



Etude des effets singuliers transitoires dans les amplificateurs opérationnels linéaires par photogénération impulsionnelle non-linéaire

Patrice Jaulent

► To cite this version:

Patrice Jaulent. Etude des effets singuliers transitoires dans les amplificateurs opérationnels linéaires par photogénération impulsionnelle non-linéaire. Electronique. Université Bordeaux 1, 2009. Français. NNT : . tel-00997385

HAL Id: tel-00997385

<https://theses.hal.science/tel-00997385>

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'INGENIEUR

Par **Patrice JAULENT**

POUR OBTENIR LE GRADE DE

DOCTEUR

SPÉCIALITÉ : ÉLECTRONIQUE

ETUDE DES EFFETS SINGULIERS TRANSITOIRES DANS LES
AMPLIFICATEURS OPERATIONNELS LINEAIRES PAR
PHOTOGENETRATION IMPULSIONNELLE NON-LINEAIRE.

Soutenance prévue : le 29 Juin 2009

Après avis de :

M.	O. BONNAUD	Professeur des Universités	IETR, Université Rennes 1	Rapporteur
M.	L. DUSSEAU	Professeur des Universités	IES, Université Montpellier 2	Rapporteur

Devant la commission d'examen formée de :

M.	O. BONNAUD	Professeur des Universités	IETR, Université Rennes 1	Examineur
M.	L. DUSSEAU	Professeur des Universités	IES, Université Montpellier 2	Examineur
M.	P. FOUILLAT	Professeur des Universités	ENSEIRB	Examineur
M.	D. LEWIS	Professeur des Universités	Université Bordeaux 1	Examineur
Mme.	M.C. PALAU	Ingénieur	EADS Astrium,	Examineur
M.	V. POUGET	Chargé de Recherche	CNRS	Examineur

A mes parents

A ma sœur

A Patricia

La théorie, c'est quand on sait tout mais que rien ne fonctionne.

La pratique, c'est quand ça fonctionne mais qu'on ne sait pas pourquoi...

(Albert Einstein)

Remerciements

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

Je tiens tout d'abord à remercier le ministère de la recherche et de l'enseignement supérieur pour avoir financé ce travail.

Je remercie Pascal FOUILLAT, directeur du laboratoire IMS de m'avoir accueilli dans son laboratoire ainsi qu'en qualité de directeur de thèse.

Je tiens également à remercier Vincent POUGET pour avoir encadré cette thèse et apporté toute son expertise à ce travail.

Que Monsieur Laurent DUSSEAU et Olivier BONNEAU 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 Marie-Catherine PALAU pour avoir accepté d'être membre invité du jury, ajoutant de fait son expertise industrielle à celle des membres officiels.

Mes remerciements vont également à Bernard PLANO qui part son expertise et son aide m'a permis d'accomplir ces travaux.

Que M. Patrick VILLESUZANNE soit remercié du soutien précieux qu'il m'a apporté tout au long de cette thèse.

J'adresse un GRAND Merci aux personnes qui ont rendu de près ou de loin se voyage de quelques années plus confortable et moins noir.

Les compagnons d'aventures : Pierre GARCIA, Michel DOMINICI, Guillaume BOGUSWESKI, Alexandre DOUIN, Thomas FERNANDEZ, Pierre-Olivier de PESLOUAN, Grégory TORTISSIER, Jean-Baptiste GROS, Willy LUDURCZAK, Nasser BELMILOUD, Isabelle BORD, Cédric MAJEK, Nathalie DELTIMPLE, Alexia GALLO, Fabien ESSELY, Frédéric DARRACQ, Mathieu RIZZI, Brice GRANDCHAMP, Pierre-Yvan SULIMA, Cyril HAINAUT et bien d'autres.

Que ma chère et tendre Patricia sache combien son soutien et sa patience furent essentiels pour mener à bien ces travaux.

Table des matières

Introduction générale.....	1
-----------------------------------	----------

Chapitre 1 : État de l'art de l'interaction laser/semi-conducteur associé aux effets des radiations

I. INTRODUCTION.....	5
I.1. CONTEXTE DE L'ETUDE	6
I.2. INTERACTION PARTICULES MATIERES	8
I.2.1. Transfert linéique d'énergie à la matière.....	8
I.2.2. Section efficace.....	9
I.2.3. Notion de charge critique.....	10
I.2.4. Courbe de section efficace.....	10
I.2.5. Mécanisme de dérive et de diffusion	11
I.2.6. Descriptif d'un volume sensible.....	12
I.3. EFFETS SINGULIERS	13
I.3.1. Digital Single Event Transient	13
I.3.2. Analog Single Event Transient.....	14
I.4. METHODE DE CARACTERISATION	15
I.4.1. Accélérateur de particules.....	15
I.4.2. Microfaisceaux	16
I.4.3. Faisceau Laser	16
II. ÉLÉMENTS D'INTERACTION LASER-CIRCUIT INTEGRE	18
II.1. GENERALITES SUR L'ONDE LASER	18
II.1.1. Équation d'un faisceau Gaussien dans le vide.....	18
II.1.2. Équation d'un faisceau Gaussien dans un milieu absorbant.....	20
II.2. INTERACTION EN REGIME LINEAIRE	21
II.2.1. Description des mécanismes d'absorption	21
II.2.2. Formalisation de ber-lambert.....	23
II.2.3. Coefficient d'absorption linéaire	24
II.2.4. Discussion sur le choix de la longueur d'onde	25
II.3. INTERACTION EN REGIME NON-LINEAIRE	27
II.3.1. Mécanismes non-linéaires	27
II.3.2. Modélisation du taux de génération	29
II.3.3. Coefficient d'absorption non linéaire	35
III. CONCLUSIONS	39

Chapitre 2: Etude de la sensibilité des étages d'amplificateur opérationnel par simulation SPICE

I. INTRODUCTION.....	41
II. CONTEXTE ET MOTIVATION	42
II.1. SIMULATION PHYSIQUE DE COMPOSANT.....	42
II.2. SIMULATION ELECTRIQUE DU COMPOSANT	43
II.2.1. Macro et micro-modèle	43

II.2.2.	<i>Simplification</i>	43
II.2.3.	<i>Complexité du Macro modèle</i>	44
III.	ENVIRONNEMENT DE SIMULATION	46
III.1.	LE CHOIX TECHNOLOGIQUE	46
III.1.1.	<i>Généralités</i>	46
III.1.2.	<i>Nœud technologique AMS BiCMOS « SiGe » 0.35µm</i>	46
III.2.	SOURCE DE COURANT : MODELE EN DOUBLE EXPONENTIELLE	47
III.3.	MODELE D'INJECTION	49
III.3.1.	<i>Modèle classique</i>	49
III.3.2.	<i>Modèle amélioré</i>	49
IV.	BRIQUES DE BASE DES AMPLIFICATEURS LINEAIRES	51
IV.1.	DIFFERENTES TOPOLOGIES D'AMPLIFICATEURS	51
IV.2.	DECOUPAGE FONCTIONNEL D'UN AMPLIFICATEUR OPERATIONNEL	51
IV.2.1.	<i>Généralités</i>	51
V.	METHODOLOGIE	53
V.1.	GENERALITES	53
V.2.	METHODE D'EXTRACTION DU SIGNAL TRANSITOIRE	53
VI.	RESULTATS DES SIMULATIONS	56
VI.1.	GENERALITES	56
VI.2.	ETUDE DE L'ETAGE DIFFERENTIEL	56
VI.2.1.	<i>Généralités</i>	56
VI.2.2.	<i>Résultats de simulation SPICE</i>	57
VI.2.3.	<i>Classement de la sensibilité des circuits</i>	60
VI.3.	ÉTUDE DES SOURCES DE POLARISATION	61
VI.3.1.	<i>Généralités</i>	61
VI.3.2.	<i>Résultats de simulation SPICE</i>	62
VI.3.3.	<i>Classement de la sensibilité des circuits</i>	64
VI.4.	POLARISATION : MIROIR DE COURANT	65
VI.4.1.	<i>Généralités</i>	65
VI.4.2.	<i>Résultat de simulation SPICE</i>	66
VI.4.3.	<i>Classement de la sensibilité des circuits</i>	67
VI.5.	ETUDE DES ETAGES D'AMPLIFICATION ET DE SORTIE	68
VI.5.1.	<i>Généralités</i>	68
VI.5.2.	<i>Résultats de simulation</i>	70
VI.5.3.	<i>Classement de la sensibilité des circuits</i>	74
VII.	CONCLUSION	75

Chapitre 3 : Méthodologie et mise en oeuvre expérimentale

I.	INTRODUCTION	77
II.	PLATEFORME DE TEST	78
II.1.	SOURCES LASER	78
II.1.1.	<i>Source « Tsunami »</i>	78
II.1.2.	<i>Source « Libra »</i>	79
II.2.	L'IMPULSION	80
III.	DETAILS EXPERIMENTAUX	82
III.1.	GENERALITES	82
III.2.	ALIGNEMENT OPTIQUE	82

III.3.	FOCALISATION PAR LA FACE AVANT	83
III.4.	FOCALISATION PAR LA FACE ARRIERE	84
III.5.	ORTHOGONALITE DE L'ECHANTILLON	85
III.6.	INTERFACE ELECTRIQUE ET COMPOSANT DE TEST	86
III.6.1.	<i>Généralités.....</i>	86
III.6.2.	<i>Les cartes de tests filles</i>	87
III.6.3.	<i>Composants : amplificateurs testés.....</i>	87
III.7.	CONTROLE DE L'ENVIRONNEMENT DE MESURE	89
IV.	OUTILS D'ANALYSE	89
IV.1.	CARTOGRAPHIE.....	89
IV.1.1.	<i>Généralités sur la cartographie laser</i>	89
IV.1.2.	<i>Le logiciel d'analyse SET3D.....</i>	90
V.	PROCEDURES EXPERIMENTALES	94
V.1.	PROTOCOLE EXPERIMENTAL LASER GENERIQUE AUX SEEs	94
V.2.	PROTOCOLE EXPERIMENTAL EN VUE DE L'EXTRACTION DU VOLUME SENSIBLE	96
VI.	CONCLUSION	99

Chapitre 4 : Résultats expérimentaux

I.	INTRODUCTION.....	101
II.	ETUDE DE LA SENSIBILITE DES AMPLIFICATEURS RAPIDES	102
II.1.	GENERALITES.....	102
II.2.	EXTRACTION DE LA SECTION EFFICACE	103
II.3.	SENSIBILITE EN FONCTION DE LA TENSION D'ENTREE.....	106
II.4.	SENSIBILITE EN FONCTION DE LA TENSION D'ALIMENTATION	109
II.5.	DISTRIBUTION DES ZONES SENSIBLES	111
II.5.1.	<i>Convoyeur de courant.....</i>	112
II.5.2.	<i>Transistors de sortie</i>	113
II.6.	CONCLUSION SUR LES SENSIBILITES ENTRE CRC ET CRT	113
III.	RESULTATS DEUX PHOTONS : VOLUME SENSIBLE EN 3D	115
III.1.	VALIDATION DE LA TECHNIQUE PAR FACE ARRIERE	115
III.2.	SECTION EFFICACE TPA	116
III.3.	INTRODUCTION A LA MESURE DU VOLUME SENSIBLE	116
III.3.1.	<i>Mesure en profondeur.....</i>	116
IV.	VOLUME SENSIBLE EN 3D.....	118
IV.1.	COMPOSANT AD9617	119
IV.1.1.	<i>Différentes représentations du volume</i>	119
IV.1.2.	<i>Volume selon le seuil en amplitude</i>	120
IV.1.3.	<i>Volume selon la polarité du signal</i>	121
IV.2.	COMPOSANT LM6181	123
IV.2.1.	<i>Généralités.....</i>	123
IV.2.2.	<i>Micro-section</i>	123
IV.2.3.	<i>Extraction volume sensible en fonction de l'énergie</i>	124
IV.3.	ESTIMATION DE L'IMPACT DE L'ISO GENERATION	128
V.	CONCLUSION	132
	Conclusion Générale.....	132

ANNEXE 1 : COMPLEMENT SUR LES PARAMETRES TPA D'UNE ONDE LASER.....	137
ANNEXE 2 : COMPLEMENT SUR LES CIRCUITS ELCTRONIQUES DU CHAPITRE 2.....	140
I. BOUCLE TRANSLINEAIRE.....	140
II. MIROIR DE COURANT.....	142
III. SOURCE DE COURANT	143
III.1. SENSIBILITE D'UNE SOURCE DE COURANT FACE AUX VARIATION DE LA TENSION D'ALIMENTATION	143
III.1.1. <i>La source de courant Widlar.....</i>	<i>144</i>
RÉFÉRENCES.....	145
CONTRIBUTIONS SCIENTIFIQUES	157
CONTRIBUTION A PUBLICATIONS DANS UNE REVUE :.....	157
CONTRIBUTION A PUBLICATIONS DANS UNE CONFERENCE NATIONALE :.....	157
CONTRIBUTION A PUBLICATIONS DANS UNE CONFERENCE INTERNATIONALE :.....	157

INTRODUCTION GENERALE

Les composants microélectroniques fonctionnant dans un environnement radiatif naturel, tel que l'espace ou l'atmosphère terrestre, ont rapidement montré des dysfonctionnements dus au passage de particules ionisantes. Ces particules déposent une grande quantité de charges induisant de nombreux effets néfastes. C'est au début des années 80 que certains acteurs majeurs de l'industrie de la microélectronique ont déployé des moyens importants afin de caractériser la sensibilité des composants à l'égard des effets des radiations. Ils ont rapidement assimilé l'enjeu de comprendre et ainsi prédire ces événements afin d'assurer la pérennité du matériel. De nombreux outils de caractérisation ont ainsi été sollicités, notamment les accélérateurs de particules. Il en existe de différentes tailles produisant différents types de particules. Ces derniers permettent l'accès à des particules proches de celles rencontrées lors de missions spatiales. Cependant leur complexité de mise en œuvre et leur entretien impliquent des coûts de « temps faisceau » prohibitifs, ce qui les rend par conséquent difficile d'accès. Une solution plus simple et moins onéreuse est alors à envisager.

L'avènement des lasers impulsionnels à très courte durée est une bonne alternative et dont le développement fut favorisé par une plus grande disponibilité, une plus grande souplesse et un faible coût d'utilisation. Cependant, les nuances entre les deux outils sont nombreuses et l'équivalence est purement phénoménologique. Malgré les différences marquantes des mécanismes gouvernant le laser, ce dernier est devenu au fil des années un outil puissant et complémentaire à l'accélérateur. En effet, ce dernier permet une irradiation ciblée et dynamique autorisant ainsi l'étude de phénomènes transitoires rapides dans un volume défini.

Les effets des événements transitoires ont pris un intérêt majeur lorsque de nombreuses études ont montré leur dangerosité avec la croissance de la miniaturisation, de l'intégration et de la rapidité de fonctionnement des systèmes. Il existe une liste aujourd'hui très bien connue des effets singuliers, tant est si bien que chacun d'entre eux fait l'objet d'études poussées. L'un d'entre eux, l'effet singulier transitoire est non destructif et ne conduit pas une panne de la fonctionnalité du composant. Cependant, d'un point de vue système les seuils de criticité sont différents. Dans un système mixte, alliant analogique

et numérique, un signal transitoire peut verrouiller une porte logique apportant ainsi une erreur. Jusqu'alors seule une poignée de composant du commerce (LM124, OP27, etc) composait la base scientifique des recherches sur les effets singuliers transitoires analogiques. Cependant, ces signaux s'avèrent être pondérés par la technologie et l'architecture employé par le composant. Il est donc normal de s'interroger sur la sensibilité de composant plus rapides en raison d'une architecture plus performante et d'une technologie plus aboutie.

C'est dans ce cadre que s'inscrit ce travail de recherche décrit dans ce mémoire de doctorat et réalisé au sein du département « COFI » (conception et fiabilité) dans le groupe « Nanoélectronique », dans l'équipe « Test et analyse par faisceaux laser » au laboratoire de microélectronique « IMS » (Intégration du matériau au système) de Bordeaux. Il concerne l'étude des effets singuliers transitoires sur des composants analogique rapides du commerce. Ces effets singuliers sont étudiés selon trois outils distincts apportant chacun une information concrète sur la sensibilité des composants testés.

La simulation électrique, la photo-génération impulsionnelle linéaire et non-linéaire seront nos trois voies de test afin de quantifier la sensibilité d'amplificateur linéaire. Ainsi, ce travail trouve pour motivation la nécessité d'apporter un complément des techniques lasers utilisant des longueurs d'ondes où l'absorption dans le matériau est linéaire. Il vise également à comparer la sensibilité d'un grand nombre de composants du commerce aux bandes passantes bien supérieures aux composants standards de test. Pour ce faire nous avons choisi d'articuler ce manuscrit autour de quatre chapitres.

Le premier chapitre revient sur le contexte hostile dans lequel évoluent les composants électroniques. Les particules chargées en énergie interagissant avec la matière induisent des effets néfastes aux composants embarqués. Nous revenons sur les fondements qui caractérisent les effets singuliers en définissant certains paramètres clefs tels que le transfert d'énergie linéique, la section efficace, la notion de charge critique, le volume sensible, la dérive et la diffusion. De part la nature des composants testés, cette étude se focalise sur les événements transitoires prenant naissance au sein de structures analogiques. Ce phénomène sera désigné par l'appellation ASET pour « Analog single Event Transient ».

Afin de bien comprendre comment l'outil laser reproduit l'impact d'une particule unique dans la matière nous reprenons les fondements de l'interaction d'une onde gaussienne avec la matière de manière linéaire et non-linéaire. Pour ce faire nous décrirons les différentes équations gouvernant l'intensité d'une onde lumineuse, son absorption dans le matériau ainsi que le taux de génération de porteurs libres associé.

Les composants du commerce possèdent l'avantage d'être peu coûteux mais imposent une méconnaissance complète de certaines de leurs spécifications internes qui sont importantes à la compréhension de mécanismes issus de l'interaction d'une particule unique. Afin de mieux caractériser l'ASET dans les amplificateurs, le second chapitre traitera de l'emploi de l'outil de simulation électrique. Nous discuterons autour de deux familles d'architecture afin d'en étudier l'impact du passage d'un ASET. Ceci afin de dresser une liste non exhaustive de circuits, en vue de quantifier leur sensibilité respective.

Le troisième chapitre présente le protocole expérimental mis en œuvre sur la plateforme ATLAS du laboratoire IMS ainsi que les méthodologies. Nous présenterons les composants utilisés lors des différentes irradiations laser. De plus, nous exposerons le protocole d'extraction de données afin de modéliser un volume sensible en trois dimensions.

Enfin le quatrième et dernier chapitre présente les résultats obtenus avec les deux sources laser de la plateforme, avec en particulier les premières images en 3D de volume sensible ASET.

CHAPITRE 1

Etat de l'art de l'interaction laser/semi-conducteur associé aux effets des radiations

I. INTRODUCTION

L'environnement radiatif naturel spatial constitue une réserve inépuisable d'interactions entre les particules d'origine spatiale et les composants constituant les satellites. L'interaction peut provoquer des dommages transitoires ou irrémédiables conduisant à la perte partielle ou complète du satellite. On comprend donc l'enjeu que constituent les études de ces interactions afin de fiabiliser sur toute la durée de vol des satellites les équipements électroniques embarqués. L'étude des mécanismes d'interaction a subi des évolutions majeures avec l'avènement d'outils expérimentaux tels que les bancs de test par faisceau laser, et d'outils prédictifs tels que les simulateurs numériques. Ce chapitre fait l'état de l'art des techniques utilisées ainsi que de l'évolution de la métrologie laser liée à l'étude des effets radiatifs sur les composants électroniques.

Nous découperons ce chapitre selon deux axes. Dans la première partie, nous commencerons par introduire l'environnement radiatif naturel comme le contexte de l'étude, ensuite nous évoquerons l'interaction régissant les événements singuliers puis les techniques de caractérisation. Nous parlerons des différents paramètres physiques et expérimentaux développés dans les chapitres suivants.

La deuxième partie sera axée sur la modélisation d'une onde laser se propageant dans un solide : nous présenterons les constantes physiques importantes liées à la compréhension de l'interaction « deux photons » et nous terminerons avec une formalisation de la technique « deux photons », une évolution majeure de la technique laser.

I.1. CONTEXTE DE L'ETUDE

L'effet singulier est induit par une unique particule : ion lourd, proton, neutron ou particule alpha sont autant d'agresseurs potentiels. Ce phénomène intervient localement dans le composant, mais ses conséquences peuvent s'étendre à l'ensemble d'un système de manière passagère ou permanente.

L'environnement radiatif naturel peut être scindé en trois parties : hors atmosphère, en altitude et au niveau du sol. L'espace est constitué de sources de rayonnements tels que les rayonnements solaires. Le soleil, lors d'éruptions, génère majoritairement des ions lourds, des protons ainsi que des particules alpha. Les vents solaires transportent principalement des protons, des électrons et des particules alpha. Les particules les plus lourdes viennent frapper la magnétosphère de la terre pour donner naissance à une cascade de particules dont l'énergie décroît au fur et à mesure que l'on se rapproche du sol [Lei-04]. L'ordre de grandeur varie selon la nature de la particule ; par exemple, un neutron au niveau du sol possède une énergie de quelques électronvolts. Dans l'espace les contraintes radiatives sont plus importantes. Comme le montre la Figure I 1, les ceintures de Van Allen sont des zones de confinement de particules chargées en énergie. Ainsi, les satellites mis en orbite dans ces ceintures encourent de plus grands risques en raison des fortes concentrations de particules ionisantes.

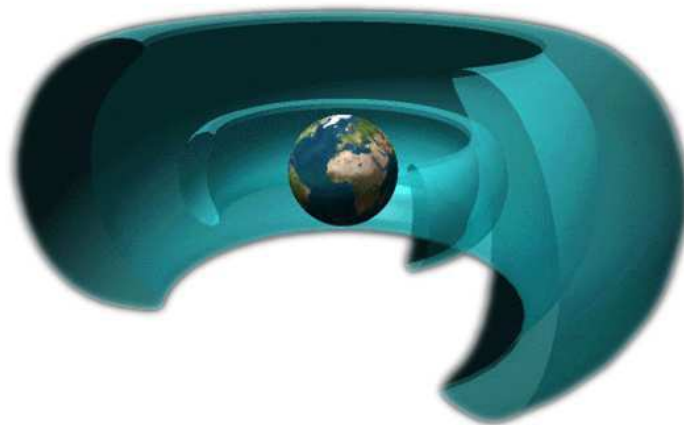


Figure I 1 : Zone de confinement d'électrons après passage de particules lourdes dans la magnétosphère appelée : Ceintures de Van Allen.

Les neutrons représentent un danger potentiel pour un grand nombre de composants quel que soit l'altitude d'activité de celui-ci. En effet, sa neutralité lui permet de traverser différents blindages et ainsi de provoquer des ions secondaires de recul après collision au sein même du composant. Pour ces raisons, nous donnons dans le schéma de la Figure I 2 un ordre de grandeur du flux de neutron présent à différentes altitudes pour différentes familles d'énergies [Lei-04].

Les victimes potentielles de ces événements sont multiples et spécifiques à l'altitude concernée. Hors atmosphère les satellites géosynchrones ou héliosynchrones sont les plus touchés de par les hautes

énergies misent en jeu vient ensuite les interactions présentes dans l'atmosphère avec les avions long-courriers puis au niveau du sol avec les réseaux informatiques, la téléphonie et l'automobile.

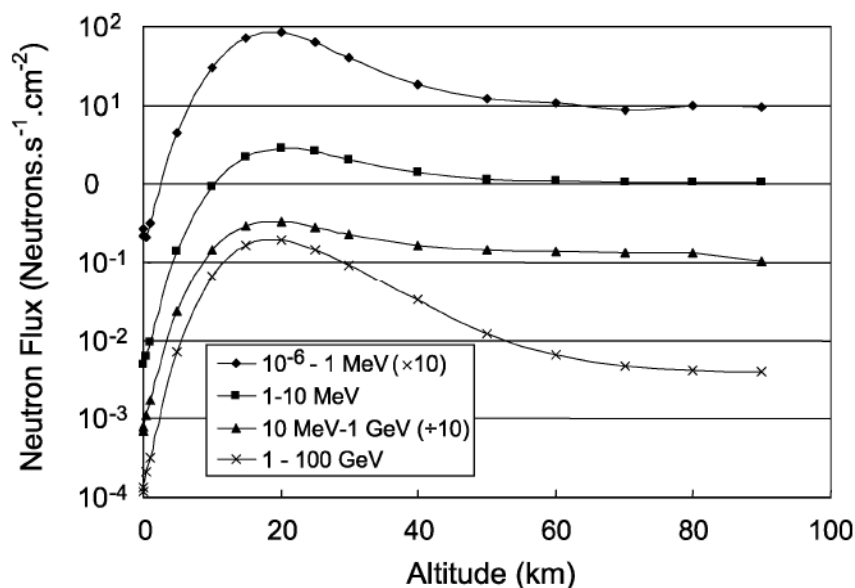


Figure 1.2 : Flux de neutron dans l'atmosphère en fonction de l'altitude. Ces données sont issues d'une période de faible activité solaire soit une forte activité cosmique (datant de 01/07/1997) [Lei-04].

De nombreux moyens d'investigations permettent aujourd'hui de mettre en évidence les effets induits par les rayonnements. Aujourd'hui, quatre types d'outils sont mis à la disposition des industriels pour caractériser les effets des radiations sur les composants : l'accélérateur de particules, le laser impulsif, la simulation électrique et la simulation physique. Ces trois voies sont complémentaires et permettent de déterminer la sensibilité des composants et autres systèmes embarqués. Grâce à ces différents outils, les mécanismes mis en jeu lors d'irradiation sont aujourd'hui bien connus. Bien que le composant durci aux radiations ait été une voie logique de l'évolution des composants présents dans les satellites, le budget alloué à ces derniers en a fait un mauvais candidat qui a cédé sa place à des composants classiques issus du commerce au coût moins onéreux [Winoku-99]. Les composants du commerce nécessitent encore aujourd'hui de nombreux et coûteux tests sous accélérateur [Koga00, Lum-01]. Cette orientation technique a engendré de nombreuses bases de données regroupant les différents résultats obtenus lors de campagnes d'irradiation [http-escies].

Le laser a permis de rendre plus accessibles certaines caractérisations de composant de par le plus faible coût des campagnes de test et une accessibilité plus simple.

I.2. INTERACTION PARTICULES MATIERES

I.2.1. TRANSFERT LINEIQUE D'ENERGIE A LA MATIERE

Les particules chargées parcourant la matière, telle que le silicium, perdent de l'énergie car elles interagissent avec les électrons et les noyaux des atomes. La perte d'énergie est dominée par l'interaction coulombienne entre le noyau de l'ion incident et les électrons de l'atome de silicium. Lors de ce processus, les électrons liés absorbent suffisamment d'énergie pour se séparer de l'atome de silicium, laissant derrière eux des porteurs mobiles appelés « trous ».

La perte d'énergie (dE) par unité de distance (dx) par ionisation dépend de la charge (Ze) et de l'énergie de la particule peut être calculée avec la formule de Bethe [Bethe-30, Peter-06].

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi n z^2}{m_e v^2} \left(\frac{e^4}{4\pi\epsilon_0} \right) \left[\ln \left(\frac{2m_e v^2}{I} \right) \right] \quad \text{I-1}$$

Dans la formule, n est la densité numérique du matériau, m_e est la masse au repos de l'électron, v est la vitesse de la particule, ϵ_0 est la permittivité du vide et I est le potentiel moyen d'excitation qui est de 3,6 eV pour le silicium. L'équation montre que l'énergie perdue par un ion qui traverse la matière est plus grande pour les particules chargées (pour un grand z) avec relativement peu d'énergie (pour un petit v) [Knoll-89]. Cette perte d'énergie est connue comme le transfert linéique d'énergie (LET) et s'exprime en $\text{MeV} \cdot \text{mg}^{-1} \cdot \text{cm}^2$. L'équation I-2 définit également l'énergie transférée à la matière, mais normalisée à la densité de la matière (ρ).

$$LET = \frac{1}{\rho} \frac{dE}{dx} \quad (\text{MeV} \cdot \text{mg}^{-1} \cdot \text{cm}^2) \quad \text{I-2}$$

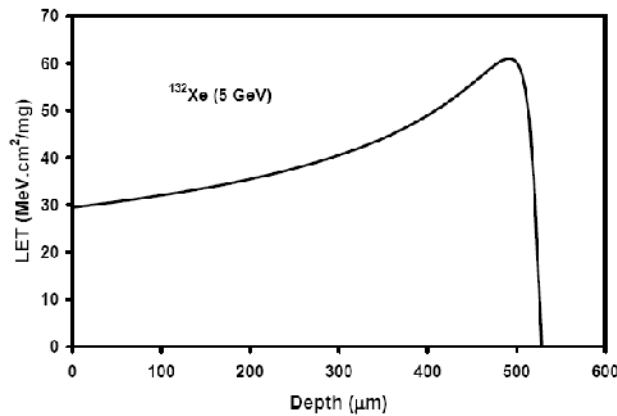


Figure I 3 LET en fonction de la profondeur dans le silicium pour un ion ^{132}Xe possédant une énergie de 5 GeV. Le « range » est à environ $520\mu\text{m}$, et le maximum est nommé pic de Bragg. [Ziegler-85]

Le dépôt d'énergie est fonction de la vitesse et semble donc ne pas être linéaire, comme montre la Figure I 3. Cette figure illustre également la dépendance dE/dx depuis la surface jusqu'à la profondeur de pénétration maximale. En parcourant le silicium, la particule perd de l'énergie et son LET augmente

progressivement, i.e. la particule ralentie. Le maximum de perte d'énergie est obtenu à vitesse nulle, elle est désignée comme étant le pic de Bragg. Le chemin alors parcouru par l'ion forme une trace rectiligne de pair électron-trou d'une profondeur donnée, appelée range. Ce processus d'ionisation de la matière se produit en moins d'une picoseconde et la trace générée possède un diamètre de l'ordre du micromètre [Petersen-97]. Le « range » est un paramètre qui doit être examiné avec soin chaque fois que des tests sous ions lourds à faible énergie sont réalisés.

Lors de missions spatiales, les satellites sont exposés à tous types de particules ionisant la matière. Il apparaît donc un large éventail d'énergies et par conséquent un large éventail de couples « LET », « range ». L'outil des tables de J.F. Ziegler permet de connaître avec précision la correspondance entre nature de l'ion, range et LET [Ziegler-80] mais il est également possible d'obtenir des données avec le logiciel gratuit du même auteur [SRIM-08]. Ces informations jouent un rôle important lors de tir sous accélérateur, car ils permettent d'ajuster la profondeur d'irradiation avec exactitude notamment lors de l'extraction de sensibilité à des profondeurs précises. Ces paramètres peuvent également être intégrés au sein d'outils de prédiction afin de simuler un maximum de combinaisons ion/LET [Petersen-97].

I.2.2. SECTION EFFICACE

La section efficace est un paramètre expérimental de test des SEEs donnant une image de la sensibilité d'un composant en fonction du LET de l'ion choisi ou dans notre cas en fonction de l'énergie laser. Sous un flux de particule φ homogène, avec une incidence normale, la fluence est donnée par $\Phi = \varphi \Delta t$ où dans cet intervalle de temps un nombre « N_e » d'événements sont comptabilisés. La mesure de la section efficace s'écrit alors par :

$$\sigma_m = \frac{N_e(\Phi)}{\Phi} \quad \text{I-3}$$

Une section efficace s'exprime en cm. La section efficace Laser est issue du même processus de comptage. Ce paramètre est une des informations capitales à extraire lors de tir d'ion lourd pour connaître la sensibilité du composant. Cependant, l'inconvénient majeur de cette technique vient du mode d'irradiation globale du composant qui ne donne par d'information quant à la localisation de l'impact.

La section efficace laser, reprend les mêmes spécificités mais rend la localisation beaucoup plus sélective. L'irradiation peut être faite de manière totale, englobant la totalité du composant ou bien par une sélection très minutieuse. Les deux apportent des données qualitatives de la sensibilité. Un précédent travail a montré que l'énergie déposée et donc le LET laser, possédait une équivalence en énergie laser. Ce rapport est linéaire à $\lambda=800\text{nm}$ et vaut 3.85. De surcroît, ce modèle linéaire d'équivalence n'est valide que dans un intervalle d'énergie Laser allant de 1.10^{-14} à 1.10^{-9} Joules. Pour des

longueurs d'ondes supérieures, le domaine de validité décroît rapidement et ne peut alors être appliqué [Pouget-01].

I.2.3. NOTION DE CHARGE CRITIQUE

La charge critique définit la quantité de charges minimum nécessaire pour provoquer la création d'un événement singulier. Cette notion fut introduite pour expliquer la quantité de charges nécessaires au basculement d'une cellule-mémoire dans un état opposé, elle est notée Q_c . En analogique, cette notion de charge critique est arbitraire car sa mesure est basée sur les critères d'amplitude des réponses transitoires. On pourra donc définir la charge critique dans le cas d'un circuit analogique comme la charge minimum nécessaire à la création d'un transitoire d'une certaine amplitude, ou d'une certaine durée pour une configuration électrique donnée. Une fois le paramètre établi, le seuil nous ramène donc au concept binaire d'un événement singulier de basculement (SEU). La littérature fait référence à des seuils de $\pm 200\text{mV}$ pour des signaux analogiques bipolaires [Buchner-96].

