aminci à $200\mu\text{m}$ et poli avec une qualité optique. Les taches de différentes couleurs correspondent au décalage temporel (arbitraire) mesuré au niveau des sorties bufférisées. Cette image nous aide à localiser la position du laser sur le circuit. La raison de ces décalages temporels en sortie sera donnée dans les paragraphes suivants.

IV.3.1.2 Montage expérimental

Nous avons analysé ce registre à décalage avec les techniques SPA et TPA mise en place sur la plateforme ATLAS. Le DUT est alimenté en 3,3V. L'émission des impulsions laser ([1064nm, 30ps] ou [1300nm, 130fs]) est synchronisée avec celle des impulsions électriques envoyées à l'entrée du DUT, à l'aide d'un générateur de signaux logiques couplé à un générateur de délai. Les signaux mesurés correspondent à la variation de la durée des impulsions électriques relevées en sortie du DUT, causées par l'injection des charges générées par le faisceau laser. Un oscilloscope est connecté à la sortie série et aux sorties bufférisées pour observer les signaux transitoires. Ces signaux sont mémorisés pour être traités par le logiciel SEEM. Un schéma du montage est présenté en figure IV-3-2.

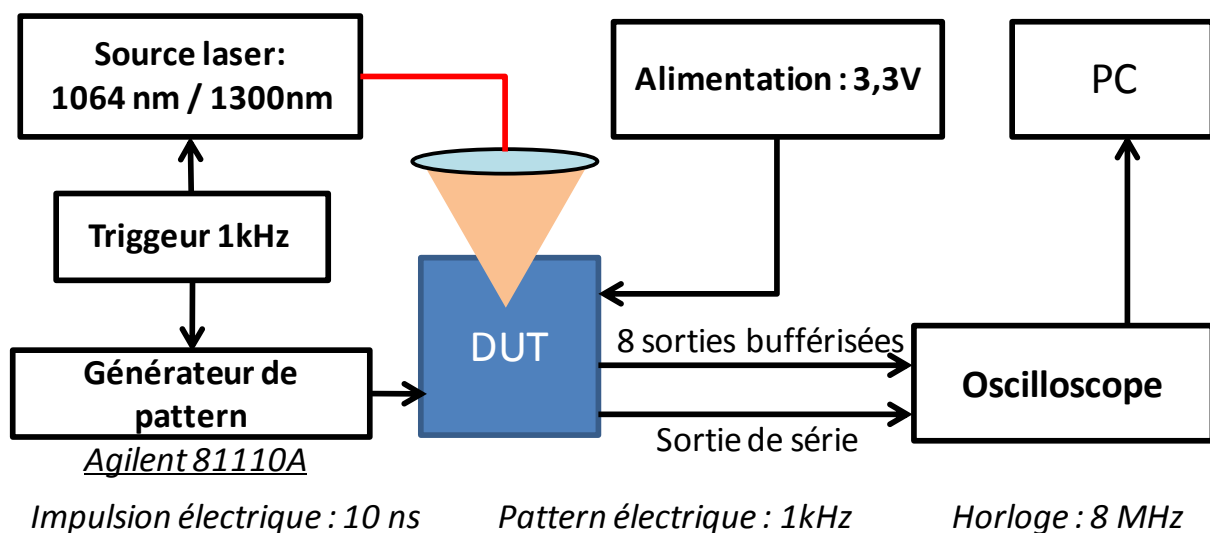


Figure IV-3-2 : le schéma du montage expérimental.

IV.3.2 Résultats et discussion

Le but de cette expérimentation est de caractériser le phénomène nonlinéaire de la technique TPA, et de comparer ses caractéristiques avec ceux de la technique SPA. Deux tests ont été effectués en deux zones différentes avec des objectifs de grossissement 50x et 100x. Ces deux zones révèlent différentes réactions aux fautes induites par le laser, et différentes fenêtres de temps sensibles (figure IV-3-3). Ce qui signifie que nous ne pouvons pas observer à la fois les deux réponses sur une seule cartographie. Les zones testées sont situées autour du bloc du dernier registre (Q_H) avant la sortie série. La figure IV-3-3a montre que la durée d'impulsion en sortie sans stimulation laser est 13,5ns. Par rapport à cette référence, la zone 1 induit un défaut d'horloge positif (durée d'impulsion de sortie plus longue) et la zone 2 génère un défaut d'horloge négatif (durée d'impulsion de sortie plus courte). Les limites des deux zones de test sont indiquées sur l'image LSM du circuit présentée en figure IV-3-3b.

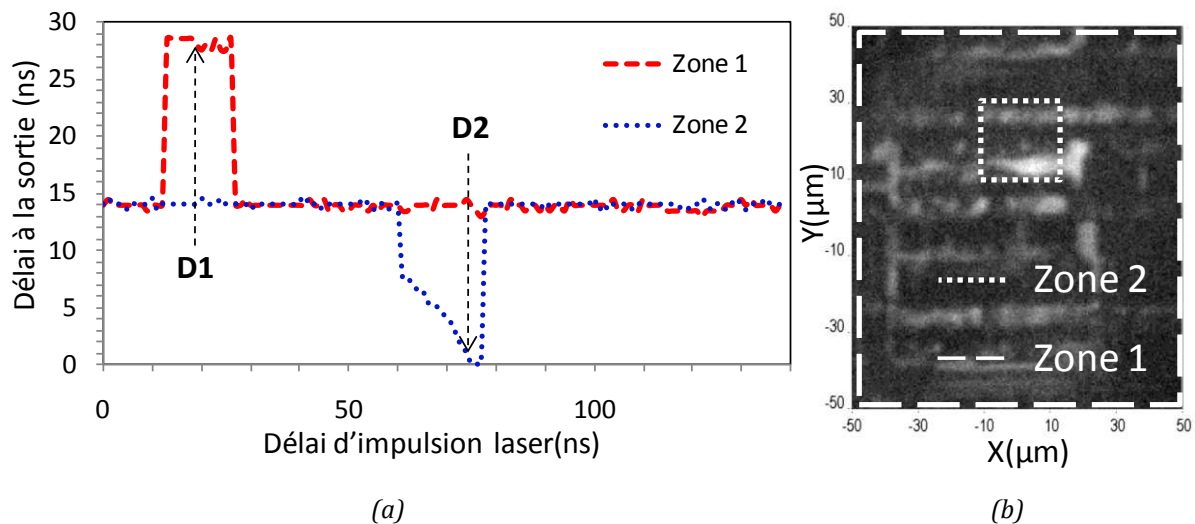


Figure IV-3-3 : les fautes induites par laser dans deux différentes zones sensible. (a) le délai du signal à la sortie en fonction du délai d'impulsion laser. (b) l'image LSM du circuit avec les bordures des zones de test.

IV.3.2.1 Injection des fautes dans la couche active en différentes conditions.

La zone 1 a été scannée par les lasers impulsionnels de longueurs d'onde 1064nm et 1300nm avec la technique TRLS. La figure IV-3-4 présente deux résultats d'analyse obtenus par stimulation laser SPA (a) et TPA (b), superposées avec les images LSM du circuit. Les zones rouges représentent des fautes d'horloge observées à la sortie série du DUT. Les deux analyses ont été effectuées dans les mêmes conditions expérimentales telles que le délai des impulsions laser par rapport à l'horloge et la température.

L'énergie appliquée correspond à l'énergie de seuil de déclenchement de faute augmentée de 30%.

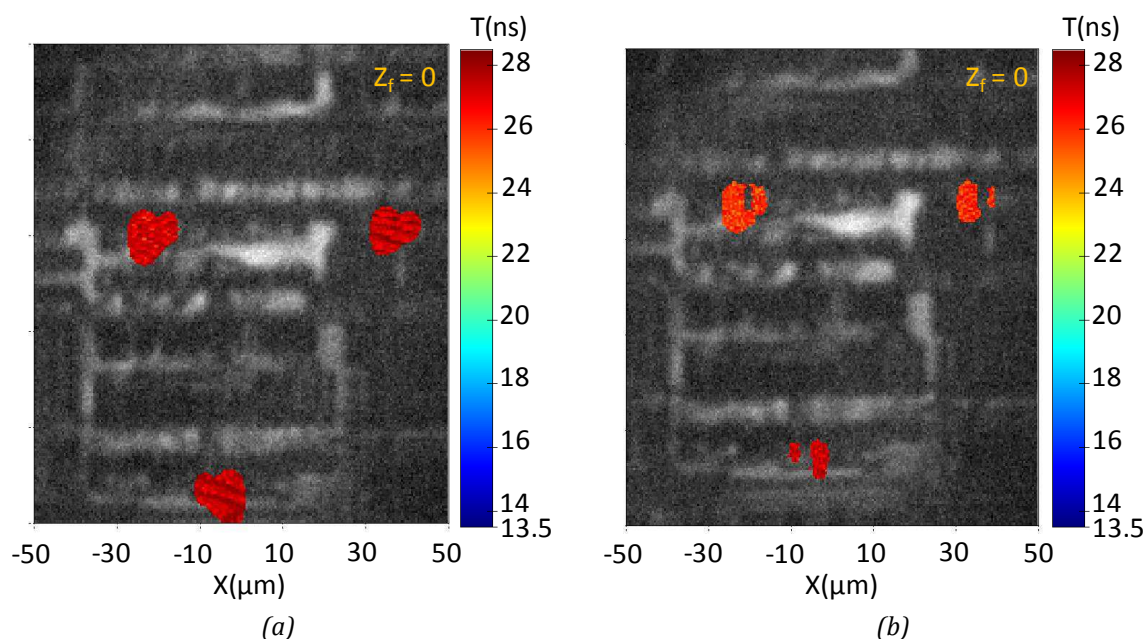


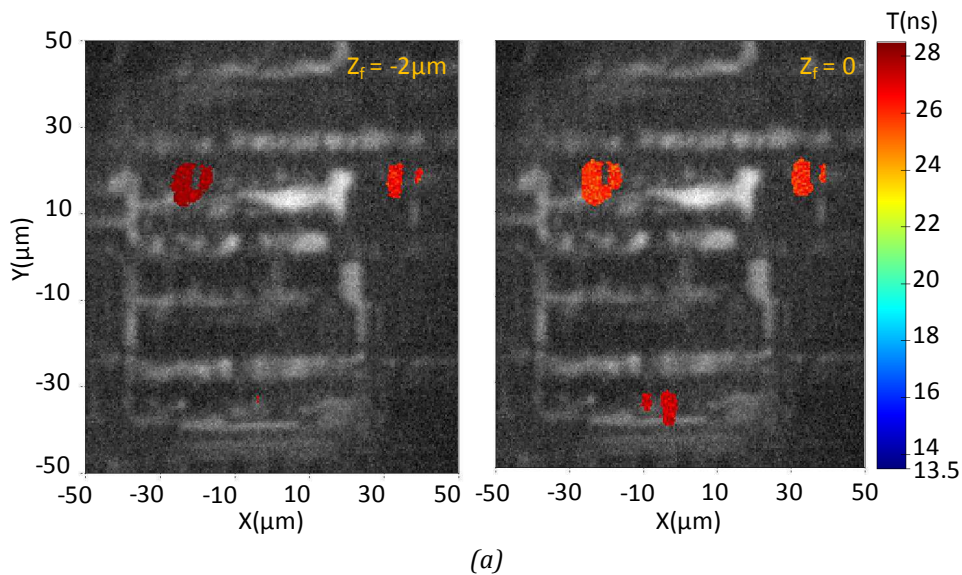
Figure IV-3-4 : comparaison des cartographies TRLS superposé sur l'image LSM avec la stimulation un photon (a) et la stimulation deux photons (b).

Une première observation des cartographies montre que les deux techniques révèlent les mêmes zones sensibles. Cependant, la cartographie correspondant à la stimulation TPA fournit plus de détails sur les origines de la faute par rapport la stimulation SPA. Nous pouvons clairement voir que chaque zone sensible révélée par la stimulation SPA est en fait composée de deux zones distinctes qui ne sont bien résolues que par la technique TPA. Ce résultat démontre le gain effectif dans la résolution spatiale offerte par la technique TPA. En effet, une quantité d'informations supplémentaires importantes peut être obtenue simplement en changeant la source laser pour une même configuration optique. Évidemment, toute amélioration de l'ouverture numérique du système optique, telles que l'utilisation d'une SIL, pourrait améliorer la résolution latérale des deux techniques. Néanmoins, avec la technique TPA, la délimitation de la génération de charge le long de l'axe Z limite la quantité de porteurs disponibles par diffusion susceptibles de brouiller de nombreux détails dans une image faite avec la technique SPA. Ceci démontre que la technique TPA offre une meilleure résolution spatiale.

Les énergies seuil mesurées pour la faute observée dans la figure IV-3-4 sont respectivement 200pJ et 330pJ pour un laser de longueur d'onde 1064nm et 1300nm. Le

fait que ces valeurs soient relativement proches l'une de l'autre, peut être expliquée par l'absorption à travers le substrat pour la longueur d'onde 1064nm (épaisseur 210 μ m). Cependant, compte tenu de la différence de durée d'impulsion, ces valeurs conduisent à des puissances crête sensiblement différentes : 7W et 2,2kW, respectivement pour les seuils SPA et TPA.

La technique TPA est intrinsèquement très sensible à la profondeur de focalisation. En revanche, cette sensibilité est faible pour la technique SPA. La figure IV-3-5 présente une comparaison de la sensibilité en fonction de la profondeur de focalisation pour les techniques TPA et SPA. Les résultats obtenus avec la technique TPA sont présentés dans la figure IV-3-5a, l'image de gauche fut obtenue en déplaçant le DUT de 2 μ m suivant z par rapport à la profondeur de focalisation optimale ($z=0\mu$ m, image de droite). Ceci induit un déplacement du spot laser TPA effectif d'environ 7 μ m (2μ m $\times$ n_{si}) dans le substrat du DUT. Sans changer l'énergie, ce petit déplacement conduit à la disparition de la zone sensible située en bas de l'image, tandis que les deux zones en haut restent présentes. Si nous regardons les résultats obtenus avec la technique SPA (figure IV-3-5b), un déplacement de 10 μ m du DUT, dans le même sens que dans le cas précédent, ne cause que très peu de différences entre les deux cartographies ($Z_f = -10\mu$ m et $Z_f = 0$). Cette comparaison révèle l'avantage de la résolution latérale de la technique TPA. De plus, une caractéristique unique de la technique TPA est introduite dans l'expérimentation – la résolution axiale. Elle est très utile pour les analyses de défaillance innovantes telle que la prédiction du volume sensible aux SEE d'un circuit.



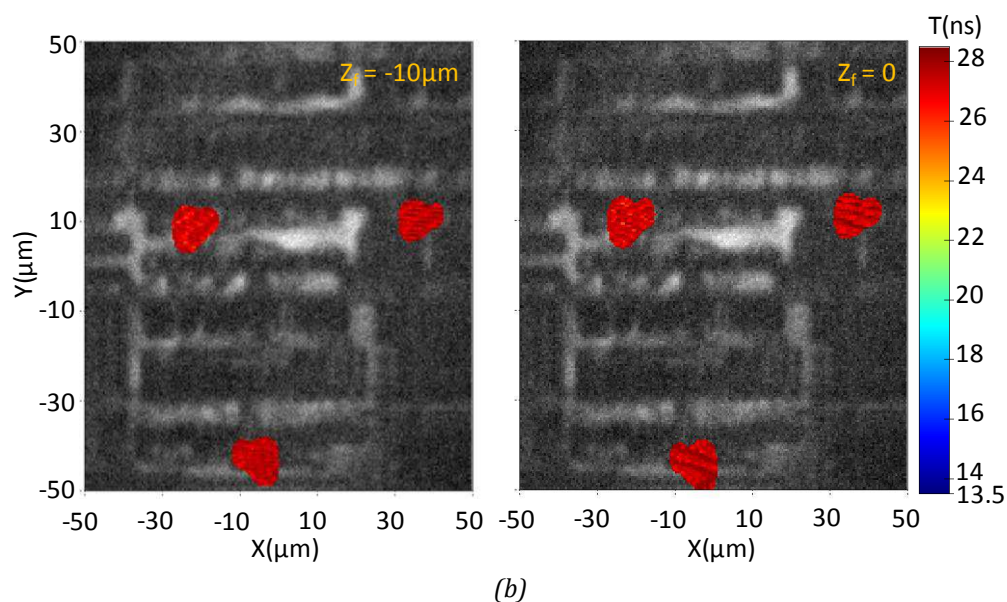


Figure IV-3-5 : la comparaison de la sensibilité à la profondeur de focalisation (résolution axiale) pour la technique TPA (a) et SPA (b). $Z_f=0$ représente la profondeur optimisée.

Le prochain objet de l'expérimentation est d'étudier la dépendance de la profondeur de focalisation du laser en fonction de l'énergie pour la technique TPA. Dans la figure IV-3-6a ($Z_f = -2\mu\text{m}$), la zone située en bas de l'image et qui a disparu à cause du déplacement de la focalisation, réapparaît en augmentant l'énergie de l'impulsion laser de 10% (figure IV-3-6b), les autres conditions expérimentales restant les mêmes. Les images obtenues avec la technique SPA n'ont pas montré de différence significative en appliquant une variation de profondeur de focalisation, nous n'avons donc pas fait la comparaison d'image en changeant l'énergie du laser. Ce résultat démontre que l'approche TPA est plus sensible à la position de la focalisation et à l'énergie que la technique SPA. Cette caractéristique doit être prise en compte car elle pourrait facilement conduire à l'incapacité de détecter des zones sensibles en raison de variations d'épaisseur de substrat ou d'obstacles présents à la surface (ex : la poussière ou la rugosité) de l'échantillon. Il est donc recommandé d'effectuer des analyses TPA à des positions axiales différentes autour du point de focalisation optimal pour s'assurer que toutes les zones sensibles soient identifiées. Cette expérimentation confirme la théorie TPA présentée dans le chapitre I : la quantité de l'absorption nonlinéaire dans le silicium est influencée par une compétition des effets de propagation tels que l'effet plasma, la saturation de l'absorption par les porteurs libres, l'effet Kerr et la déplétion de l'absorption à deux photons.

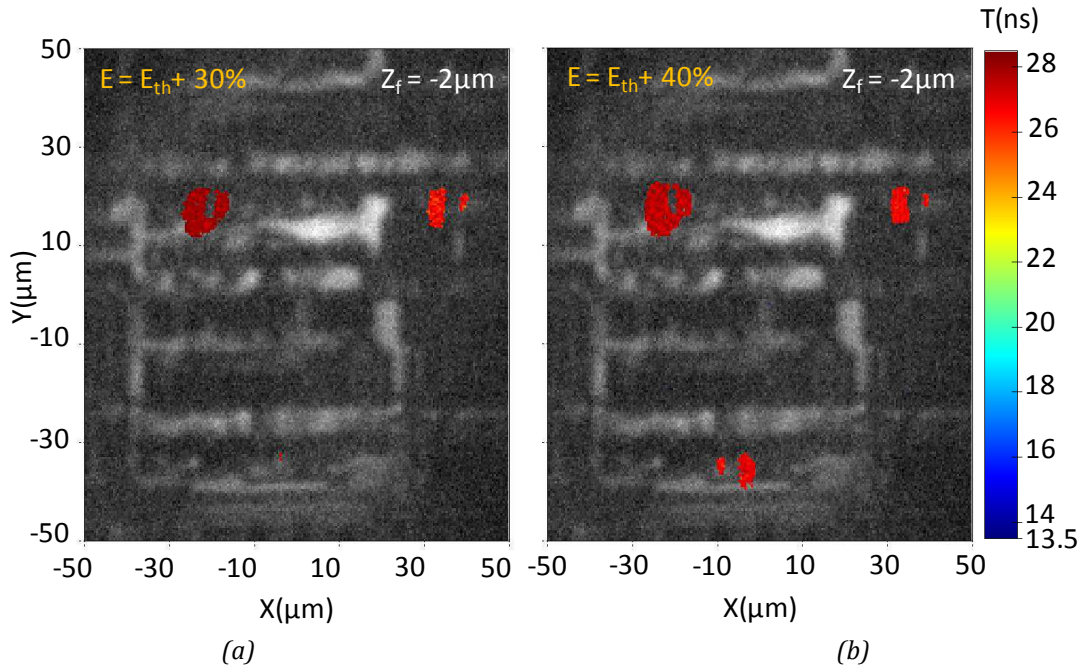


Figure IV-3-6 : la comparaison de la sensibilité à l'énergie d'irradiante pour la technique TPA. (a) l'énergie égale à $E_{th} + 30\%$. (b) l'énergie égale à $E_{th} + 40\%$.

IV.3.2.2 Prédiction de volume sensible.

Au précédent paragraphe, nous avons observé que l'approche TPA est extrêmement sensible à la profondeur de focalisation. Cette caractéristique unique conduit la technique TPA à avoir une région de génération des porteurs confinée dans la direction axiale. Ceci est favorable pour l'analyse volumique dans un circuit. Dans un premier temps, nous allons d'abord caractériser le volume sensible axial de l'approche TPA. Les résultats d'une expérimentation de mesure du seuil d'énergie minimum nécessaire pour déclencher la faute d'horloge en zone 2, en différentes profondeurs sont présentées en figure IV-3-7.

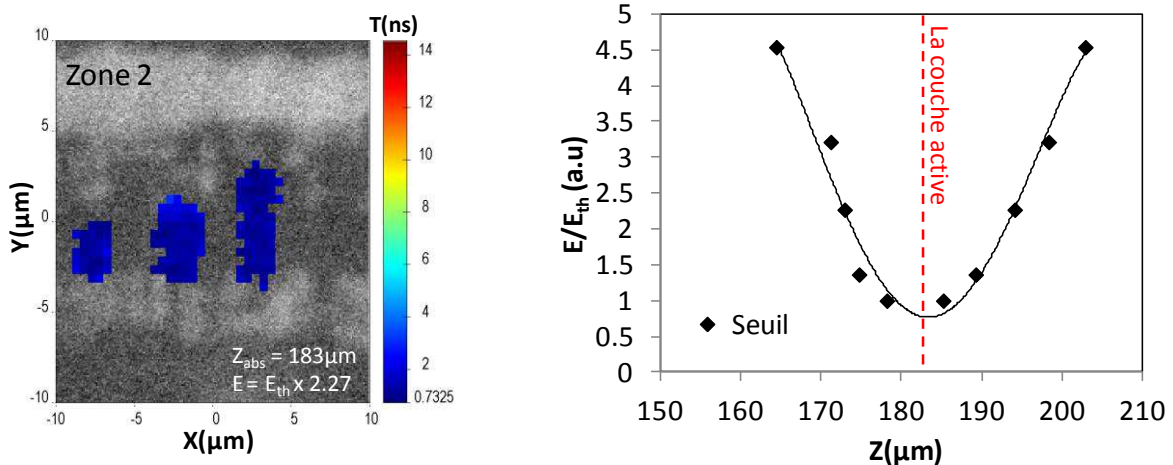


Figure IV-3-7 : cartographie TRLS de la zone 2 (gauche) et le seuil d'énergie en fonction de la profondeur (droite).

La figure IV-3-7 (gauche) présente une cartographie TRLS de la zone 2 à une énergie et une profondeur précisée. Cette cartographie a été répétée pour différentes profondeurs de focalisation dans le substrat de 150 μm à 210 μm , avec un pas de 1,5 μm . Pour chaque profondeur, le seuil d'énergie laser nécessaire pour induire une faute d'horloge a été mesuré. La figure IV-3-7 (droite) présente les résultats obtenus. La couche active du circuit se trouve à environ 183 μm . Avec une énergie déterminée, nous avons deux positions de seuil avant et après la couche active. A gauche de la couche active se trouve le substrat et à droite les interconnexions de la face avant du circuit. Le volume pris entre ces deux points s'appelle le volume sensible. Nous observons que le volume sensible s'élargi en augmentant l'énergie. La dissymétrie de la courbe peut être causée par les effets de propagation nonlinéaire et de réflexion sur les couches métallique situées sur face avant.

Pour corrélérer ces résultats avec les mesures de la taille effective du volume TPA que nous avons fait dans le chapitre III, nous devons refaire l'expérimentation précédente avec une gamme d'énergie compatible. Les seuils d'énergie de déclenchement de faute dans la zone 1 (0,3nJ – 2nJ) sont plus élevés et plus proche de la gamme d'énergie utilisée pour les mesures de la taille axiale du volume TPA. L'énergie supérieure à 2nJ est défavorable parce qu'elle commence à provoquer des latchups et des perturbations dans le circuit.

Nous devons prendre en compte la différence des deux expérimentations. Celle de « Knife-Edge » en 3D a été faite par la face avant d'un circuit et l'expérimentation avec le registre à décalage est faite par la face arrière. Rappelons que la face avant du capteur KEOPS est recouverte par une couche de SiO₂ et le substrat du registre est en silicium. En considérant la différence entre les indices de réfraction du SiO₂ et du Si (environ 1,5 et 3,5 à $\lambda=1300\text{nm}$ respectivement), la taille du spot effective suivant l'axe de propagation du laser sur la face arrière est estimée au premier ordre à environ 19 μm pour 2nJ. La figure IV-3-8 montre une extension suivant Z de 23 μm à cette énergie, nous pouvons donc estimer que la profondeur de la collection de charge du DUT s'ajuste autour de 4 μm , ce qui semble compatible avec l'épaisseur de la couche épitaxiale dans cette technologie.

Nous avons également comparé ces mesures expérimentales avec des simulations effectuées conformément aux travaux d'une autre collègue [Mou11].

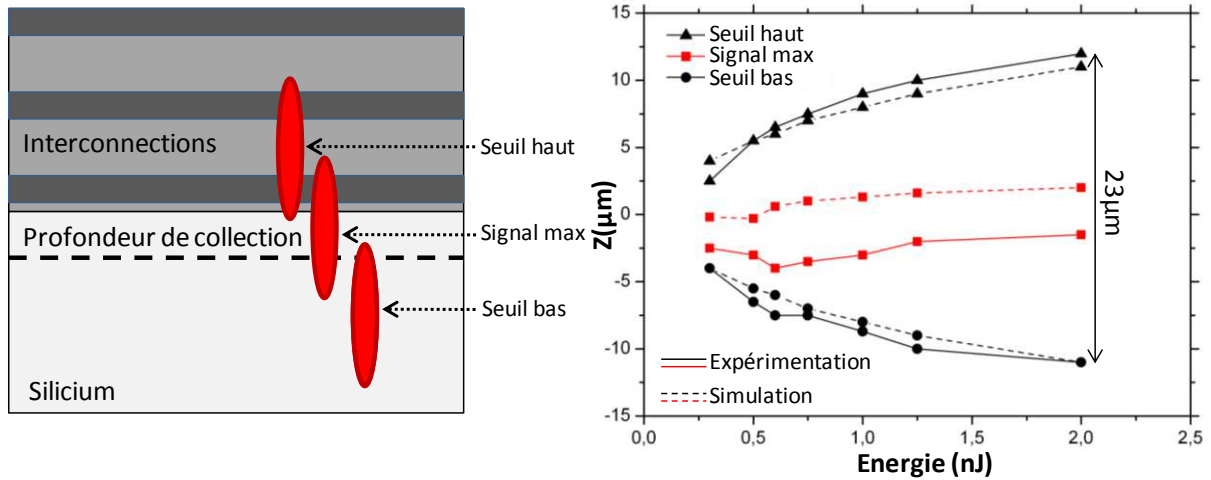


Figure IV-3-8 : l'extension axiale du volume sensible mesuré (ligne continue) et simulée (ligne pointillée) en fonction de l'énergie.