I.2.4. COURBE DE SECTION EFFICACE

La section efficace est donnée en contrôlant les différents paramètres d'expériences que sont les conditions d'irradiations et les paramètres électriques du composant. Les paramètres électriques varient selon le LET de l'ion. La section efficace est alors relevée pour plusieurs LETs et constitue une image de la sensibilité du composant.

La Figure I 4 a) montre la courbe de section efficace idéale. Elle traduit la sensibilité d'un composant dont chaque zone sensible est irradiée par un même dépôt de charge Q_c . La valeur minimale de LET déposant cette charge critique est appelée LET seuil : en dessous de cette valeur aucun effet singulier ne sera généré.

La Figure I 4 b) nous montre un exemple de section efficace expérimentale d'une mémoire SRAM de 4Mbits [Poivet-98]. Il n'est pas toujours possible de déterminer les valeurs de LET seuil et de section de saturation de manière expérimentale. Ainsi, la fonction d'interpolation couramment choisie est une loi dérivée de la loi statistique de Weibull possédant des paramètres d'ajustements [Petersen-92].

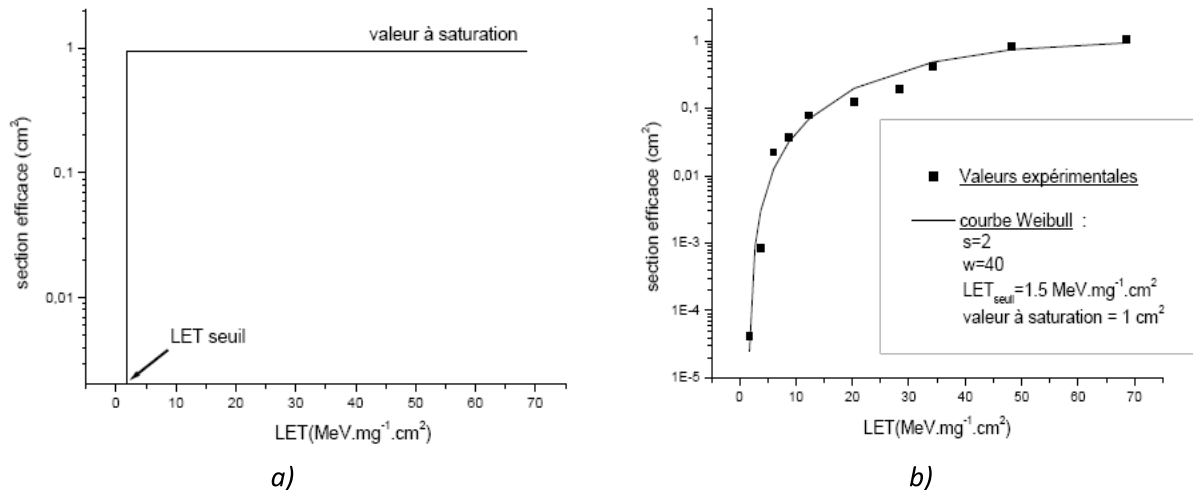


Figure 1 4 a) Exemple de courbe de section efficace en fonction du LET (idéale). b) Signature d'un composant cellule mémoire 4Mbits avec l'ajustement par la loi de Weibull [Poivet-98].

I.2.5. MECANISME DE DERIVE ET DE DIFFUSION

Une fois que les charges sont générées dans le volume, l'action de séparation des porteurs s'opère au gré des champs électriques présents dans le matériau. Les études menées tout au long de cette thèse seront basées sur des circuits analogiques structurés autour de transistors bipolaires. Ces transistors sont constitués de deux jonctions PN montées en tête bêche. En partant de ce constat, nous commenterons le mécanisme de dérive et de collection dans une jonction PN.

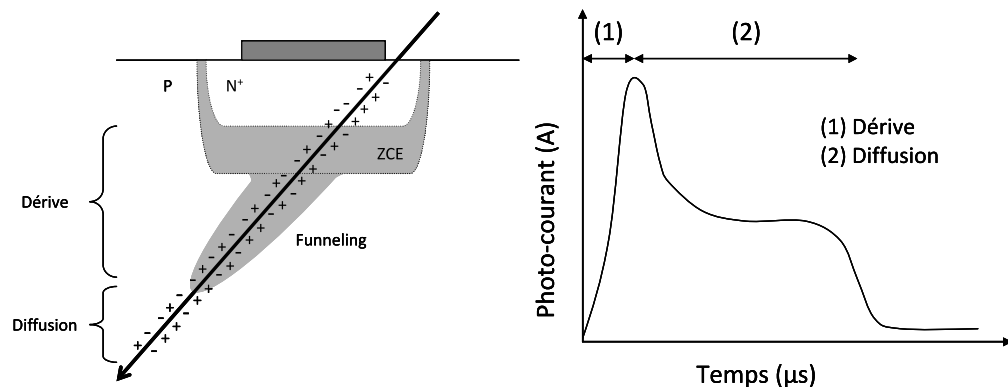


Figure 1 5 Illustration de l'effet d'une particule ionisante sur une jonction PN polarisée en inverse. Le courant se décompose en deux parties, la dérive est instantanée et la diffusion est retardée.

Lors de son passage, l'ion dépose des charges à l'intérieur et à proximité de la jonction. Le processus de collection se fait donc en deux phases. Après ionisation de la matière et création des deux types de porteurs, le champ électrique de la jonction crée un courant de dérive. Le processus de recombinaison est plus lent, mais toujours présent. Cependant, toutes les charges déposées ne seront pas collectées par les processus de dérive et de diffusion. Ainsi, la charge collectée est inférieure à la charge déposée. La collection au sein d'une ou plusieurs jonctions, crée l'événement singulier transitoire analogue [Bourrieau-89].

Comme l'indique la Figure I 5 la réponse de photo-courant en fonction du temps montre clairement deux types de courant : un courant de dérive et un courant de diffusion. Il est à noter que les porteurs créés hors de la jonction ne sont pas soumis à un champ électrique et peuvent donc se recombiner. Le courant de diffusion contribue donc moins lors du processus total de collection des porteurs. Si l'énergie et le range de la particule sont suffisamment importants, la trace de l'ion peut traverser plus d'une jonction et ainsi créer un chemin de conduction. Cet autre effet est appelé « shunt ». On comprend donc que la géométrie des jonctions du transistor aura une influence sur la collection de charge, (i.e. la réponse électrique). Ce phénomène sera présenté avec les chapitres 2 et 4.

I.2.6. DESCRIPTIF D'UN VOLUME SENSIBLE

Nous avons vu que le mécanisme de collection de charge était double. Dérive et diffusion conduisent à une réponse électrique rapide puis lente. En raison de la géométrie de la trace de l'ion, de la géométrie du transistor, mais aussi en raison du mécanisme de recombinaison, il existe un volume limite au processus de collection par diffusion. Pour modéliser la charge déposée dans le composant, cette limite dans les trois dimensions est assimilée à une forme géométrique simple.

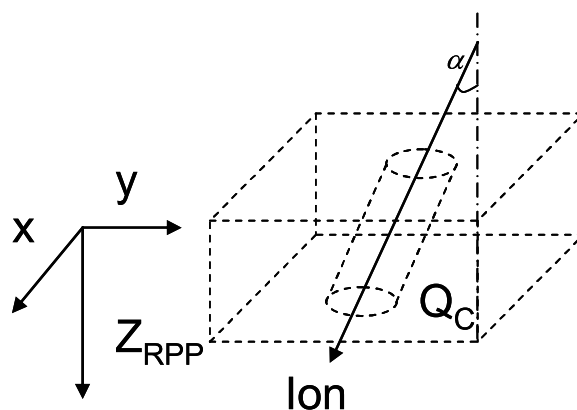


Figure I 6 Modélisation du volume RPP, de la charge critique associée au passage d'un ion selon un angle alpha.

Le premier modèle décrit dans la littérature est issu d'un parallélépipède rectangle ou RPP [Pickel-80, Peterson-92, Connell-95]. Le concept du volume RPP repose sur l'hypothèse que la charge déposée dans ce volume reflète une bonne description des mécanismes induits par des ions lourds. Il permet au premier ordre de simplifier grandement les calculs de prédiction de taux d'erreurs lors de mission spatiale. Différents paramètres sont nécessaires pour la prédiction. Cependant, la distance de pénétration « Z_{RPP} » reste un paramètre arbitraire dépendant de la technologie cible qui conduit à des erreurs de calculs du taux de prédiction [Petit-06]. De nos jours, les structures sensibles ne peuvent plus être représentées avec une telle simplicité en raison de leur géométrie réelle complexe, de leurs petites dimensions, mais aussi de la proximité d'autres volumes sensibles.

I.3. EFFETS SINGULIERS

Les phénomènes associés aux ions lourds ont seulement été découverts et pris en compte au début des années 80 [Binder-75]. L'impact des ions lourds n'avait jusqu'alors que peu d'effet sur l'électronique. La part croissante d'électronique embarquée dans les missions spatiales, l'allongement de ces missions et la forte intégration des circuits font qu'aujourd'hui, la prise en compte de l'effet des ions lourds est d'une importance majeure dans le choix de certains composants pour la fiabilité d'un satellite. Les événements singuliers sont classifiés au sein d'une même famille appelée SEE pour « Single Event Effect ».

On peut classer les événements singuliers en deux parties distinctes. Les événements réversibles et irréversibles, ces derniers provoquant la perte irrémédiable de la fonction primaire du composant. Cette thèse se concentrera sur les événements singuliers non destructifs, plus particulièrement sur les événements transitoires. Nous avons vu qu'à l'origine de tout événement singulier il y avait une particule ionisante. Cette particule, dans un espace confiné, provoque un courant transitoire pouvant se propager dans tout le composant. Un des événements majeurs de la famille des SEE est le SEU pour « single event upset ». Les mécanismes liés à cet événement ont été beaucoup étudiés dans le passé. Dodd *et al* ont mené de nombreuses études montrant les mécanismes d'apparition des « upsets » en fonction de la localisation de l'impact de l'ion sur un transistor d'une SRAM pour une technologie CMOS sur substrat (N) [Dodd-96/-01]. Ce phénomène correspond au basculement d'un point mémoire par le changement de son état logique. Les cibles les plus touchées sont les composants embarquant de la mémoire statique [Wrobel-01, Warren-05, Liu-06] ou même dynamique [Ecoffet-97] nécessaire à leur fonctionnement, tels que les FPGA [Morgan-05]. Les besoins de mémoire sont sans cesse grandissant, ce qui implique d'importants plan-mémoires et donc une surface de silicium importante. Cet accroissement de la taille des plan-mémoires augmente drastiquement les probabilités d'interaction avec une particule unique [Constant-03].

L'événement transitoire est généralisable à tous types de technologies et tous types de composants, analogique comme numérique. L'événement transitoire est discriminé en deux sous groupes. L'**ASET** (pour **A**nalog **S**ingle **E**vent **T**ransient) lorsqu'il naît et se propage dans un circuit analogique et **DSET** (pour **D**igital **S**ingle **E**vent **T**ransient) dans un circuit numérique.

I.3.1. DIGITAL SINGLE EVENT TRANSIENT

Le DSET est un signal transitoire qui prend naissance après le passage d'une particule et voyage vers une sortie en traversant plusieurs nœuds logiques du composant. Comme le montre la Figure I 7 a), le DSET propage un signal erroné, validé par le front de l'horloge. La largeur du signal propagée peut être variable : elle dépend de l'énergie mise en jeu, mais aussi de la réponse impulsionnelle du circuit victime.

En effet, il a été montré que selon le nœud technologique, la tension d'alimentation et la fréquence de fonctionnement, la durée des DSET était différente [Gadlage-04/05/07], [Eaton-04]. Beaucoup d'efforts ont été investis autour de véhicules de tests [Ferlet-07] et de modèles prédictifs [Clark-03] comprenant des milliers de portes logiques pour caractériser au mieux la propagation d'un DSET, (voir Figure I 7 b). Outre la sensibilité propre à chaque nœud technologique, Benedetto *et al* ont montré qu'il existait une tendance croissante de la sensibilité en fonction de la diminution du nœud technologique. De plus, la réduction des dimensions technologiques a des effets sur la charge critique [Benedetto-06].

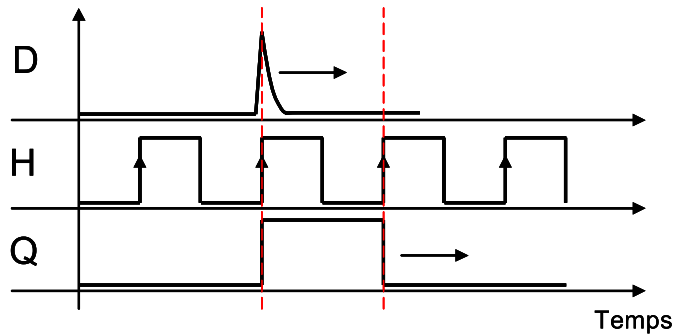


Figure I 7 Chronogrammes d'une bascule D avec un changement d'état du à un DSET synchronisé avec l'horloge

D'autres travaux montrent qu'il peut exister une augmentation de l'amplitude du signal transitoire avec le nombre de portes qu'il traverse. Si l'augmentation de l'amplitude en fonction de l'énergie apportée par un ion ou par un faisceau laser est logique, l'augmentation de cette même amplitude après le passage de milliers de portes reste une voie de recherche [Ferlet-07]. Un exemple de ce phénomène est mis en lumière dans les travaux de thèse d'Alexandre Douin [Douin-07]. Bien que le DSET soit un axe de recherche majeur pour le domaine des radiations et ayant fait l'objet de plusieurs travaux de recherche [Saleh-05], l'axe de cette thèse est orienté vers l'aspect analogique du phénomène transitoire ASET.

I.3.2. ANALOG SINGLE EVENT TRANSIENT

Tout comme le DSET, l'ASET prend naissance dans une jonction sous la forme d'un courant. Ce courant transitoire dont nous avons vu l'allure en Figure I 5 et Figure I 8, se propage à travers les différents nœuds électriques du circuit pour terminer sa course dans la charge de sortie. Une forte majorité des études menées sur les ASETs ont été réalisées avec et grâce à l'outil laser. L'étude de l'ASET avec un laser par la face avant [Buchner-02], [McMorrow-00], [Koga-00], [Jaulent-07], par la face arrière [Lewis-01], puis en profondeur [McMorrow-02-03-04-07], [Jaulent-08], ont été les différentes étapes d'évolution des techniques d'observation de l'ASET. Ces études, pour la plupart menées avec des composants de type amplificateur à faible bande passante ou comparateur, montrent que la propagation du signal transitoire est dépendante de certains paramètres électriques. On recensera la tension différentielle d'entrée [Koga-97], [Buchner-02], le courant de sortie ainsi que la tension d'alimentation [Lalumondière-02],

[Buchner-06]. Des simulations électriques de type SPICE sont nécessaires pour quantifier la sensibilité des éléments composant un circuit [Boulghassoul-04], [Jaulent-07]. Un effort de modélisation a débuté pour intégrer les événements singuliers dans les modèles électriques SPICE [Boulghassoul-02]. La propagation du SET y apparaît comme un phénomène complexe et dépendant du système entier [Boulghassoul-03]. Il a également été montré que la signature ASET dépendait de la température et pouvait donc être un élément de sensibilité [Guo-04].

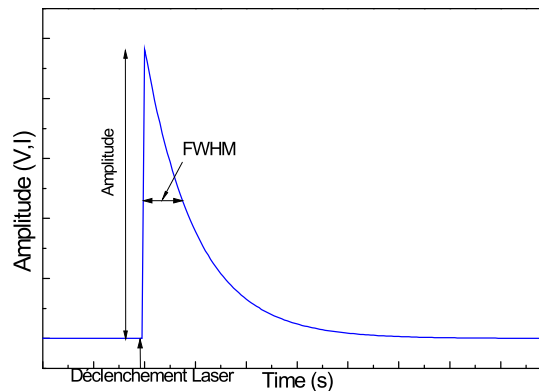


Figure 1.8 Exemple de signal analogique transitoire observé en sortie d'un composant analogique irradié par une impulsion laser sur une zone donnant naissance à un ASET. Le signal ASET est caractérisé par son amplitude et sa durée ou FWHM pour la durée à mi-hauteur

I.4. METHODE DE CARACTERISATION

Les composants utilisés en milieu radiatif doivent subir des tests afin d'évaluer leur sensibilité. Deux types de composants entrent alors en compétition : les composants durcis pour maintenir un niveau de sensibilité acceptable ou bien des composants sur catalogue ou COTS pour « Commercial Off The Shelf ». Ces derniers doivent alors subir une batterie de tests pour déterminer avec exactitude leurs réponses et ainsi quantifier leur sensibilité. Les différents dispositifs de caractérisation sont présentés brièvement par la suite.

I.4.1. ACCELERATEUR DE PARTICULES

L'accélérateur de particules est le lieu de référence pour tout type de tests pour les événements singuliers, il permet de créer des particules et de les accélérer sous un champ électrique. Tous les accélérateurs ne possèdent pas les mêmes disponibilités d'ions. En effet la nécessité de pénétrer le composant d'au moins 100µm implique des ions fortement énergétiques. En France seul le GANIL (pour Grand Accélérateur National d'Ion Lourds) basé à Caen permet d'intervenir à des profondeurs aussi importantes. Le Tableau 1 fait référence à une des particules disponibles au GANIL.

Espèce	Énergie (MeV)	« Range » (μm)	LET (MeV.cm ² /mg)
UCL			
²⁰ Ne	170	199	3.3
⁴⁰ Ar	372	119	10.1
⁵⁶ Fe	567	98	20.6
⁸⁴ Kr	756	92	32.4
GANIL			
²⁰⁷ Pb	24.2MeV/neutron	258	72.7

Tableau 1 Liste non exhaustive d'ions accessibles dans deux accélérateurs de particules, à l'UCL et au GANIL, respectivement basé à Louvain (B) et à Caen (FR).

Le faisceau de particules possède la particularité de ne pas être focalisé, il en découle une irradiation complète du composant sous test. Il est difficile dans ces conditions de générer et contrôler le lieu d'impact d'une particule unique. Afin de pallier en partie à cette lacune, le micro faisceau est utilisé afin de caractériser les composants dans des conditions spatiales. On comprend donc qu'il devient important de trouver une solution complémentaire à l'accélérateur.

I.4.2. MICROFAISCEAUX

Le microfaisceau n'est pas un outil fortement répandu pour la caractérisation de composant sous environnement radiatif. En effet, la gamme de particules et d'énergies disponibles n'est pas assez représentative des conditions de vols spatiaux. Parmi les nombreux laboratoires possédant cette technique en Europe, le CENBG de Bordeaux (laboratoire de physique nucléaire) a développé un microfaisceau générant des particules Alpha (He^+), des protons (H^{2+}) et des neutrons ayant une gamme d'énergie allant jusqu'à 3.5MeV. Mais là où se place la force de cette technique est dans sa résolution spatiale atteignant les 100 nm et une fluence allant de la particule unique à 10^8 particules/s. Grâce à cet outil, il est possible de frapper le composant avec des résolutions voisines de la dimension des plus petites structures du composant.

I.4.3. FAISCEAU LASER

Le faisceau laser et ses applications n'ont cessé d'évoluer depuis le début des années 80. Vingt ans plus tard, la démocratisation de cet outil en complément de caractérisation sous ion lourd est devenue une référence [Buchner-96], [Pouget-00], [Lewis-01], [McMorrow-02]. Le laser permet avec des moyens de focalisation, type objectif, d'irradier des zones aux dimensions submicroniques proches de la longueur d'onde utilisée. Afin de reproduire la nature impulsionnelle et singulière d'une particule, les lasers sont pulsés avec des durées d'impulsion ultra courtes allant du pico à la centaine de femto secondes. Cette technique est donc non destructive et permet une conservation complète de l'échantillon. L'accélérateur possède l'inconvénient, en raison de sa fluence importante, d'injecter des porteurs dans l'oxyde et ainsi faire dériver les caractéristiques électriques. Cet effet peut faire dériver les

paramètres électriques localement sur un transistor ou de manière globale [Bernard-07]. Or, une irradiation laser sur une zone microscopique n'implique pas l'apparition d'effet de dose. Cependant, il est possible en laboratoire de créer une irradiation globale du composant avec une délocalisation et une forte énergie permettant ainsi de mettre en exergue certains phénomènes liés aux effets de dose.

Il apparaît que cet outil prend une part grandissante dans la caractérisation des composants pour les qualifications spatiales. En effet, l'accès à un accélérateur de particules est prohibitif, plus de 1000 \$ par heure. Cet aspect contribua pour beaucoup à l'ascendance du laser dans le domaine des radiations.

Nous détaillerons dans ce chapitre la formalisation de l'interaction laser-semiconducteur, nous poursuivrons par le chapitre trois qui détaillera la plateforme expérimentale laser ayant servi aux différentes expérimentations données dans le chapitre 4. Nous introduirons les choix des paramètres expérimentaux, énergie, durée d'impulsion et longueur d'onde.

II. ÉLEMENTS D'INTERACTION LASER-CIRCUIT INTEGRE

II.1. GENERALITES SUR L'ONDE LASER

L'onde plane est un concept issu de la physique de la propagation des ondes. C'est une onde dont les fronts d'onde sont des plans infinis perpendiculaires à une même direction de propagation désignée par un vecteur. Un faisceau Gaussien est une solution particulière de l'équation de propagation d'Helmholtz (au même titre qu'une onde plane) dans le cadre de l'approximation paraxiale. Ce modèle produit une meilleure description des faisceaux lasers. L'onde Gaussienne est généralement considérée comme définie en transverse électromagnétique TEM₀₀, cas où le champ électrique et le champ magnétique sont orthogonaux. Il convient de préciser qu'un livre a inspiré la présentation qui suit [Davis-96].

II.1.1. ÉQUATION D'UN FAISCEAU GAUSSIEN DANS LE VIDE

L'amplitude complexe du champ électrique d'un faisceau gaussien dans le vide est décrite par la fonction suivante :

$$E(r, z) = E_0 \frac{w_0}{w(z)} e^{\left(\frac{-r^2}{w^2(z)}\right)} e^{(-ikz)} e^{\left(-ik \frac{r^2}{2R(z)}\right)} e^{(i\phi(z))} \quad \text{II-1}$$

Où l'on définit E_0 comme étant l'amplitude du champ électrique au centre du faisceau à l'origine, k est le module du vecteur d'onde, $w(z)$ est la distance au centre de l'axe du faisceau où l'amplitude du champ électrique a diminué de $1/e$, ce qui correspond à une diminution de l'intensité par $1/e$. Pour une longueur d'onde λ et à une distance z le long de l'axe du faisceau, la variation de la largeur du faisceau est donnée par II-2 et illustrée par Figure I 9 :

$$w(z) = w_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z}{z_0}\right)^2} \quad \text{II-2}$$

Comme représenté sur la Figure I 9, il apparaît en $z=0$ et $z=z_0$ deux paramètres optiques décrivant le « beam-waist ». Lorsque $z=0$, $w(z)$ est minimum et correspond à w_0 , nommé le col du faisceau. A une distance de l'origine égale au paramètre confocal z_0 , la largeur du faisceau est égale à :

$$w(z_0) = w_0 \sqrt{2} \quad \text{II-3}$$

$$z_0 = \frac{2\pi w_0^2}{\lambda}$$

$R(z)$ est le rayon de courbure du front d'onde du faisceau. Sa valeur est fonction de la position z qui est donnée par :

$$R(z) = z \left(1 + \left(\frac{z_0}{z} \right)^2 \right) \quad \text{II-4}$$

En outre, on constate que lorsque z tend vers 0 soit $w(z) = w_0$, alors $R(z)$ tend vers l'infini, rappelant ainsi qu'au col du faisceau l'onde est plane. A contrario lorsque z tend vers l'infini le rayon de courbure tend vers zéro, donnant une onde sphérique.

$\varphi(z)$ est le délai longitudinal de la phase de l'onde donné par :

$$\varphi(z) = \arctan \left(\frac{z}{z_0} \right) \quad \text{II-5}$$

Nous relierons l'intensité moyenne temporelle (ou radiance) du faisceau au champ électrique par :

$$I(r, z) = \frac{cn\varepsilon |E(r, z)|^2}{2} = I_0 \left(\frac{w_0}{w(z)} \right)^2 e^{\left(\frac{-2r^2}{w^2(z)} \right)} \quad \text{II-6}$$

Où « c » est la vitesse de la lumière dans le vide, n l'indice de réfraction du matériau, ε la permittivité.

Dans le vide $n=1$ et $\varepsilon=\varepsilon_0=8,85 \cdot 10^{-12} \text{ F.m}^{-1}$ et $c=3 \cdot 10^8 \text{ m.s}^{-1}$.

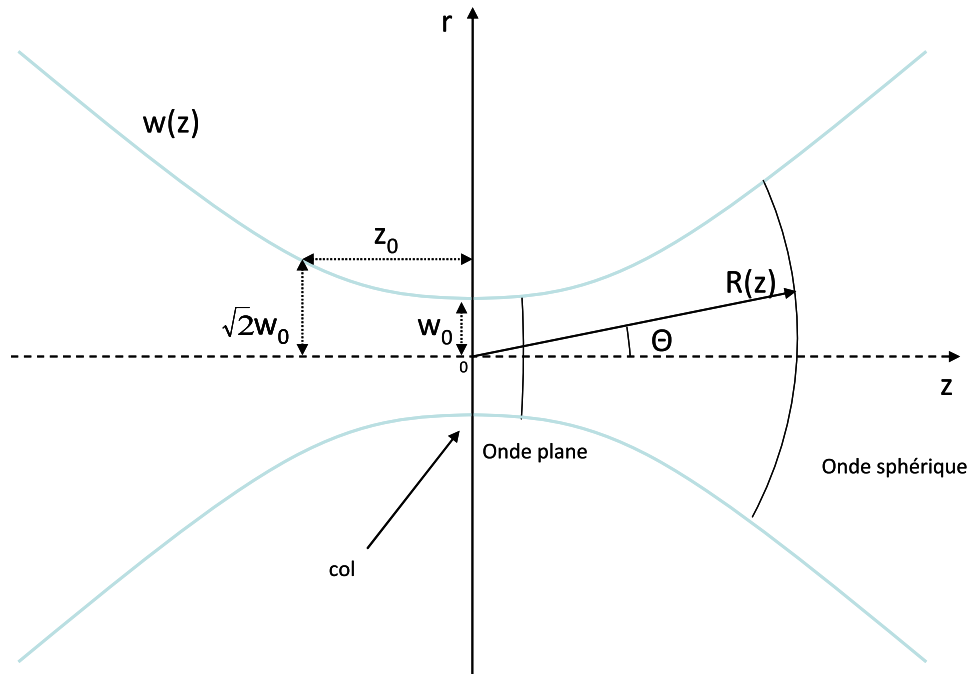


Figure I 9 Représentation gaussienne du faisceau au voisinage du beam whist

II.1.2. ÉQUATION D'UN FAISCEAU GAUSSIEN DANS UN MILIEU ABSORBANT

Dans un milieu absorbant, le vecteur d'onde issu de la dispersion est complexe. Il s'écrit sous la forme $\vec{k}' = \vec{k} - i\vec{k}''$, la partie imaginaire est responsable du déphasage de l'onde, il traduit l'absorption du matériau d'où le signe moins, tributaire de la convention. En reprenant l'équation II-1 on obtient :

$$E(r, z) = E_0 \frac{w_0}{w(z)} e^{\left(\frac{-r^2}{w^2(z)}\right)} e^{-i(kz)} e^{-\alpha z} e^{-i\left(k' \frac{r^2}{2R(z)}\right)} e^{\left(-\alpha \frac{r^2}{4R(z)}\right)} e^{i\varphi(z)} \quad \text{II-7}$$

Puis l'intensité :

$$I_1(r, z) = I_0 \frac{w_0^2}{w(z)^2} e^{\frac{-r^2}{w(z)^2}} e^{-\alpha z} e^{\frac{-\alpha r^2}{4R(z)}} \quad \text{II-8}$$

On retrouve le terme de décroissance longitudinale principale de l'onde plane, ainsi qu'un terme dépendant du rayon de courbure. Avec I_0 donné par :

$$I_0 = \frac{2E_0}{\pi^{3/2} w_0^2 \tau_l} \quad \text{II-9}$$

Fouillat et Pouget ont démontré respectivement que le dernier terme en exponentiel de II-8 était négligeable dans une gamme de longueur d'onde allant du visible jusqu'à 800nm [Fouillat-90], [Pouget-00]. On peut donc réécrire :

$$I_2(r, z) = I_0 \frac{w_0^2}{w(z)^2} e^{\frac{-r^2}{w(z)^2}} e^{-\alpha z} \quad \text{II-10}$$

Dans un milieu absorbant tel que le silicium, matériau cible utilisé dans cette thèse, il est possible de relier l'intensité du faisceau avec le taux de génération correspondant au taux de charges générées par unité de volume dans le matériau.

$$G(r, z) = \frac{\eta_{SPA} \alpha I_2(r, z)}{\hbar \omega} \quad \text{II-11}$$

Où $\hbar \omega$ est l'énergie du photon et η_{SPA} est un coefficient pour représenter de manière générale le rendement du processus d'absorption « un photon ».

Toutes ces équations découlent d'un raisonnement basé sur une résolution au premier ordre de l'équation d'onde découlant des équations de Maxwell. Nous avons négligé les effets non linéaires du champ électrique.

II.2. INTERACTION EN REGIME LINEAIRE

II.2.1. DESCRIPTION DES MECANISMES D'ABSORPTION

De nos jours, les mécanismes d'absorption dans les circuits intégrés sont la base des techniques de stimulation photo-électrique laser. La création de porteurs électriques par absorption de photons est le phénomène physique mis en œuvre dans ces techniques. Le mécanisme fondamental est l'absorption inter bande qui décrit le passage d'un électron de la bande de valence vers la bande de conduction. Or, il existe d'autres mécanismes d'absorption, nous les passerons en revue bien qu'ils soient des effets négligeables dans nos expérimentations.

II.2.1.1. INTER BANDES

Il existe deux types de transition électronique qui sont dépendants de la nature du matériau, soit à gap direct ou indirect, avec respectivement 3,32 eV et 1,12 eV pour le silicium. Les transitions mises en œuvre sont dépendantes de la longueur d'onde et donc de l'énergie des photons comme l'indique l'équation suivante :

$$E = \hbar \omega = h \nu \Rightarrow E(eV) = \frac{1.24}{\lambda(\mu m)} \quad \text{II-12}$$

Où E est l'énergie du photon en eV, h est la constante de Plank est vaut $6,626.10^{-34}$. ν est la fréquence du photon. Dans un semi-conducteur à gap direct, (Figure I 10 a) les transitions électroniques entre les extrema des bandes de valence et de conduction sont verticales, elles obéissent à la règle de conservation des vecteurs d'ondes, et par suite sont radiatives. Dans le cas où l'énergie du photon est supérieure au gap direct, le photon vient céder son énergie au réseau et permet de promouvoir un électron de la bande de valence à la bande de conduction. Dans le semi-conducteur à gap indirect Figure I 10 b, les transitions électroniques entre les extrêmes des bandes ne pas sont verticales. L'absorption ne peut être complète que si il y a conservation de l'impulsion par la vibration du réseau du cristal i.e. par l'absorption ou la création de phonons. Toutefois, l'absorption directe d'un photon dans le silicium est possible pour des énergies supérieures à 3,32eV ou selon l'équation II-12 pour des longueurs d'ondes inférieures à 373nm. On donnera l'absorption indirecte limite du silicium pour un photon comme étant $E_{g, indirect} = 1,12\text{eV}$, soit une longueur d'onde de 1107nm.

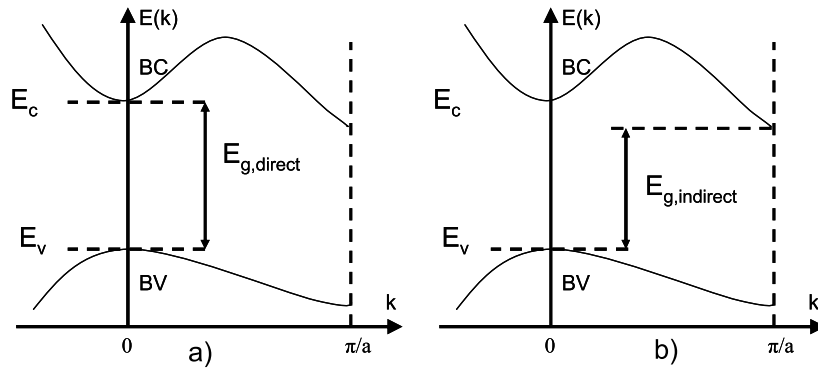


Figure I 10 a) Courbe de dispersion dans un Semi-conducteur à gap direct. b) Dans un Semi-conducteur à gap indirect (Silicium).

II.2.1.2. INTRA-BANDE

La présence d'impuretés dans le réseau cristallin du silicium réalisée de manière intentionnelle ou non, implique l'apparition de niveaux d'énergies intermédiaires dans la bande interdite appelés aussi centres piègeurs. Ces états peuvent se situer soit juste en dessous du niveau de la bande conduction ou au-dessus de la bande de valence, apportant cinq transitions possibles Figure I 11.

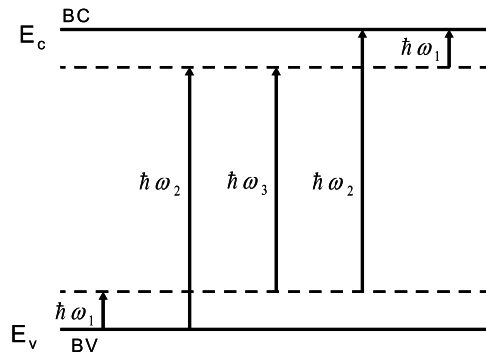


Figure I 11 Description de l'absorption avec les centres piègeurs

La réduction équivalente de barrière énergétique se manifeste dans le cas du silicium, à gap indirect, par une absorption sans phonon. Lorsque la densité d'impuretés introduites est suffisante, les états induits ne sont plus discrets, mais forment un continuum. Il existe donc un effet de diminution de la largeur de la bande interdite. Ce phénomène est nommé dans la littérature sous le nom de « Band gap narrowing ». La diminution de l'énergie nécessaire pour créer une paire électron-trou renforce le mécanisme d'absorption inter bande [Pankove-71]. Toutefois, cette absorption reste négligeable en raison du faible nombre relatif de centres piègeurs. Cependant, pour des puissances élevées, des mécanismes d'absorption non linéaires entrent en jeu. Le plus probable d'entre eux consiste en l'absorption de deux photons, ce qui lui vaut de se voir attribuer le sigle anglais « TPA » (Two-Photon Absorption).

Un raisonnement analogue peut être tenu dans la bande conduction. En effet, à l'équilibre thermodynamique, le silicium possède de manière intrinsèque des porteurs libres (thermiques), et donc une population de ces derniers non négligeables susceptibles d'absorber l'énergie et ainsi participer à l'absorption de nouveaux porteurs libres.

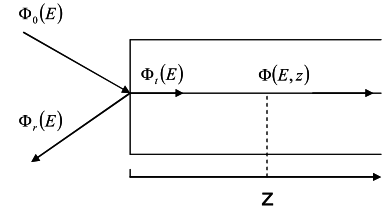
Ainsi, l'absorption totale est composée de deux parties. La première contribution est liée aux mécanismes d'absorption inter bande et la deuxième contribution modélise l'absorption par les porteurs libres. Ce coefficient s'écrit mathématiquement sous la forme :

$$\alpha_{TOTAL} = \alpha_{Interbande} + \alpha_{PorteursLibres} \quad \text{II-13}$$

On comprend donc qu'un photon n'implique pas systématiquement la génération d'une paire électron-trou. L'absorption par porteurs libres peut être compensée en introduisant un facteur de qualité η_{SPA} pour l'absorption linéaire et η_{TPA} pour l'absorption non-linéaire. η_{TPA} sera repris dans la partie traitant des mécanismes non linéaires.

II.2.2. FORMALISATION DE BER-LAMBERT

Nous irradiions le silicium avec un rayonnement afin de créer un excès de porteurs (Figure I 12). Soit $\phi_0(E)$ le flux de photons incidents d'énergie E, c'est-à-dire de longueur d'onde $\lambda(\mu m) = 1,24/E$ (eV). Ceci est le nombre de photons frappant la surface du matériau cible par seconde.



Si $R(E)$ est le coefficient de réflexion du semi-conducteur pour le rayonnement d'énergie E, le flux de photons $\phi_t(E)$ transmis à la surface, c'est-à-dire entrant effectivement dans le semi-conducteur, s'écrit :

$$\phi_t(E) = (1 - R(E))\phi_0(E) \quad \text{II-14}$$

Les photons sont absorbés au cours de leur propagation dans le matériau. On définit le coefficient d'absorption α du matériau comme la variation relative du flux de photons par unité de longueur. Ainsi, si le flux de photons varie de $d\phi$ sur la longueur dz , α est donné par :

$$\alpha(E, z) = -\frac{1}{\phi(E, z)} \frac{d\phi(E, z)}{dz} \quad \text{II-15}$$

α est positif lorsque $d\phi$ est négatif, c'est-à-dire lorsqu'il y a absorption du rayonnement. Si α est constant dans tout le matériau, $\alpha(E, x) = \alpha(E)$ et l'intégration de l'expression (II-15) donne

$$\phi(E, z) = \phi_i(E) e^{-\alpha(E)z}$$

Si le coefficient d'absorption linéaire est nul, le rayonnement d'énergie E traverse le semi-conducteur sans atténuation, le matériau est dit « transparent ». C'est le cas du semi-conducteur intrinsèque pour des rayonnements d'énergie E tels que $E < E_g$. A contrario si le coefficient n'est pas nul, le matériau absorbe le rayonnement d'énergie E qui s'atténue exponentiellement au cours de sa propagation. Cette absorption se traduit par une création de paires électron-trou. Chaque photon absorbé donne une paire électron-trou de sorte que le taux de génération de paires est égal au taux de disparition de photons [Mathieu-01].

II.2.3. COEFFICIENT D'ABSORPTION LINEAIRE

Le dopage du silicium influe aussi sur le coefficient d'absorption optique. Si nous le considérons comme uniforme, il suffit donc de consulter des tables expérimentales appropriées données par [Schmid-1981]. Nous avons reporté les données issues de ces tables dans les deux graphiques de la Figure I 13. Elles donnent le coefficient d'absorption linéaire en fonction de la longueur d'onde et ce avec différentes concentrations d'impuretés.

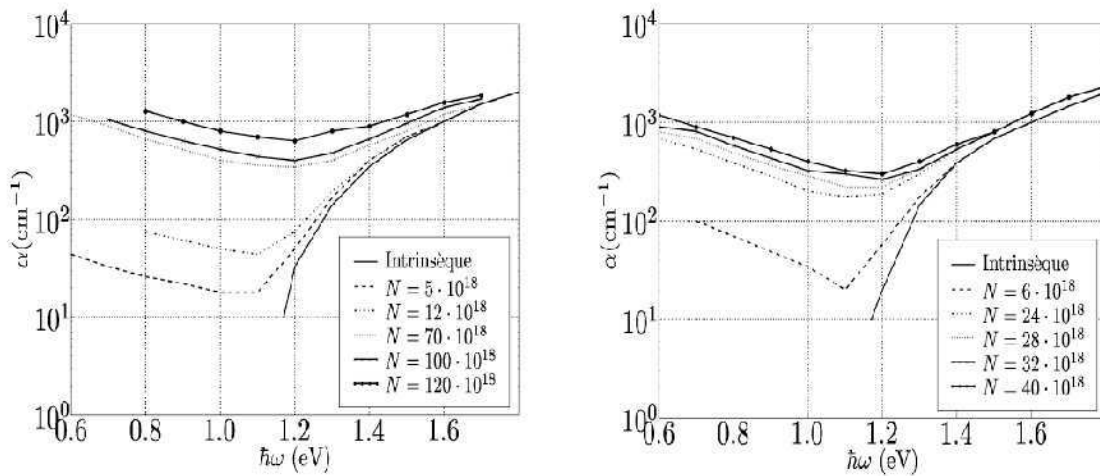


Figure I 13 Coefficient d'absorption dans du silicium dopé au bore (a) et à l'arsenic (b) pour différents niveaux de dopage

Il est normal de constater une brusque variation du coefficient d'absorption linéaire lorsque l'énergie du photon est inférieure à 1.1eV. Cependant, nous constatons une faible décroissance de la valeur d'alpha pour des dopages d'impuretés élevés ($0,1 \cdot 10^{19}$). En effet lorsque le dopage est relativement élevé, l'absorption « un photon » est dû au couplage des mécanismes d'absorption intra et inter bandes. Au-delà de 1100 nm l'absorption par porteurs libres devient prépondérante. On comprend donc bien que la densité de porteurs libres influe directement sur le coefficient d'absorption linéaire. En outre, le cas idéal lors d'étude laser ou sous accélérateur est de connaître avec précision le dopage des zones irradiées. Toutefois, cette information n'est que trop peu communiquée par les fabricants.

II.2.4. DISCUSSION SUR LE CHOIX DE LA LONGUEUR D'ONDE

Dans le cas d'une absorption intra-bandes de la matière avec un processus d'absorption linéaire (α), le choix de la longueur d'onde est conditionné selon deux critères. Le premier est de travailler avec des longueurs d'ondes inférieures à 1100nm permettant ainsi l'ionisation de la matière et le deuxième est issu du choix de la technique expérimentale.

Lors d'attaques laser par la face avant des zones sensibles du composant, le choix de la longueur d'onde est conditionné par la profondeur voulue de génération de porteurs. Dès lors, les longueurs d'ondes comprises entre 750 et 850nm permettent de déposer des charges en profondeur sans être trop sensible aux variations du coefficient d'absorption induites par le dopage. La Figure I 14 donne la profondeur de pénétration dans le silicium d'un faisceau laser pour différentes longueurs d'onde. Il faudra alors choisir des longueurs d'onde plus élevées pour pouvoir irradier en profondeur. La limite étant fixée par l'énergie seuil du photon et par extension la longueur d'onde limite de 1100nm.

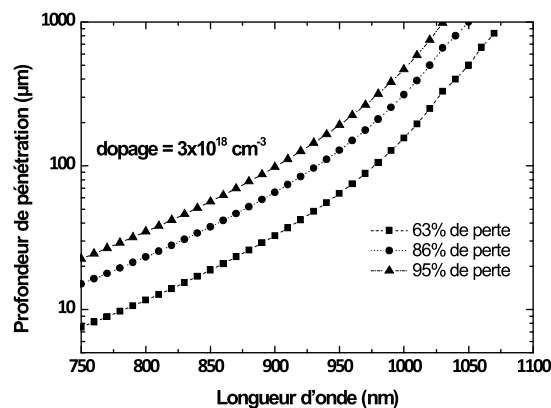


Figure I 14 Longueur sur laquelle le faisceau laser perd 63 %, 86 % et 95 % de son énergie initiale, en fonction de sa longueur pour un dopage de $3 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$. [Schmid-81].

II.2.4.1. TEST PAR LA FACE ARRIERE

L'avènement des nouveaux procédés de fabrication des circuits intégrés s'accompagne d'une forte croissance des couches de métallisation en surface. Le laser est entièrement réfléchi ou absorbé par l'aluminium ou le cuivre, constituant des couches métalliques. De cette constatation Lewis et *al* ont mis en avant une technique visant à passer le faisceau à travers la couche du substrat [Lewis-01].

L'amincissement du substrat jusqu'à l'obtention d'une puce d'une centaine de micromètres permet de s'affranchir de l'attaque par la face avant. En pratique l'amincissement du substrat se révèle coûteux et l'intégrité de la puce n'est pas toujours assurée. Le couple épaisseur finale du substrat/longueur d'onde est donc optimisé pour une meilleure pénétration dans le silicium. Dans le cas contraire, l'épaisseur du substrat devient le paramètre clé pour déterminer la longueur d'onde optimale.

II.2.4.2. COMPROMIS DENSITE/PENETRATION

La quantité de charges déposées étant une fonction de la longueur d'onde et bien entendu de l'absorption du matériau, il est important lors de test par la face arrière de considérer la valeur pour laquelle la génération de paires électrons-trous est optimale à une distance donnée. La Figure I 15-a présente un tracé de la valeur pic du taux de génération de paires en fonction de la longueur d'onde et pour différentes épaisseurs de substrat. Cette valeur pic correspond à la valeur de l'équation de génération de porteur dans le silicium en $r=0$ et pour $w(z)=w_0$ au niveau des zones actives. La dépendance principale est alors donnée par :

$$G_g(\Delta z, \lambda) = \alpha(\lambda)e^{-\alpha(\lambda)\Delta z} \quad \text{II-17}$$

Où z est l'épaisseur du substrat.

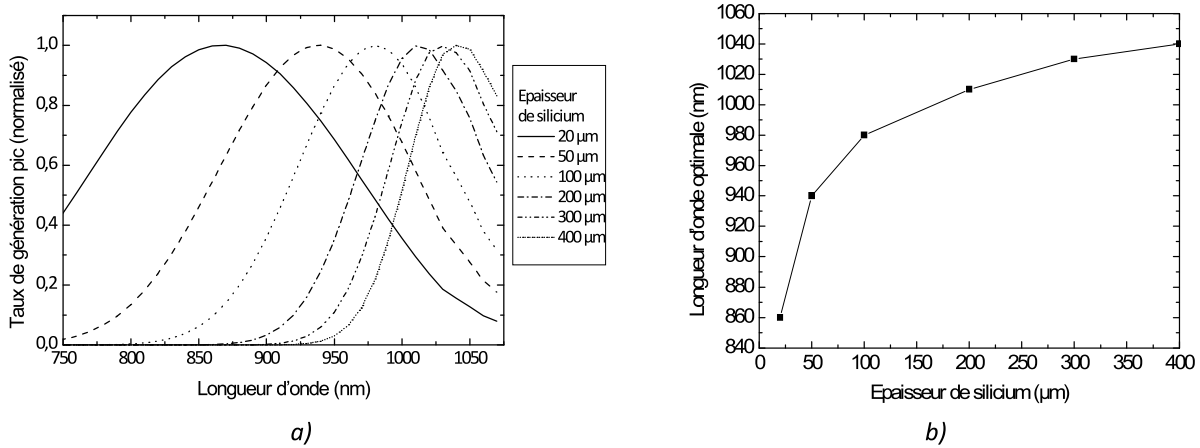


Figure I 15 Valeur pic normalisée du taux de génération en fonction de la longueur d'onde et pour différentes épaisseurs de silicium (a) et longueur d'onde optimale en fonction de ces mêmes épaisseurs (b)

Comme le montre la Figure I 15 a), le taux de génération pic est maximal pour une longueur d'onde qui varie en fonction de l'épaisseur de silicium traversée [Lewis-01]. La Figure I 15 b) montre le tracé des longueurs d'onde donnant un taux de génération pic maximal en fonction des épaisseurs considérées en Figure I 15 a). La Figure I 15 b) montre que cette optimisation est obtenue avec une longueur d'onde d'autant plus grande que le substrat est épais. Dans tous les cas, l'approche par la face arrière impose une longueur d'onde proche infrarouge, dont le choix dépend principalement des moyens d'amincissement du substrat.

II.3. INTERACTION EN REGIME NON-LINEAIRE

Le phénomène d'absorption « deux photons » tiré de l'anglicisme (Two Photon Absorption) a été initialement proposé par Maria Goeppert-Mayer en 1931 dans sa thèse [Goppermayer-31]. Trente ans plus tard, l'invention du laser permit la vérification expérimentale de ce phénomène dans un cristal dopé (europium) [Kaiser-61].

L'absorption « deux photons » est un processus d'optique non linéaire de troisième ordre, car dépendant de la partie imaginaire de la susceptibilité d'ordre trois du matériau que nous détaillons en annexe. L'absorption linéaire est dépendante de la susceptibilité d'ordre 1 du matériau. Il devient alors évident que les mécanismes et règles physiques régissant une absorption un photon et deux photons sont différentes par nature. Nous proposerons alors d'en décrire les mécanismes avec un bref rappel sur les équations de Maxwell pour enfin nous attarder sur la formalisation du coefficient d'absorption β_2 via la susceptibilité d'ordre trois.

Cependant, l'absorption « deux photons » fut étudiée sous différents aspects pour une variété d'applications. Elle apparaît plus particulièrement dans des domaines nécessitant des études en trois dimensions, le micro-usinage [Maruo-97], le stockage optique à haute densité de données [Parthen-89] (disque holographique) et dans l'imagerie biologique par excitation de fluorescence [Denk-90]. C'est donc de manière naturelle que cet outil propose des prédispositions pour l'étude d'ASET dans des composants électroniques.

II.3.1. MECANISMES NON-LINEAIRES.

Les mécanismes réponses aux tirs laser linéaires et non linéaires sont fortement dépendant du matériau cible. À faible énergie laser dans le silicium de nombreux effets non linéaires sont présents mais leurs impacts sont négligeables. Seule la réponse linéaire (d'ordre un) est donc prépondérante. Mais l'énergie devra être d'autant plus forte pour des réponses d'ordre élevé. À forte énergie ces phénomènes peuvent être alors lisibles. Nous allons montrer les relations qui peuvent exister entre les équations d'une onde laser et celles du matériau cible. Plusieurs nomenclatures coexistent autour des équations de la physique de l'optique non linéaire, nous ferons donc référence au travail réalisé par Boyd dans son livre intitulé « Nonlinear Optics » [Boyd-03].

L'interaction d'une onde électromagnétique avec le matériau se traduit par la génération d'une polarisation locale notée « P ». D'après les équations de Maxwell, on peut écrire le champ de polarisation du milieu en fonction du champ électrique « E » :

$$\nabla^2 E = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} + \frac{4\pi}{c^2} \frac{\partial^2 P}{\partial t^2} \quad \text{II-18}$$

Nous avons considéré dans la partie II.1.1 de cette étude que le champ de polarisation du milieu était linéaire, amenant aux équations d'absorption linéaire dans du silicium. Or pour des énergies fortement élevées, il apparaît des non-linéarités dont les amplitudes ne peuvent être négligées.

$$\mathbf{P} = \varepsilon_0 \left[\chi^{(1)} \mathbf{E} + \chi^{(3)} \mathbf{E}^3 + \dots \right] \quad \text{II-19}$$

Le champ de polarisation du milieu peut se décomposer en un développement limité fonction du champ électrique (II-19) faisant apparaître les termes non linéaires d'ordre supérieur à 1. Les termes pairs sont nuls car le silicium est centro-symétrique. De plus, les termes d'ordre supérieur à 3 seront négligés dans le domaine d'intensité laser considéré.

En réinjectant II-19 dans II-18, on obtient l'équation de propagation d'onde dans le milieu :

$$\nabla^2 \mathbf{E} = \mu_0 \frac{\partial}{\partial t} \left(\sigma \mathbf{E} + \varepsilon_0 \frac{\partial}{\partial t} \left(\mathbf{E} + \chi^{(1)} \mathbf{E} + \chi^{(3)} \mathbf{E}^2 \right) \mathbf{E} \right) \quad \text{II-20}$$

De cette équation II-20, il apparaît un champ électrique au carré, image de l'intensité, pondéré par la susceptibilité d'ordre 3 ($\chi^{(3)}$). La prépondérance de ce coefficient lors d'intensités importantes, conduit à une forte probabilité de création de porteurs par génération deux photons. Le formalisme de la susceptibilité d'ordre trois est lié au coefficient non-linéaire β_2 par les équations II-21 et II-22 extrait des travaux de Del Coso *et al* [Coso-04]. Considérons un système ayant une absorption linéaire négligeable ($\alpha_0 \approx 0$), les indices de réfraction n_2 et d'absorption β_2 non-linéaire sont proportionnels à la partie réelle ($\chi_R^{(3)}$) et imaginaire ($\chi_I^{(3)}$) de $\chi^{(3)}$ à travers les équations suivantes :

$$\chi_R^{(3)} = \frac{\varepsilon_0 c n_0^2 n_2}{3} \quad \text{II-21}$$

$$\chi_I^{(3)} = \frac{\varepsilon_0 c n_0^2 \lambda}{3\pi} \beta_2 \quad \text{II-22}$$

Où n_0 est l'indice de réfraction du milieu, $\varepsilon_0 = 8.85 \times 10^{-12}$ F/m la permittivité du vide et λ la longueur d'onde. En vertu de l'hypothèse du coefficient d'absorption linéaire négligeable, il est clair qu'une susceptibilité d'ordre 3 purement réelle se manifestera par une réflectivité non linéaire alors que qu'une susceptibilité d'ordre 3 purement imaginaire conduira seulement à l'absorption des effets non-linéaires. Un calcul plus complet et proposé en annexe. L'intensité linéaire et non-linéaire de l'onde dans un milieu absorbant peu alors s'écrire.

$$\frac{dI(r, z, t)}{dz} = -\alpha I(r, z, t) - \beta_2 I^2(r, z, t) \quad \text{II-23}$$

Où α et β_2 sont respectivement les coefficients linéaires et non-linéaires et I l'intensité du faisceau. L'équation II-23 ne peut être valable que si l'évolution de l'onde dans le plan perpendiculaire à sa direction de propagation peut être négligée (hypothèse paraxiale). Cette hypothèse est donc valide dans

le domaine où l'onde gaussienne est proche d'une onde plane, donc pour z inférieur ou égal au paramètre confocal (Z_0).

Si la résolution de l'équation II-23 semblait accessible dans le domaine d'étude linéaire, l'adjonction de la partie non linéaire quadratique en intensité rend la résolution analytique difficile voir impossible. Pour ce faire nous allons en premier lieu quantifier les erreurs d'approximations commises avec les hypothèses faites pour la résolution de l'équation d'onde dans un régime linéaire.

II.3.2. MODELISATION DU TAUX DE GENERATION

Le taux de génération en régime linéaire est bien connu et permet une correspondance avec le taux de génération d'une particule unique. Cependant en régime non linéaire, la complexité des équations misent en jeu ne permettent plus d'utiliser ces modèles de correspondances établies. Pour ce faire, le laboratoire travaille sur la modélisation des mécanismes de génération et de propagation d'une onde laser dans un milieu absorbant en régime non linéaire. Une approche analytique est engagée puis discutée. Nous poursuivrons avec la résolution par itérations successives prenant en compte les différentes absorptions linéaires et non-linéaires [Wan-06]. Une première illustration de l'absorption deux photons a été faite par McMorrow *et al* [McMorrow-2002], illustrée par la Figure I 16. Bien que la génération deux photons soit principalement localisée au col du faisceau, cette illustration ne prend pas en compte l'absorption linéaire. Ce modèle n'est en réalité valide qu'au centre du faisceau soit au beam waist. Nous illustrerons le modèle développé prenant en compte l'absorption linéaire et non linéaire de l'équation II-23.

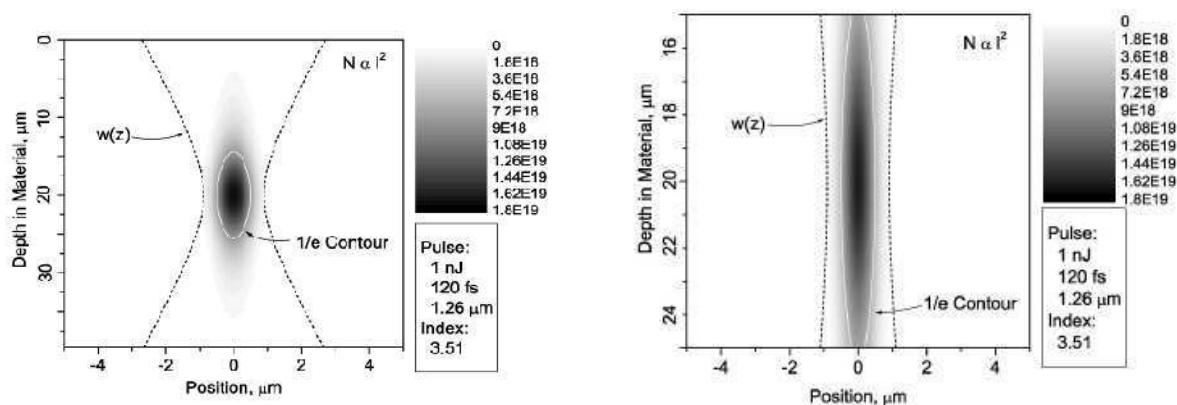


Figure I 16 Intensité du faisceau focalisée à 20μm de la surface avec une longueur d'onde de 1260nm, une énergie de 1nJ et une durée d'impulsion de 120fs. Zoom de la figure de droite [McMorrow-2002]

II.3.2.1. RESOLUTION ANALYTIQUE

Sous l'hypothèse d'un champ électromagnétique constant et d'une expansion radiale nulle, une des solutions de l'équation II-23 peut être donnée sous la forme simplifiée :

$$I(r, z, t) = I_0 \frac{e^{-\alpha z}}{1 + \frac{\beta_2}{\alpha} I_0 (1 - e^{-\alpha z})} \quad \text{II-24}$$

où I_0 est l'intensité du faisceau décrite par II-9, $e^{-\alpha z}$ est la loi de Beer-Lambert exprimant la décroissance de l'intensité dans le matériau. En introduisant le facteur $e^{-\frac{t^2}{\tau^2}}$ décrivant l'aspect temporel de l'onde pulsée et son expansion radiale gaussienne $e^{-\frac{2r^2}{w_0^2}}$, nous pouvons réécrire l'équation :

$$I(r, z, t) = I_0 \frac{e^{-\frac{2r^2}{w_0^2}} e^{-\frac{t^2}{\tau^2}} e^{-\alpha z}}{1 + \frac{\beta_2}{\alpha} I_0 e^{-\frac{2r^2}{w_0^2}} e^{-\frac{t^2}{\tau^2}} (1 - e^{-\alpha z})} \quad \text{II-25}$$

L'équation II-25 est solution de l'équation II-23. Afin de se placer dans un cas de figure non linéaire, nous avons choisi d'implémenter les données suivantes, il est à noter que le coefficient d'absorption linéaire n'est pas nul. L'indice de réfraction non linéaire (n_2) étant négligeable ($(4.7 \pm 0.2) \cdot 10^{-5}$ [cm/GW]) [Bristow-07], l'indice global n_0 est donc pris sur l'indice linéaire qui est donné dans le *Tableau 2*. Ces données ont été extraites des publications [Tsang-02], [Dinu-03], [Cowan-04].

Valeurs des paramètres du modèle			
Longueur d'onde	λ	1300	nm
Coefficient d'absorption linéaire	α	45	cm ⁻¹
Coefficient d'absorption non linéaire	β	1.6	cm.GW ⁻¹
Indice de réfraction total $n_0 = n_1 + n_2$	n_0	3.3	cm ² .W ⁻¹
Energie	E_0	1	nJ
Durée de l'impulsion	τ	100	fs
Largeur du faisceau au col	w_0	1	μm
Intensité	$I_0 = \frac{2E_0}{\pi^{\frac{3}{2}} w_0^2 \tau_I}$		W.cm ⁻²

Tableau 2 Tableau récapitulatif des données nécessaires au programme de modélisation de l'onde Laser dans un matériau absorbant à une longueur d'onde de 1300nm. Toutes les unités sont homogénéisées dans le programme.

La Figure I 17 représente la variation de l'intensité donnée par l'équation II-25. L'intensité est concentrée au point de focalisation qui est à la surface, $z=0$. L'extension selon l'axe radial est très confinée. De plus, la

décroissance de l'intensité se limite à quelques micromètres dans le volume. Cependant, ce modèle ne rend pas compte de la divergence du faisceau laser.

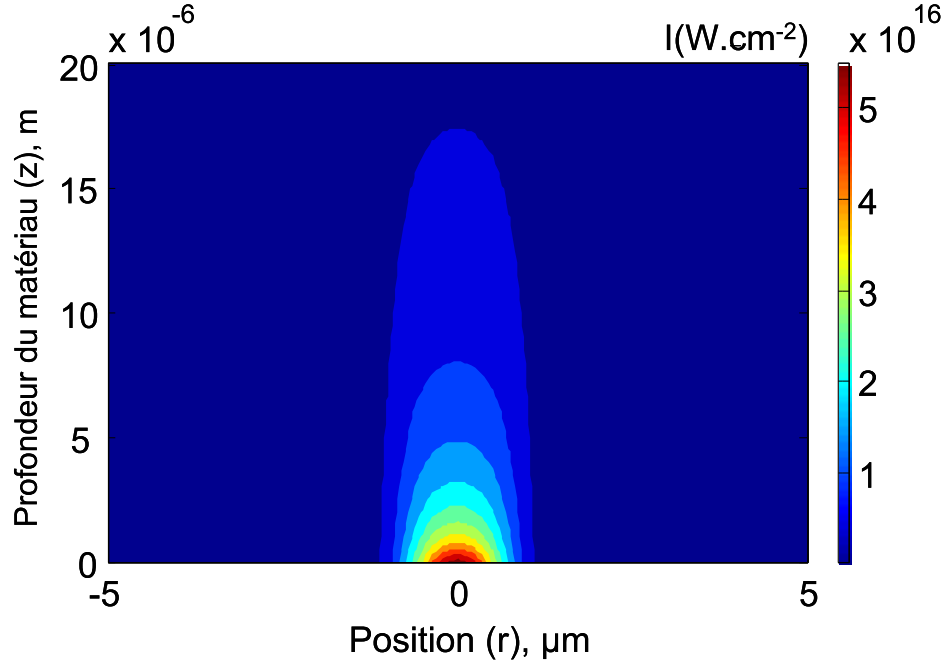


Figure I 17 Représentation de l'équation II-25 en fonction des axes de profondeur (z) et radial (r) pour t=0.

Afin de prendre en compte cette divergence du faisceau selon son axe de propagation nous

injectons $\frac{w_0^2}{w(z)^2} e^{\frac{-2r^2}{w(z)^2}} e^{\frac{-t^2}{\tau^2}}$:

Où $\frac{w_0^2}{w(z)^2}$ traduit la décroissance de l'intensité crête en raison de l'expansion radiale du faisceau au

cours de sa propagation. On réécrit l'équation II-25 qui donne :

$$I(r, z, t) = I_0 \frac{\frac{w_0^2}{w(z)^2} e^{\frac{-2r^2}{w(z)^2}} e^{\frac{-t^2}{\tau^2}} e^{-\alpha z}}{1 + \frac{\beta_2}{\alpha} I_0 \frac{w_0^2}{w_z^2} e^{\frac{-2r^2}{w_z^2}} e^{\frac{-t^2}{\tau^2}} (1 - e^{-\alpha z})} \quad \text{II-26}$$

Nous avons vérifié qu'analytiquement, le modèle II-26 n'est pas solution de II-23 pour tout « r » et tout « z ». Nous allons vérifier numériquement si ce modèle peut être valide dans un domaine de r et de z donné grâce à l'équation II-27. Pour ce faire, nous allons utiliser des modèles de résolution numérique.

$$\Delta I(r, z, t) = \frac{dI(r, z, t)}{dz} - (-\alpha I(r, z, t) - \beta_2 I^2(r, z, t)) \quad \text{II-27}$$

La figure suivante présente la variation de la fonction II-28 en reprenant les mêmes paramètres que la Figure I 17.

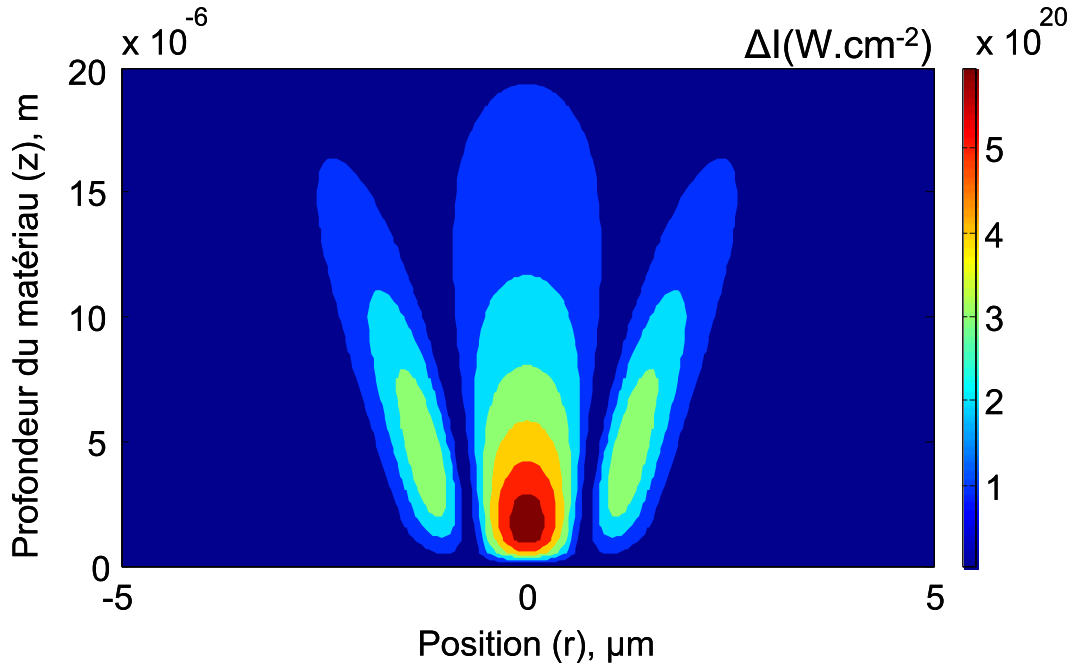


Figure I 18 Illustration de l'équation II-27 avec l'injection de l'équation II-25 qui est l'image de l'erreur de calcul commise pour $t=0$.

La Figure I 18 montre que le modèle introduisant la divergence du faisceau selon z ne peut être validé dans le domaine considéré de r et de z correspondant à la réalité physique. Manifestement ce modèle n'est pas valide et donc inutilisable pour la modélisation du taux de génération deux photons. D'un point de vue analytique seul le modèle donné par l'équation II-27 sera conservé, mais ne paraît pas représenter au mieux la réalité du phénomène. Il est en revanche possible d'utiliser un modèle numérique afin de représenter le taux de génération deux photons.