L'axe Z sur la figure IV-3-8 correspond au déplacement de l'objectif, $Z = 0$ représente la profondeur optimale de focalisation. Le seuil bas et le seuil haut représentent l'entrée et la sortie de la région focale du laser dans la profondeur de collection. La courbe rouge représente la position Z où le signal maximal est observé pour chaque valeur d'énergie. Sa forme indique que le taux de génération de charges induite par TPA se déplace le long de l'axe Z en fonction de l'énergie de l'impulsion. Ce déplacement de la focalisation effective pourrait être expliqué, comme nous l'avons mentionné dans le chapitre I, par les contributions opposées de l'effet Kerr et de l'effet du plasma. Dans cette expérimentation, quand le signal maximum se déplace vers les valeurs de Z positives, cela signifie que la distance de focalisation avance du fait de la contribution de l'effet plasma. Au contraire, quand le signal maximum se déplace vers les valeurs de Z négatives, l'effet dominant est l'effet Kerr. La courbe expérimentale de signal maximum montre une variation de la position de focalisation. Elle montre qu'à faible énergie l'effet Kerr est dominant. Quand l'énergie augmente, l'intensité optique augmente par l'effet Kerr, ceci conduit à une forte absorption à deux photons qui diminue l'intensité et donc également l'effet Kerr. L'effet plasma devient donc dominant à haute l'énergie. Avec une densité de porteurs libres de $0,7 \times 10^{24} \text{ m}^{-3}$, les résultats de simulation sont en bon accord avec les mesures. Les simulations sont en mesure de montrer la profondeur sensible et le déplacement de la position de point de focalisation en raison de l'effet plasma. Cependant, les résultats des simulations ne montrent pas la

même inflexion du maximum de signal (figure IV-3-8 courbe rouge pointillée) pour des énergies inférieures à 750pJ. Cela semble indiquer que la simulation sous-estime la contribution de l'effet Kerr, ce qui se traduit par une évolution quasi-monotone de la courbe de signal maximum. De plus, il y a un décalage d'environ $3\mu\text{m}$ entre les résultats expérimentaux et la simulation. Ce décalage peut être causé par la réflexion sur les couches d'interconnexion, car la simulation ne prend en compte que le substrat en silicium.

IV.3.2.4 Capacité de stimulation photoélectrique TPA pour l'analyse de défaillance

La figure IV-3-9 présente la variation de la surface sensible intégrée (nombre de pixels scannés pour lesquels un défaut d'horloge est induit) en fonction de la profondeur de focalisation pour différentes énergies. Ces résultats ont été obtenus en cartographiant une superficie de 40×40 pixels dans la zone 2.

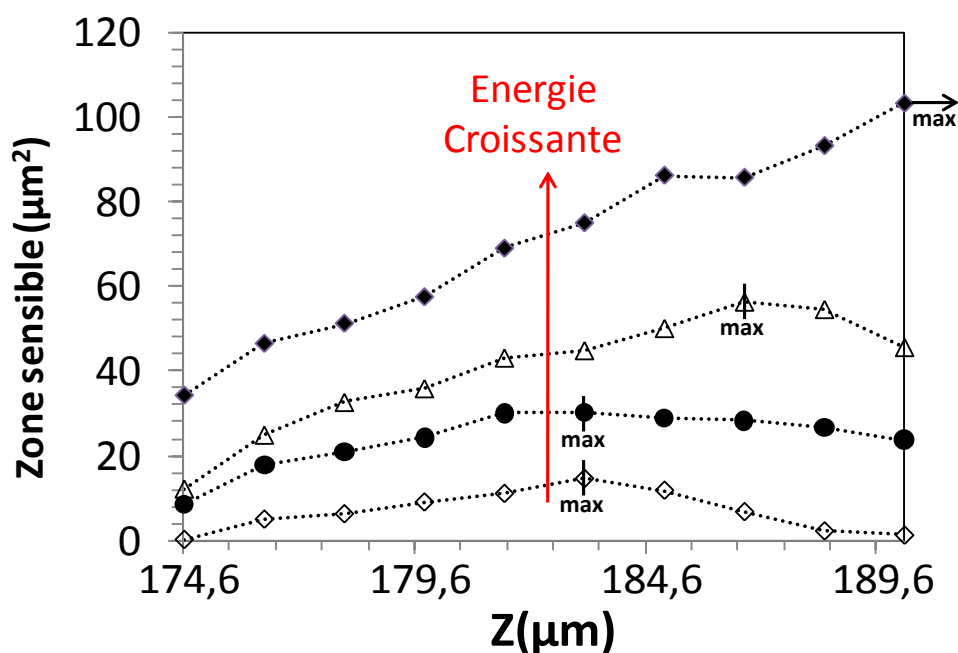


Figure IV-3-9 : la capacité d'injection de fautes en fonction de la profondeur d'injection avec des énergies différentes. Les symboles "max" indiquent les endroits où se trouve la valeur maximum.

Nous observons que la frontière de la sensibilité maximale se déplace plus profondément dans le substrat lorsque l'énergie augmente. Ce phénomène est aussi causé par la concurrence entre l'effet Kerr et l'effet plasma dans la propagation nonlinéaire du faisceau. La taille effective du volume de génération TPA suivant l'axe de propagation peut varier en fonction de l'énergie des impulsions lasers incidentes. Le déplacement de la sensibilité maximum observé dans la figure IV-3-9 est compatible

avec cette explication. Il indique une augmentation de l'indice de réfraction induit par l'effet plasma. Cela signifie que pour la stimulation TPA, la relation entre l'énergie et la profondeur d'injection doit toujours être prise en compte afin d'optimiser la résolution axiale de cette technique.

IV.4 Investigation de la sensibilité au SEL d'une SRAM avec la technique TPA

Un SEL (Single-Event-Latchup) est une menace critique bien connue pour les dispositifs CMOS exposés aux radiations [SOL83]. Une particularité du phénomène SEL, comparativement à celui du SEU (Single-Event Upset), c'est qu'il cause l'activation d'un chemin de courant. Une fois déclenché, il peut s'étendre en profondeur dans la couche épitaxiale et le substrat suivant la technologie et la topologie du circuit. Pour cette raison, il est généralement supposé que le SEL profite d'une collection de charges plus profonde que le SEU. Il est éventuellement plus dangereux pour le circuit. Donc l'étude du phénomène SEL devient importante pour des dispositifs exposés aux radiations cosmiques (ex : dispositifs dans un satellite). Ce sous-chapitre présente une méthode d'estimation de la profondeur sensible de SEL d'une SRAM commerciale avec les techniques TPA et SPA.

IV.4.1 Effet des radiations sur les circuits intégrés

IV.4.1.1 Les effets des événements singuliers

Les événements singuliers (SEE : Single-Event Effects) sont causés par le passage d'une seule particule énergétique (ex : ion lourd) dans un semi-conducteur, provoquant une ionisation temporaire de ce dernier. L'existence des événements singuliers, plus précisément du SEU (Single-Event Upset) a d'abord été introduite par Wallmark et Marcus en 1962 [WAL62]. Les premières anomalies observées à bord de satellites ont été rapportées par Binder et al. en 1975 [BIN75]. May et Woods ont ensuite développé l'intérêt porté à ces effets en étudiant les erreurs logiques induites par les particules alpha [MAY79]. Depuis ces études, l'intégration des circuits intégrés a conduit à une augmentation de la sensibilité des composants aux SEE.

Les Événements singuliers touchant les composants numériques peuvent être classés en deux catégories :

1. Les effets non destructifs : SEU, DSET (transitoire numérique)
2. Les effets destructifs : SEL, SES (single event snapback)

Une description détaillée des phénomènes indiqués plus haut est donnée dans la thèse de V. Pouget [POU00].

La notion de profondeur sensible de SEE ne fut pas bien définie lors de sa création. L'objectif principal de ce paramètre est de définir comment les charges créées par un ion doivent être intégrées le long de son chemin pour calculer la charge collectée. Il est essentiel pour déduire des mesures de sensibilité aux SEE un taux de défaillance dans un environnement radiatif. La définition la plus classique de la profondeur sensible est l'épaisseur d'un parallélépipède rectangle (RPP) dans lequel la charge critique doit être déposée pour déclencher un événement. Cette approche du premier ordre est utilisée par des nombreux codes de prédiction de taux d'évènements. Le terme "profondeur sensible" doit être compris comme le paramètre caractéristique de la distribution de l'efficacité de collection de charges. Sa convolution avec la répartition de charges déposées permet de calculer le nombre des charges impliqués dans le déclenchement d'un événement singulier.

IV.4.1.2 Utilisation de la technique TPA dans l'analyse de sensibilité aux SEE

Comme cela a déjà été établi, la technique laser TPA se présente comme un moyen fiable d'estimation de la profondeur d'une zone sensible. Son principe d'utilisation est présenté dans la figure IV-4-1. La profondeur d'ionisation pour un ion lourd (figure IV-4-1a) est comparable à la profondeur de stimulation photoélectrique pour un laser en régime TPA (figure IV-4-1b). Il faut noter que les échelles de profondeur sensible des deux images dans la figure IV-4-1 ne sont pas équivalentes.

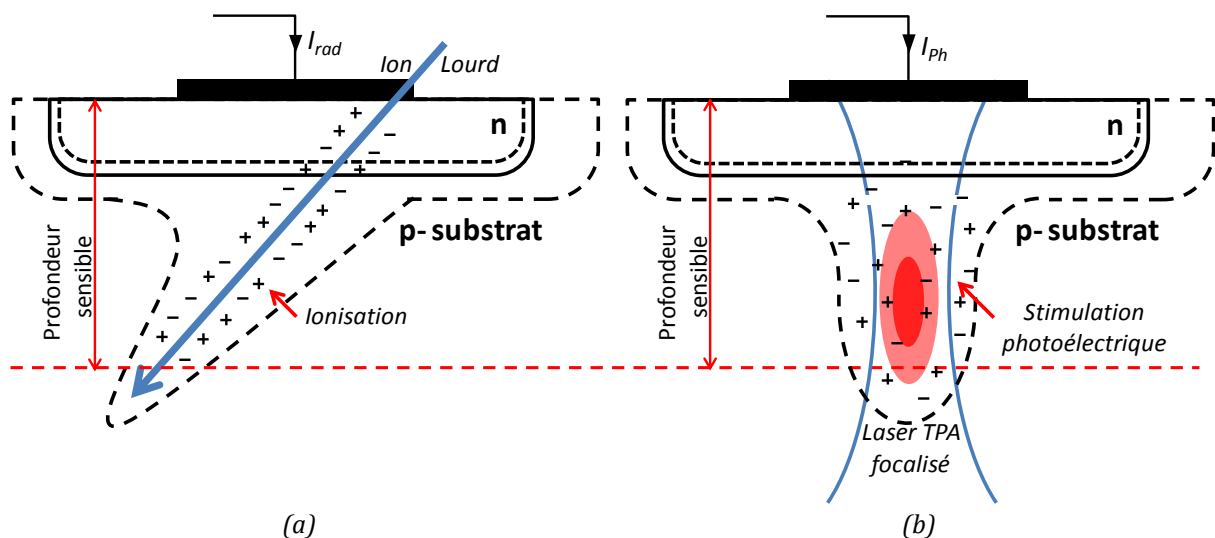


Figure IV-4-1 : la démonstration de la profondeur sensible d'ionisation pour un ion lourd (a) et de la profondeur sensible de stimulation photoélectrique pour un laser TPA (b).

En effet, le volume de création de charges créée par le faisceau laser est plus large que celui créé par un ion lourd. Mais, grâce à la résolution axiale confinée du laser TPA,

nous pouvons déplacer ce volume de création de charges par laser le long de l'axe optique afin de mesurer la profondeur sensible. De plus, la technique de test par faisceau laser est un outil unique d'évaluation des différents types de SEE susceptibles de se produire dans un circuit intégré complexe. Elle présente une bonne complémentarité vis-à-vis des tests classiques réalisés sous faisceaux d'ions lourds [Lad09]. Dans cette thèse nous nous concentrons uniquement sur l'étude de la profondeur sensible aux SEL avec la technique TPA.

IV.4.2 Description du dispositif et montage expérimental

IV.4.2.1 Présentation du DUT : SRAM CY7C1069

Le DUT est une SRAM de 16Mbits, réalisée en technologie CMOS, sélectionnée pour une expérimentation embarquée sur un satellite. Ce composant s'est avéré avoir une très grande sensibilité aux SEL lors de tests antérieurs par faisceau d'ions lourds et de protons [Bez09]. Le LET seuil est inférieur à $3,3\text{MeV}/(\text{mg}/\text{cm}^2)$ et la valeur à saturation de sa section efficace est de $0,35\text{cm}^2$. Le CNES a choisi ce composant pour l'expérience CARMEN embarquée sur les satellites JASON-2 et SAC-D afin de corrélérer le taux de défaillance prévu à celui observé en vol. Des échantillons ont été préparés pour les tests laser par la face arrière. Leur substrat a été aminci d'environ $200\mu\text{m}$. La tension d'alimentation nominale est 3,3V. Les tests sont effectués à température ambiante. Le courant maximal de l'alimentation du DUT a été limité à 80mA. Une acquisition du courant d'alimentation est déclenchée par chaque impulsion laser. Un SEL est défini comme un courant dépassant 100mA pendant 1ms. Cela provoque une réinitialisation de l'alimentation du DUT.