II.3.2.2. MODELE NUMERIQUE

Nous avons donc écrit un programme permettant l'illustration de la propagation et de l'absorption non linéaire dans le silicium. La Figure I 19 reprend le volume $V(r, z)$ défini sur deux axes z et r , schématisant la focalisation du faisceau dans le matériau ainsi que la forme d'onde de manière discrète. Chaque pas d'itération est défini par Δz et décomposé en différentes itérations nommées k (où $k=0, 1, 2, 3, \dots$). La Figure I 19 indique également certains paramètres tels que la définition du pas de calcul (Δz), la taille minimale du col du faisceau ($2 \cdot \omega_0$) et la distance de focalisation (S). La distribution de l'intensité, en chaque pas de calcul, peut être scindée en deux mécanismes : la focalisation et l'absorption.

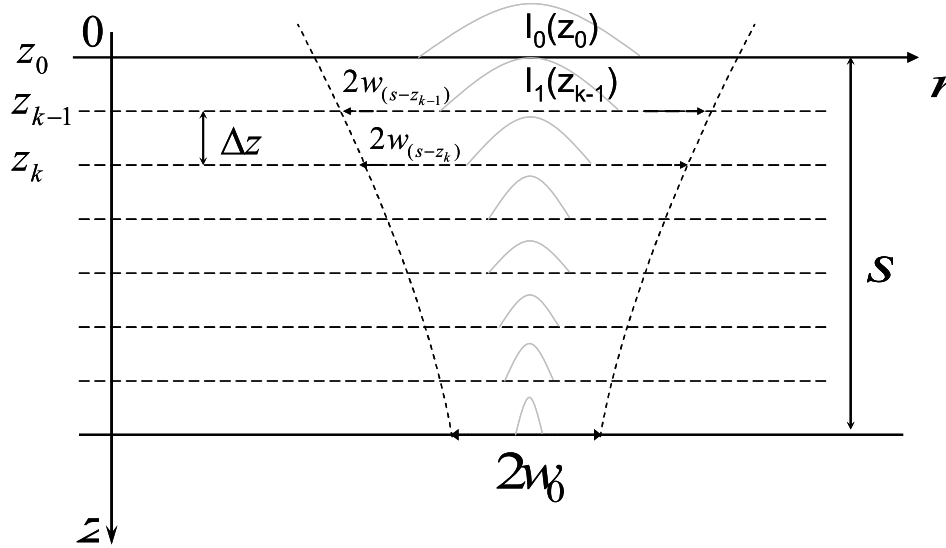


Figure I 19 Schéma du modèle utilisé pour la méthode par éléments finis. Le « beam waist » est situé en w_0

Ainsi, on attribue une atténuation à l'intensité via les coefficients d'absorption linéaire et non linéaire respectivement α et β_2 puis on déduit la différence d'intensité entre deux pas de calcul par les équations II-28.

$$I_k^{abs} = I_{k-1}^{abs} - \Delta z \times [\alpha I_{k-1}^{abs} + \beta_2 (I_{k-1}^{abs})^2] \quad \text{II-28}$$

$$\Delta I^{abs} = I_k^{abs} - I_{k-1}^{abs}$$

Puis l'expression de la convergence du faisceau est gouvernée par l'équation II-29 comme étant un rapport supérieur à 1 dans le sens de propagation (z) et ne prend pas en compte l'absorption (noté « sansabs »).

$$I_k^{sansabs} = \frac{w_{(s-z_{k-1})}^2}{w_{(s-z_k)}^2} I_{k-1}^{sansabs} \quad \text{II-29}$$

Il est alors possible de réunifier les deux mécanismes par une simple addition, avec un signe moins pour l'absorption. La distribution d'intensité est alors donnée, avec absorption, par l'équation II-30.

$$I_k^{abs} = I_k^{sansabs} - \Delta I^{abs} \quad \text{II-30}$$

Au premier ordre, nous décrivons l'intensité laser comme une fonction Gaussienne selon l'axe de propagation et l'axe radial. Nous réécrivons l'intensité laser en fonction de la position transverse r et longitudinale z avec l'équation II-31.

$$I(r, z) = I_k \times e^{\frac{-2r^2}{w_{(s-z_k)}^2}} \quad \text{II-31}$$

La Figure I 20 représente l'intensité et le taux de génération obtenue basée sur le modèle de l'équation II-31 et les données fournies par le *Tableau 2*. Comme nous le montre les deux figures l'intensité du faisceau tend à croître jusqu'au point de focalisation situé à $50\ \mu\text{m}$ de la surface concluant sur une génération de pair électron-trou fortement confiné au col du faisceau. Cette modélisation met en exergue une absorption forte dans le col du faisceau, mais également à la surface du matériau. En face arrière et lors de l'utilisation de hautes énergies, il sera dommageable de créer des porteurs libres dans le substrat de manière non intentionnelle. Le modèle reste perfectible et ne permet aujourd'hui de refléter totalement la réalité, mais il apporte d'ores et déjà des données sur le taux de génération dans et à l'extérieur du col du faisceau.

Il apparaît clairement que l'atténuation ne suit pas une symétrie selon Z au point de focalisation « S ». Ce résultat est conditionné d'une part par la condition initiale et d'autre part par la décroissance de l'intensité au carré pondérée par le coefficient non linéaire donné par l'équation II-28. Il est à noter que dans notre cas le maximum de l'intensité est à une distance d du point de focalisation.

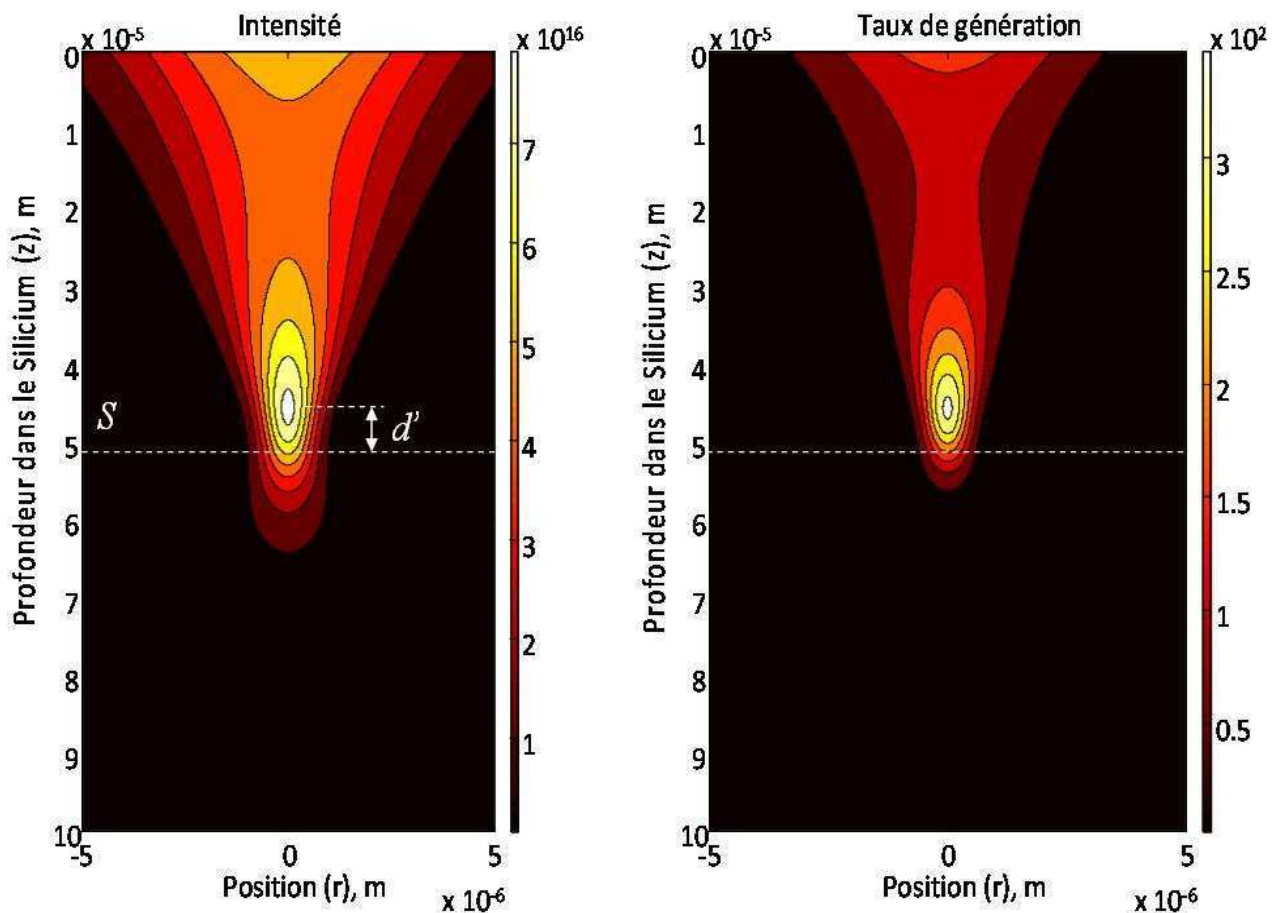


Figure I 20 Intensité du faisceau focalisée à $50\ \mu\text{m}$ de la surface avec une longueur d'onde de 1300nm , une énergie de $1\ \text{nJ}$ et une durée d'impulsion de $10\ \text{fs}$. Génération « deux photons » associée à l'intensité de gauche.

Cette caractéristique du faisceau « deux photons » est en opposition avec la décroissance exponentielle de l'absorption classique « un photon » [Schmid-81]. Une précédente approche de l'absorption deux photons par McMorrow et *al* avait conduit à des résultats peu différents [McMorrow-02]. Cependant, la symétrie selon l'axe autour du point de focalisation n'est pas conservée.

II.3.3. COEFFICIENT D'ABSORPTION NON LINEAIRE

II.3.3.1. TECHNIQUES ET DIFFICULTES DE MESURE

La mesure du coefficient β fut initialement développée pour l'étude des caractéristiques des matériaux. Ainsi, différentes méthodes d'extractions existent, telles que le « power-scan » ou le « Z-scan ». Il s'agit d'utiliser pour les deux un front d'onde traversant un échantillon et d'en mesurer l'énergie résiduelle. Le rapport des deux puissances (mesure de la puissance grâce aux diodes D1 et D2) donne une image de l'absorption « deux photons ». La Figure I 21 schématise le fonctionnement des deux techniques. Les deux techniques ne présentent pas les mêmes sensibilités de mesure. En effet, la technique de Z-scan permet de décorrélérer la variation d'indice fonction de la profondeur Z avec la variation d'énergie [Sheik-90], [Li-97], [Xu-99].

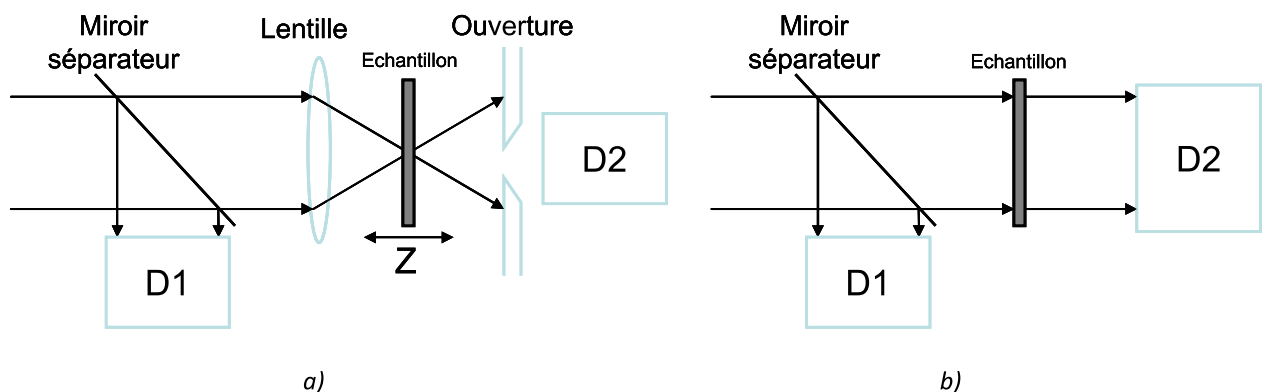


Figure I 21 Schéma montrant la technique de mesure du coefficient non linéaire beta sur un échantillon. a) Z-scan, b) Power scan.

Dans les deux cas de figure d'analyse, il faut posséder des échantillons aussi minces que possible avec un dopage connu, puisque tributaire du taux d'absorption. Cependant, l'échantillon n'est pas le seul élément déterminant de la mesure. Les caractéristiques de l'onde incidente, durée, énergie sont des éléments donnant tout autant de valeurs de β .

II.3.3.2. RECENSEMENT DES VALEURS DE β DANS LA LITTERATURE

Les deux techniques présentées précédemment ont été utilisées sur un wafer de silicium afin d'extraire les paramètres non linéaires. Cependant, les mesures faites sont issues elles-mêmes de différentes approximations basées sur les paramètres expérimentaux tels que la durée d'impulsion, la taille du spot et l'énergie. Nous avons regroupé dans le Tableau 3 une liste non exhaustive de données provenant de différentes expérimentations utilisant l'absorption deux photons (TPA). Bristow *et al* ont réalisé plusieurs mesures du coefficient d'absorption et d'indices de réfraction non linéaire en les comparant aux différentes données de la littérature [Reintjes-73], [Tsang-02], [Dinu-03], [Euser-05]. La particularité de leur expérimentation est qu'ils ont regroupé des mesures provenant d'une large plage de longueurs d'onde allant de 800 à 2200nm [Bristow-07]. Lin *et al* ont également fourni en 2007 un relevé expérimental étendant les relevés jusqu'à 2500nm qui correspondent mieux avec les valeurs de la littérature [Lin-07]. Cependant, Bristow *et al* s'appuient sur un modèle théorique de prédictions récemment développé prenant en compte les transitions de gap indirect "allowed-forbidden" (a-f) et "allowed-allowed" (a-a). Ce modèle permet d'ajuster les points et de donner les courbes en trait plein des Figure I 22a) et Figure I 23b) [Garcia-06]. Une plus grande confiance peut alors être donnée aux valeurs de Bristow *et al*. Dans tous les cas, le coefficient d'absorption non-linéaire suit une décroissance avec l'augmentation de la longueur d'onde.

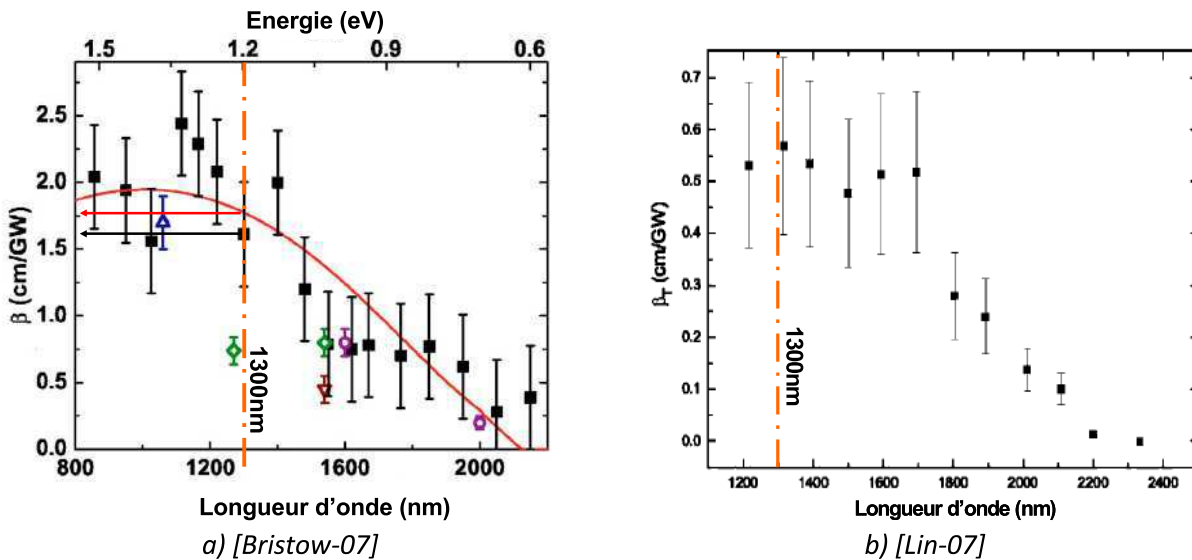


Figure I 22 a) Valeurs mesurées de β (carrés) en fonction de la longueur d'onde pour un wafer de silicium de $125\mu\text{m}$ d'épaisseur, orienté [001]. Données extraites d'autres publications : cercles [Euser-05], triangles vers le haut [Reintjes-73], triangles vers le bas [Tsang-02] et diamant [Dinu-03]. La courbe en traits plein constitue le meilleur ajustement passant par les carrés pleins, ajustement fait par Garcia et Kalyanaraman [Garcia-06]. b) Valeurs mesurées de β (carrés) en fonction de la longueur d'onde pour un wafer de silicium orienté [001]

Identiquement à β_2 , l'indice de réfraction linéaire, présenté par la Figure I 23, est ajusté par le trait plein. Aux alentours de 1900nm il apparaît le Pic de non-linéarité de Kerr. Ce pic diminue et devient presque constant au-delà de la moitié du band gap, 2200nm.

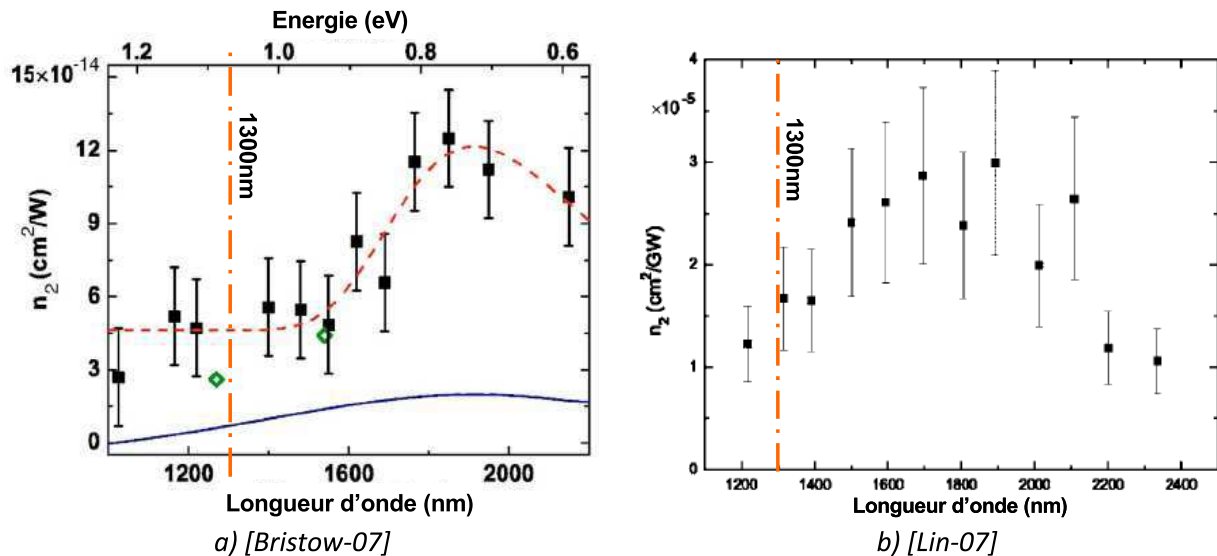


Figure I 23 a) Valeurs mesurées de n_2 (carrés) en fonction de la longueur d'onde pour un wafer de silicium intrinsèque de 125 μ m d'épaisseur, orienté [001]. Données extraites de [Dinu-03] et représentées par des diamants. La courbe en traits hachurés est un guide visuel alors que le trait plein constitue le meilleur ajustement passant par les carrés pleins selon la transformé de Kramers-Krönig et extrait du trait plein de β de la Figure I 22. b) Valeurs mesurées de n_2 (carrés) en fonction de la longueur d'onde pour un wafer de silicium intrinsèque, orienté [010].

Il apparaît qu'en 2007, les techniques d'extraction accompagnées de modèles prédictifs permettent d'extraire les valeurs de coefficient d'absorption et d'indice de réfraction d'ordre 2. Les corrections apportées par le modèle prédictif aux données expérimentales de Tsang *et al* et Dinu *et al* ont permis d'obtenir des mesures plus fidèles, mais ne constituent pas une base suffisante de données pour être considérée comme référence.

Energie Puissance Intensité	Largeur d'impulsion	Longueur d'onde	Taille du spot	Température	Orientation du cristal	n ₂ (cm ² /W)	β ₂ (cm/GW)	Références	
	20 ps	1060 nm		100 °K			1.5	Reintjes73	
	20 ps	1060 nm		20 °K			1.9		
5 mW	4-100 fs	1257 nm	2.5 μm	300 °K			1	Boggess86	
0.02-0.07 J/cm ²	90 fs	620nm					34.6	Reitze90	
0.5-10 mW	120 fs	1260 nm					1	Xu-99	
10 ¹³ W/m ²	180 fs	1540 nm		300 °K		0.6x10 ¹³	0.45	Tsang02	
1 nJ	120 fs	1260 nm	1.6 μm	300 °K			0.1	McMorrow02	
	4-100 ps	1060 nm		300 °K			1.5±1	Ramsay03	
< 1 nJ	130 fs	1270 nm			[110]	0.26x10 ¹³	0.74	Dinu-03	
		1540 nm				0.45x10 ¹³	0.79		
		1270 nm			[111]				
		1540 nm				0.43x10 ¹³	0.88		
	90-150 fs	1200-2400 Nm	29-71 μm		[100]	0.16x10 ¹³ (1300nm)	0.52-0.019	Lin-07	
8 GW/cm ²	200 fs	850-2200 nm	75 μm		300 °K	[001]	0.58x10 ¹³ (1300nm)	2.1-0.3	Bristow07

Tableau 3 Récapitulatif des valeurs des différentes expérimentations relevées dans la littérature

III. CONCLUSIONS

Le contexte des radiations apporte de nombreuses problématiques sur la fiabilité des composants embarqués dans les satellites en raison de nombreuses interactions de particules avec le silicium. Ces interactions avec les composants analogiques produisent des courants transitoires qui se propagent du point d'impact jusqu'à la sortie. De nombreuses études montrent que ce phénomène n'est généralement pas destructif, mais qu'il s'avère être souvent à l'origine de perte complète ou partielle du véhicule. Il est donc impératif de le caractériser afin de palier son apparition. Afin de quantifier cette sensibilité expérimentalement, il est nécessaire de faire appel à des techniques matures possédant des caractéristiques spatiales et temporelles fines. Bien que l'accélérateur de particules permette de recréer l'environnement spatial de manière fidèle, le flux de particules qu'il génère irradie la totalité du composant ; Alors que le laser permet d'irradier de manière microscopique la zone de notre choix grâce à un confinement spatial et temporel restreint. Les lasers utilisant des longueurs d'onde supérieures à 1100nm sont employés pour de l'irradiation par la face arrière. Cette technique procure une irradiation confinée au point de focalisation et une transparence, i.e. non absorption, en dehors du col du faisceau.

Un travail important avait été engagé afin de traduire au mieux l'absorption de l'onde laser dans le silicium pour des longueurs d'onde inférieures à 1100nm. Ces longueurs d'onde font appel à des mécanismes linéaires. Dans ce manuscrit nous nous sommes intéressés aux travaux effectués sur l'absorption non linéaire. Ainsi, nous avons montré que le modèle introduisant la divergence du faisceau selon z ne peut être validé en tenant compte de l'absorption non linéaire. Manifestement ce modèle est inutilisable pour la modélisation du taux de génération deux photons. En revanche nous avons proposé un modèle original basé sur une méthode itérative qui s'inspire des éléments finis pour fournir une illustration de la distribution de l'intensité ainsi que du taux de génération en deux photons. Il a également été montré que les techniques d'extraction du coefficient d'absorption et d'indice de réfraction du matériau d'ordre 2 apportent des mesures de plus en plus fines. De nombreux autres tests doivent être engagés afin de conforter les derniers relevés de Bristow *et al.*

Au final, l'interaction laser/silicium se traduit par la génération puis collection de porteurs libres participant à la création d'un signal transitoire dans un nœud électrique du circuit. L'étude de ce manuscrit se focalisera sur les signaux transitoires analogiques. Nous orienterons la suite de notre étude sur des amplificateurs opérationnels linéaires à large bande passante, à comparer à la faible bande passante du vieillissant LM124. Cette étude se découpe selon deux axes majeurs qui sont la simulation et l'expérimental. La partie « simulation électrique » permettra d'amener certains éléments de réponse sur la sensibilité propre à chaque étage du circuit amplificateur linéaire. Enfin, la partie expérimentale portera sur la sensibilité globale des deux architectures employées au sein des différents composants testés.

CHAPITRE 2

Etude de la sensibilité des étages d'amplificateur opérationnel par simulation SPICE

I. INTRODUCTION

Ce chapitre est dédié à la simulation de la sensibilité des structures de base d'amplificateur linéaire. Pour ce faire, nous introduirons les différents modèles existant définissant l'amplificateur linéaire au sein d'un simulateur électrique. Nous mettrons en place une méthodologie de travail afin d'évaluer la sensibilité des étages par des critères électriques, le but étant de guider le concepteur de composants dans le choix des briques de base, en regard de l'impact des radiations sur leur robustesse. Des résultats sur la classification par sensibilité des différents étages simulés seront présentés.

II. CONTEXTE ET MOTIVATION

Dans le premier chapitre, nous avons mis en place les fondements de l'interaction d'une onde lumineuse avec le silicium ayant pour résultante la création de porteurs libres dans le silicium. Nous avons évoqué les différents effets singuliers pouvant résulter de cette interaction. Les différentes études menées sur ces effets singuliers sont, pour les plus complètes, articulées autour de trois éléments majeurs : le faisceau laser, l'accélérateur de particules et la simulation électrique ou physique de composants.

La simulation peut jouer un rôle important dans l'étude de l'événement transitoire analogique (ASET) dans des circuits intégrés linéaires. Bien qu'elle ne puisse se substituer aux tests expérimentaux, son coût et le gain de temps qu'elle procure en font un complément intéressant à l'expérimentation traditionnelle comme les essais sous faisceau d'ions lourds ou laser.

Par l'absence de restriction dans le choix des conditions d'essai ou de l'architecture du circuit, elles offrent la possibilité d'étudier les réponses de mécanismes internes qui se révèlent expérimentalement inaccessibles. Les simulations aident aussi à la compréhension de signaux « exotiques » obtenus lors des campagnes d'irradiation.

Il existe deux approches de la simulation sur ordinateur pour les ASET. La simulation physique permet d'aborder le problème à l'échelle microscopique. La deuxième approche, utilisée dans cette étude, est macroscopique et concerne la simulation électrique, basée sur les équations générales de l'électricité. Cette méthode est beaucoup moins gourmande en temps de calcul.

II.1. SIMULATION PHYSIQUE DE COMPOSANT

Il existe plusieurs solutions sur le marché, TCAD Sentaurus de la société Synopsys [[http-Syn](http://Syn)] et Silvaco [[http-Silvaco](http://Silvaco)], qui peuvent être utilisées pour simuler la réponse d'un transistor face à l'injection de charge par un ion lourd au voisinage ou à l'intérieur de ce dernier. Ce genre de simulateur permet de résoudre l'ensemble des équations qui régissent le mouvement des porteurs de charge. Étant donné que ces équations ne peuvent pas être résolues de manière analytique, le simulateur les résout numériquement par itérations successives aux différents points d'un maillage dense et complexe. Dans cette approche, un transistor d'intérêt est sélectionné et les équations sont résolues en deux ou trois dimensions. Certains paramètres sont alors requis pour décrire les propriétés physiques des différents matériaux et leurs géométries. Si ces informations ne peuvent être obtenues directement auprès du fabricant, une analyse de construction s'impose. Cette méthode, strictement limitée à un, voire quelques transistors, ne peut être utilisée dans notre étude portant sur des architectures plus complexes.

II.2. SIMULATION ELECTRIQUE DU COMPOSANT

II.2.1. MACRO ET MICRO-MODELE

Historiquement, le passage du modèle composé de transistors à celui faisant intervenir un macro-modèle au fonctionnement équivalent fut introduit par Boyle et al sur un amplificateur opérationnel [Boyle-74], [Solomon-74]. Ce modèle était composé de sources de tension et de courant commandées et indépendantes permettant d'alléger la complexité des circuits simulés ainsi que le temps de calcul. Ainsi, grâce à de nombreuses simplifications, le macro-modèle analogique est capable de répliquer les réponses critiques d'entrées-sorties ainsi que les performances globales du composant d'origine.

II.2.2. SIMPLIFICATION

La technique de simplification consiste en une substitution progressive de certaines portions du circuit par un élément équivalent en SPICE. Cette technique est la plus couramment utilisée pour remplacer des éléments tels que des transistors de polarisation ou autre miroir de courant par des sources de courant ou de tensions idéales. Comme nous montre la Figure II 1, la simplification est possible pour plusieurs fonctionnalités d'un composant. Il apparaît des sources de courant idéales en lieu et place de transistors, mais aussi des sources de tension commandées pour représenter un étage de gain [Boulghassoul-03].



Figure II 1 Exemple de simplification différentiant le micro-modèle du macro-modèle. a) Paire différentielle utilisant la technique de simplification en remplaçant certains éléments par des sources de courant. b) Etage de gain idéalisé par des sources de tension commandées [Boulghassoul 03].

Le macro-modèle résultant de la simplification comporte encore assez de nœuds électriques pour permettre une mise en correspondance avec le composant, mais l'utilisation d'éléments idéaux peut masquer une sensibilité locale existante avec le modèle complet. La mise en correspondance des modèles électriques n'est plus possible lorsque la technique de « remplacement » est utilisée, car elle remplace tout le bloc du circuit par son équivalent fonctionnel, isolant chaque paramètre de circuit primitif en un sous circuit indépendant, comme illustré par la Figure II 1b). Cette dernière technique est de plus en plus populaire, car plus ouverte et plus flexible en terme d'architecture. Cependant, elle affecte drastiquement la population des nœuds électriques internes et jonctions encore plus sévèrement que la

« simplification ». De même, l'insertion d'étages d'adaptation fictifs dans le macro-modèle peut affecter les propagations des transitoires générées à l'intérieur du circuit.

II.2.3. COMPLEXITE DU MACRO MODELE

Il existe aussi des degrés de différences au sein même des macro-modèles, possédant un plus grand nombre de jonctions. La complexité du modèle est alors laissée à la discrétion du fabricant. Ces derniers ont adopté le concept de macro-modèle comme un moyen de présenter et de promouvoir leurs gammes de produits, sans avoir à livrer les détails de leur circuit. Les modèles aussi complets que ceux de la Figure II 2a) sont peu nombreux.

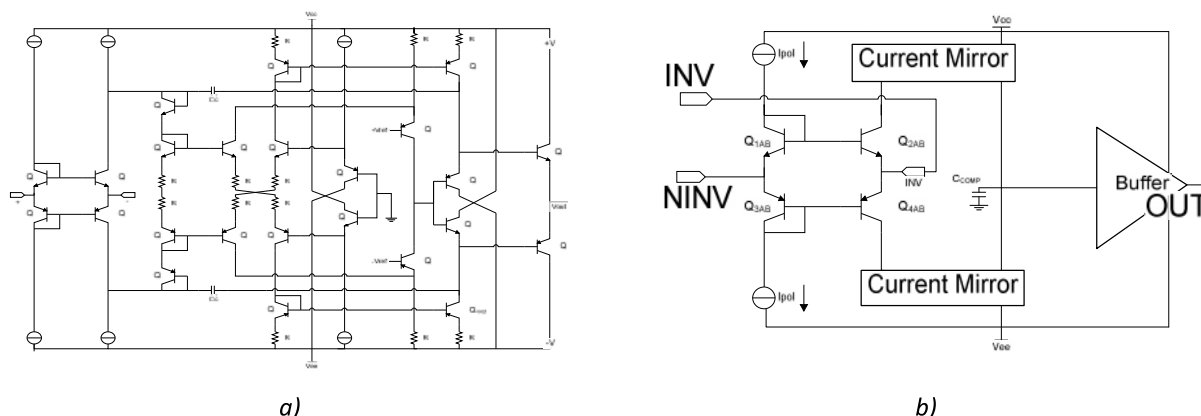


Figure II 2a) Macro modèle de l'amplificateur AD9617 de chez Analog Device possédant un nombre important de transistors, se rapprochant ainsi du micro modèle [http-AD]. II 2b) Macro-modèle fortement simplifié de l'amplificateur AD9617 de chez Analog Device.

Boulghassoul *et al* montre que le macro-modèle du LM124 donné par National Semiconducteur permet d'établir une bonne accordance entre les mesures expérimentales et les mesures faites sous simulateur SPICE, comme l'atteste la Figure II 3 [Boulghassoul-02], tant pour les petits signaux (Figure II 3a) que pour les larges signaux (Figure II 3b). Malgré les étapes de simplification, le modèle permet de reproduire fidèlement le comportement réel du composant.

Les macro-modèles sont spécialement optimisés pour un fonctionnement système. L'étude de la propagation des signaux transitoires au sein même de l'architecture semble, au vu des simplifications importantes, semble être difficile, voire impossible. En outre, Boulghassoul *et al* complètent en fournissant un travail sur la propagation du transitoire de l'entrée vers la sortie d'un système composé d'amplificateurs montés en série [Boulghassoul-03]. Les résultats montrent que le macro-modèle simple permet aisément de traduire cette propagation sans altération.