IV.4.2.2 Montage expérimental

L'expérimentation a été effectuée sur la plateforme ATLAS (figure IV-2-1). Du fait du caractère destructeur du SEL, dû à la circulation d'une densité de courant élevée, le DUT doit être protégé. Le SEL peut être éliminé en éteignant l'alimentation du DUT. Si l'alimentation n'est pas éteinte assez rapidement, une défaillance catastrophique peut se produire en raison de la chaleur excessive causée par la forte densité de courant

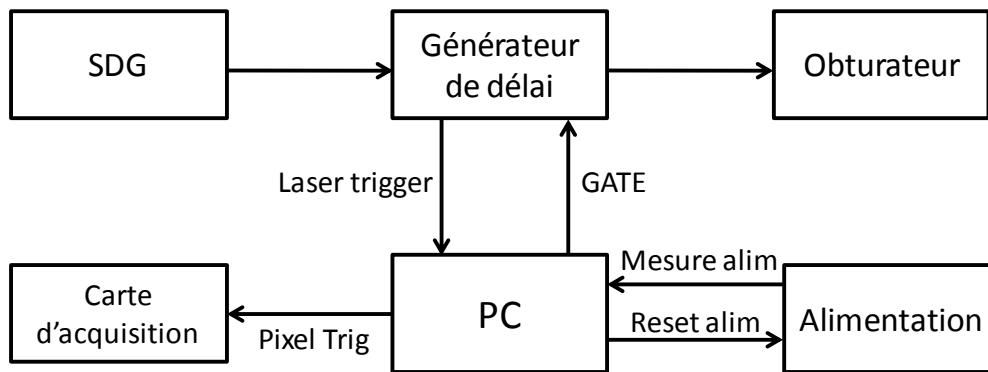


Figure IV-4-2 : schéma du système de sécurité du DUT.

Un système de sécurité supplémentaire a été mis en place pour protéger le DUT (figure IV-4-2). Quand l'ordinateur de commande détecte le déclenchement d'un SEL au sein du DUT, il communique l'ordre de bloquer l'arrivée des impulsions laser sur le circuit (signal "GATE" dans la figure IV-4-2) tout en émettant un ordre de réinitialisation de l'alimentation. La figure IV-4-3 présente un diagramme de fonctionnement du système de sécurité.

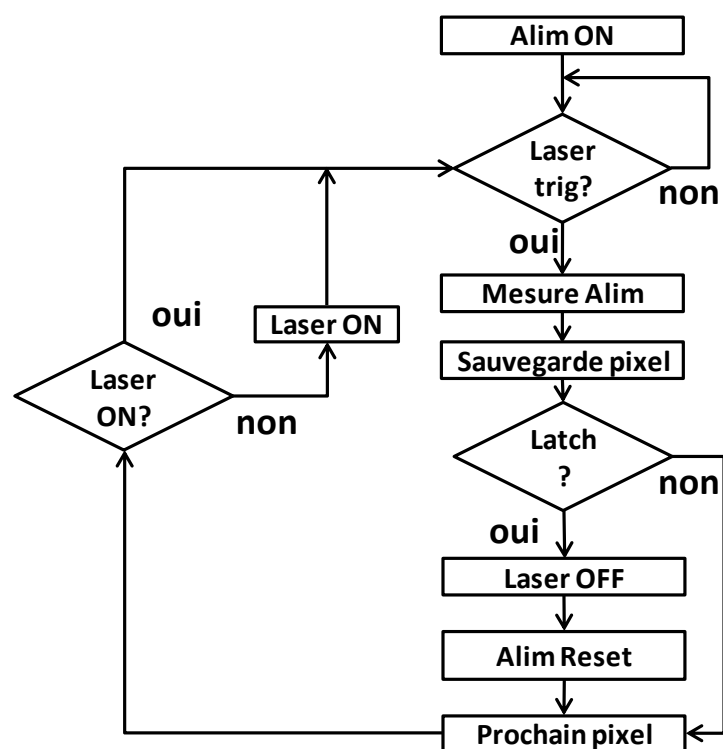


Figure IV-4-3 : le grafcet du programme de sécurité "GATE".

IV.4.3 Résultats et discussion

Nous avons commencé par une cartographie globale du DUT avec la technique SPA. Cette analyse à grande échelle montre que la sensibilité au SEL de ce composant provient exclusivement du plan mémoire et que le courant SEL est reproductible et vaut

environ 50mA. La zone cartographiée (figure IV-4-4a) comprend un morceau du plan mémoire (moitié en bas de la zone) et une partie la région du circuit périphérique (moitié en haut de la zone). Les SEL ont été uniquement déclenchés dans le plan mémoire comme le montre la figure IV-4-4b (les régions rouges).

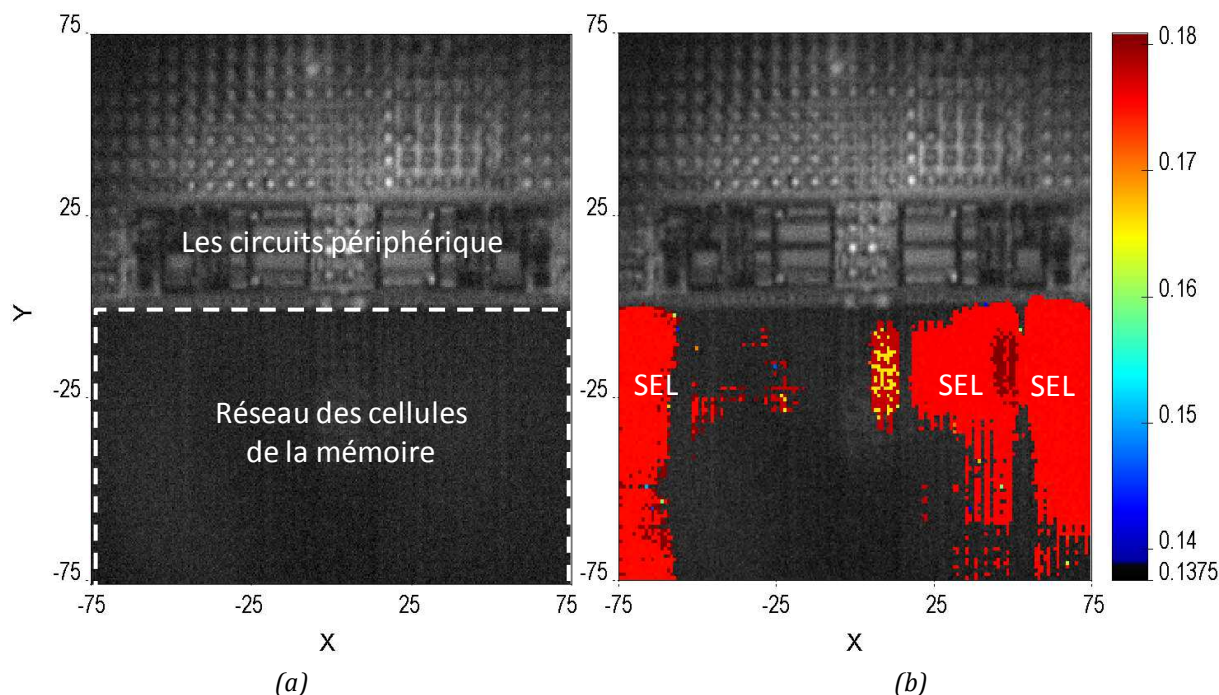


Figure IV-4-4 : (a) cartographie LSM de la zone testée avec un objectif de 100x; (b) SEL détectés avec la technique TPA superposée sur la cartographie LSM. L'échelle de couleurs montre le courant mesuré au niveau de l'alimentation (en A).

IV.4.3.1 Sensibilité au SEL en fonction de l'énergie

Nous avons déjà démontré que la technique d'analyse TPA présente une haute sensibilité vis-à-vis de l'énergie laser sur des dispositifs modérément intégrés (capteur optique KEOPS, registre à décalage). La SRAM étudiée dans le cadre de cette expérimentation est très intégrée (technologie 90nm), dans ce cas la sensibilité de la technique TPA en fonction de l'énergie est extrêmement prononcée. La figure IV-4-5 présente une série de cartographies d'une même zone pour différentes énergies laser. Nous pouvons naturellement voir que la surface sensible au SEL peut varier de quelques pixels à presque toute la zone de test pour seulement 25pJ de différence. La stabilité en énergie de notre source laser est d'environ 8%, ce qui signifie qu'une énergie de 220pJ peut varier entre 202pJ et 238pJ au cours d'une cartographie. Donc une des situations présentées dans la figure IV-4-5 peut être observée pour cette valeur d'énergie. Cette fluctuation augmente la difficulté d'application de la technique TPA sur des circuits très intégrés. Une bonne stabilisation de la source laser ou un contrôle précis de l'énergie

incidente est nécessaire. Dans cette expérimentation, nous avons utilisé la deuxième approche pour augmenter la précision de mesure.

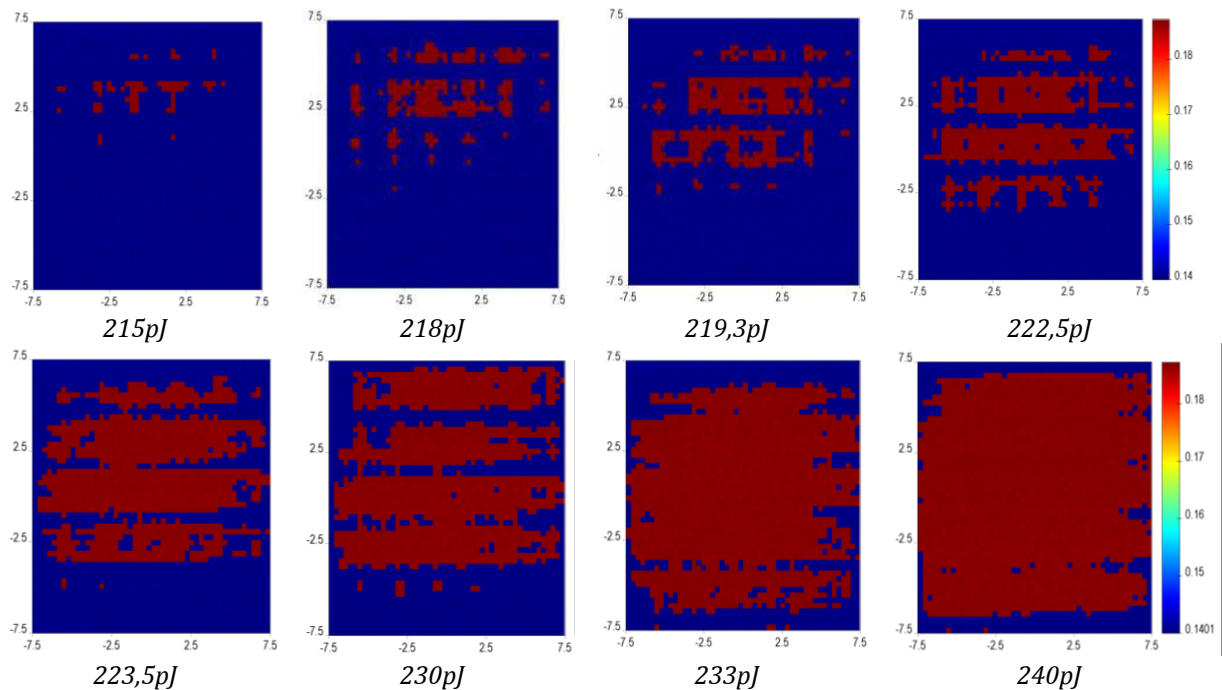


Figure IV-4-5 : variation de la surface sensible au SEL en fonction de l'énergie laser. L'échelle de couleurs montre le courant mesuré au niveau de l'alimentation (en A).

Un programme a été conçu pour surveiller l'énergie des impulsions laser en temps réels afin de pouvoir la contrôler précisément. Une gamme d'énergie "permise" est définie dans le programme, de telle sorte qu'il commande la fermeture d'un obturateur pour bloquer toutes les impulsions dont l'énergie mesurée est en dehors de cette gamme. Théoriquement, plus petite est la gamme d'énergie, plus précise est l'énergie du laser injecté, donc plus claire sera la cartographie SEL. Mais pendant l'expérimentation, cette méthode n'a pas parfaitement résolu le problème de sensibilité. Une très petite gamme d'énergie augmente considérablement le temps d'acquisition d'un pixel, ceci résulte en la dépense de plusieurs heures pour obtenir une cartographie SEL. Donc nous ne pouvons que trouver un compromis entre la précision de l'énergie et la durée de test.

La figure IV-4-6 présente la cartographie SEL, superposée à une image LSM du circuit, en utilisant la technique SPA et la technique TPA. A l'aide d'un objectif x100, une zone dans la matrice de cellules mémoires ($10\mu\text{m} \times 10\mu\text{m}$) est examinée avec une énergie de laser proche du seuil soit 205pJ et 223pJ respectivement pour la technique SPA et la technique TPA. Le pas de balayage est de 80nm pour le test SPA et 200nm pour le test TPA. Les deux tests ont été faits dans les mêmes conditions expérimentales.