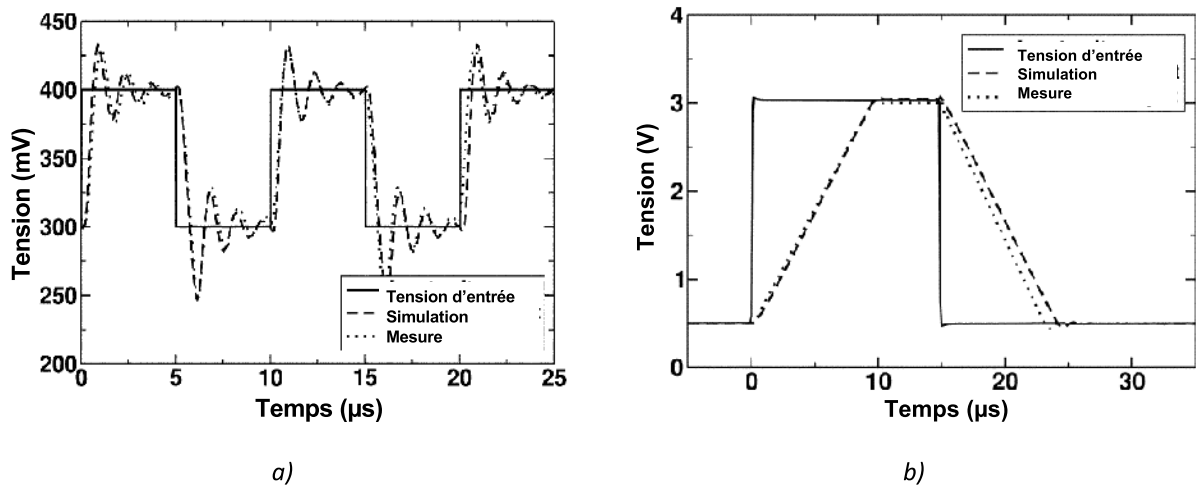


Figure II 3 Signaux mesurés et simulés en petit (a) et large (b) signaux en sortie de l'AOP LM124 lorsqu'un signal carré est appliqué en entrée [Boulghassoul-02].

Cette concordance entre macro-modèle et mesure expérimentale fut souvent reproduite et apparaît dans de nombreuses publications, [Johnston-00] [Johnston-02] [Lalumondière-02], traitant à leur tour du LM139. Bien que le bon fonctionnement dynamique du macro-modèle SPICE du LM124, vu en Figure II 3, soit un franc succès pour une utilisation système, on comprendra aisément que la simplification de certains blocs ne permet pas de modéliser le chemin de conduction de manière réelle et apporte une réelle incertitude sur les résultats de sensibilité du modèle. Il faudra alors, dans un cas idéal, procéder à des simulations avec des modèles possédant tous les éléments actifs et passifs. Les méthodes de rétro-ingénieries peuvent alors être mises en jeu pour effectuer une correspondance parfaite entre le composant et le modèle. Ce modèle est alors nommé micro-modèle.

Nous baserons la suite de notre travail sur des structures n'ayant subi aucune simplification. En somme, nous reprendrons des structures académiques connues et simples pour tester leur sensibilité au passage d'un ion.

III. ENVIRONNEMENT DE SIMULATION

III.1. LE CHOIX TECHNOLOGIQUE

III.1.1. GENERALITES

Les composants spécifiques, AVLSI (Analog ou Advanced Very Large Scale Integration), ASIC (Application Specific Integrated Circuit) ou bien même des composants simples (AOP, RF, puissance) sont des axes de recherche majeurs pour des organismes comme l'ESA. Les ASICs sont spécialement conçus pour répondre à des problématiques spécifiques en embarquant différentes fonctions analogiques ou mixtes et sont optimisés au besoin (faible bruit, faible consommation). De ce fait, ils peuvent être adaptés au besoin spatial par des durcissements aux radiations. Le fondeur Austria Micro System (AMS) et sa technologie « 0.35 μ m SiGe BiCMOS », sont perçus comme un choix intéressant. Cette technologie est largement déployée au sein de différents composants spécifiques type ASICs, composants classiques (RF, puissance, convertisseur, etc.) [http-AMS] et des véhicules de test [Douin-08]. De nombreux organismes s'occupent de tester les composants du commerce afin de les qualifier.

III.1.2. NŒUD TECHNOLOGIQUE AMS BiCMOS « SiGe » 0.35 μ m

Cette étude est basée sur une technologie Silicium Germanium BiCMOS de chez AMS. Nous nous intéresserons particulièrement aux transistors bipolaires NPN et PNP contenus dans le design kit. Ce design kit représente la bibliothèque de composants disponibles fournis par le fondeur. Nous montrons en Figure II 4 un exemple de technologie BiCMOS, avec deux structures bipolaires de transistor.

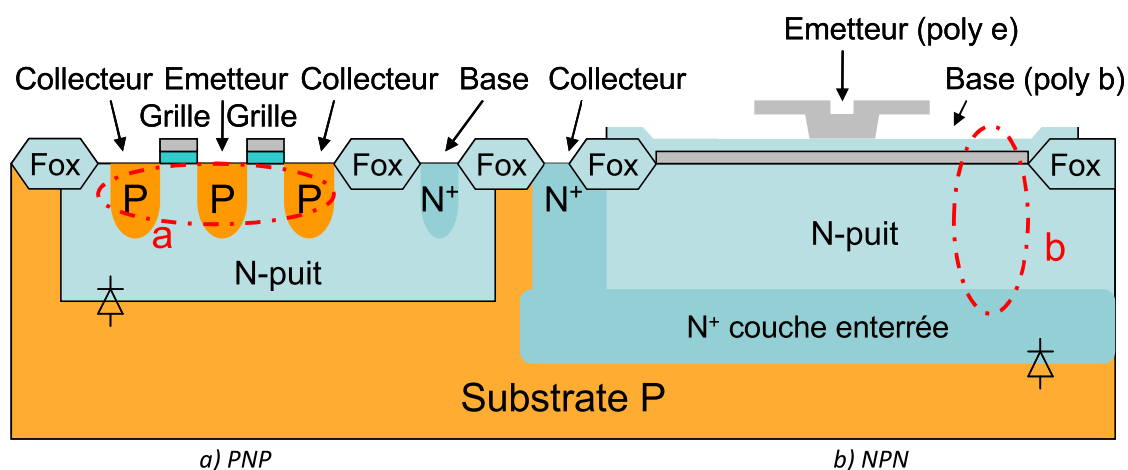


Figure II 4 a) est de type PNP à géométrie latérale, les diffusions d'émetteur et de collecteur sont réalisées à partir des sources et drains des transistors NMOS. La base N est réalisée par le masque d'ajustement de la tension de seuil des transistors NMOS. Les performances sont grandement améliorées par l'utilisation d'un substrat épitaxié. La Figure II 4 b) montre un transistor vertical NPN classique possédant une couche enterrée. Comme le montre Kenneth *et al*, les couches enterrées au sein de structures bipolaires procurent de meilleures performances statiques (β , V_A^1 , BV_{CEO}^2) et dynamiques (f_T^3) [Kenneth-98]. Enfin, notons que la jonction substrat/collecteur ou substrat/base des deux transistors doit être impérativement polarisée en inverse afin d'empêcher tout chemin de conduction via le substrat. Pour ce faire, nous avons appliqué un potentiel négatif de -3,3V (jonction PN en inverse) sur le substrat lors des simulations. En effet, cette technologie bipolaire possède selon la documentation deux tensions de fonctionnement, 5V ou 3,3V ; la tendance portant les composants à abaisser leur tension de fonctionnement en vue de limiter la consommation, nous avons choisi la tension d'alimentation 3,3V. Ces deux modèles de transistors seront utilisés dans la suite du travail. Les différents montages utilisant ces transistors sont polarisés en vue d'un fonctionnement optimum des deux transistors.

III.2. SOURCE DE COURANT : MODELE EN DOUBLE EXPONENTIELLE

Afin de simuler l'impact d'un ion ou d'une onde laser sur un circuit, il est utilisé une source de courant maîtrisée par plusieurs paramètres. Sa forme doit traduire le plus fidèlement possible le phénomène de dérive diffusion donnant premièrement un courant instantané suivi d'une diminution exponentielle. Ceci est rendu possible grâce à une source de courant à la forme exponentielle, dépendante du temps comme décrite par l'équation II-1 et illustré par la Figure II 5 [Massengill-93(SC NSREC)].

$$I(t) = \begin{cases} I_0 \left(1 - e^{-\frac{t}{\tau_R}} \right) \rightarrow t < \tau_D \\ I_0 \left(1 - e^{-\frac{t_D}{\tau_R}} \right) e^{-\frac{(t-t_D)}{\tau_F}} \rightarrow t > \tau_D \end{cases} \quad \text{II-1}$$

Où la charge totale $Q(t)$ délivrée par la double exponentielle est exprimée par l'équation II-2.

$$Q(t) = I_0 \left[t_D + \tau_F - \tau_R - (\tau_F - \tau_R) e^{-\frac{t_D}{\tau_R}} \right] \quad \text{II-2}$$

¹ Tension d'Early

² BV_{CE} Tension de claquage Collecteur Emetteur

³ Fréquence de transition

Nous avons noté dans le tableau et illustré par la Figure II 5 différents paramètres typiques. En revanche le temps de descente est fortement dépendant de la technologie cible ; de l'ordre de la centaine de pico seconde pour une technologie MOS et de l'ordre de la nanoseconde pour une technologie bipolaire.

I_{INITIAL}	I_{FINAL}	t_0	t_D	τ_R	τ_F	Q
0mA	1mA	100ps	120ps	10ps	1ns (Bipolaire)	0.876pC
					250ps (CMOS)	0.227pC

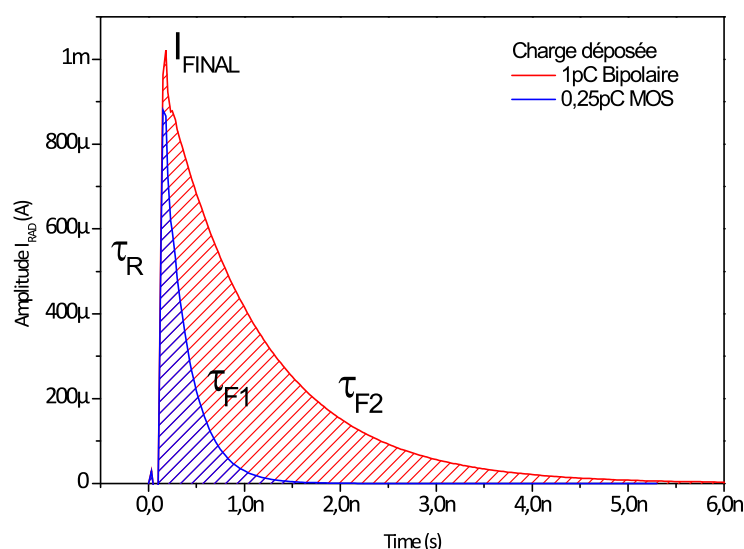


Figure II 5 Allure de la double exponentielle utilisée pour les simulations de transitoires sous SPICE. Impulsions de courant utilisées avec deux temps de descente.

Cette source peut être positionnée à la guise de l'opérateur afin de recréer plusieurs configurations d'irradiation. La quantité de charge injectée dans une jonction est contrôlée par l'ajustement de la valeur maximum (I_{FINAL}) ou par l'ajustement de la durée (temps de montée et de descente) jusqu'à ce que l'allure de la courbe d'injection corresponde à l'allure d'ASET obtenue expérimentalement. Si cela n'est pas possible, il devient alors obligatoire de retravailler le modèle SPICE en introduisant de nouveaux éléments parasites qui n'avaient pas été jugés utiles lors de sa conception.

De récents résultats de modélisation ont établi de manière probante que la forme de l'ASET est insensible au profil d'injection, à condition que la charge totale intégrée demeure constante et à condition que le circuit ait une réponse plus lente que le temps de collection [Boulghassoul-02(1)], [Sternberg-02(1)]. La réponse observée est alors assimilable à la réponse impulsionnelle du circuit impacté.

III.3. MODELE D'INJECTION

III.3.1. MODELE CLASSIQUE

Différents travaux proposent les solutions d'injection illustrées par la Figure II 6 [Massengill-93]. Il existe des simulateurs, par exemple RADSPICE, incorporant directement les sources de courant dans le modèle SPICE du transistor pour prendre en compte des courants précédemment négligés [Pouget-99]. Lorsqu'une particule court-circuite une seule jonction, nous utilisons les injections émetteur vers base, collecteur vers base et collecteur vers substrat alors que l'injection collecteur vers émetteur représente un shunt total des deux jonctions tête bêche (NPN ou PNP).

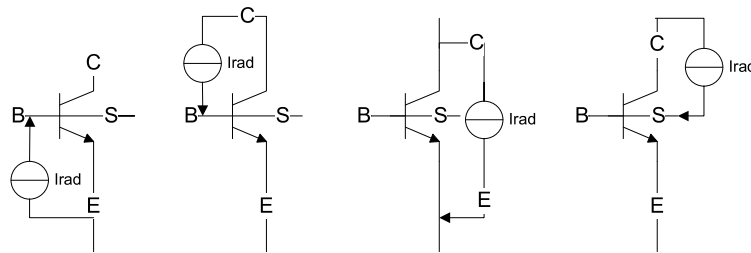


Figure II 6 Différentes configurations d'injection sur les jonctions d'un transistor NPN. Emetteur vers base, collecteur vers base, collecteur vers émetteur et collecteur vers substrat. Ces différentes configurations peuvent être appliquées au transistor PNP en conservant le sens d'injection (conventionnel).

III.3.2. MODELE AMELIORE

Afin de modéliser l'impédance de contact du transistor vu par le système, le modèle incorpore des résistances internes nommées R_C , R_E et R_B . Or, simuler un ASET avec une résistance incluse dans le modèle compact du transistor n'est pas toujours approprié en raison de la chute de potentiel induite. Pour ce faire, La Figure II 7b monte un exemple de modèle SPICE modifié avec une externalisation des résistances. Ce modèle s'avère être plus précis pour modéliser les ASETs dans le transistor bipolaire.

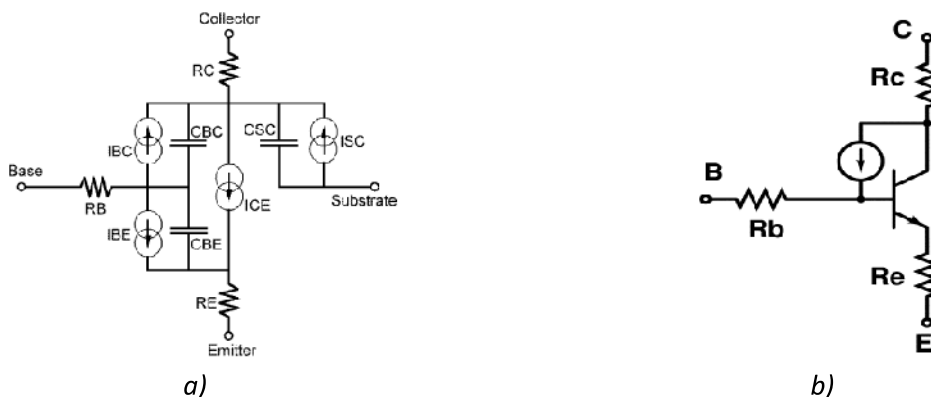


Figure II 7 a) Modèle compact SPICE de Gummel-Poon montrant les résistances d'émetteur, de base et de collecteur. b) Technique de modélisation améliorée des ASETs avec l'exemple d'une injection collecteur vers base. Les résistances internes sont mises à l'extérieur du modèle permettant de se placer avant la chute de potentiel due à la résistance interne des prises de contact.

L'impact de l'externalisation des résistances de prise de contact du modèle, comme montré par la Figure II 7 a) n'affecte en rien le comportement du modèle Gummel-Poon. Cela permet en effet de positionner la source de courant en amont de la chute de potentiel de la résistance interne. Ce qui en effet, permet d'injecter le courant transitoire directement dans la zone active du modèle du transistor. Sans ce modèle amélioré, le courant appliqué avec la source de courant subirait un affaiblissement et ne permettrait pas une correspondance parfaite de la charge déposée dans le volume [Sternberg-02].

IV. BRIQUES DE BASE DES AMPLIFICATEURS LINEAIRES

IV.1. DIFFERENTES TOPOLOGIES D'AMPLIFICATEURS

Un amplificateur opérationnel linéaire amplifie la différence de tensions à ses entrées ; il est souvent employé avec une contre-réaction. Deux topologies rentrent alors en compétition afin d'amplifier cette différence : la contre-réaction tension-tension (CRTT) et courant-tension (CRCT). Ces deux topologies exhibent d'intéressantes caractéristiques électriques. A l'inverse de la CRCT, la CRTT souffre toujours du produit, gain bande passante constant, ce qui limite l'évolution de sa montée en fréquence. De nos jours, on atteint aisément le gigahertz de fonctionnement chez certains fabricants (AD8009CF-AD8045VF) [http-AD]. Le Tableau 4 montre les différences notables existant entre les deux topologies durant ces vingt dernières années.

Amplificateur	Alimentation V	Bande passante MHz	Slew Rate V/ μ s	I_{OUT} mA	I_B A	Bruit nV/ $\sqrt{Hz}$	Contre réaction
AD810	5V-36V	80	1000	8	2 μ	2.9	Courant- Tension
AD8033	5V-24V	80	80	3,5	1,5p	11	Tension- Tension
AD8009	5V-12V	1000	5500	16	50 μ	1.9	Courant- Tension
AD8045	3.3V-12V	1000	1350	19	2 μ	3	Tension- Tension

Tableau 4 Composant d'Analog Device récemment mis sur le marché et ceux datant des années 80. Comparaison de l'évolution topologique et électrique des contre réactions en tension et en courant du fabricant.

IV.2. DECOUPAGE FONCTIONNEL D'UN AMPLIFICATEUR OPERATIONNEL

IV.2.1. GENERALITES

Les AOP sont généralement constitués d'au moins trois étages : un étage d'entrée différentiel, un ou plusieurs étages d'amplification de la tension et un étage tampon de sortie comme illustré en Figure II 8 [Grey-84]. L'étage d'entrée est un élément fonction de la topologie choisie, il fournit la plus grande partie de l'amplification. L'impédance d'entrée varie également selon la topologie : en mode tension, une haute impédance est requise en entrée (bases ou grille de transistor) en mode courant une faible impédance est requise (émetteur ou drain du transistor). L'étage suivant se charge de l'amplification avec un montage à base d'émetteur commun de fort gain et de classe A ou AB. Quelle que soit l'architecture, il est souvent compensé en fréquence par une capacité. Cette compensation est utilisée pour conserver une marge de phase et de gain en boucle fermée suffisante, en raison d'un pôle dominant dans la bande passante utile.

Le « buffer » de courant qui sert d'étage de sortie, possède un gain en tension unitaire. Il permet à l'amplificateur de fournir des courants importants en sortie avec une faible impédance de sortie.

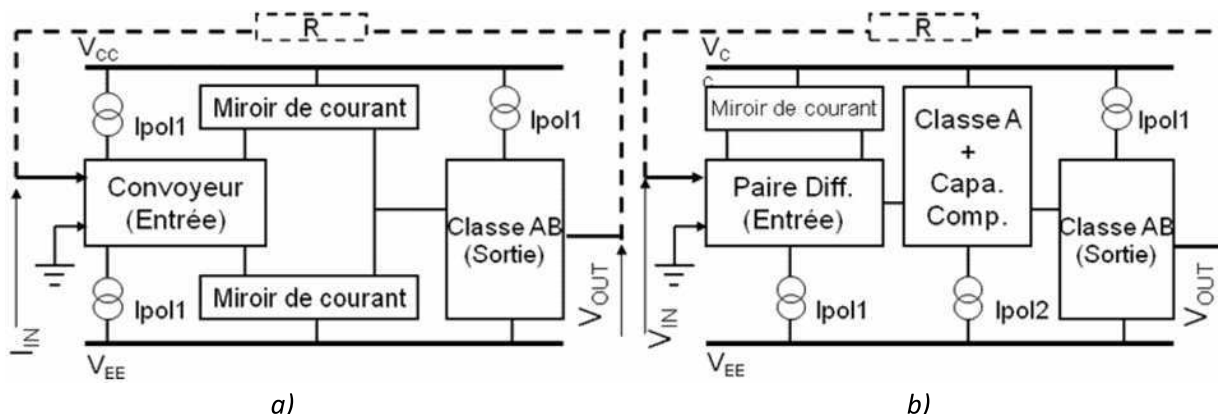


Figure II 8 Topologie d'amplificateurs opérationnels à contre-réaction en courant a) et en tension b). En pointillé est représenté le réseau de contre-réaction.

Chaque bloc, illustré dans la Figure II 8, peut être construit ou dessiné de différentes manières conduisant à définir différentes classes de fonctionnement. Ces classes permettent essentiellement de caractériser la conformité du signal de sortie d'une topologie vis-à-vis de la forme idéale souhaitée pour celui-ci.

Etage d'entrée		Polarisation		Etage d'amplification		
Paire différentielle	Convoyeur de courant	Miroir de courant	Source de courant	Emetteur commun		
Chargé sur une résistance	CCI	Classique	Widlar	Classe A	Classe B	Classe AB
		Beta Helper	Courant de pointe			
Chargé sur charge active	CCII/CCII+	Cascode	Base émetteur			

Tableau 5 Illustration des différentes architectures possibles pour les différents étages composant un amplificateur à contre en tension et en courant

Nous avons dressé une liste non exhaustive dans le Tableau 5 des briques de base des différentes topologies possibles pour constituer un amplificateur opérationnel [Gray-84]. De cette liste seront extraites bon nombre de structures afin d'en simuler le comportement face à un ASET. Pour cela nous avons établi une méthodologie englobant l'extraction et le traitement des résultats ainsi que le choix des différents paramètres de simulation pertinents.

V. METHODOLOGIE

V.1. GENERALITES

Afin de cerner au mieux la sensibilité des étages et structures identifiées, nous allons injecter le courant parasite dans tous les transistors du montage pour connaître l'impact de chacun. Ainsi, couplé avec une variation de paramètre électrique nous pourrions extraire des informations en relation avec la sensibilité globale du circuit. Cependant au vu du nombre important de cellules identifiées il est nécessaire de rendre reproductible notre démarche et donc de proposer une méthode d'extraction. Les transitoires récoltés seront organisés et exprimés selon deux informations majeures : l'amplitude maximale et la durée à mi-hauteur (FWHM). La Figure II 9 montre un exemple d'extraction de ces deux paramètres. L'amplitude et la durée sont des vecteurs importants d'information sur la capacité du circuit à évacuer les charges injectées.

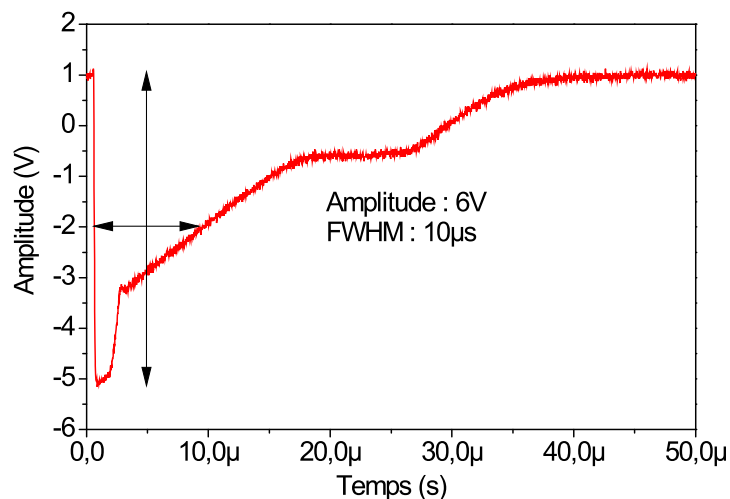


Figure II 9 Événement singulier transitoire avec une amplitude maximum de 6V crête à crête et une durée à mi-hauteur de 10μs.

V.2. METHODE D'EXTRACTION DU SIGNAL TRANSITOIRE

Le graphique de la Figure II 10, représente la procédure d'extraction et de traitement des signaux de sortie pour chaque circuit simulé. Nous faisons varier plusieurs paramètres récapitulés dans le Tableau 6. Nous recueillons les signaux transitoires en sortie du composant et extrayons l'amplitude crête à crête et la durée. À partir de ces données, nous formons les tableaux de diagramme ASET en fonction d'un paramètre unique pour que son influence sur le signal de sortie soit discutée. Au final, cette méthode d'extraction et d'illustration nous montre quelle architecture est la plus sensible.

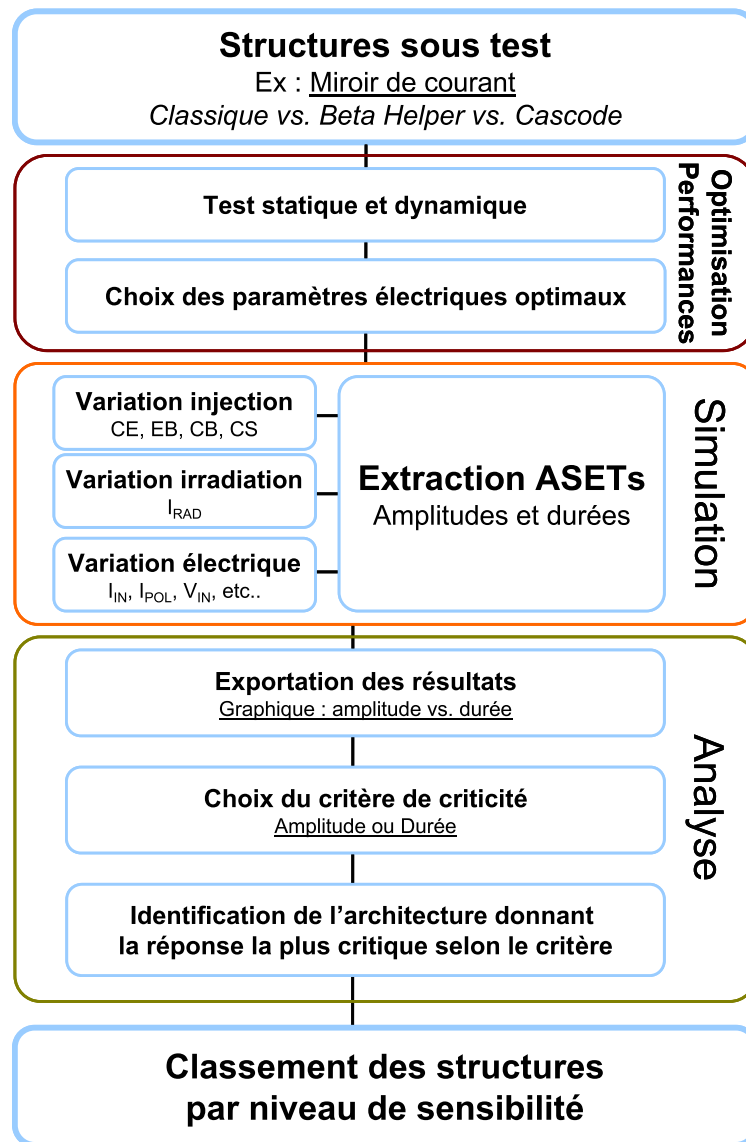


Figure II 10 Procédure d'extraction des résultats d'irradiation des structures bipolaires stressées avec une source de courant.

Le protocole de simulation intervient à chaque étage de l'amplificateur, Tableau 5. Chaque partie d'un étage va être testée et les réponses comparées. En finalité, le protocole permet de mettre en lumière la structure la plus sensible en fonction du critère préalablement renseigné. Pour ce faire, nous suivons plusieurs étapes. La première permet de s'assurer du bon fonctionnement de la structure en accordant les paramètres électriques des composants passifs sur des valeurs optimales, courant de collecteur et de base conformément aux spécifications fournis par le fabricant. La deuxième étape consiste à faire la simulation transitoire de la sortie des circuits avec un jeu de paramètre électrique variable. Enfin, nous récoltons l'amplitude et la durée de chaque signal simulé en sortie pour constituer un nuage de points formant le diagramme ASET. Ce graphique interviendra tout au long de cette partie, pour différents paramètres (Tableau 6) et permettra de considérer les signaux les plus représentatifs d'une sensibilité accrue.

Circuit	Entrée		Polarisation						Amplification		
	Paire différentielle	Convoyeur de courant	Source de courant			Miroir de courant			Classe		
			Widlar	Courant de pointe	Base-émetteur	Classique	Beta Helper	Cascode	A	AB	B
Paramètres Electriques	Courant de polarisation (A) [50u, 75u, <u>100u</u>]		Tension d'alimentation (V) [1, 1.8, 2.5, <u>3.3</u>]			Courant d'entrée (A) [10u, 50u, 100u, 500u, <u>1000u</u>]			Tension d'entrée DC (V) [-1, -0.5, 0, 0.5, <u>1</u>]		
									Courant de polarisation (A) [10u, 50u, 100u, 500u, <u>1000u</u>]		X
Paramètre Radiatif	Injection: Emetteur-Base, Collecteur-Base, Collecteur-Emetteur, Collecteur-Substrat										
	Quantité de charge collectée (A) [10u, 50u, 100u, 500u, <u>1000u</u>]										

Tableau 6 Récapitulatif des simulations et paramètres choisis pour obtenir la sensibilité de chaque étage/circuit face au SET. Les valeurs des paramètres ont été représentées afin de mieux suivre les résultats présentés par la suite. Les valeurs en gras et soulignées donnent les paramètres électriques de base des circuits.

VI. RESULTATS DES SIMULATIONS

VI.1. GENERALITES

Nous venons de présenter le découpage de l'amplificateur et de désigner les différents circuits choisis pour l'étude qui suit. Nous avons identifié les différents paramètres à faire varier afin de mettre en exergue la sensibilité des différents circuits. Sur cette base chaque circuit sera étudié selon le protocole établi précédemment. Les résultats seront présentés sous la forme d'un graphique donnant l'amplitude en fonction de la durée des signaux extraits en sortie du circuit. Nous détaillerons alors les données afin de les expliquer.

La présentation des résultats se fera en deux étapes. Nous présentons succinctement les circuits mis en jeu, pour ensuite illustrer et commenter les résultats selon le paramètre que nous avons fait varier. Au final, une conclusion portera sur la sensibilité des différents circuits.

VI.2. ETUDE DE L'ETAGE DIFFERENTIEL

VI.2.1. GENERALITES

Nous avons deux circuits permettant de transmettre la différence des entrées vers les étages d'amplification. Nous allons en décrire brièvement le fonctionnement.

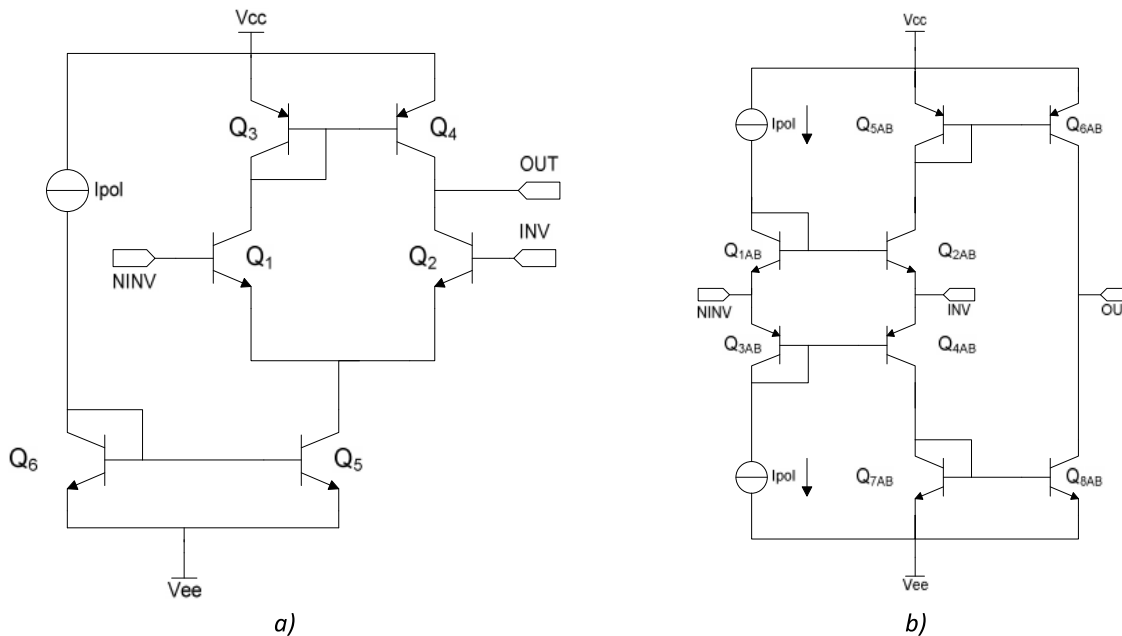


Figure II 11 Etages d'entrées différentiels. a) Schéma électrique de la paire différentielle classique. b) Schéma électrique du convoyeur de courant de seconde génération fonctionnant en classe AB. [Fabre-90]

VI.2.1.1. PAIRE DIFFERENTIELLE

Dans la Figure II 11 a) la paire différentielle est polarisée par le courant généré par la source et recopié par le miroir de courant Q_5 et Q_6 . En régime, de fonctionnement statique, le miroir Q_3 et Q_4 assure l'équilibre des courants de polarisation dans Q_1 et Q_2 lorsque les entrées INV et NINV sont au même potentiel. En régime dynamique, le même miroir constitue une charge active de la paire différentielle qui participe au gain en tension du montage : $Av = -g_m R_{CE} (\approx 10^5)$

VI.2.1.2. CONVOYEUR DE COURANT

Pour un convoyeur de courant de deuxième génération, les relations entre les variables d'entrée-sortie sont données par l'équation matricielle générale II-3 suivante :

$$\begin{bmatrix} I_{NINV} \\ V_{INV} \\ I_{OUT} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 & \gamma & 0 \\ \beta & 0 & 0 \\ 0 & |\alpha| & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} V_{NINV} \\ I_{INV} \\ V_{OUT} \end{bmatrix} \quad \text{II-3}$$

La cellule d'entrée de ce convoyeur est mise en œuvre à partir d'une boucle translinéaire mixte, plus de détails sont fournis dans l'annexe 2. Cette cellule, représentée sur la Figure II 11b, est polarisée par un courant I_{POL} . Ainsi, lorsque la différence entre INV et NINV est nulle, le courant de repos de tous les transistors est égal à I_{POL} du fait des propriétés électriques de la boucle translinéaire formée des transistors Q_{1AB} , à Q_{4AB} . Par ailleurs, les sources de polarisation I_{POL} qui imposent les courants de collecteur de Q_{1AB} et Q_{3AB} impliquent $I_{NINV}(t)=0$. L'entrée NINV est donc de ce fait une entrée à haute impédance, infinie dans le cas idéal.