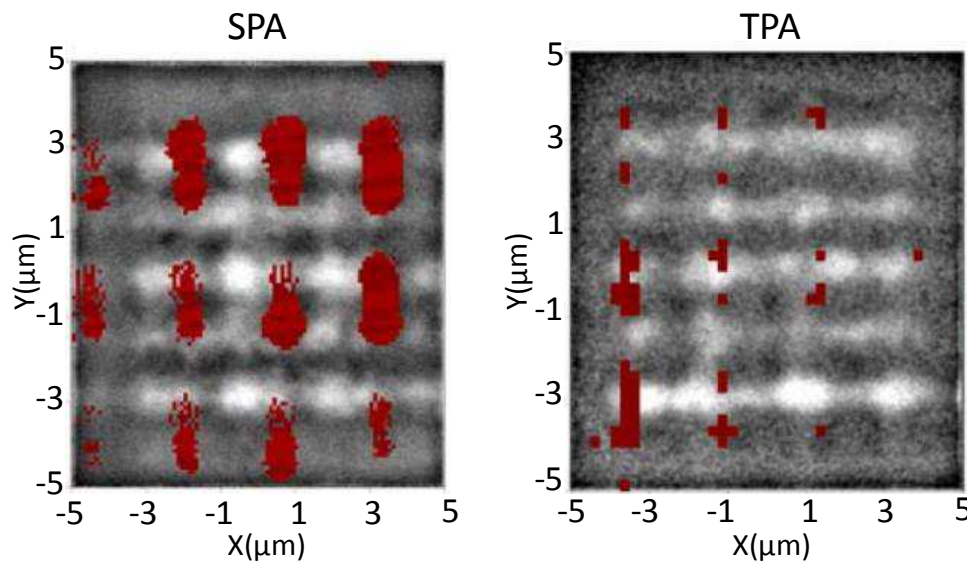


Figure IV-4-6 : cartographie SEL faite avec la technique SPA et la technique TPA au niveau de la cellule, les énergies sont 205 pJ et 223 pJ respectivement.

En dépit d'un pas plus grand, la cartographie en mode TPA montre une résolution plus grande que celle en mode SPA. En effet, on peut distinguer deux taches sensibles distinctes pratiquement pour chacun des points sensibles révélés par la cartographie SPA. Comme nous l'avons déjà vu, cette amélioration de la résolution peut être expliquée par deux caractéristiques nonlinéaires. Premièrement, la dépendance quadratique du taux de génération TPA en fonction de l'intensité améliore la résolution d'un facteur $\sqrt{2}$ par rapport à celle de la technique SPA, (partiellement compensée par la longueur d'onde plus grande dans le cas TPA). Deuxièmement, le faisceau TPA génère beaucoup moins de charges en dehors du plan focal que le faisceau SPA. En d'autres termes, le faisceau SPA génère plus de charges autour du nœud sensible, leur diffusion vers ce nœud pourrait expliquer les taches sensibles plus grandes. Néanmoins, les taches dans la cartographie TPA n'ont pas une bonne visibilité, les taches sensibles de la 4^{ème} colonne sont à peine observables. L'extrême sensibilité à l'énergie de la technique TPA peut être responsable de cela, surtout quand l'énergie est faible. De plus, des variations de la qualité de la face arrière ou de l'épaisseur du substrat, ou une légère inclinaison du DUT par rapport au plan de focalisation pourrait facilement produire une telle déformation de la cartographie.

IV.4.3.2 Volume sensible de SEL dans le silicium en fonction de l'énergie

Compte tenu des scans bidimensionnels présentés dans le sous-chapitre précédent, nous avons choisi un point sensible et mesuré le seuil d'énergie laser requis

pour déclencher un SEL tout en changeant la position de l'objectif de microscope suivant Z. Le résultat présenté dans la figure IV-4-7a est un profil de la sensibilité au SEL (SPA et TPA) en fonction de la position de focalisation. L'origine de l'axe de profondeur correspond une focalisation du faisceau laser sur la face arrière du DUT.

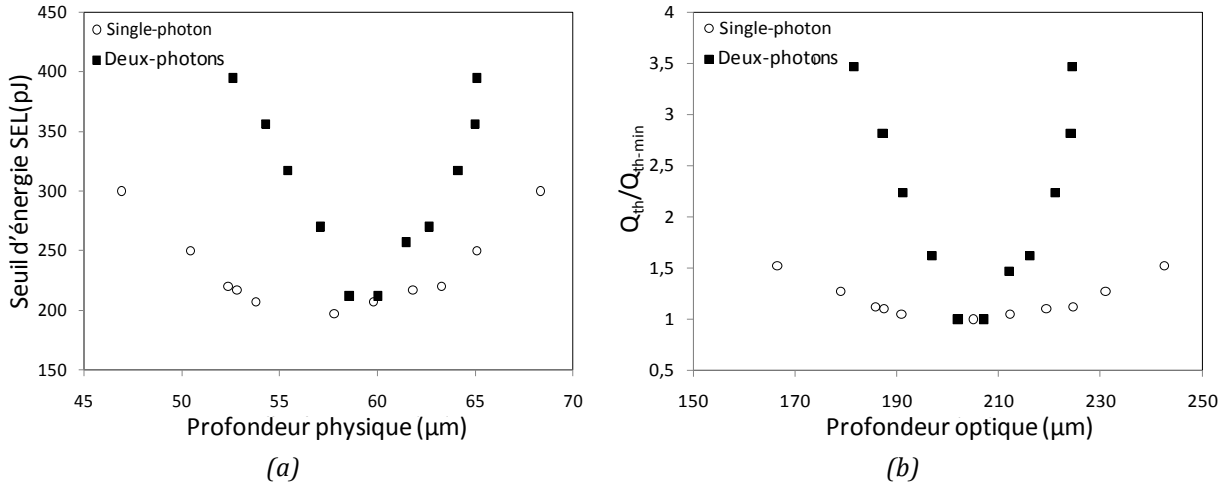


Figure IV-4-7 : (a) Les profils du seuil SEL en fonction du déplacement de l'objectif avec la technique SPA et TPA; (b) les profils du seuil SEL normalisé.

Ces profils indiquent qu'il y a une focalisation optimale pour lequel le seuil est minimal et que ce seuil augmente à mesure que nous nous éloignons de la mise au point optimale. Pour la courbe SPA, l'énergie seuil minimale est répartie sur une plus grande étendue en Z autour de la focalisation optimale. Pour la courbe TPA, la charge déposée dans la couche sensible diminue lorsque le faisceau quitte la focalisation optimale car la zone de génération des charges est confinée autour du point focal.

Dans la figure IV-4-7a, on observe un décalage horizontal entre les deux séries de résultats. Ceci peut être expliqué par la différence de longueur d'onde du laser entre 1064nm (SPA) et 1300nm (TPA). La différence d'indices de réfraction conduit à une focalisation du faisceau plus courte pour la longueur d'onde TPA, ce qui nécessite un plus grand déplacement de l'objectif (ou du DUT) pour atteindre la même profondeur. De plus, comme nous avons à prendre en compte la conversion quadratique de l'énergie dans le cas de la génération de charges par TPA, il est plus pertinent de tracer le seuil de création de charges basé sur les proportionnalités $Q_{TPA} \propto \beta \times E_{th}^2$ et $Q_{SPA} \propto \alpha \times E_{th}$, avec E_{th} l'énergie de seuil, α et β les coefficients d'absorption à un photon et à deux photons respectivement. Les courbes corrigées en considérant la différence d'indice de réfraction et de la dépendance en énergie du nombre des charges injectés pour les cas SPA et TPA, sont présentés en figure IV-4-7b. On peut remarquer que, par rapport à la

figure IV-4-7a, le décalage horizontal entre les deux courbes a disparu et que la résolution TPA est améliorée.

Les deux courbes présentées en figure IV-4-7b sont dissymétriques, notamment la courbe correspondant à la technique TPA. Cette dissymétrie peut être expliquée par la réflexion du faisceau sur les couches métalliques. Cet effet devrait être moins efficace pour la technique TPA que pour la technique SPA, puisque le mécanisme TPA est beaucoup plus sensible aux distorsions du front d'onde du faisceau induit par la réflexion sur une interface irrégulière. Cependant, il contribue probablement à la génération de porteurs. Comme nous l'avons déjà vu, dans la figure IV-4-7b, la moitié gauche de l'axe correspond à un faisceau focalisé dans le substrat de silicium, tandis que la moitié droite correspond à une focalisation dans les couches métalliques. Considérant que le DUT est un dispositif CMOS en technologie 90nm, nous pouvons raisonnablement supposer que la charge de seuil minimum est obtenue lorsque le point focal du laser est centré dans la couche active. En effet, dans une telle technologie, la couche sensible doit être enterrée à une faible distance sous la face avant du circuit. Ainsi, on peut considérer que le minimum des courbes donne la position de la face avant du circuit. Le côté droit de la courbe de TPA est alors composé par deux contributions : la moitié arrière du spot TPA en forme de cigare (voir chapitre III) et les réflexions sur les couches métalliques. Cela pourrait expliquer que, sur le côté droit, le premier point après le minimum indique un seuil plus bas que sur le côté gauche, et que le seuil croit ensuite d'autant plus rapidement que la contribution inefficace de la réflexion devient prédominante.

IV.4.3.3 Réponse SEL aux différentes positions dans le SRAM

Nous avons également choisi un autre endroit dans la matrice de cellules pour effectuer un profil de la sensibilité SEL. Comme le profil obtenu avec la technique laser SPA n'est pas sensible à la profondeur de focalisation, seule la technique laser TPA a été utilisée. La position se trouve à quelques centaines de micromètre de celle où nous avons fait le premier profil. La configuration expérimentale reste identique. Les résultats de deux expérimentations sont présentés dans la figure IV-4-8, la "Position 1" et la "Position 2" représentent les profils de la 1ère et 2^{ème} expérimentation respectivement. Dans la figure IV-4-8, nous observons que les profondeurs optimales des deux expérimentations sont différentes. Il y a un décalage d'environ 75µm. Ce décalage peut être causé par une inhomogénéité de l'épaisseur du substrat, et/ou une inclinaison du

plan du DUT. Les différents niveaux d'énergie indiquent que les deux positions ont une sensibilité différente vis-à-vis du SEL.

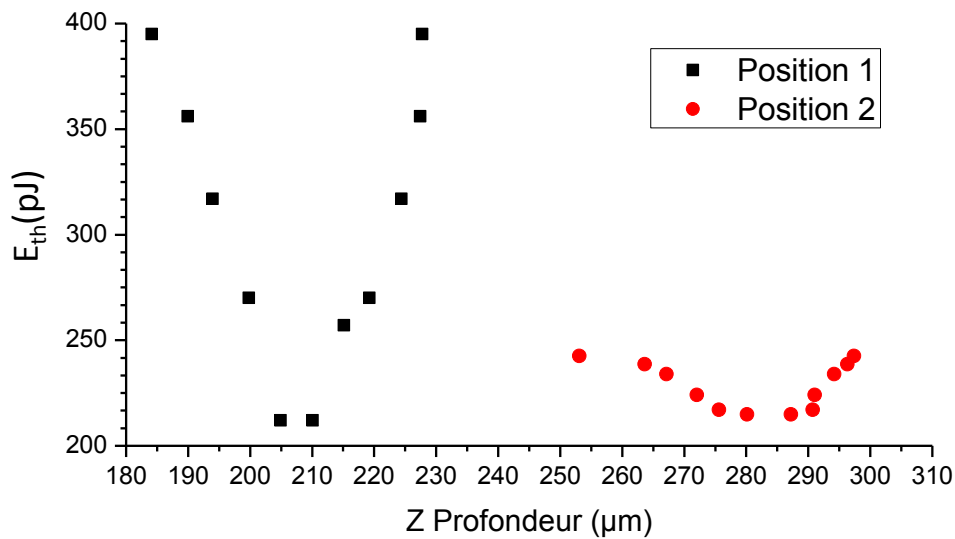


Figure IV-4-8 : comparaison des deux expérimentations du profil de la sensibilité SEL sur différents points dans le réseau de cellule de DUT.

Pour mieux comparer les deux profils, nous avons mis les profondeurs optimales de deux résultats à zéro et converti l'énergie du laser aux charges générées par rapport à la charge minimale. La figure IV-4-9 illustre la comparaison des deux résultats ainsi normalisés. L'axe X représente la distance de focalisation par rapport à la profondeur optimale, l'axe Y représente le seuil de charges générées pour déclencher le SEL divisé par le seuil minimal.

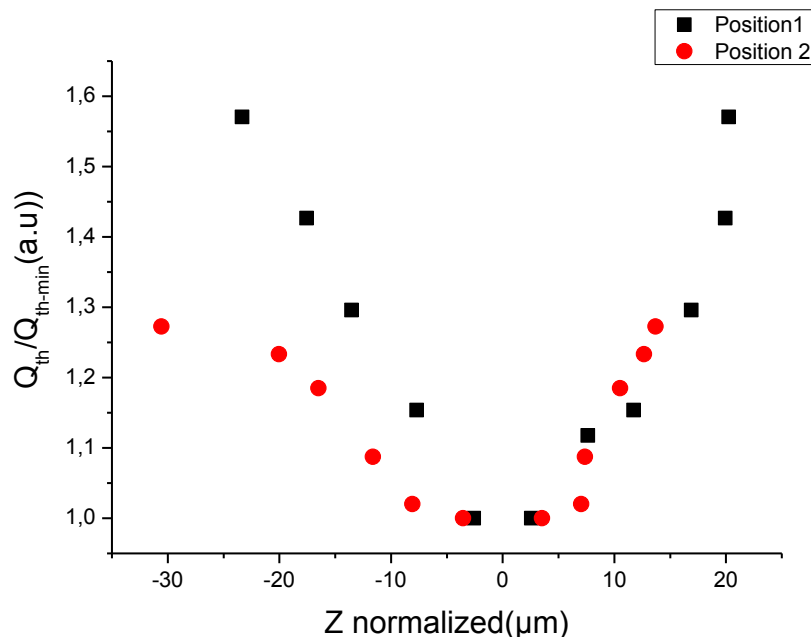


Figure IV-4-9 : deux profils de sensibilité SEL normalisé en fonction de la focalisation optimale.

En comparant les deux courbes normalisées, nous avons observé que le côté gauche des courbes indique que la "Position 2" a un volume sensible plus large. Ce qui signifie que c'est une zone plus sensible à la quantité de charges injectées. Ainsi, l'énergie de seuil SEL à cette position est inférieure à celui de la "Position 1". Le côté droit des deux courbes a une tendance d'évolution similaire. Ce qui signifie que la contribution inefficace de la réflexion sur les couches métalliques a la même influence sur la quantité de charges injectées. Cette deuxième courbe de test conforte notre explication de la dissymétrie du profil.

IV.4.3.4 Discussion des situations qui influencent l'expérimentation

a) Corrélation de la puissance laser

Pendant les expérimentations, nous ne pouvons pas mesurer directement l'énergie du laser après l'objectif, mais nous pouvons surveiller la variation d'énergie en utilisant un mesureur de puissance installé au milieu du chemin optique. Donc une calibration est nécessaire avant de commencer l'expérimentation. Nous avons noté que certains mesureurs de puissance ont une réponse nonlinéaire en fonction de l'énergie entrant dans l'objectif. La figure IV-4-10 montre que l'énergie transmise par l'objectif, mesurée avec le mesureur de puissance, n'augmente pas linéairement en fonction de l'énergie entrant dans l'objectif. Quand la puissance en entrée d'objectif dépasse 100 μ W (équivalent à environ 2,5nJ), le taux de transmission augmente plus rapide. Si nous ne considérons pas cette dépendance particulière, une sous-estimation de la transmission peut avoir des conséquences catastrophiques, telle qu'une modification structurelle du cristal du silicium provoquant une modification permanente du comportement du circuit.

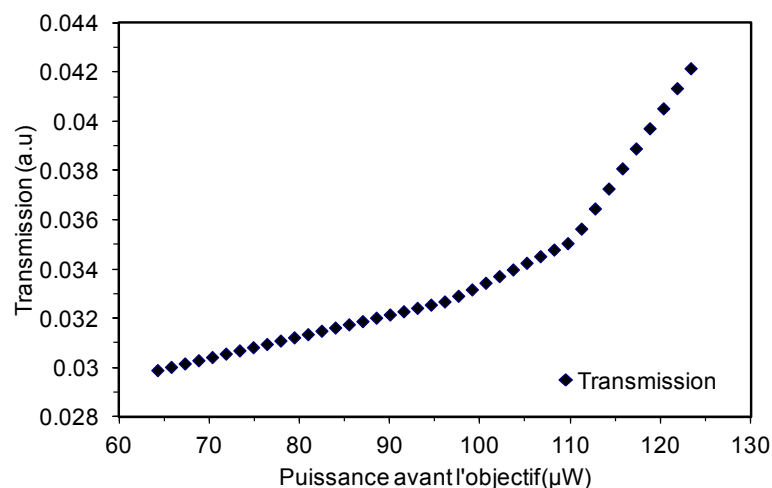


Figure IV-4-10 : la transmission après l'objectif en fonction d'énergie d'impulsion laser TPA.

b) Offset du courant de fonctionnalité du circuit

Si un SEL se maintient trop longtemps avant qu'on coupe l'impulsion laser ou que l'on réinitialise l'alimentation, le composant peut subir un dommage permanent. Cette zone joue un rôle de résistance et augmente le courant nominal de fonctionnement du circuit. Cela diminue la différence entre ce courant et le courant dû au SEL. Ce phénomène peut être causé par plusieurs situations, telles qu'un problème de calibration de l'énergie laser, l'instabilité de la source laser, ou une fausse manipulation.

IV.5 Conclusion

Les expérimentations sur le registre à décalage nous ont permis d'étudier la propagation optique nonlinéaire dans le silicium, pour mieux utiliser la taille axiale du spot laser TPA mesuré dans le chapitre III, pour réaliser l'estimation de la profondeur de collection des charges du dispositif. Enfin, la capacité d'injection de faute du laser en mode TPA a été étudiée en fonction de la profondeur de focalisation et de l'énergie des impulsions. Les résultats fournissent des informations essentielles pour la quantification de résolutions latérale et axiale du laser en mode TPA pour le test de circuits intégrés. L'effet Kerr et l'effet plasma sont les deux effets principaux qui influencent le déplacement du point focal et donc la capacité d'injection de faute.

Ensuite, nous avons appliqué la technique TPA pour étudier l'effet SEL sur une SRAM de technologie plus avancée (90nm). Cette application est aussi comparée avec la technique SPA. La technique TPA a montré ses avantages pour l'analyse de défaillance optique, et aussi démontré ses capacités pour l'étude des événements singuliers. Néanmoins, cette technique démontre une extrême sensibilité pour les circuits innovants. Plusieurs précautions, telles qu'un contrôle d'énergie précis, le traitement prudent du polissage de la face arrière d'échantillon et le comportement nonlinéaire des instruments de mesure, devraient être prises en compte avant d'effectuer les tests.

CONCLUSION ET PERSPECTIVE

Ce travail de thèse a consisté à la caractérisation de la technique d'analyse optique de la stimulation photoélectrique laser impulsionnelle à base de l'absorption à deux-photons et le développement des nouvelles méthodes de tests en utilisant les caractéristiques uniques de cette technique.

Le contexte scientifique de notre étude a été présenté dans le premier chapitre. L'état de l'art des différentes techniques d'analyse de défaillance optique, a illustré les potentialités de la technique TPA pour l'analyse des circuits intégrés sub-micrométriques. Pour le processus TPA la dépendance quadratique de l'intensité d'illumination incidente apporte un sensible amélioration de la résolution latérale, permet une transmission plus importante à travers le substrat et crée un volume d'injection des porteurs localisé dans la couche active. Cette caractéristique unique de la résolution axiale est prometteuse pour la mise en œuvre de nouvelles applications pour l'analyse de défaillance. Deux techniques TPA déjà explorées dont TOBIC et 2pLADA ont été résumées. Compte tenu de l'importance de la résolution spatiale, nous avons abordé les nouvelles techniques d'amélioration de résolutions optiques transposables à la technique TPA telles que la SIL, le filtre annulaire et la polarisation radiale.

Malgré les potentielles améliorations de la technique TPA, sa difficulté de mise en œuvre ainsi que son comportement non-linéaire rend les résultats difficiles à interpréter. Une modélisation de l'interaction du laser impulsionnel avec le silicium est essentielle pour nous aider à mieux comprendre ces phénomènes nonlinéaires. Dans le chapitre II, nous avons étudié les propriétés optiques et physiques du silicium. Ensuite, nous avons présenté une description précise de la nonlinéarité optique du silicium en introduisant la dépendance de la polarisation diélectrique d'un système matériel en fonction du champ électrique de l'onde appliquée. Ce type d'interaction onde-matière peut s'écrire comme un système électromagnétique.

Pour autant que nous sachions, la méthode FDTD basée sur des simulations numériques à éléments finis est le meilleur choix pour décrire une interaction électromagnétique d'un matériau. Elle a été présentée et puis introduite pour résoudre des équations différentielles de Maxwell directement dans le domaine temporel sur des grilles ou des réseaux spatiaux. Un logiciel commercial « Rsoft » développé à base de la méthode FDTD est choisi pour effectuer notre modélisation. Les modélisations réalisées par Rsoft n'ont pas donné un résultat exploitable, en raison notamment de problème de définitions de plusieurs conditions limites de l'environnement de simulation. Cette méthode demande une condition de simulation rigoureuse pour acquérir un résultat précis. Elle reste toutefois à ce jour la meilleure solution pour la description d'un système électromagnétique car actuellement, aucun logiciel commercial dans le marché ne peut satisfaire sa demande. Dans le cadre de cette thèse, compte tenu des limitations rencontrées, il nous a donc fallu trouver une autre méthode pour étudier l'interaction du laser avec silicium.

Dans le chapitre III, nous avons développé une nouvelle méthode alternative pour étudier l'interaction du laser impulsif avec le silicium et mesurer la taille du spot tridimensionnelle du faisceau laser TPA à base d'une technique classique appelée « Knife-Edge ». Pour obtenir une mesure tridimensionnelle, quelques améliorations de la technique ont été effectuées. Les résultats sont retraités pour prendre en compte le régime non-linéaire avant d'effectuer la mesure de taille du spot :

- la dépendance quadratique du taux de génération en fonction de l'intensité optique est considérée;
- le bruit intrinsèque de l'expérimentation est éliminé;
- le décalage entre signal Knife-Edge et la position axiale correspondant est pris en compte;
- l'influence de la diffusion des charges dans le silicium sur la mesure est démontrée comme négligeable.

En étudiant l'évolution de la taille du spot en fonction de l'énergie, nous avons constaté que la taille latérale du spot est peu influencée par l'énergie du laser. A contrario, l'extension axiale de la taille du spot en fonction de l'énergie du laser est observée sans aucun doute. Le phénomène de dissymétrie latérale de la distribution d'intensité de la région focale est aussi analysé et interprété à l'aide d'une simulation de

notre expérimentation. Enfin un scan Knife-Edge en 3D avec une source laser réglée pour favoriser le régime linéaire est effectué, cela afin de comparer les caractéristiques photoélectriques des régimes linéaire et non-linéaire et démontrer les avantages apportés par les techniques non-linéaires de type TPA

La validation de la caractérisation de la technique TPA a été opérée grâce à différentes études de cas menées avec succès et présentées dans le chapitre IV. Ces études de cas ont permis d'illustrer les potentialités, les limitations et les avantages de la technique TPA. Dans un premier temps, une étude expérimentale sur un registre à décalage a permis d'étudier la propagation nonlinéaire d'un laser dans le substrat et a mis en évidence l'amélioration de la résolutions latérale et axiale du laser TPA pour le test de circuits intégrés. Ensuite, nous avons appliqué la technique TPA pour étudier l'effet SEL sur un SRAM qui porte une technologie plus avancée (90nm). Pour cette étude de cas une analyse comparative avec la technique SPA est menée. La technique TPA a démontré ses potentialités pour l'étude des phénomènes d'événement singulier. La sensibilité de la technique a été discutée ainsi que les précautions expérimentales qui doivent être prises en compte avant d'effectuer les tests.

Le nombre d'études de cas de type TPA menées dans le cadre de cette thèse reste bien sûr insuffisant pour valider la méthodologie de test de façon définitive. Les techniques d'amélioration de la résolution optique que nous avons développées amènent non seulement une haute qualité de résolution spatiale, mais aussi une sensibilité considérable de l'énergie du laser et de l'environnement d'expérimental. L'étape de modélisation doit être confortée afin de mieux interpréter les résultats obtenus. Il est donc nécessaire de poursuivre ce type d'études pour rendre cette technique opérationnelle en environnement industriel dès que des sources laser commerciales compactes et économiques permettant de générer des effet non linéaires dans le silicium seront disponibles sur le marché et intégrables dans les systèmes à balayages laser conventionnels.

ANNEXE

Annexe 1 : fichier de commande Scilab pour la modélisation de « Knife-Edge »

```
stacksize('max');
function [KE, Diff_smooth, FWHM]=Gauss_beam() //Parameter need : x,y,z step; P - power at focus;shift - lateral
focus shift in the monitor window;d - distance from knife and photodiode.
//Constants Definition
labels=["x step";"y step";"z step";"Power";"lateral Shift";"axial shift"];
[ok,x_step,y_step,z_step,P,shift,d]=getvalue("define",labels,list("vec",1,"vec",1,"vec",1,"vec",1,"vec",1,"vec",1),["";"
";"";"";"";"";""])
hb = 1.054571628e-34 //Constant planck : J.s
c = 2.99792458e14 //Light speed : um/s
lambda = 1.064 //wavelength : um
omega = 2*%pi*c/lambda //Angular frequency : 1/s
Alpha = 1.2e-3 //Linear absorption Coeff at 1300nm wavelength : 1/um
Beta = 2e-5 //Non-linear absorption Coeff at 1300nm wavelength : um/W
n0 = 1.53 //Refractive index in SiO2
n1 = 3.596 //Refractive index in Si
n2 = 7e-6 //Kerr coefficient um^2/W
//GUI parameters
global margin_x;
global margin_y;

global padding_x;
global padding_y;

global frame_w;
global frame_h;

global plot_w;
global plot_h;

// Parameters
//
=====

frame_w = 250; // Frame width
frame_h = 550; // Frame height

plot_w = 600; // Plot width
plot_h = frame_h; // Plot height

margin_x = 15; // Horizontal margin between each elements
margin_y = 15; // Vertical margin between each elements

padding_x = 10; // Horizontal padding between each elements
padding_y = 10; // Vertical padding between each elements

button_w = 100; // Button width
button_h = 30; // Button height

defaultfont = "arial"; // Default Font
subframe_font_size = 12; // Title font size (Rotation angle, Colormap, ...)
text_font_size = 11; // Text font size
```

```

// Figure creation
//
=====

axes_w = 3*margin_x + frame_w + plot_w; // axes width
axes_h = 2*margin_y + frame_h; // axes height (100 => toolbar height)

demo_plot3d = scf(100001);

// Remove Scilab graphics menus & toolbar

delmenu(demo_plot3d.figure_id, gettext("&File"));
delmenu(demo_plot3d.figure_id, gettext("&Tools"));
delmenu(demo_plot3d.figure_id, gettext("&Edit"));
delmenu(demo_plot3d.figure_id, gettext("&?"));
toolbar(demo_plot3d.figure_id, "off");

demo_plot3d.background = -2;
demo_plot3d.color_map = jetcolormap(128);
demo_plot3d.figure_position = [0 0];
demo_plot3d.figure_name = gettext("Control Plot3d");

// New menu

h = uimenu( "parent", demo_plot3d, ..
    "label", gettext("File"));

uimenu( "parent", h, ..
    "label", gettext("Close"), ..
    "callback", "demo_plot3d=get_figure_handle(100001);delete(demo_plot3d);", ..
    "tag", "close_menu");

sleep(500);
demo_plot3d.axes_size = [axes_w axes_h];

//Variable definition
w0 = 1.2 //Beam waist unit :  $\mu\text{m}$ 
zR = %pi*w0^2/lambda //Rayleigh range
I0 = 2*P/(%pi*w0^2) //Irradiance unit :  $\text{W}/\mu\text{m}^2$ 
nx = 10/x_step+1;ny = 10/y_step+1;nz = 30/z_step+1
//Gaussian beam construction
x = linspace(-5 + shift,5 + shift,nx);
y = linspace(-5,5,ny);
z = linspace(-15,15,nz);
[X,Y,Z]=ndgrid(x,y,z)
deff('G=f(x,y,z)', 'G=I0*((1+((z - d)/zR).^2).^-1).*exp(-(((x.^2).*(1+(z/zR).^2).^-1)/(2*w0)+(((y.^2).*(1+(z/zR).^2).^-1)/(2*w0))))')
Gauss=f(X,Y,Z);

//Z FWHM of Gaussian beam
FWHM = zeros(nx,nz);
for i = 1 : nz
    for j = 1 : nx
        FWHM(j,i)=Gauss(j,(ny-1)/2,i);
    end
end

Max = zeros(1,nz);
for i = 1 : nz
    Max(i) = max(FWHM(:,i));
end
xleft_count = zeros(1,nz)
waist_count = zeros(1,nz)
xright_count = zeros(1,nz)
for i = 1 : nz
    for j = 1 : nx-1
        if (FWHM(j,i) <= (Max(i)/500))