Les miroirs NPN (Q_{7AB} , Q_{8AB}) et PNP (Q_{5AB} , Q_{6AB}) permettent ensuite de recopier les courants de collecteurs des transistors Q_{2AB} et Q_{4AB} vers la sortie. En régime continu, ces transistors sont polarisés à I_{POL} par la boucle translinéaire. Sur la Figure II 11b ces miroirs sont classiques, mais il est également possible d'améliorer la recopie des courants, en utilisant des structures plus élaborées, comme des miroirs de type cascode ou « Wilson ».

Bien que les miroirs de courant fassent partie du schéma présenté, nous focaliserons nos résultats sur la boucle de courant représentée par Q_{1AB} à Q_{4AB} .

VI.2.2. RESULTATS DE SIMULATION SPICE

Les deux circuits proposés sont polarisés à $100\mu A$ avec des tensions d'entrées en mode commun de 1V, ceci nous permettant d'obtenir en sortie un signal proche de zéro. Nous présentons les résultats pour différents modes et intensités d'injection. Nous présentons également les variations du courant de polarisation. En effet, ce courant permet le fonctionnement en mode amplification des transistors présents dans le schéma, ainsi toutes variations de ce paramètre entraînent une variation drastique du

fonctionnement et du comportement de l'intégralité du montage. Il est donc identifié comme un critère sensible pour ce montage, mais également dans d'autres montages tels que l'étage de sortie en classe AB.

VI.2.2.1. REPONSE ASET EN FONCTION DU COURANT D'IRRADIATION I_{RAD}

Dans cette première partie, les quatre modes d'injection sont testés sur tous les transistors avec un courant d'irradiation variable. Nous avons regroupé dans le diagramme SET de la Figure II 12a) les points représentant l'amplitude en fonction de la durée des ASETs obtenus. La forme des points est liée à l'architecture du circuit testée et la couleur renseigne sur la quantité de charges injectées.

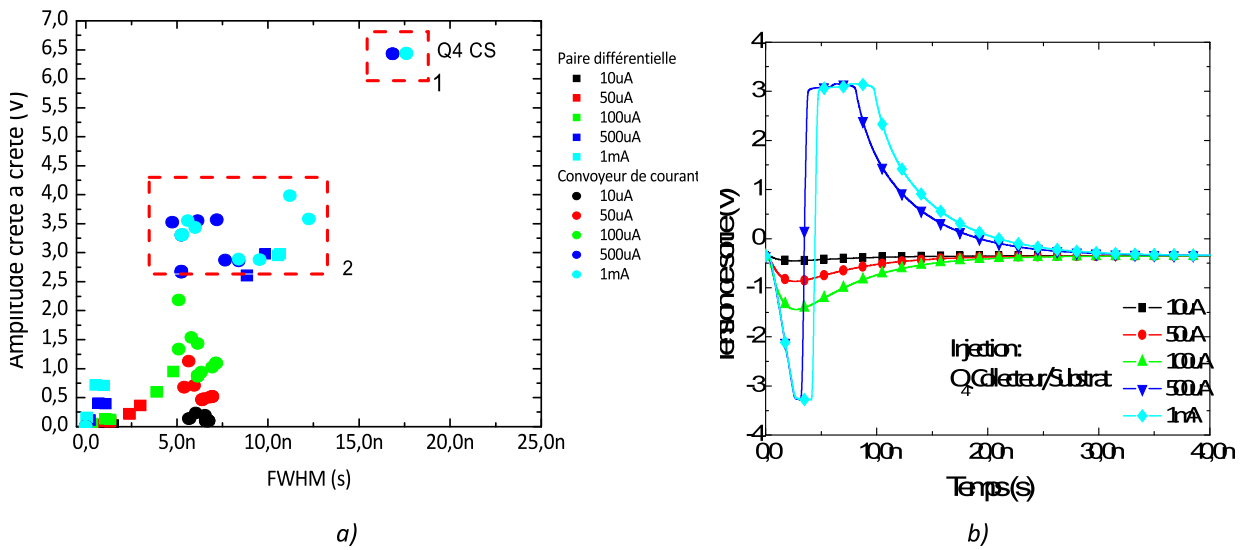


Figure II 12 a) Diagramme SET montrant tous les points de simulation des structures de l'étage d'entrée lorsque le courant de la source d'irradiation varie d'intensité. La forme donne l'architecture de la structure et la couleur la valeur de l'intensité d'irradiation. Tous les modes d'injection sont présents. L'indice CS indique le mode d'injection collecteur vers substrat sur quelques points d'intérêt. b) ASETs pour différentes intensités d'irradiation issues de l'injection collecteur substrat du transistor Q_4 , extrait du cadre 1 de la Figure II 12a).

Le cadre 1 de la Figure II 12a) désigne deux intensités d'injection collecteur/substrat sur Q_4 comme étant les plus importantes. La Figure II 12b) permet ainsi de mettre en lumière l'évolution de l'amplitude de sortie en fonction de l'intensité d'injection sur Q_4 . Seules deux intensités permettent d'obtenir des amplitudes supérieures à 6V crête à crête. En effet, pour des intensités d'irradiation inférieures ou égales à 100 μ A, l'amplitude, est comprise entre 0.5V et 1V crête à crête. En revanche pour une intensité supérieure ou égale à 500 μ A, la sortie du montage sature à 6.6V. Donc, une intensité ou un dépôt de charge suffisant permet de court-circuiter le substrat et le collecteur. Cet effet de seuil est uniquement visible sur le transistor Q_4 . Les réponses bipolaires obtenues pour des intensités d'injections de 0.5mA et 1mA semblent activer les deux jonctions collecteur/base et base/substrat du transistor PNP latéral et autorisent un court-circuit. La Figure II 4 montre plus en détail le chemin emprunté.

Nous remarquons dans le second cadre que de nombreux cas de figure positionnent le convoyeur de courant comme étant le circuit le plus sensible sur ce paramètre. La paire différentielle classique répond avec moins d'amplitude sur le paramètre testé, montrant ainsi une plus faible sensibilité.

VI.2.2.2. REPONSE ASET EN FONCTION DU COURANT DE POLARISATION I_{POL}

Dans cette configuration les deux circuits voient leur polarisation varier. La source d'irradiation est constante et fixée à 1 mA. Il a été regroupé dans le diagramme SET de la Figure II 13 les points représentant l'évolution de l'amplitude en fonction de la durée des ASET pour différentes intensités de polarisation. La forme des points donne l'architecture de l'étage d'entrée et la couleur renseigne sur la quantité de charges déposées.

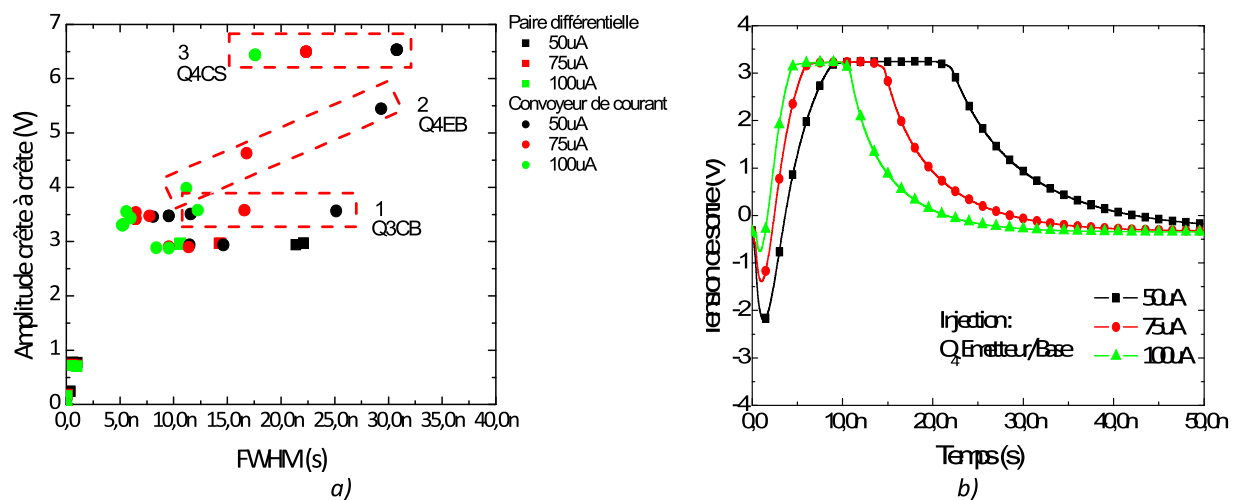


Figure II 13 a) Diagramme SET regroupant toutes les simulations pour les deux structures d'étage d'entrée lorsque le courant de polarisation varie d'intensité. La forme donne la structure et la couleur la valeur de l'intensité. Toutes les injections sont présentes. Les indices CB et CS indiquent le mode d'injection sur quelques points d'intérêt. b) ASETs formant les données du cadre 2 de la figure de droite.

Nous avons encadré trois séries de points montrant trois comportements pour une variation du courant de polarisation sur la structure du convoyeur de courant. Bien que la visualisation crêtes à crêtes des amplitudes nous affranchisse du niveau continu, on constate que les trois cadres montrent une augmentation de la durée pour une diminution du courant de polarisation. En pratique, le courant de polarisation correspond à la limitation électrique d'évacuation des charges. Ne pouvant pas excéder ce paramètre, les charges doivent mettre plus de temps pour être transportées vers le nœud électrique de sortie. Nous constatons une nouvelle fois la saturation de la sortie par l'injection collecteur/substrat de 1mA sur Q_4 .

VI.2.3. CLASSEMENT DE LA SENSIBILITE DES CIRCUITS

Nous proposons dans le Tableau 7 un classement final des deux structures associées à l'étage d'entrée d'un amplificateur opérationnel linéaire. À n'en pas douter, le signal différentiel en courant apporte de nombreux avantages sur les plans fréquentiels et temporels, mais il est aussi responsable d'une importante sensibilité. Sous certaines conditions, nous avons vu que 0,5pC suffisait à créer un court-circuit entre le collecteur et le substrat d'un transistor PNP au sein du convoyeur de courant. Ceci faisant saturer le signal de sortie vers les rails d'alimentation, événement qui n'a pu être reproduit dans la paire différentielle classique. La dépendance franche du convoyeur de courant à certains paramètres le classe donc comme le plus sensible tant lors de variation de courant d'irradiation que lors de la variation du point de repos.

Paramètre	Courant d'irradiation		Courant de polarisation		Final	
	Paire différentielle	Convoyeur	Paire différentielle	Convoyeur	Paire différentielle	Convoyeur
Classement Par ordre croissant de sensibilité	+	++	+	++	+	++

Tableau 7 Classification et comparaison de la sensibilité des circuits de l'étage d'entrée « paire différentielle » et « convoyeur de courant » face aux différents paramètres simulés. Un maximum de briques représente la structure la plus sensible.

VI.3. ÉTUDE DES SOURCES DE POLARISATION

VI.3.1. GENERALITES

Selon l'exigence du circuit, l'architecture des sources de courant de polarisation privilégiera la stabilité d'un paramètre électrique vis-à-vis d'une donnée extérieure (ex. : Température). Il existe de multiples circuits de référence de tension ou de courant permettant de palier la variation importune d'un paramètre lors d'applications sensibles. Nous présentons en Figure II 14 le choix de trois sources de courant largement répandues et notamment utilisées dans des amplificateurs linéaires. Les résistances ont été calculées afin de donner pour les sources « Widlar » et « Base-émetteur » un courant de sorti de $5\mu\text{A}$ pour un courant d'entrée de 1mA . La source de « courant pointe » possède la particularité de travailler à des valeurs bien en dessous du μA pour des applications spécifiques basses consommations.

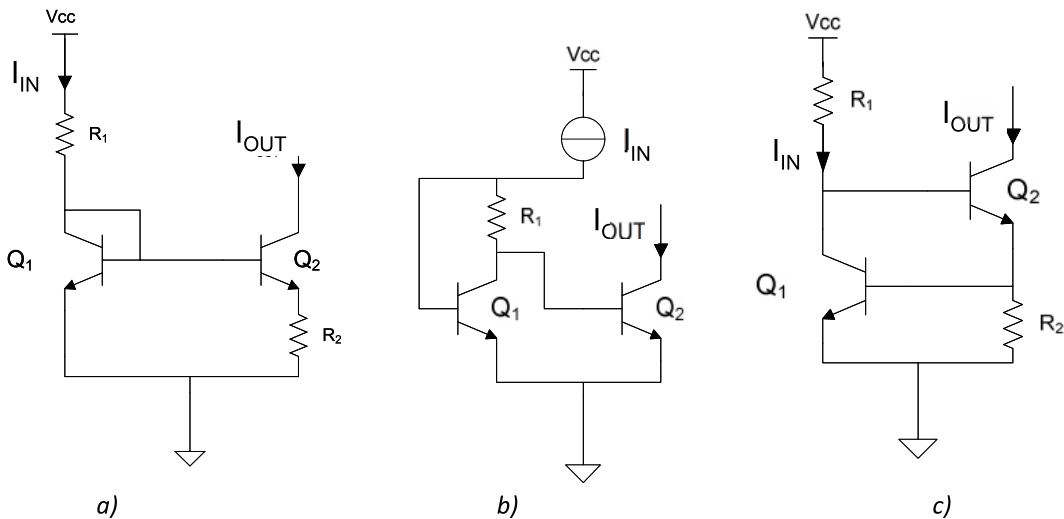


Figure II 14 a) Source de courant « Widlar », b) « Courant pointe » et c) « Base émetteur ». Les plages de fonctionnement pour la première et la dernière se situent autour du mA tandis que la source de « courant pointe » se situe dans le nano ampère [Gray-84].

Une source de courant délivre un courant invariable et ne dépend pas du potentiel électrique présent à sa sortie. Cependant, le calcul du courant de sortie de certaines de ces sources est dépendant de la tension d'alimentation, exemple Widlar Figure II 14a). Une variation brutale de la tension d'alimentation peut engendrer une importante variation sur le courant de sortie. Un exemple du calcul de cette sensibilité a été mis en annexe 2. Sur cette réflexion, nous avons simulé l'impact de la tension d'alimentation sur la signature ASET. Il est également proposé dans l'annexe 2 les calculs des gains des différentes structures présentes dans la Figure II 14. Voyons maintenant leurs comportements face à la source d'irradiation.

VI.3.2. RESULTATS DE SIMULATION SPICE

VI.3.2.1. REPONSE ASET EN FONCTION DU COURANT D'IRRADIATION I_{RAD}

Il a été regroupé dans le diagramme SET de la Figure II 15 les points représentant l'évolution de l'amplitude en fonction de la durée des SET pour différentes valeurs de l'intensité de la source d'irradiation. La forme des points donne la nature de la source concernée et la couleur renseigne sur la quantité de charges déposées.

La Figure II 15a) montre que les réponses les plus critiques sont extraites de la sortie de la source de « courant de pointe » et de surcroît sont croissantes avec l'intensité d'irradiation. Plus précisément, les deux injections CB et EB sur Q2 sont responsables de ces transitoires de fortes amplitudes et sont encadrées dans la Figure II 15a). Ainsi, nous avons choisi d'extraire les signaux issus de l'injection Q₂ CB dans la Figure II 15b). Il apparaît une augmentation de l'amplitude et de la durée avec le courant d'irradiation. Les signaux ainsi récoltés montrent des temps de montée et descente identiques, mais possèdent une durée inférieure à la nanoseconde. Cependant, l'amplitude pour une irradiation de 1mA permet d'obtenir une réponse huit fois supérieure et représente une importante menace vers des systèmes sensibles. L'injection sur la base impose un courant important et oblige une forte chute de tension qui se traduit en sortie par un pic en courant important. Le gain exponentiel du courant de sortie accentue l'amplitude du ASET ce qui en résulte des amplitudes jusqu'à huit fois supérieures.

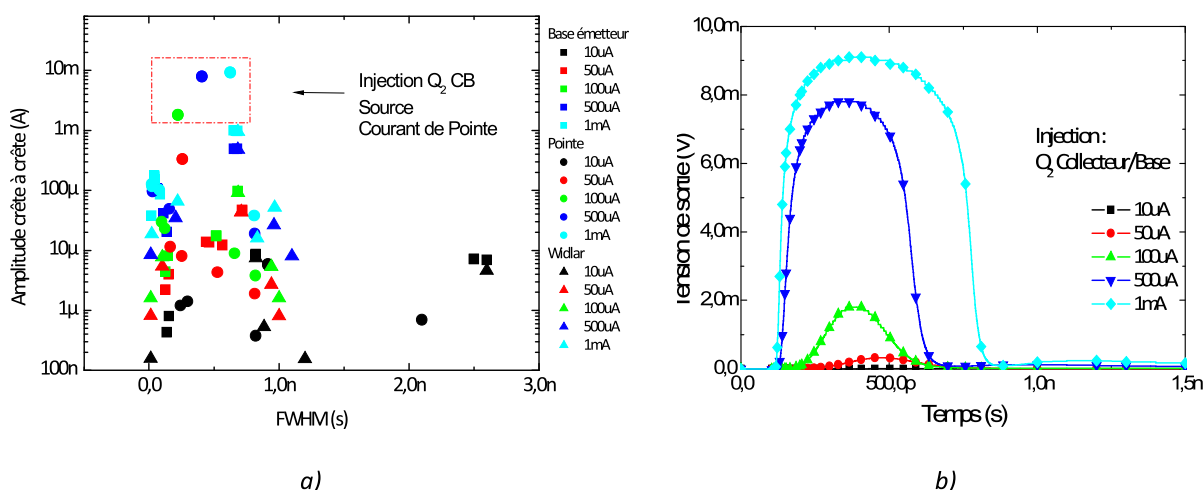


Figure II 15 Diagramme SET montrant tous les points de simulation des sources de courant lorsque le courant de la source d'irradiation varie d'intensité. La forme donne la nature de la source et la couleur la valeur de l'intensité d'irradiation. b) ASET issu de l'injection collecteur/base selon trois intensités sur le transistor Q2 de la source de courant de pointe.

VI.3.2.2. REPONSE ASET EN FONCTION DE LA TENSION D'ALIMENTATION V_{CC}

Comme il est rappelé en annexe 2 le courant de sortie débité par la source de courant peut subir une variation plus ou moins importante en fonction de la variation de la tension d'alimentation. Nous avons donc choisi de regarder de manière statique l'impact de ce paramètre sur les signatures ASETs. Il a été regroupé dans le diagramme SET de la Figure II 16 les points représentant l'évolution des signatures en fonction des différentes tensions d'alimentations. Le courant d'irradiation est constant et fixé à 1mA.

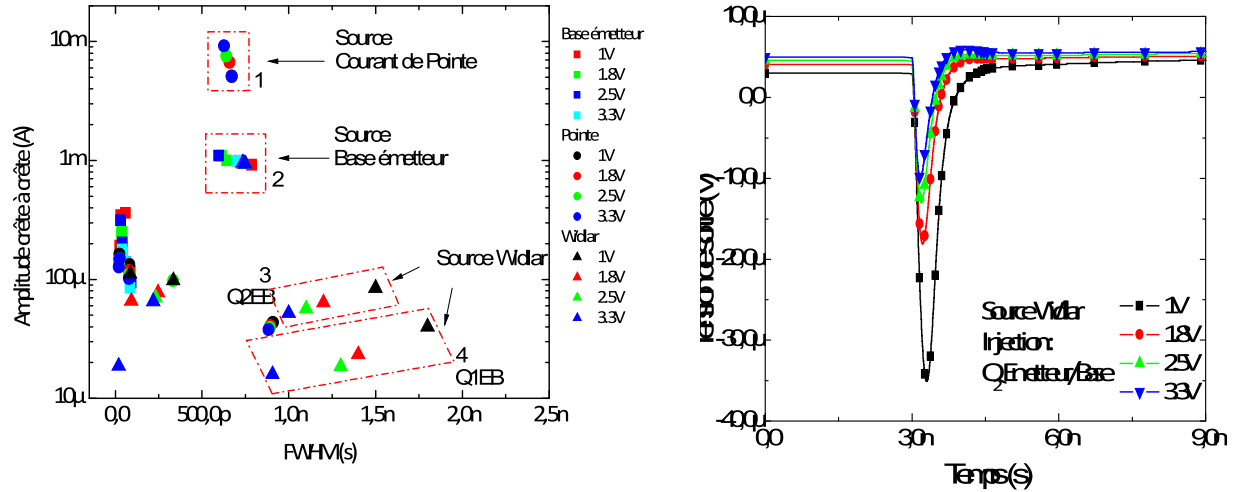


Figure II 16 Diagramme SET montrant tous les points de simulation des miroirs de courant lorsque la tension d'alimentation varie. La forme des points donne la nature du miroir et la couleur la valeur de l'alimentation. Ce graphique comporte les points pour les quatre modes d'injections.

Le premier cadre, noté 1, isole les résultats de l'injection « Base-émetteur » du transistor Q_2 de la source de « courant de pointe » pour les quatre tensions d'alimentations. L'amplitude des ASETs évolue avec l'augmentation de la tension d'alimentation alors que la durée reste fixe. En revanche, les encadrés 3 et 4 révèlent une évolution plus importante de la durée des ASET pour la source de courant Widlar. L'encadré 3 correspond aux réponses pour l'injection « émetteur/base » sur le transistor Q_2 alors que l'encadré 4 correspond aux réponses pour l'injection « collecteur/base » sur le transistor Q_1 . L'augmentation de durée des transitoires provient de l'augmentation de la capacité de jonction. En effet, cette capacité est intrinsèquement liée au potentiel ou au courant appliqué sur la jonction, comme le montre l'équation II-4. Ainsi à fort V_{CC} (i.e. fort I_{POL}), le pouvoir de collection est d'autant important que le potentiel appliqué est important. Le volume occupé par cette capacité peut être connu avec les données géométriques du transistor.

$$C_b = \frac{Q_e}{I_c} \times \frac{qI_c}{kT} \quad \text{II-4}$$

Où I_c est le courant de collecteur, k la constante de Boltzmann, q la charge élémentaire, et T la température du transistor en kelvins et Q_e est la quantité de charges en transit pour un flux d'électron I_c . A température ambiante V_T vaut 26 mV. La capacité émetteur/base, proportionnelle à la surface de la

jonction émetteur-base, limite la fréquence de coupure du transistor et agit donc directement sur l'allure de l'ASET. Cependant, les niveaux de dopages plus faibles et une surface de jonction collecteur/base plus importante impliquent une plus grande capacité de jonction. De plus en injectant dans le transistor Q_1 , monté en diode, le signal parasite se propage à travers deux jonctions, augmentant ainsi le pouvoir séparateur des charges générées par l'impact.

VI.3.3. CLASSEMENT DE LA SENSIBILITE DES CIRCUITS

Nous proposons dans le Tableau 8 un classement par sensibilité des trois sources de courants issus des différentes observations faites sur les Figure II 15 à Figure II 16. Nous avons noté chaque structure sur la base du nombre total de structures par étage, ici 3. Le but étant de pouvoir homogénéiser afin de rendre un tableau final de sensibilité par étage. Le plus sensible comprend donc un maximum de traits colorés à l'inverse du moins sensible. Nous compilons le classement pour chaque paramètre électrique afin de donner une note finale qui sera reportée dans le tableau récapitulatif.

Pour les deux cas de figure du Tableau 8, qu'il s'agisse d'une variation du courant d'irradiation ou d'une variation de la tension d'alimentation, la source de « courant de pointe » s'avère être la plus sensible, i.e. proposant les plus fortes amplitudes. Les fortes réponses prises sur la sortie sont induites par l'architecture qui confère à la source un gain exponentiel. De plus, on s'aperçoit que cette structure possède une forte sensibilité à la variation de la tension d'alimentation en test statique ; elle est référencée en annexe 2. Cependant, on remarque que la source de courant Widlar souffre d'une forte dépendance de l'augmentation de la tension d'alimentation. La croissance de ce paramètre fait augmenter la durée et l'amplitude des transitoires.

Paramètre	Courant d'irradiation			Tension d'alimentation			Final		
	Widlar	Pointe	Base émetteur	Widlar	Pointe	Base émetteur	Widlar	Pointe	Base émetteur
Notation de l'influence sur la sensibilité	+	++	+++	+	++	+++	+	++	+++

Tableau 8 Classification et comparaison de la sensibilité des structures « miroir de courant ». Un maximum de briques représente la structure la plus sensible.

VI.4. POLARISATION : MIROIR DE COURANT

VI.4.1. GENERALITES

La fonction miroir de courant permet de copier un courant d'entrée vers la sortie pondéré par un gain statique majoritairement unitaire. Ils sont utilisés de manière extensive pour polariser les blocs fonctionnels analogiques. En outre, leur gain en courant est indépendant de la fréquence du courant d'entrée. D'autre part le courant de sortie est indépendant de la variation de tension de sortie. Une concordance parfaite entre les géométries des transistors du miroir doit être établie afin que les tensions base-émetteur soient identiques et ainsi puissent permettre aux courants de collecteur d'être égaux (effet miroir).

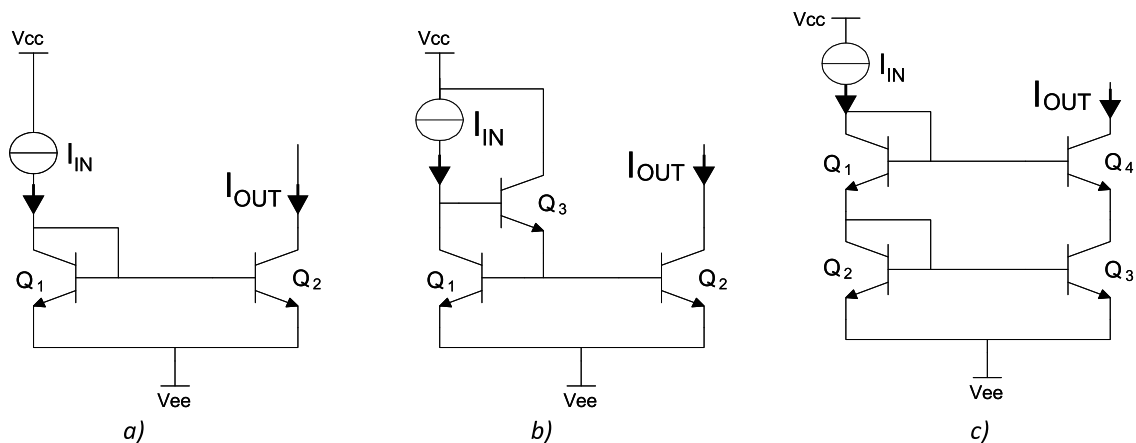


Figure II 17 a) Miroir de courant classique, b) beta-Helper et c) cascode. Permet de copier le courant de l'entrée vers la sortie avec un gain en courant unitaire. Le courant d'entrée est réglé sur 1mA.

Nous présentons sur la Figure II 17 trois circuits remplissant la fonction de miroir de courant. Nous avons reporté directement les résultats des calculs d'erreurs de gain et d'impédance de sortie dans le Tableau 9 afin d'en comparer les performances.

$\frac{I_{OUT}}{I_{IN}} = 1 - \varepsilon$	Classique	Beta-Helper	Cascode
Erreur commise sur le gain (ε)	$\frac{2}{\beta_F}$	$\frac{2}{\beta_F(\beta_F + 1)}$	$\frac{4}{\beta_F + 4}$
Impédance de sortie R_0	r_0	r_0	$\beta_F r_0$

Tableau 9 Caractéristiques des différentes architectures des circuits miroir de courant [Gray-84].

Il apparaît clairement que le circuit « beta-Helper » sera le choix de prédilection, compte tenu de sa recopie plus performante. En revanche, si l'impédance de la source de courant doit être un point important le cascode sera privilégié.

VI.4.2. RESULTAT DE SIMULATION SPICE

Nous présentons ici les résultats de simulations donnés par le Tableau 6, orientés sur les trois topologies de miroir de courant. Les simulations ont été réalisées avec différents courants d'irradiations et courants d'entrées continus afin d'extraire l'impact sur le signal transitoire pris en sortie.

VI.4.2.1. REPONSE ASET EN FONCTION DU COURANT D'IRRADIATION I_{RAD}

Il a été regroupé dans le diagramme SET de la Figure II 18 les points représentant l'évolution de l'amplitude en fonction de la durée des ASETs pour différentes intensités de la source d'irradiation. La forme des points donne la nature du miroir et la couleur renseigne sur la quantité de charges déposées.

Les trois circuits ont une même impédance de charge et un courant d'entrée I_{IN} de 1mA. Nous avons isolé dans le cadre 1 de la Figure II 18, une majorité de réponses appartenant au miroir de courant « Beta-Helper ». Les réponses du cadre 1 sont essentiellement issues des injections faites sur la base du Beta-Helper. Quelque soit la quantité de charges injectées allant de 0,05pC à 1pC, ces résultats sont bien supérieurs au reste. Les injections provoquent une chute de potentiel instantanée sur le nœud électrique des bases des transistors Q_1 et Q_2 et le signal est propagé vers la sortie via la jonction base-collecteur de Q_2 . La résistance de charge étant peu élevée, la forte chute de potentiel engendre un pic de courant important.

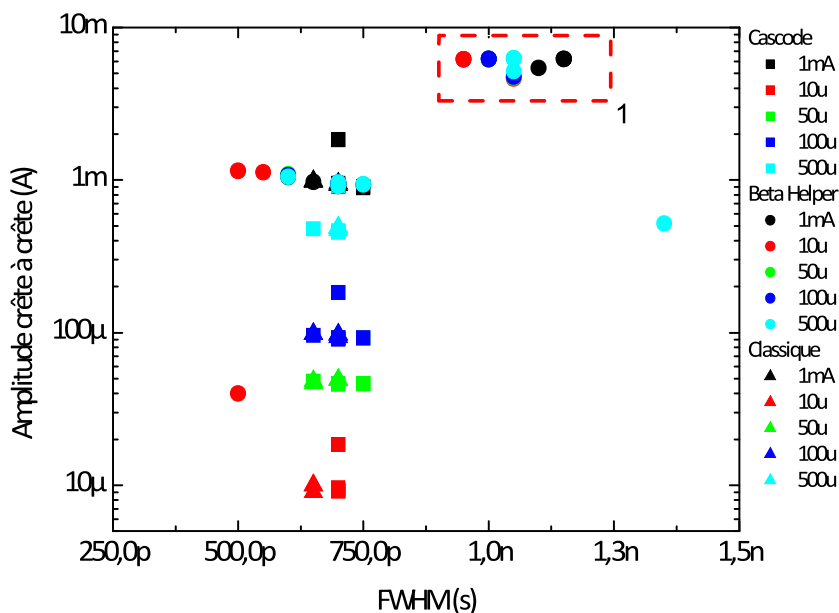


Figure II 18 Diagramme SET montrant tous les points de simulation des miroirs de courant lorsque le courant de la source d'irradiation varie. La forme donne la nature du miroir et la couleur la valeur de l'intensité d'irradiation. Ce graphique comporte les points pour les quatre injections.

VI.4.2.2. REPONSE ASET EN FONCTION DU COURANT D’ENTREE I_{IN}

Il a été regroupé dans le diagramme SET de la Figure II 19 les points représentant l’évolution de l’amplitude en fonction de la durée des SET pour l’accroissement de l’intensité du courant d’entrée. La forme des points donne la nature du miroir concerné et la couleur renseigne sur la valeur de l’intensité en entrée. Nous ne retrouvons pas de différence sur la répartition de la sensibilité des miroirs. Nous pouvons faire le même constat que précédemment, à ceci près que le paramètre incriminé n’est pas dépendant du courant d’entrée. La chute de potentiel due à l’irradiation de la base des transistors prédomine ici aussi et classe le miroir de courant « beta-Helper » comme le plus sensible.