```

```

if FWHM(j+1,i) - FWHM(j,i)>0
    xleft_count(i) = xleft_count(i) + 1
    xright_count(i) = xright_count(i)
else
    xleft_count(i) = xleft_count(i)
    xright_count(i) = xright_count(i) + 1
end
elseif FWHM(j,i) >= (Max(i)/500)
    waist_count(i) = waist_count(i) + 1
else
    xright_count(i) = xright_count(i)
end
end
end
//Carrier generation
Lgene = Alpha/(hb*omega) //Linear carrier generation rate
Ngene = Beta/(2*hb*omega) //Nonlinear carrier generation rate
GenerationSurface = zeros(nx,ny,nz)

for i = 1 : nz
    I = Gauss(:, :, i)
    //I1 = I - Beta*(I.^2)
    //I2 = I1 - Beta*(I1.^2)
    //I3 = I2 - Beta*(I2.^2)
    GenerationSurface(:, :, i) = Ngene*(I.^2) + Lgene*I //+ Ngene*(I1.^2) + Ngene*(I2.^2) + Ngene*(I3.^2)
end

//KE function
KE = zeros(nx,nz);
KE_norm = zeros(nx,nz);
KE_smooth = zeros(nx,nz);
SUM = zeros(nx,nz);
cmap = jetcolormap(32);
//f0=scf(0);f1=scf(1);f2=scf(2);f3=scf(3);f4=scf(4);
for i = 1 : nz
    for j = 1 : nx
        SUM(j,i) = sum(GenerationSurface(j, :, i));
        KE(j,i) = sum(SUM(:, i));
    end
end
dd = d/(30/(nz-1))
for i = 1 : dd
    for j = 1 : nx
        KE_norm(j,i) = KE(j,i)
    end
end
for i = dd + 1 : nz - dd
    waist = waist_count(i + dd)
    n = nx/waist
    x_left = xleft_count(i + dd)
    x_right = xright_count(i + dd)
    for j = 1 : x_left
        KE_norm(j,i) = 0
    end
    for j = (x_left + 1) : (x_left + waist - 1)
        N = int((j - x_left)*n)
        //KE_norm(j,i) = (KE(N+1,i)-KE(N,i))*n
        KE_norm(j,i) = KE(N,i)+(KE(N+1,i)-KE(N,i))*(n-int(n))
    end
    for j = x_left + waist : nx
        KE_norm(j,i) = KE(nx,i)
    end
end
k = (KE_norm(:, i))';
x = 1 : nx;
xi = smooth([x;k],25);
//pause
yi = interpln(xi, 1 : nx)

```

```

KE_smooth(:,i) = yi'
X = 0 : 10/(nx-1) : 10;
subplot(221);
plot(X,KE_norm(:,i))
end
for i = nz - dd + 1 : nz
    for j = 1 : nx
        KE_norm(j,i) = KE(j,i)
    end
end
subplot(222)
xset('colormap',cmap)
x = 0 : 10/(nx-1) : 10;
z = -15 : 30/(nz-1) : 15
grayplot(x,z,KE_norm)
//xset('colormap',cmap)
//grayplot(x,z,FWHM)
//Differentiate function
Diff = zeros(nx,nz);
Diff_smooth = zeros(nx,nz);
for i = 1 : nz
    for j = 2 : nx
        Diff(j-1,i) = KE_smooth(j,i) - KE_smooth(j-1,i)
    end
    d = Diff(:,i)'
    x = 1 : nx
    xi = smooth([x;d],25);
    yi = interpn(xi,1 : nx)
    Diff_smooth(:,i) = yi'
    //pause
    X = 0 : 10/(nx-1) : 10;
    subplot(223)
    plot(X,Diff_smooth(:,i))
end
subplot(224)
xset('colormap',cmap)
x = 0 : 10/(nx-1) : 10;
z = -15 : 30/(nz-1) : 15
grayplot(x,z,Diff_smooth)
endfunction

```

REFERENCES

- [Arn71] J. A. Arnaud, W. M. Hubbard, G. D. Mandeville, B. de la Clavière, E. A. Franke, J. M. Franke, "Technique for Fast Measurement of Gaussian Laser Beam Parameters", *Applied Optics* 10 (1971) : p2275 - 2276.
- [Bel08] Kevin D. Belfield, Sheng Yao, Mykhailo V. Bondar, "Two-photon Absorbing Photonic Materials : From Fundamentals to Applications", *Adv. Polym. Sci.* 213 (2008) : p97 - 156.
- [Bev06] M. R. Beversluis, L. Novotny, and S. J. Stranick, "Programmable vector point-spread function", *Opt. Express* 14 (2006) : p2650 - 2656.
- [Bez09] F. Bezerra, E. Lorfevre, R. Ecoffet, D. Falguere, P. Bourdoux, "CARMEN/MEX – First Set of In-Flight Data", *9th ESA/ESTEC. Villigen, Switzerland, (2009)*.
- [Bin75] D. Binder, E.C. Smith, A.B. Holma, "Satellite anomalies from galactic cosmic rays", *IEEE Trans. Nuclear Science NS-22*, n° 6 (1975) : p2675 - 2680.
- [Bla01] C. M. Blanca, J. Bewersdorf, and S. W. Hell, "Single sharp spot in fluorescence microscopy of two opposing lenses", *Appl. Phys. Lett.* 79 (2001) : p2321.
- [Boy03] Robert W. Boyd, « Nonlinear Optics », San Diego, CA, USA : Academic Press, 2003.
- [Bri07] Alan D. Bristow, et al. "Two-photon absorption and Kerr coefficients of silicon for 850–2200nm", *Appl Phys Letters* 90 (2007) : p191104.
- [Bru03] M. R. Bruce, V. J. Bruce, D. H. Eppes, J. Wilcox, E. I. Cole, P. Tangyunyong, C. F. Hawkins, R. Ring, "Soft defect localization (SDL) in integrated circuits using laser scanning microscopy", *Lasers and Electro-Optics Society. The 16th Annual Meeting of the IEEE (2003)*. p662 - 663.
- [Coh84] Donald K. Cohen, Blake Little, Frank S. Luecke, "Techniques for measuring 1- μ m diam Gaussian beams", *J. Appl. Optics* 23 (1984) : p637 - 340.
- [Col94] E.I. Cole, J.M. Soden, J.L. Rife, D.L. Barton, C.L. Henderson, "Novel Failure Analysis Techniques Using Photon Probing With a Scanning Optical Microscope", *IEEE Proceeding of the 32nd International Reliability Physics Symposium. San Jose, California, USA, (1994)*. p388 - 398.
- [Col95] El Cole Jr et al. « Light-induced voltage alteration for integrated circuit analysis » US. Brevet 5430305. 4 Jul. 1995.

- [Col99] E.I. Cole, P. Tangyunong, D.A. Benson and D.L. Barton, "TIVA and SEI Developments for enhanced front and backside interconnection failure analysis", *Microelectronics reliability* 39 (1999) : p991 - 996.
- [Dar02] Vincent R. Daria, Jelda J. Miranda, Caesar Saloma, "High-Contrast Images of Semiconductor Sites Via One-Photon Optical Beam-Induced Current Imaging and Confocal Reflectance Microscopy", *Applied Optics* 41 (2002) : p4157 - 4161.
- [Dar03] F. DARRACQ, « CARACTERISATION A L'AIDE D'UN LASER IMPULSIONNEL DE LA SENSIBILITE DES CIRCUITS INTEGRES AUX EFFETS SINGULIERS. METHODOLOGIE DE TRI PRELIMINAIRE DES COMPOSANTS SRAM COMMERCIAUX » Thesis, 2003.
- [Den90] W. Denk, J. H. Strickler, and W. W. Webb, "Two-photon laser scanning fluorescence microscopy", *Science* 248 (1990) : p73 - 76.
- [Des04] R. Desplats, G. Faggion, M. Remmach, F. Beaudoin, P. Perdu, D. Lewis, "Time Resolved Photon Emission Processing Flow for IC Analysis", *Microelectronics and reliability* 44 (2004) : p1655 - 1662.
- [Des93] R. DeSalvo, M. Sheik-Bahae, A. A. Said, D. J. Hagan, E. W. Van, "Z-scan measurements of the anisotropy of nonlinear refraction and absorption in crystals", *Opt. Lett.* 18 (1993) : p194 - 196.
- [Din03] M. Dinu F. Quochi and H. Garcia, "Third-order nonlinearities in silicon at telecom wavelengths", *Appl. Phys. Letters*. 82 (2003) : p2954.
- [Dor00] R.Dorn, S.Quabis, M.Eberler, O.Glockl, G.Leuchs, "Focusing light to a tighter spot", *Optical communications* 179 (2000) : p1 - 7.
- [Dor03] R. Dorn, S. Quabis, and G.Leuchs, "Sharper Focus for a Radially Polarized Light Beam", *Phys. Rev. Lett.* 91 (2003) : p233901.
- [Dou07] A. Douin, V. Pouget, D. Lewis, P. Fouillat, P. Perdu, "Picosecond Timing Analysis in Integrated Circuits with Pulsed Laser Stimulation", *Reliability physics symposium proceedings. 45th annual. IEEE 2007. international. 2007.*
- [Dou08] A. Douin, « CONTRIBUTION A LA MODÉLISATION ET AU DÉVELOPPEMENT DE TECHNIQUES DE TEST ET D'ANALYSE DYNAMIQUES DE CIRCUITS INTÉGRÉS PAR FAISCEAU LASER PULSÉ », Thesis, 2008.
- [Dru00] Paul Drude, "Zur Elektronentheorie der Metalle", *Annalen der Physik* 306 (1900) : p566 - 613.
- [Eus05] Tijmen G. Euser and Willem L. Vos, "Spatial homogeneity of optically switched semiconductor photonic crystals and of bulk semiconductors", *Journal of Applied Physics* 97 (2005) : p043102.
- [Fal01] R. A. Falk, "Advanced LIVA/TIVA Techniques", *IEEE Proceedings of 27th International Symposium for Testing and Failure Analysis. Santa Clara, California, USA, 2001.* p59 - 65.