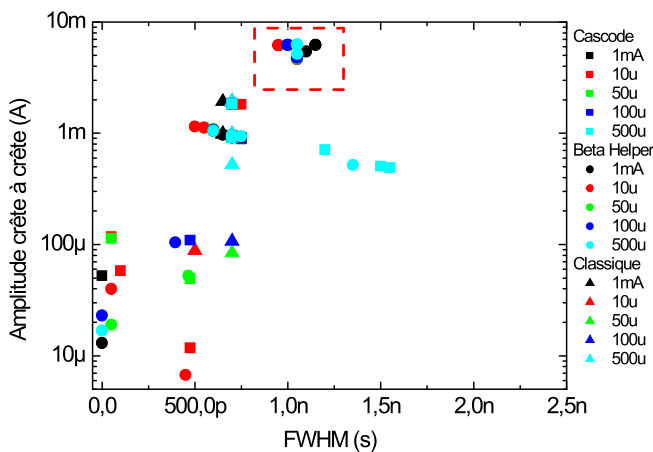


Figure II 19 Diagramme SET montrant tous les points de simulation des miroirs de courant lorsque le courant d’entrée varie. La forme donne la nature du miroir et la couleur la valeur de l’intensité d’irradiation. Ce graphique comporte les points pour les quatre injections.

VI.4.3. CLASSEMENT DE LA SENSIBILITE DES CIRCUITS

Nous proposons dans le tableau un classement spécifique aux trois circuits « miroir de courant » traités. Leur gain en courant est fortement affecté par la génération du courant parasite. Nous observons en Figure II 19 un ratio de plus 6 entre le courant d’entrée statique et l’amplitude au pic de l’ASET. Bien que le Tableau 9 mette en exergue les performances statiques électriques du miroir de courant Beta-Helper en le désignant comme la structure la mieux adaptée aux applications courantes d’un amplificateur opérationnel, sa réponse face aux irradiations la classe aussi parmi les architectures les plus sensibles.

Paramètre	Courant d’irradiation			Courant d’entrée			Final		
	Classique	Cascode	Beta Helper	Classique	Cascode	Beta Helper	Classique	Cascode	Beta Helper
Notation de l’influence sur la sensibilité	+	++	+++	+	++	+++	+	++	+++

Tableau 10 Classification et comparaison de la sensibilité des structures « miroir de courant » face aux différents paramètres simulés. Un maximum de briques représente la structure la plus sensible.

VI.5. ETUDE DES ETAGES D'AMPLIFICATION ET DE SORTIE

VI.5.1. GENERALITES

Comme nous l'avons vu dans l'introduction des topologies d'amplificateurs opérationnels à contre-réaction, il existe au sein des deux topologies un étage d'amplification commun formant le signal de sortie en courant (Figure II 8 b). La contre-réaction en tension utilise deux étages d'amplification, tension et courant, issus des architectures étudiées. Les montages de la Figure II 20 b) et c) hérite leur architecture du montage à collecteur commun donné par la Figure II 20 a). Cependant, leur mode de fonctionnement diffère. Il permet indifféremment d'amplifier en tension ou en courant selon les paramètres géométriques et électriques choisis.

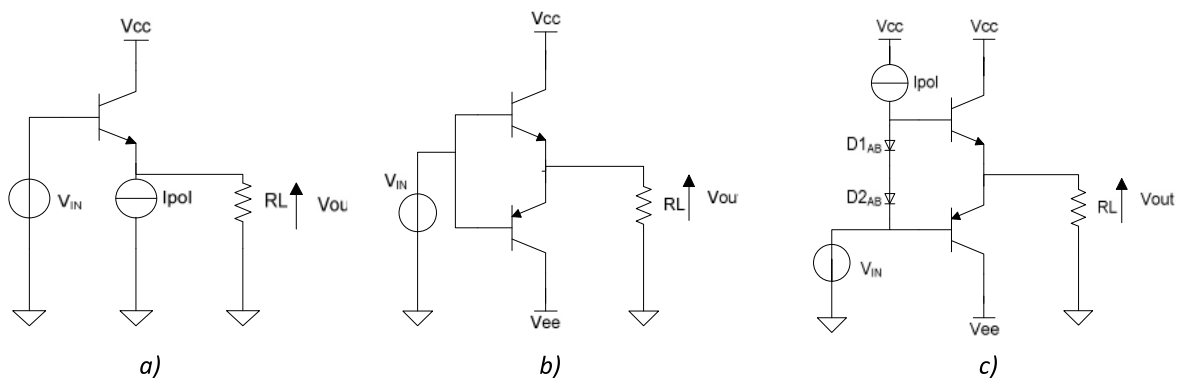


Figure II 20 Montage suiveur et push-pull fonctionnant en classe B et AB montés tous trois sur une charge RL .

Nous rappellerons tout d'abord dans cette partie les principales caractéristiques des amplificateurs classes A, B et AB relatives au mode « tension ». Nous nous appuierons pour ces rappels sur l'étage collecteur commun. Le choix de cet étage plutôt qu'un autre (de type émetteur commun ou base commune) a été conditionné par le fait qu'il peut se décliner en classe A, en classe B (push-pull), et en classe AB. Cet étage a aussi été choisi pour des raisons d'homogénéité des résultats. En outre, l'étage collecteur commun en classe A est souvent utilisé comme étage d'amplification et de sortie d'amplificateurs opérationnels en raison de sa faible distorsion et de sa faible impédance de sortie [Gray-84].

VI.5.1.1. CLASSE A

Le montage classe A, donné par Figure II 20a, est un montage à base de collecteur commun, il possède une forte impédance d'entrée et une faible impédance de sortie ce qui lui confère donc un gain en courant. En outre il possède un gain en tension unitaire.

Un circuit opérant en classe A est un circuit dont le transistor Q_{1A} fonctionne en régime linéaire sur la totalité de la plage d'amplitude du signal. Cette particularité confère à la classe A une faible distorsion harmonique.

VI.5.1.2. CLASSE B

La Figure II 20 représente l'étage collecteur commun fonctionnant en classe B, qui est communément appelé montage « push-pull ». Ce circuit nécessite deux transistors bipolaires complémentaires Q_1 et Q_2 dont les collecteurs sont reliés aux tensions d'alimentation. Contrairement au circuit précédent fonctionnant en classe A, aucune source de courant de polarisation n'est ici nécessaire. En l'absence de signal, aucun courant ne traverse les transistors et la puissance dissipée est nulle.

Un circuit fonctionne en classe B lorsque les transistors fonctionnent successivement sur une demi-période du signal d'entrée. Dans le cas du circuit de Figure II 20 Q_1 est conducteur pour la partie positive du signal, Q_2 pour la partie négative. Cependant, pour cette classe de fonctionnement, il est nécessaire que l'amplitude du signal d'entrée soit supérieure à la tension de seuil des transistors, de façon à ce que Q_1 ou Q_2 , suivant l'alternance, passe du blocage à la conduction. Ceci induit un phénomène dit « de croisement » ou « cross-over » durant lequel aucun des transistors ne conduit. Cette particularité confère au montage classe B une plus grande distorsion harmonique.

VI.5.1.3. CLASSE AB

L'évolution du circuit en classe B a conduit au montage en classe AB de la Figure II 20. Un circuit de polarisation constitué de la source de courant I_{POL} et des diodes D_{1AB} et D_{2AB} , a ainsi été rajouté. La valeur du courant I_{POL} est en général très faible. D'un point de vue pratique les diodes D_{1AB} et D_{2AB} ont été réalisées à l'aide de transistors NPN dont la base et le collecteur sont reliés.

En mode « tension », on parle de fonctionnement en classe AB lorsque les transistors du circuit conduisent sur plus d'une demi-période du signal d'entrée. En comparaison avec la classe B, la distorsion de croisement illustré dans la Figure II 21 a complètement disparu. Sur la durée de conduction comme sur la distorsion harmonique, cette classe se trouve donc être à mi-chemin entre la classe B (conduction sur une demi-période, forte distorsion) et la classe A (conduction sur la totalité de la période, faible distorsion).

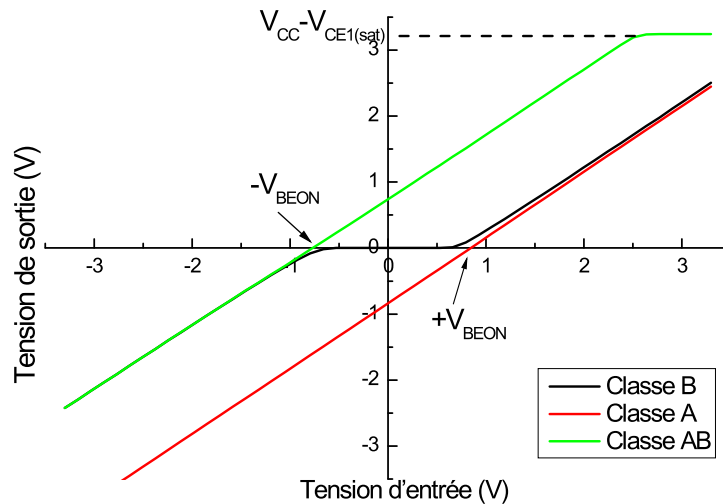


Figure II 21 Caractéristique de transferts des trois étages. Il apparaît une zone de non-conduction pour la classe B qui est appelé « cross-over ». La classe A est décalée d'une valeur correspondante à la tension de seuil V_{BE} . La classe AB quant à elle corrige le principal défaut de la classe B.

VI.5.2. RESULTATS DE SIMULATION

Nous présentons ici les résultats de simulations donnés par le Tableau 6 pour les étages d'amplification en classes A, B et AB. Les simulations ont été réalisées pour différentes tensions d'entrées continues dans la zone de distorsion maximum ($-0.8 < V_{IN} < 0.8$) afin d'en extraire l'impact sur le signal transitoire. Il en a été de même pour les courants de polarisation, lorsque le circuit le permettait, car ce dernier influe directement sur le fonctionnement (bande passante, gain en courant, etc.) du transistor impacté et donc sur sa réponse transitoire. Enfin, le courant d'irradiation a été traité afin de révéler le cas le plus défavorable. Lorsqu'aucune irradiation n'est injectée les étages de sortie en classes A et AB sont polarisés avec un courant de $100 \mu A$ et $50 \mu A$. La tension d'alimentation commune est de $3.3V$ et la tension d'entrée continue est de $2V$.

VI.5.2.1. REPONSE ASET EN FONCTION DU COURANT D'IRRADIATION I_{RAD}

Une tension d'entrée continue est appliquée en entrée, entraînant la conduction des transistors d'un courant vers la résistance de charge. L'impact du courant d'irradiation, du courant de polarisation et de la tension d'entrée sur les signatures sera discuté. Nous avons regroupé dans le diagramme SET de la Figure II 22 les points représentant l'évolution de l'amplitude en fonction de la durée des SET pour différentes valeurs de l'intensité de la source d'irradiation. La forme des points donne la nature de la classe d'amplification et la couleur renseigne sur la quantité de charge déposée.

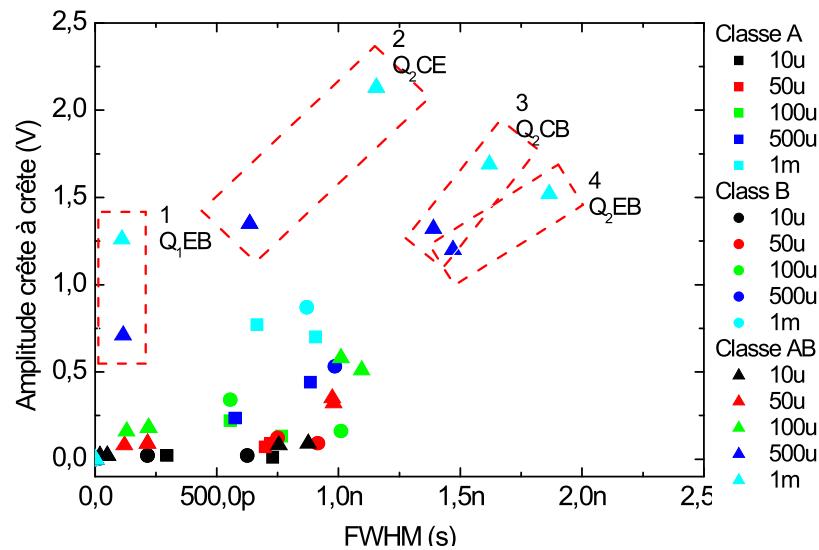


Figure II 22 Diagramme SET montrant tous les points de simulation des étages de sortie lorsque le courant de la source d'irradiation varie. La forme donne la nature de la classe d'amplification et la couleur la valeur de l'intensité d'irradiation. Ce graphique inclut les simulations pour les quatre modes d'injection.

Nous constatons une augmentation normale des réponses transitoires en fonction de l'augmentation de la quantité de charge déposée. Nous notons également que la classe AB génère les signaux les plus importants. Nous avons choisi de ne représenter que les réponses issues des transistors, notés Q_1 et Q_2 . En effet, les deux autres conduisant aux mêmes signaux. Nous avons encadré de 1 à 4 les injections faites sur la classe AB montrant que ce circuit est le plus sensible pour des injections de 0,5pC et 1pC. Nous nous focalisons sur la comparaison des deux cadres 1 et 4. En effet, ces deux cadres concernent le même type d'injection « émetteur/base » mais sont extraits des transistors Q_1 et Q_2 . Les différences techniques et topologiques entre les deux transistors, NPN et PNP, montrent que les réponses ne possèdent pas les mêmes sensibilités. Le PNP comme le montre les encadrés 2, 3 et 4, voient leurs durées augmenter avec le courant d'irradiation quelque soit l'injection.

VI.5.2.2. REPONSE ASET EN FONCTION DE LA TENSION D'ENTREE (V_{IN})

Conformément au Tableau 6 nous avons illustré en Figure II 23 le diagramme SET représentant tous les résultats de simulation faisant varier le paramètre de la tension d'entrée. L'amplificateur classe AB conduit à des réponses ASET plus sensibles que pour les autres structures et ce quel que soit le type d'injection.

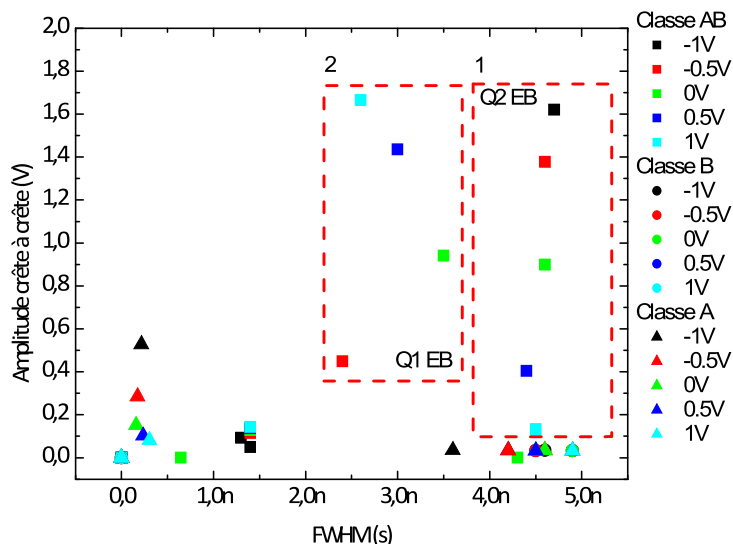


Figure II 23 Diagramme SET montrant tous les points de simulation des étages de sortie lorsque la tension d'entrée varie. La forme donne la nature de la classe et la couleur la valeur de l'intensité d'irradiation. Ce graphique comporte les points pour les quatre modes d'injection.

Le diagramme ASET de la Figure II 23 et spécifiquement les cadres 1 et 2 montrent clairement que l'étage de sortie de classe AB face aux différentes injections produit des signaux transitoires possédant les plus fortes amplitudes et ce quel que soit la tension d'entrée. Bien que l'amplitude soit notre indice de sensibilité, nous remarquons plus généralement que la polarité du signal influe sur la durée du signal transitoire. En effet, comme l'indique le cadre 1, pour une injection émetteur vers base sur le transistor PNP, la sensibilité tend à croître avec la diminution de la tension d'entrée. La charge semble, dans ce mode d'injection, bloquée par le transistor cible se trouvant bloqué. Ce qui tend à s'inverser lorsque celui-ci voit sa tension de base chuter pour atteindre $-V_{BE}$, rendant le PNP passant et permettant ainsi de transmettre toute les charges injectées. A l'opposé, le cadre 2 confirme que le blocage des charges apparaît lorsque le composant est bloqué électriquement, et réaffirme ainsi que le NPN voit sa sensibilité diminuer avec des tensions négatives.

VI.5.2.3. REPONSE ASET EN FONCTION DU COURANT DE POLARISATION (IPOL)

Dans cette partie, nous exploitons le paramètre électrique de polarisation du circuit. Seulement deux des trois structures présentées en Figure II 20 nécessitent une source de polarisation pour conduire le signal d'entrée vers la sortie, classe A et AB. C'est donc pour cela que seuls ces deux schémas seront traités. La tension d'alimentation ainsi que le courant d'irradiation sont fixes et mis respectivement à 3.3V et 1mA

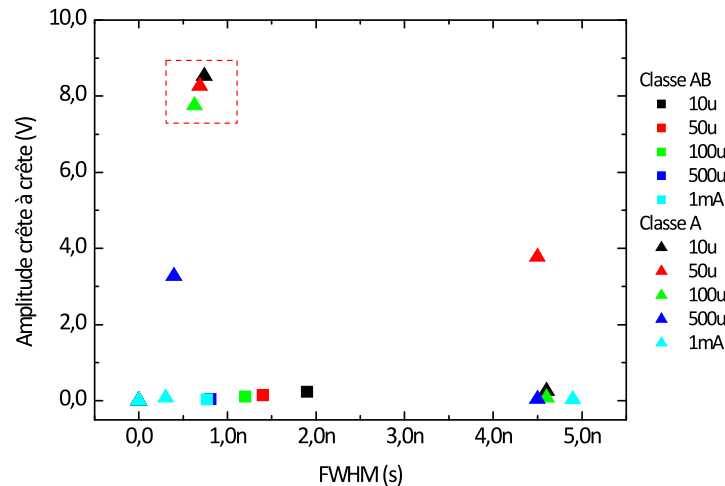
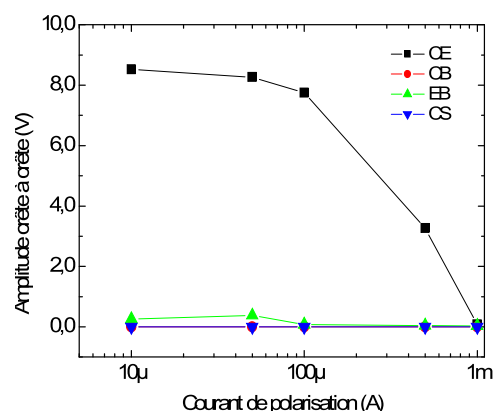


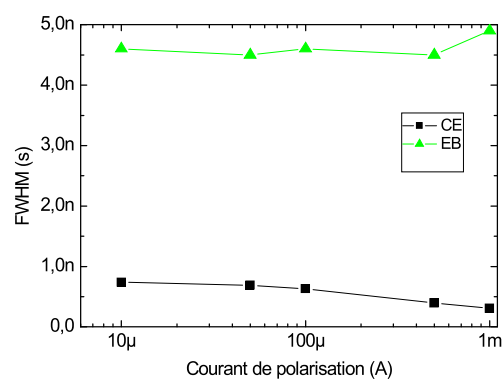
Figure II 24 Diagramme SET montrant tous les points de simulation des étages de sortie lorsque la tension d'entrée varie. La forme donne la nature de la classe et la couleur la valeur de l'intensité d'irradiation. Ce graphique comporte toutes les simulations pour les quatre modes d'injection.

Nous constatons dans le cadre 1 de la Figure II 24 que la réponse de la classe A est la plus sensible. Il apparaît une croissance de la sensibilité en fonction du point de polarisation.

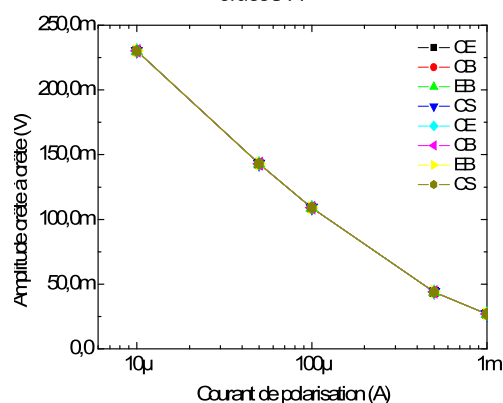
Nous pouvons remarquer que lorsque la valeur du courant d'irradiation se rapproche de la valeur du courant de polarisation du circuit, l'amplitude et la durée de l'ASET diminuent (voir Figure II 25 e). Une première conclusion sur le choix du courant de polarisation peut être envisagée. Malgré le fait de vouloir minimiser le courant de polarisation pour des raisons de fuite et de bruit, l'augmentation de ce paramètre permet une première étape vers le durcissement de l'architecture. En ce qui concerne le comparatif possible entre classe A et classe AB, il apparaît que la classe AB génère des ASET de moins grandes amplitudes, le PNP agissant comme un filtre passe-bas sur la forme de l'ASET. Une analyse plus fine des ASET est faite par Boulghassoul *et al* mettant en relation l'allure des transitoires avec la bande passante intrinsèque du système [Boulghassoul-02(1)].



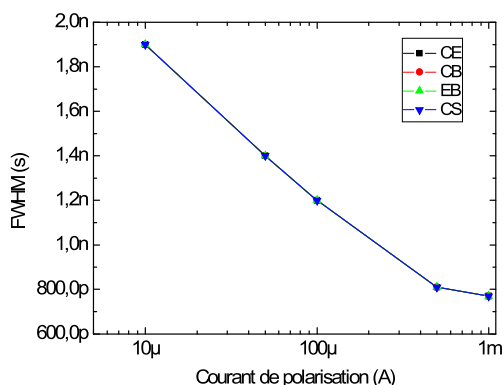
a) Amplitude en fonction du courant de polarisation, classe A



b) Durée en fonction du courant de polarisation, classe A



c) Amplitude en fonction du courant de polarisation, classe AB



d) Durée en fonction du courant de polarisation, classe AB

Figure II 25 Paramètres « amplitude » et « durée » de l'ASET en fonction de la tension d'entrée pour les amplificateurs classes A et B.

VI.5.3. CLASSEMENT DE LA SENSIBILITE DES CIRCUITS

Nous proposons dans le tableau 8 un classement final des amplificateurs de sortie. Bien que la classe AB possède d'excellentes performances électriques, ces réponses relatives aux injections, positionnent cet étage comme le montage le plus sensible. Des travaux récents rapportent que l'étage de sortie push-pull est à l'origine de l'augmentation de la durée des certains ASET en sortie de l'amplificateur, confirmant ainsi l'apport de chaque étage sur la durée ou l'amplitude du signal final [Buchner-08]. Cette liste de classe est non exhaustive, car il reste bon nombre de circuits de type RF à confronter (classe D, E et F) dans les technologies MOS et bipolaire.

Paramètre	Courant d'irradiation			Tension d'entrée			Courant de polarisation		Final		
	A	B	AB	A	B	AB	AB	A	A	B	AB
Notation de l'influence sur la sensibilité	+	++	+++	+	++	+++	+	++	+	++	+++

Tableau 11 Classification des structures amplificatrices par classe de fonctionnement Pour différents courants d'irradiation et de polarisation. Un total maximum de briques représente la structure la plus sensible.

VII. CONCLUSION

La simulation électrique et physique permet aujourd'hui de mettre en exergue de nombreux phénomènes difficilement visibles lors d'expérimentations. De plus, ils permettent de comprendre certains mécanismes responsables de signaux exotiques observés. À n'en pas douter, ces outils sont très puissants, mais de nombreuses simplifications des modèles utilisés altèrent la réalité. Les macro-modèles souvent fournis par le fabricant ne permettent pas d'analyser avec précision les effets de la propagation d'un signal transitoire à travers les différents étages d'un amplificateur. Cependant, son intérêt se révèle lors d'étude d'un système complexe. Basé sur le principe d'une boîte noire, le signal transitoire entre et sort en étant pondéré par la fonction amplification. Notre étude de la propagation d'un ASET dans un composant nécessite donc un modèle complexe et précis : le micro-modèle.

Un des composants les plus connu est l'amplificateur, il possède une structure aisément reconnaissable, possède de nombreuses références dans la littérature et connaît différentes déclinaisons d'architecture. Sur cette base nous avons découpé en trois étages l'amplificateur puis nous avons proposé plusieurs solutions de circuits pour chaque étage. Il apparaît que chaque étage joue un rôle dans la progression de l'ASET de l'entrée vers la sortie ; et donne en finalité un classement de chaque circuit par ordre croissant de sensibilité. Ces classements ont été réalisés pour différents paramètres électriques et radiatifs. Nous avons regroupé ces résultats dans un tableau donnant une vue synoptique du classement des sensibilités, en fonction des structures utilisées dans les architectures.

Ce tableau ne propose pas un amplificateur idéal et insensible aux effets des radiations, mais des blocs d'amplificateur dont l'impact d'irradiation sera minimisé. Il permet en outre d'ouvrir une voix de réflexion sur l'apport de sensibilité de chaque étage dans un amplificateur. Enfin, ces résultats ont pour vocation d'alerter le concepteur sur des sensibilités accrues de certaines structures fréquemment utilisées.

Circuit	Entrée		Polarisation						Amplification		
	Paire différentielle	Convoyeur de courant	Source de courant			Miroir de courant			Classe		
			Widlar	Courant de pointe	Base-émetteur	Classique	Cascode	Beta Helper	A	AB	B
Influence Paramètres Electriques	Courant de polarisation (A)		Tension d'alimentation (V)			Courant d'entrée (A)			Tension d'entrée DC (V)		
	+	++	+	++	+++	+	++	+++	+	+++	++
									Courant de polarisation (A)		
									++	+	
Sensibilité à l'amplitude de l'ion courant	+	++	+	++	+++	+	++	+++	+	+++	++
Classement Final	1	2	1	2	3	1	2	3	1	3	2

Le nombre de « + » indique la degré de sensibilité du circuit de l'étage

Tableau 12 Récapitulatif des différentes classifications et comparaisons des sensibilités des structures d'un amplificateur opérationnel relatives aux différents paramètres simulés. Représentation de la sensibilité par une graduation croissante.

CHAPITRE 3

Méthodologie et mise en oeuvre expérimentale

I. INTRODUCTION

Ce troisième chapitre présente la méthodologie que nous avons mise au point pour réaliser les études expérimentales sur la sensibilité des amplificateurs linéaires rapides.

Nous présentons d'abord la plate-forme ATLAS possédant deux sources lasers pulsées utilisées pour les irradiations. Nous décrivons ensuite les techniques d'irradiation avec leurs protocoles associés. Nous introduisons les principales caractéristiques des éléments irradiés.

Dans un deuxième temps, nous présentons la méthode qui permettra dans le chapitre 4 d'extraire et d'illustrer les volumes sensibles obtenus sur les différents composants. De manière plus précise, nous présentons l'architecture du logiciel ainsi que la procédure de création du rendu du volume en trois dimensions.

II. PLATEFORME DE TEST

Le laboratoire IMS possède une plateforme d'instrumentation optique nommée ATLAS comportant des sources lasers, des instruments de mesure et un logiciel d'automatisation. Il a été développé lors de la thèse de Vincent Pouget [Pouget-00] pour reproduire expérimentalement l'effet des radiations sur les circuits intégrés. Les deux sources laser permettent de mettre en œuvre plusieurs techniques lasers. En outre, l'automatisation de la plateforme permet de réaliser des cartographies de l'irradiation tout en contrôlant les paramètres lasers et électriques du composant.

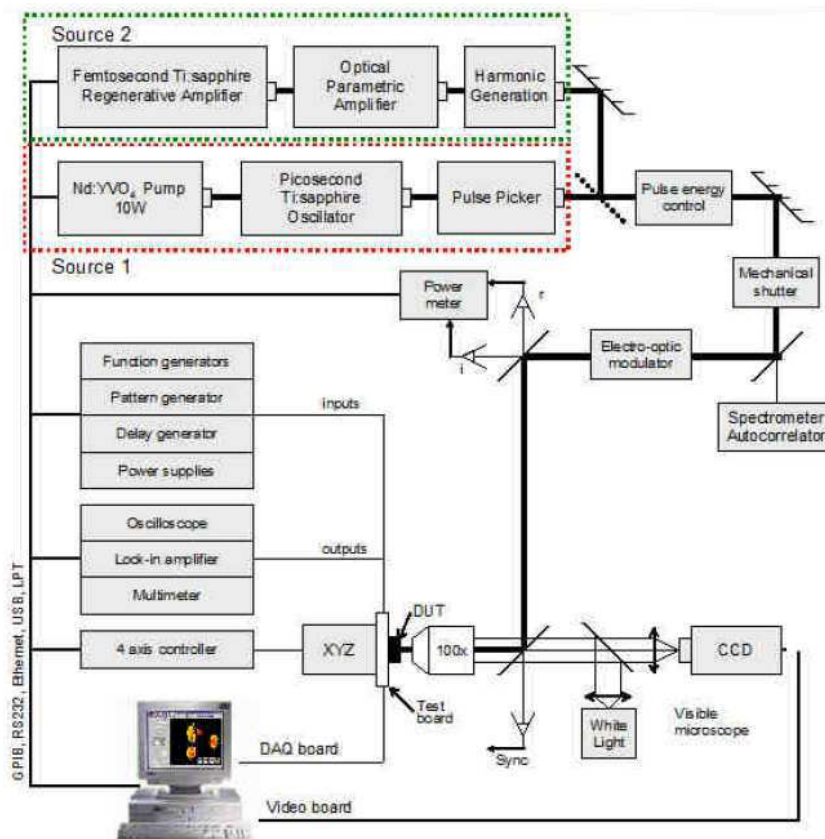


Figure III 1 Vue schématique de la partie optique du banc de test laser impulsif.

II.1. SOURCES LASER

II.1.1. SOURCE « TSUNAMI »

La première source laser est un oscillateur Ti:Saphir (Tsunami de Spectra Physics) à blocage de modes. Celui-ci est pompé optiquement par un laser 532nm continu Nd:Yag (MilleniaX) délivrant une puissance atteignant 10 W. En sortie de cavité, la puissance maximale est alors de 0,5 W ce qui correspond à une énergie de 6 nJ par impulsion. Le bruit en amplitude sur chaque impulsion est de l'ordre de 1% ce qui reste satisfaisant et permet une bonne reproductibilité de nos expérimentations. Le Tsunami produit des impulsions laser de durées ultracourtes avec un taux de répétition de 80 MHz. Cette cadence

peut être modulée grâce au « pulse picker » donnant accès au mono coup avec un signal de déclenchement extérieur, mais aussi à de nombreuses fréquences issues d'un générateur interne. Les régimes impulsionnels picoseconde et femtoseconde sont accessibles par un changement de jeu de miroirs à l'intérieur de la cavité du Tsunami. En mode picoseconde, les impulsions ont une durée de l'ordre de la picoseconde. En mode femtoseconde, cette durée est de l'ordre de la centaine de femtosecondes. La longueur d'onde du laser est ajustable de 760 à 1080 nm. Cette gamme de longueur d'onde permet d'effectuer des analyses par la face avant du circuit en utilisant une longueur d'onde de 800 nm. Pour les analyses en face arrière, la longueur d'onde du faisceau laser est réglée en fonction de l'épaisseur de substrat du composant testé [Lewis-01] (cf chapitre 1). Le réglage de l'énergie de l'impulsion est effectué par rotation de la polarisation du faisceau à l'aide d'une lame demi-onde ($\lambda/2$) précédant un polariseur. Ce système permet de faire varier continûment l'énergie en conservant la position du faisceau et sans altérer ses qualités spatiales.

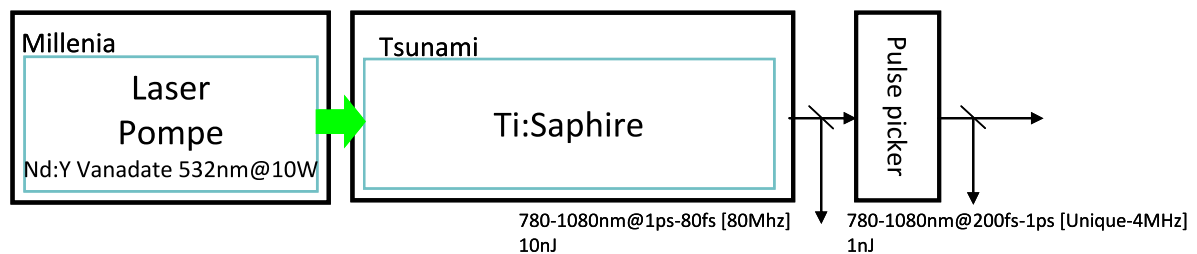


Figure III 2 Vue schématique de la source laser Tsunami de chez « Spectra Physics ».

Le premier prélèvement est fait grâce à une lame et analysé par le spectromètre et un autocorrélateur permettant de caractériser le spectre et la durée de l'impulsion. Le second est séparé par une lame et analysé avec une photodiode permettant de connaître l'énergie incidente sur le composant. La mesure d'énergie est effectuée à une fréquence de répétition de 4 MHz.

II.1.2. SOURCE « LIBRA »

La deuxième source laser impulsionnelle intègre cinq modules, un oscillateur Ti:Saphir à blocage de modes appelé « Vitesse », un laser de pompe appelé « Evolution », un étireur-compresseur, un amplificateur régénératif et un logiciel d'interface afin de piloter les différentes parties. Le « Vitesse » est la base du « Libra », il est composé d'un laser de pompe et d'un oscillateur Titane-Saphir à blocage de modes. Le « Vitesse » émet donc des impulsions à 130 fs, à une longueur d'onde de 800nm, avec une puissance en sortie supérieure à 1 W et une cadence de 80 MHz.