- [Fir77] A. H. Firester, M. E. Heller, P. Sheng, "Knife-edge scanning measurements of subwavelength focused light beams", *J. Appl. Optics* 16 (1977) : p1971 - 1974.
- [Fra52] G. Toraldo Di Francia, "Super gain antennas and optical resolving power", *Nuovo Cimento Suppl.* 9 (1952) : p426 - 435.
- [Fra61] P. A. Franken, A. E. Hill, C. W. Peters, G. Weinreich, "Generation of Optical Harmonics", *Phys. Rev. Lett.* 7 (1961) : p118 - 119.
- [Goo92] P. M. Goorjian, A. Taflove, R. M. Joseph, S. C. Hagness, "Computational modeling of femtosecond optical solitons from Maxwell's equations", *J. Quantum Electronics IEEE* 28 (1992) : p2416 - 2422.
- [Gra05] Graham Png, T. Reed and C.E. Jason, "Silicon optical modulators", *Materials Today* 8 (2005) : p40 - 50.
- [Hel95] S. W. Hell, P. E. Hänninen, A. Kuusisto and M. Schrader, "Annular ouverture two-photon excitation microscopy", *Optics Communications* 117 (1995) : p20 - 24.
- [Ipp01] S. B. Ippolito, B. B. Goldberg and M. S. Ünlü, "High spatial resolution subsurface microscopy", *Appl. Phys. Lett.* (2001) : p4071.
- [ITR10] ITRS. 2010 Update Overview, [http : //www.itrs.net/](http://www.itrs.net/).
- [Jel83] G. E. Jellison Jr, F. A. Modine, "Optical functions of silicon between 1.7 and 4.7 eV at elevated temperatures", *Phys. Rev. B* 27 (1983) : p7466 - 7472.
- [Kel62] J. B. Keller, "Geometrical theory of diffraction", *J. Optical Society of America* 52 (1962) : p116 - 130.
- [Kog66] H. Kogelnik, T. Li, "Laser beams and resonators", *Appl. Opt* 5 (1966) : p1550.
- [Kou74] R. G. Kouyumjian, P. H. Pathak, "A uniform geometrical theory of diffraction for an edge in a perfectly conducting surface", *Proc. IEEE* 62 (1974) : p1448 - 1461.
- [Kow99] Manuel Martinez-Corral, Pedro Andres, Carlos J. Zapata-Rodriguez and Marek Kowalczyk, "Three-dimensional superresolution by annular binary filters", *Optics Communications* 165 (1999) : p267 - 278.
- [Lad09] R. L. Ladbury, et al, "TPA Laser and Heavy-Ion SEE Testing : Complementary Techniques for SDRAM Single-Event Evaluation", *IEEE Transactions on Nuclear Science* 56, n° 6 (2009) : p3334 - 3340.
- [Lau10] W. S. Lau et al. "Effects of switching from <110> to <100> channel orientation and tensile stress on n-channel and p-channel metal-oxide-semiconductor transistors", *Solid-State Electronics* 54 (2010) : p461 - 474.
- [Ler08] Gilad M. Lerman, U. Levy, "Effect of radial polarization and apodization on spot size under tight focusing conditions", *Optics Express* 16 (2008) : p4567 - 4581.

- [Lim11] M. Lim, Kenneth, Gary C. F. Lee, Colin J. R. Sheppard, Jacob C. H. Phang, Chee Leong Wong and Xudong Chen, "Effect of polarization on a solid immersion lens of arbitrary thickness", *J. Opt. Soc. Am.* 28 (2011) : p903 - 911.
- [Mai60] T. H. Maiman, "Stimulated Optical Radiation in Ruby", *Nature* 187 (1960) : p493 - 494.
- [Mar03] M. Martínez-Corral, C. Ibáñez-López and G. Saavedra, "Axial gain resolution in optical sectioning fluorescence microscopy by shaded-ring filters", *Optics Express* 11 (2003) : p1740 - 1745.
- [May79] T. C. May, M. H. Woods, "Alpha-particle-induced soft errors in dynamic memories", *IEEE Trans. Electron Devices* ED-26, n° 1 (1979) : p2 - 9.
- [Mcm04] D. McMorow, S. Buchner, W. T. Lotshaw, J. S. Melinger, M. Maher and M. W. Savage, "Demonstration of single-event effects induced by through-wafer two-photon absorption", *Nuclear Science, IEEE Transactions* 51 (2004) : 3553 - 3557.
- [Nik97] K. Nikawa, S. Inoue, "New Capabilities of OBIRCH Method for Fault Localization and Defect Detection", *Proceedings of Sixth Asian Test Symposium. Akita, Japan, 1997.* p214 - 219.
- [NRC96] National Research Council, « Large-scale structures in acoustics and electromagnetics » Washington, D.C : National Academy Press, 1996.
- [Ono92] Kouichi Ono, Tatsuo Oomori, Mutumi Tuda, Keisuke Namba, "Measurements of the Cl atom concentration in radio-frequency and microwave plasmas by two-photon laser-induced fluorescence : Relation to the etching of Si", *Journal of Vacuum Science & Technology A : Vacuum, Surfaces, and Films* 10 (1992) : p1071 - 1079.
- [Oron00] Ram Oron, Shmuel Blit, Nir Davidson, and Asher A. Friesem, "The formation of laser beams with pure azimuthal or radial polarization", *American Institute of Physics* 77 (2000) : p3322 - 3324.
- [Pie96] Robert F. Pierret, « Semiconductor Device Fundamentals », Addison-Wesley, 1996.
- [Pol02] S. Polonsky, A. Weger, M. McManus, "Picosecond imaging circuit analysis of leakage currents in CMOS circuits", *ISTFA 2002 : 28th International Symposium for Testing and Failure Analysis. hoenix, AZ, USA, 2002.* p387 - 390.
- [Pou00] V. Pouget, « SIMULATION EXPERIMENTALE PAR IMPULSIONS LASER ULTRA-COURTES DES EFFET DES RADIATIONS IONISATIONS SUR LES CIRCUITS INTEGRES », Thesis, 2000.
- [Ram03] E. Ramsay and D. T. Reid, "Investigation of the two-photon optical beam induced current effect in silicon integrated circuits", *Optics Communications* 221 (2003) : 4p27 - 433.

- [Ram07] E. Ramsay, K. A. Serrels, M. J. Thomson, A. J. Waddie, R. J. Warburton, M. R. Taghizadeh and D. T. Reid, "Three-dimensional nanometric sub-surface imaging of a silicon flip-chip using the two-photon optical beam induced current method", *Microelectronics Reliability* 47 (2007) : p1534 - 1538.
- [Ram28] C. V. Raman, K. S. Krishnan, "A New Type of Secondary Radiation", *Nature* 121 (1928) : p501.
- [Ree05] Graham T. Reed, C.E. Jason Png, "Silicon optical modulators", *Materials Today* 8 (2005) : p40 - 50.
- [Rer01] Michel Rérat, Wen-Dan Cheng, Ravindra Pandey, "First-principles calculations of nonlinear optical susceptibility of inorganic materials", *J. Phys. : Condens. Matter* 13 (2001) : p343 - 351.
- [Row03] Jeremy A. Rowlette, Travis M. Eiles, "Critical Timing Analysis in Microprocessors Using Near-IR Laser Assisted Device Alteration (LADA)", *International Test Conference. IEEE, Charlotte, NC, USA, (2003). p246.*
- [Sal91] Bahaa E. A. Saleh and Malvin Carl Teich, « Fundamentals of Photonics », John Wiley & Sons, 1991.
- [Sch06] Dieter K. Schroder, « Semiconductor material and device characterization », John Wiley and Sons, 2006.
- [Sch78] Dieter K. Schroder, R. Noel Thomas, John C. Swartz, "Free Carrier Absorption in Silicon", *IEEE J. SOLID-STATE CIRCUITS* 13 (1978) : p180 - 187.
- [Sch81] P. E. Schmidt, "Optical absorption in heavily doped silicon", *Phys. Rev. B*, 1981 : 23-10.
- [Ser09] K. A. Serrels, D. T. Reid, E. Ramsay, "70 nm resolution in subsurface optical imaging of silicon integrated-circuits using pupil-function engineering", *Appl. Phys. Lett* 94 (2009) : p073113.
- [Ser10] K. A. Serrels, D. T. Reid, T. R. Lundquist and P. Vedagarbha, "Two photon X-variation Mapping Based on a Diode Pumped Femtosecond laser", *ISTFA. Texas, USA : ASM International, 2010. p14 - 19.*
- [She90] M. Sheik-Bahae et al, "Sensitive measurement of optical nonlinearities using a single beam", *Quantum Electronics, IEEE Journal of*, 1990 : 26, p760 - 769.
- [Sol83] K. Soliman, D. K. Nichols, "Latchup in CMOS from heavy ions", *IEEE Trans. Nucl. Sci.* 30 (1983) : p4514 - 4519.
- [Son98] J. Song, W. C. Chew, "The Fast Illinois Solver Code : Requirements and scaling properties", *IEEE Computational Science & Engineering* 5 (1998) : p19 - 23.
- [Suz75] Yasuzi Suzaki and Atsushi Tachibana, "Measurement of the μm sized radius of Gaussian laser beam using the scanning knife-edge", *Appl. Optics* 14 (1975) : p2809 - 2810.

- [Sze68] S. M. Sze, J. C. Irvin, "Resistivity, mobility and impurity levels in GaAs, Ge, and Si at 300°K", *Solid-State Electronics* 11 (1968) : p599 - 602.
- [Sze91] S. M. Sze, « Physics of Semiconductor Devices » N.Y, USA : John Wiley and Sons, 1981.
- [Taf00] Allen Taflove, Susan C. Hagness. « Computational Electrodynamics : The Finite-Difference Time Domain method », Boston : ARTECH HOUSE INC., 2000.
- [Taf92] Peter M. Goorjian, Allen Taflove, "Direct time integration of Maxwell's equations in nonlinear dispersive media for propagation and scattering of femtosecond electromagnetic solitons", *Optics Letters* 17 (1992) : p180 - 182.
- [Tei08] Fernando L. Teixeira, "Time-Domain Finite-Difference and Finite-Element Methods for Maxwell Equations in Complex Media", *IEEE Transactions on Antennas and Propagation* 56 (2008) : p2150 - 2166.
- [Ter96] B. D. Terris, H. J. Mamin and D. Rugar, "Near-field optical data storage", *Appl. Phys. Lett.* 1996 : p141 - 143.
- [Tsa00] J. C. Tsang, J. A. Kash, D. P. Vallett, "Picosecond imaging circuit analysis", *IBM Journal of Research and Development* 44 (2000) : p583 - 603.
- [Vam08] A. Nickolas Vamivakas, Richard D. Younger, Bennett B. Goldberg, Anna K. Swan, M. Selim Ünlü, Ernest R. Behringer and Stephen B. Ippolito, "A case study for optics : The solid immersion microscope", *American J. Phys.* 76 (2008) : p758 - 768.
- [Wal03] E. P. Walker, Y. Zhang, A. Dvornik, P. Rentzepis, and S. Esener, "Two-photon volumetric optical disk storage systems experimental results and potentials", *Optics in Computing. Washington, D.C : OSA, 2003.*
- [Wal62] J. T. Wallmark, S.M. Marcus, "Minimum size and maximum packaging density of non-redundant semiconductor devices", *Proc. IRE* 50 (1962) : 286-298.
- [War65] J. F. Ward, "Calculation of Nonlinear Optical Susceptibilities Using Diagrammatic Perturbation Theory", *Rev. Mod. Phys.* 37 (1965) : 1-18.
- [Wil84] T. Wilson and C. Sheppard « Theory and Practice of Scanning Optical Microscopy » London : Academic Press, 1984.
- [Wil87] T. Wilson and E. M. McCabe, "Theory of optical beam induced current images of defects in semiconductors", *J. App. Phys.* 61 (1987) : p191 - 195.
- [Wil87] T. Wilson, E. M. McCabe, "Theory of optical beam induced current images of defects in semiconductors", *Journal of Applied Physics* 61 (1987) : p191 - 195.
- [Xia10] Congxin Xia, Harold N. Spector, "Nonlinear Franz-Keldysh effect : two-photon absorption in a semiconducting quantum well", *J. Opt. Soc. Am. B* 27 (2010) : p1571 - 1575.
- [Xu97] Chris Xu, Winfried Denk, "Two-photon optical beam induced current imaging through the backside of integrated circuits", *Appl. Phys. Lett.* 71 (1997) : p2578 - 2580.

- [Yan03] Min Yang et al, "Performance Dependence of CMOS on Silicon Substrate Orientation for Ultra thin Oxynitride and HfO₂ Gate Dielectrics", *IEEE Electron Device Letters* 24 (2003) : p339 - 341.
- [Yee66] K. S. Yee, "Numerical solution of initial boundary value problems involving Maxwell's equations in isotropic media", *IEEE Trans. Antennas and Propagation* 14 (1966) : p302 - 307.
- [Zha07] J. Zhang, Q. Lin, G. Piredda, R. W. Boyd, G. P. Agrawal, P.M.Fauchet, "Anisotropic nonlinear response of silicon in the near-infrared region", *Appl. Phys. Lett.* 91 (2007) : p071113.
- [Zio93] Richard W. Ziolkowski, Justin B. Judkins, "Full-wave vector Maxwell equation modeling of the self-focusing of ultrashort optical pulses in a nonlinear Kerr medium exhibiting a finite response time", *J. Opt. Soc. Am.* 10 (1993) : p186 - 198.
- [Zio94] Richard W. Ziolkowski, Justin B. Judkins, "Nonlinear finite-difference time-domain modeling of linear and nonlinear corrugated waveguides", *JOSA B* 11 (1994) : p1565 - 1575.
- [Zio97] R. W. Ziolkowski, "The Incorporation of Microscopic Material Models into the FDTD Approach for Ultrafast Optical Pulse Simulations", *IEEE Transactions on Antennas and Propagation* 45 (1997) : p375 - 391.

CONTRIBUTION SCIENTIFIQUE

Contribution à publication

K. Shao, V. Pouget, E. Faraud, C. Larue, D. McMorro, and D. Lewis, “3D knife-edge characterization of two-photon absorption volume in silicon for integrated circuit testing”, *Optics Express*, vol. 19, p.22594, 2011.

K. Shao, V. Pouget, E. Faraud, C. Larue, D. Lewis, “Comparison of classical and two-photon photoelectric laser stimulation capabilities for failure analysis”, IPFA, 2011 18th IEEE International Symposium, p.1-4, 2011.

E. Faraud, V. Pouget, **K. Shao**, C. Larue, F. Darracq, D. Lewis, A. Samaras, F. Bezerra, E. Lorfevre, R. Ecoffet, “Investigation on the SEL Sensitive Depth of an SRAM Using Linear and Two-Photon Absorption Laser Testing”, *Nuclear Science IEEE*, vol. 58, p.2637 – 2643, 2011.

Contribution à présentation

“18th IEEE International Symposium on the Physical and Failure Analysis of Integrated Circuits” - IPFA 2011 (Corée du Sud, Incheon), **présentation orale**.

“Radiation effects in Faculties” - RadFac 2011 (France, Bordeaux), **présentation orale**.