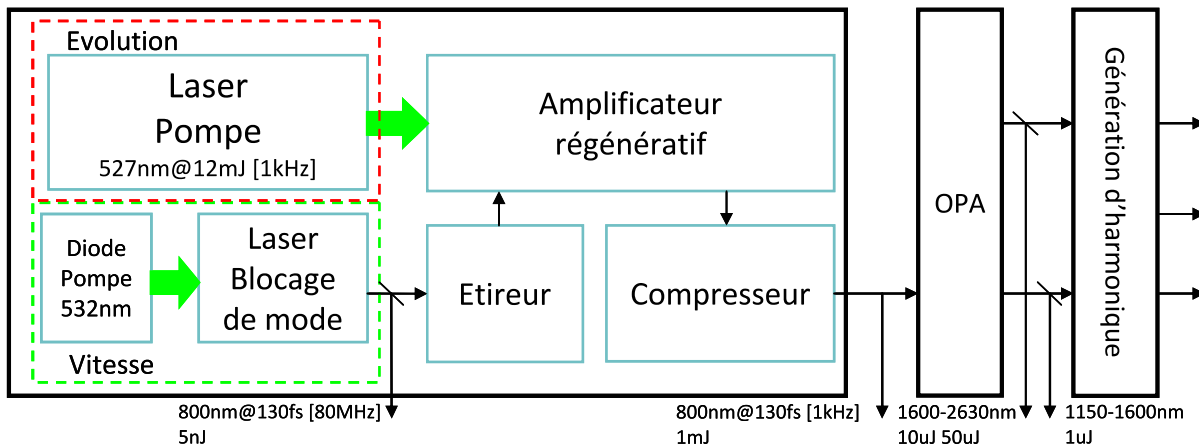


Figure III 3 Vue schématique de la source laser Libra de chez Coherent.

« L'Evolution » est un laser déclenché émettant dans le vert et délivrant des impulsions de 1 ns à une cadence de 1 kHz. Ce laser est utilisé pour pomper l'amplificateur régénératif. L'amplificateur régénératif est composé de deux cellules de Pockels et d'une cavité avec un cristal Titane-Saphir. La première cellule de Pockels, à l'entrée de la cavité, capture une impulsion venant du « Vitesse ». Cette unique impulsion passe par le cristal qui est pompé par une impulsion venant de l'Evolution. Ainsi après plusieurs passages, l'impulsion amplifiée est ensuite libérée par la deuxième cellule de Pockels. Un système de synchronisation (SDG) permet de contrôler précisément l'ouverture et la fermeture des cellules de Pockels. Du fait des limitations matérielles du cristal, l'impulsion est étirée afin d'abaisser son énergie. L'impulsion est ensuite compressée en sortie de l'amplificateur pour reprendre sa forme temporelle initiale. Les impulsions en sortie du Libra sont donc de forte énergie, de durée 130 fs et à 800 nm. Un module piloté par informatique est installé après le Libra ; il est nommé OPerA (« Optical Parametric Amplifier »). Il permet d'obtenir une très large gamme de longueurs d'onde allant à 2.6 μm . Le réglage de l'énergie de l'impulsion est effectué par rotation de la polarisation du faisceau à l'aide d'une lame demi-onde ($\lambda/2$). Cette rotation est commandée par le même système commandant les platines de translations fabriquées par « Newport ». La puissance est mesurée par un puissance-mètre du fabricant « Ophir ». Il est paramétré sur une gamme allant de 3nW à 3W. La seconde partie de nos expérimentations s'appuiera sur ce laser et utilisera la longueur d'onde unique de 1300nm.

II.2. L'IMPULSION

La sélection des impulsions permet de diminuer la fréquence de répétition des impulsions afin de ne pas créer un effet d'accumulation de charges dans le circuit sous test. En effet, il est nécessaire que le circuit ait le temps d'évacuer l'ensemble des charges générées par une impulsion laser avant qu'une seconde impulsion ne vienne l'impacter. Si ce n'est pas le cas, il risque d'y avoir un effet d'accumulation des charges modifiant les conditions initiales du test.

Les deux lasers ne sont d'ailleurs pas équivalents sur ce point. Le système de sélection des impulsions appelé « pulse picker » sur le Tsunami comporte des fuites amenant un surplus d'énergie qu'il faut filtrer. Nous avons donc apporté une solution complémentaire au « pulse picker » afin d'améliorer la sélectivité optique. Lors de tirs laser, plusieurs solutions sont déployées sur ATLAS afin de limiter l'erreur sur l'énergie envoyée. Le principe est de couper physiquement le faisceau de manière synchrone afin de contrôler le passage d'une impulsion. Pour des faibles valeurs de répétition des impulsions (1 kHz) une solution mécanique coupant le faisceau en amont du composant peut être suffisante. Il est à noter qu'au vu des durées ultra courtes des impulsions les temps de propagation dans les câbles ne sont pas négligeables et peuvent être compensés par un réglage sur le générateur de délais.

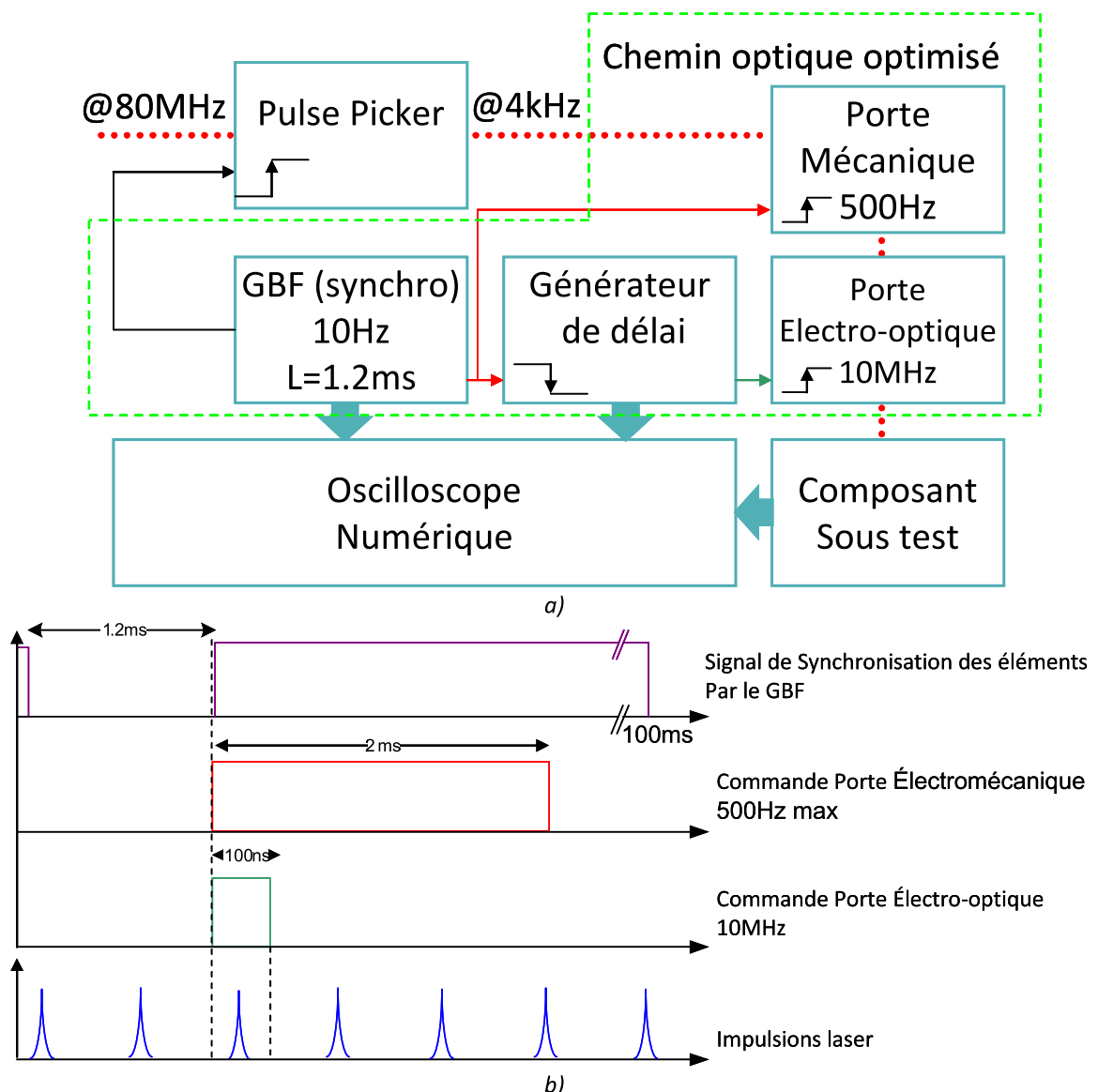


Figure III 4 Système de filtrage des impulsions parasites en sortie du « pulse picker » a) Schéma bloc des b) signaux de commande filtrant les impulsions des sources laser.

Force est de constater que cette solution mécanique ne saurait être suffisante en raison du temps de commutation de la porte mécanique trop long (2 ms), comme en témoigne la Figure III 4 a). Pour palier à cette limitation, une porte électro-optique pilotée par un générateur de délai déclenche les deux portes, (voir Figure III 4 b). Le déclenchement est fait de manière synchrone sur la base du signal 80 MHz. Au final, on obtient une impulsion propre et unique comme le montre la Figure III 4 b).

III. DETAILS EXPERIMENTAUX

III.1. GENERALITES

Le composant est fixé sur la platine de translation. Le faisceau passe à travers un objectif fixe (20x, 50x ou 100x) pouvant transmettre des tailles de faisceaux pouvant descendre jusqu'à 1.5 μ m. Que l'installation soit faite par la face avant ou par la face arrière, le problème de l'orthogonalité entre l'axe optique et le plan de la face du composant reste une étape majeure d'ajustement. Bien que cette étape soit maintenant parfaitement maîtrisée pour la face avant, la technique TPA (1300nm) couplée à la face arrière souffre d'un problème d'orthogonalité intrinsèque. Nous expliquerons plus en détail les techniques, « face avant », « face arrière » ainsi que la problématique de focalisation pour la technique « TPA ». De plus, un protocole de test permettant de pallier ce problème sera proposé.

III.2. ALIGNEMENT OPTIQUE

Afin de garantir une pénétration optimale dans l'objectif et ainsi de disposer de la puissance maximum du laser, il est important de vérifier l'alignement du chemin optique. Un jeu de miroirs partant des deux sources permet de guider le faisceau jusqu'au chemin optique commun irradiant le composant sous test. A l'aide d'un miroir monté sur un socle basculant (voir flèche Figure III 5), on choisit à sa guise une source ou l'autre, et ainsi la longueur d'onde voulue. La qualité des miroirs et lentilles est optimisée pour une gamme de longueur d'onde allant de 0,4 à 2,5 μ m. La deuxième source étant utilisée dans le proche infrarouge, un faisceau laser émettant à 633 nm est superposé afin de matérialiser le point d'impact pour l'opérateur. Cette source d'ajustement est une source laser d'alignement « HeNe » référencée en Figure III 5. À chaque changement de source laser, il est obligatoire de faire les réglages de la partie commune afin d'optimiser au mieux la pénétration du spot dans l'objectif.

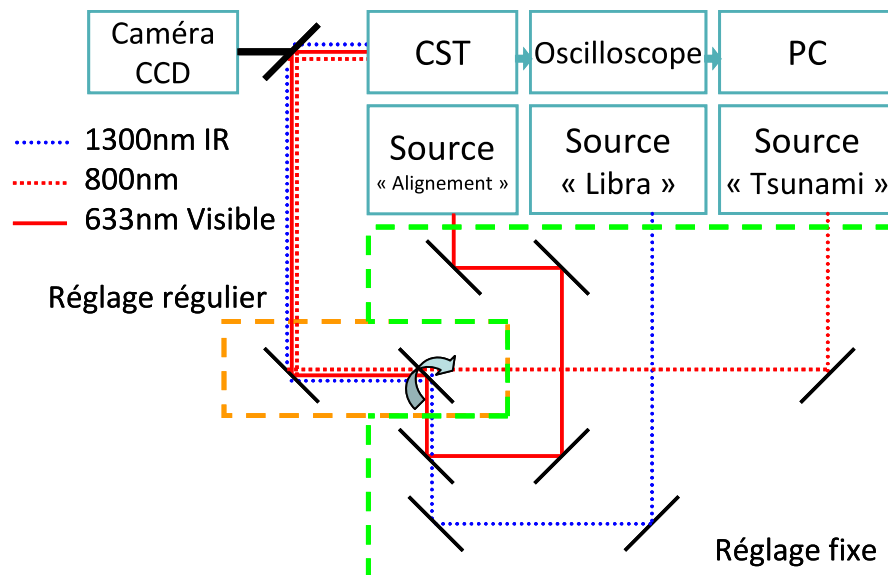


Figure III 5 Chemin optique allant de la source au composant avec deux parties : une partie constituant les chemins propres aux deux sources avec des réglages fixes et une autre partie commune avec des réglages fait à chaque expérimentation pour s'assurer de la bonne pénétration du faisceau dans l'objectif.

III.3. FOCALISATION PAR LA FACE AVANT

L'évidence du tir laser par la face avant était justifiée d'une part ; par une densité de piste métallique suffisamment restreinte et d'autre part ; par des jonctions visibles, comme le montre la Figure III 6a). Aujourd'hui, la forte intégration et l'accroissement de la densité des interconnexions a pour résultante l'impossibilité d'atteindre toutes les zones sensibles par des tirs laser par la face avant (Figure III 6 b). En 2001 Lewis et al ont proposé une irradiation laser par la face arrière afin de contourner le problème de l'occultation du faisceau par les métallisations.

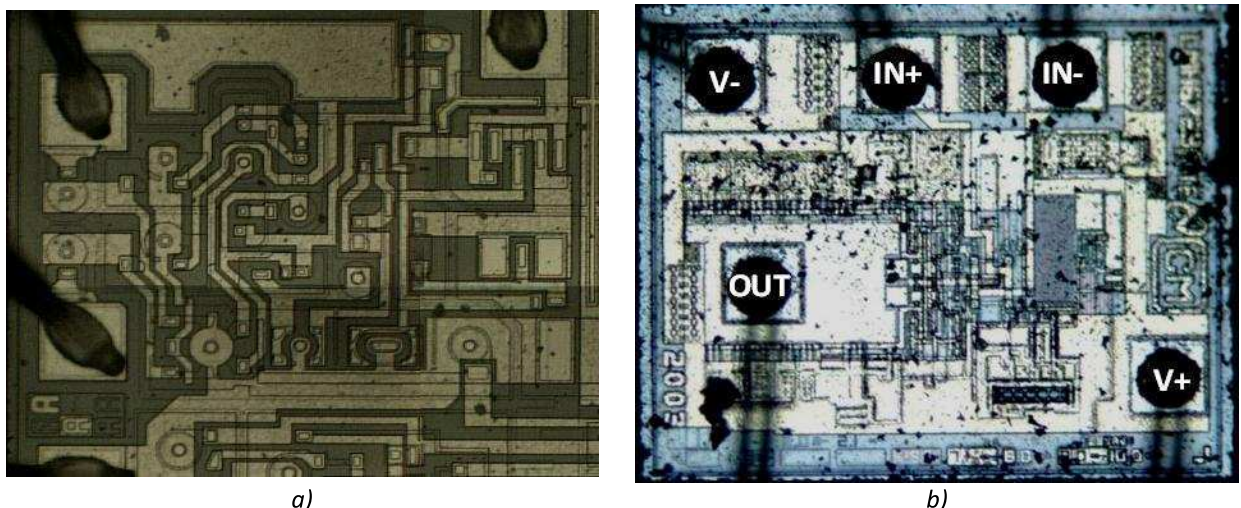


Figure III 6 Microphotographie d'un des quatre amplificateurs du composant LM124 qui possède une fenêtre de tir laser assez confortable : les jonctions sont facilement accessibles par la face avant. b) Photo du LMH6723 amplificateur rapide datant de 2003 dont les jonctions des transistors sont difficilement accessibles.

III.4. FOCALISATION PAR LA FACE ARRIERE

Cette technique propose d'irradier le composant par la face arrière, deux contraintes apparaissent alors : l'épaisseur du substrat et la localisation des jonctions impactées. Une étude antérieure montre que la longueur d'onde de 800nm est la plus adéquate pour stimuler les jonctions du composant par la face avant. Cette même étude montre que la technique par la face arrière impose de choisir une longueur d'onde suffisamment grande afin d'atteindre les jonctions éloignées [Pouget-00][Lewis-01]. Ainsi, même en choisissant une longueur d'onde de 950nm et un amincissement correct, l'absorption de l'onde est fonction du dopage. Cette donnée étant souvent inconnue, un ajustement de l'énergie permettra d'atteindre malgré tout, les jonctions. Le schéma de la Figure III 7 explique l'évolution de la technique passant de la face avant (800 nm) à la face arrière amincie (950 nm) puis la face arrière sans amincissement (1300nm). A 1300nm, le fort dopage du substrat imposera un amincissement. Rappelons que la génération de porteurs à 1300 nm n'est possible que lorsque la population de photons est suffisante pour que deux photons s'associent pour céder leurs énergies à un électron. Cette technique par nature nécessitera plus d'énergie, car quadratique en intensité.

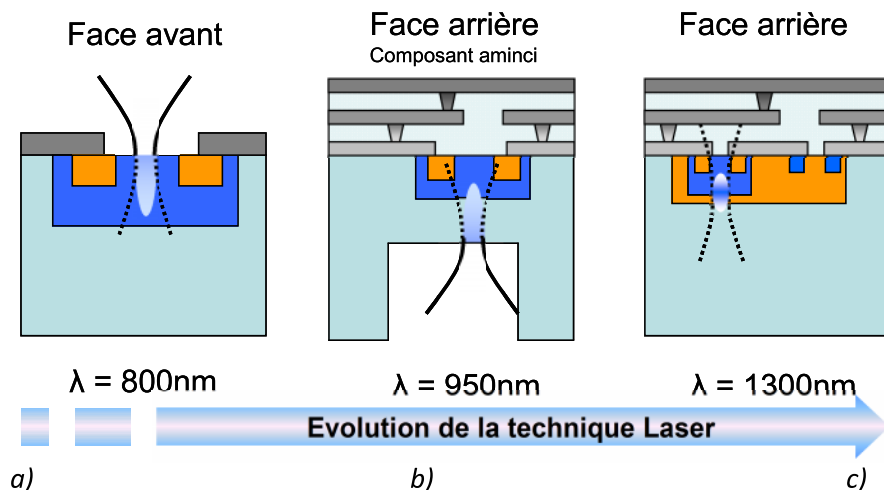


Figure III 7 Evolution de la technique d'irradiation par faisceau laser : a) illumination par la face avant avec une longueur d'onde inférieure à 1100 nm ; b) illumination par la face arrière avec amincissement ; c) illumination du silicium au substrat faiblement dopé dans le volume sans amincissement avec un laser de longueur d'onde supérieure à 1100 nm (Technique TPA).

L'étude qui suit est focalisée uniquement sur les problématiques rencontrées sur des composants non amincis irradiés à une longueur d'onde de 1300 nm. La première étape est de connaître le lieu d'impact des impulsions lasers. En pratique, la localisation des zones actives ou jonctions à irradier est faite par des microphotographies de la face avant, comme vue en Figure III 6. Le cas échéant et en présence de composant du commerce, il est nécessaire de calibrer les paramètres laser puis d'irradier toute la puce à la recherche de signaux transitoires.

Lorsqu'aucunes données technologiques ou topographiques ne sont connues nous procédons par itérations afin de trouver les bons paramètres optiques (énergie et profondeur de focalisation). Nous imposons donc une énergie et une profondeur de focalisation arbitraire et procédons par étape afin de trouver le signal transitoire le plus important, signe d'une absorption maximum. La profondeur est le premier paramètre à subir l'ajustement itératif. Avec plusieurs points de comparaison d'irradiation, nous pouvons connaître la profondeur optimum, donnant l'ASET le plus fort en amplitude ou en durée. L'énergie est ensuite diminuée progressivement afin de connaître l'énergie seuil permettant de passer l'ASET en dessous du critère fixé. Cependant, en se basant sur un point, on généralise la recherche de l'optimum de collection sur tout le composant, ceci suppose que le plan des jonctions soit orthogonal avec le plan de focalisation. Car, lors de la mise en place du composant où lors du polissage de la face arrière, une erreur peut-être introduite imposant une différence entre le plan de la face arrière et celui des jonctions. Cependant, l'opération d'ouverture du boîtier est obligatoire afin de polir la face arrière favorisant ainsi la pénétration du laser. Le problème de l'orthogonalité peut avoir un effet important lors de cartographies entières de puces ou pour des cartographies de transistors aux dimensions importantes.

III.5. ORTHOGONALITE DE L'ECHANTILLON

Dans le cas d'une cartographie en trois dimensions, nous avons besoin de contrôler une troisième coordonnée, la profondeur dans le silicium. Nous détaillons plus précisément la procédure qui permet de donner le point de focalisation optimum. Nous partons du principe que le composant est polarisé, l'énergie du laser est réglée de manière arbitraire mais supposée supérieure à la valeur seuil. On prend alors la surface arrière comme plan de référence ($Z=0$). En faisant progresser en un point le plan focal vers les Z positifs (dans le volume) nous récoltons les variations électriques du signal transitoire de sortie du composant. Un échantillon des signaux typiques récoltés est illustré dans la Figure III 8 b). En appliquant cette méthode sur une distance suffisante on obtient comme l'indique la Figure III 8 c) un profil selon la profondeur des signaux électriques générés. Plus précisément en appliquant un seuil on détermine les deux extrema électriques et on peut ainsi en extraire les limites de notre scan en Z . Il sera l'occasion pour nous dans le prochain chapitre de mettre en oeuvre cette technique afin de cartographier un transistor. Par ailleurs, les différentes courbes présentées sont extraites d'expérimentations faites sur les composants testés dans le chapitre suivant.

Cette méthode est faite en un point du circuit donnant une réponse électrique en sortie suffisamment claire pour en extraire un profil. Afin de contrer les défauts de non orthogonalité, comme schématisé par la Figure III 8 a), on s'assurera de reproduire la méthode en différents endroits de la zone à scanner. Notre étude a porté principalement sur un transistor avec une surface importante ne montrant pas de défaut d'orthogonalité, ce dernier n'ayant pas été aminci. Cependant, dans le cas d'une

cartographie complète du composant dans les trois dimensions, une recherche des limites en Z avec plusieurs profils semble nécessaire afin de corriger le positionnement du circuit intégré.

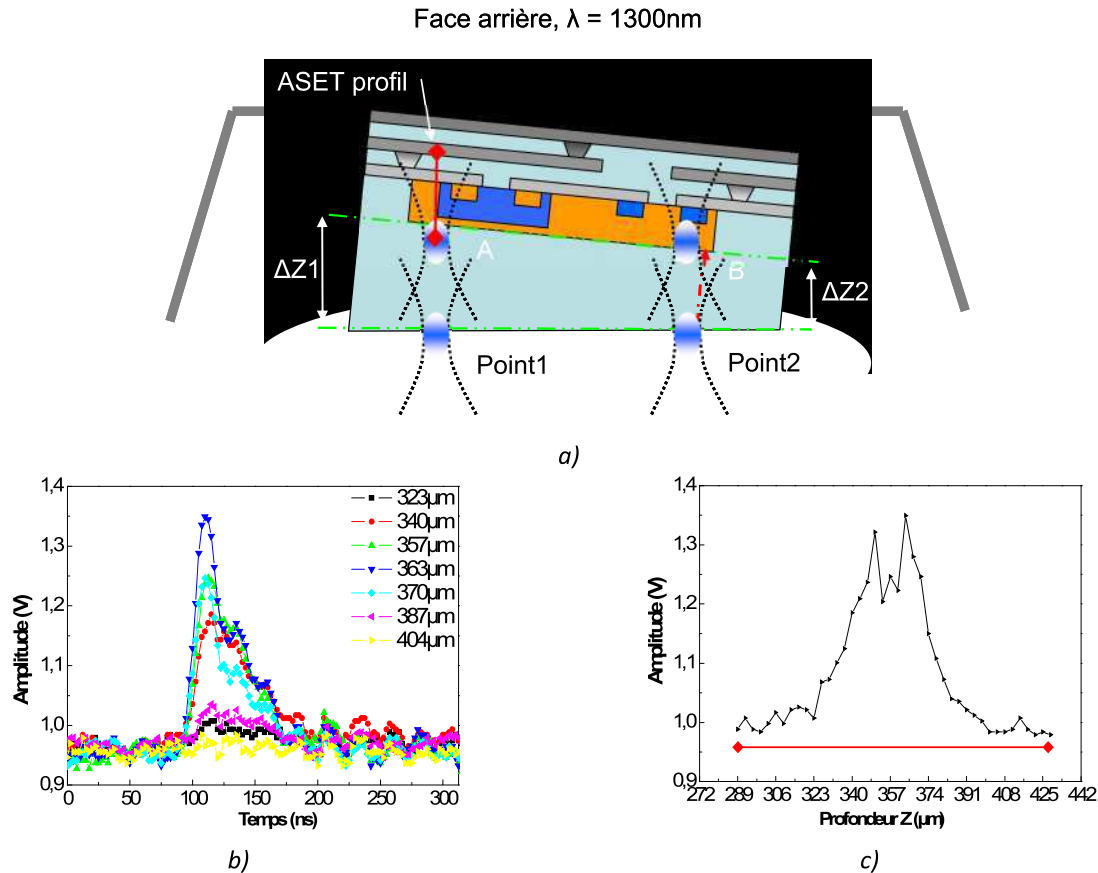


Figure III 8 a) Schéma d'une coupe d'un composant illustrant le problème d'orthogonalité du plan transistor et du plan de focalisation par la face arrière. b) ASET pris à différentes profondeurs sur un même point XY sur le composant LM6181. c) Profil selon Z de l'amplitude des ASET.

III.6. INTERFACE ELECTRIQUE ET COMPOSANT DE TEST

III.6.1. GENERALITES

L'étude des ASET au sein de structures telles que les amplificateurs linéaires a été réalisée à l'aide de configurations simples comme l'inverseur, le non-inverseur et le suiveur [Buchner-02-04], le but étant pour chaque configuration de connaître l'influence du gain sur l'allure des signatures transitoires en sortie. Il est à noter que les différents amplificateurs utilisés dans la littérature sont basés sur des topologies à contre réaction en tension et leur gain est donc dépendant de la bande passante, ce qui explique des sensibilités plus franches pour les montages « suiveurs ». Nous avons réalisé un jeu de cartes de tests supportant les amplificateurs dans un mode de fonctionnement non inverseur de gain 2 avec la possibilité de commuter un cavalier pour obtenir un gain de 10. La carte « mère » permet l'interface électrique entre les différentes cartes « filles » et les instruments de mesure. Comme le montre le schéma de la Figure III 9, la tension de sortie est relevée à l'aide d'une sonde 1 M Ω .

III.6.2. LES CARTES DE TESTS FILLES

Chaque carte fille reprend le même schéma d'implantation électrique comme illustré dans la Figure III 9 en « face avant » comme en « face arrière ». De plus, les cartes filles ont été dessinées selon les critères recommandés par les fabricants de composant. En respectant ceci, nous avons pu atteindre les spécifications électriques optimums des composants. Afin de filtrer les parasites hautes et basses fréquences sur les tensions d'alimentation, nous avons implanté deux types de capacité de découplage, chimique et tantale. Un plan de masse étendu sur toute la carte a permis d'accentuer le découplage.

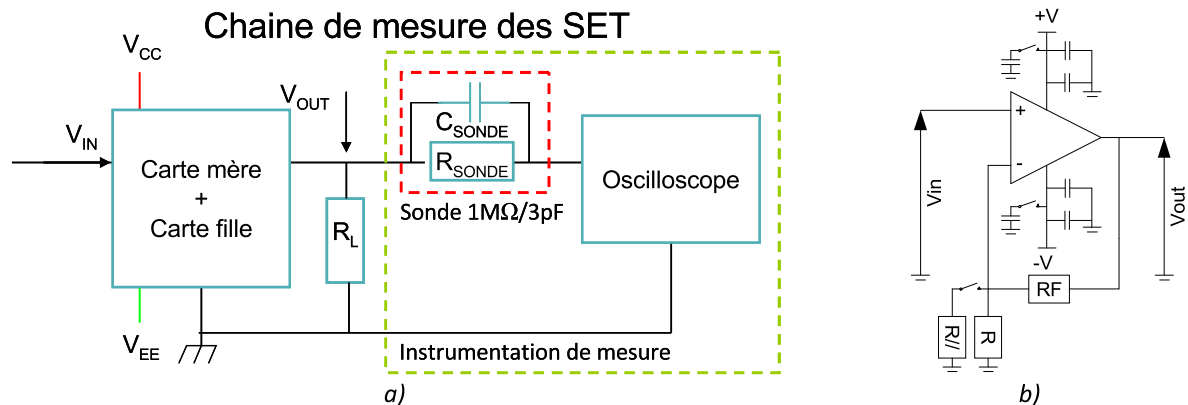


Figure III 9 a) Chaîne de mesure sur les cartes filles avec une sonde $1\text{M}\Omega$ permettant d'isoler la mesure du composant. b) Schéma électrique conventionnel d'un amplificateur monté en non inverseur où $R//$ permet de passer à l'aide de l'interrupteur d'un gain en tension de 2 à un gain de 10.

III.6.3. COMPOSANTS : AMPLIFICATEURS TESTES

Nombreuses sont les références bibliographiques faisant état d'études sur les événements singuliers transitoires sur des composants à faible niveau d'intégration tels que les LM111, LM139 et LM124, [Koga-97][Adell-00][Johnston-00][Peace-01][Stenberg-01][Boughassoul-02][Buchner-02][Johnston-02]. De ce fait, il existe une importante base de données sur ces composants mais aussi une maîtrise des causes et conséquences des effets singuliers. Récemment, Bernard *et al* suivi par Buchner *et al* ont publié sur les effets couplés entre dose cumulée et effets singuliers transitoires (TID/SEE) [Bernard-07][Buchner-08]. Ces deux études montrent que la dégénération apportée par la dose cumulée sur les caractéristiques électriques influe directement sur la collection des charges transitoires et donc sur le signal parasite induit. Cependant, certaines campagnes d'irradiation menées ces dix dernières années ont mis l'accent sur des modèles de composants aux performances accrues [http-escies] ; ce site centralise des tests réalisés sur des composants du commerce CLC501 et des composants durcis aux radiations comme les CLC505 et HS-2620RH.

Nous avons choisi comme dans le deuxième chapitre de confronter deux topologies d'amplificateur à savoir la contre réaction en tension et la contre réaction en courant. Bien que les composants possèdent quasiment les mêmes caractéristiques électriques (tension d'alimentation, bruit, etc.) nous avons sciemment choisi des bandes passantes différentes. En effet la bande passante est souvent le reflet d'une technologie et/ou d'une architecture spécifique. Nous avons porté notre dévolu sur des composants du commerce, ce qui implique l'inaccessibilité à certaines informations (procédés de fabrication, schéma électrique, etc.). A partir du Tableau 13 incluant les caractéristiques électriques intrinsèques des composants irradiés, nous avons choisi d'unifier à tous les montages et composants certains paramètres électriques tels que la tension d'alimentation, le même gain et la même tension.

Amplificateur		AD822	AD9631	AD9617	LM6181	LMH6723
Alimentation maximum	V	±18	±6.3	±18	±7	±6.75
Bande passante	MHz	1.8	250.0	100.0	190.0	260.0
Slew Rate	V/μs	8	1300	2000	2000	600
I _{out}	mA	15	70	60	130	120
I _b	A	2p	2μ	5μ	500n	2μ
CMRR	dB	80	90	60	48	60
Bruit	nV/√Hz	13	7	7	1.2	4.3
Type de la contre réaction		Tension	Tension	Courant	Courant	Courant
Données sur le montage non inverseur						
Boîtier		SOIC	PDIP	PDIP	PDIP	SOIC
R=R _f	Ω	10k	150	390	820	1,2k
R ₁ (R//)	Ω	1,2k	20	50	100	150
Charge	Ω	20k	100	100	150	100
Capacité Céramique	F	0,1μ	0,1μ	0,1μ	0,1μ	0,1μ
Capacité Tantale	F	1μ	10μ	3,3μ	10μ	6,8μ

Tableau 13 Composants utilisés lors des irradiations face avant et face arrière par laser en modes un et deux photons.

Cependant, il en est autrement pour le couple de résistances du réseau de contre réaction formant le gain. Bien que la valeur des résistances de contre réaction en tension soit arbitraire mais nécessairement élevée, le choix des résistances des topologies à contre réaction en courant sont des éléments imposés par le fabricant. En effet le couple RC de la boucle de retour de contre-réaction fixe la fréquence de coupure dominante et donc la stabilité à gain donné, si bien qu'il est imposé pour un composant donné. La valeur du couple est assez faible car le pôle doit être rejeté vers les fréquences

hautes pour avoir une bonne bande passante. Au sein d'une contre réaction en courant le produit gain-bande n'est pas constant et peut être optimisé par le biais du couple $R_F.C_{\text{découplage}}$ de retour [Smith-94].

III.7. CONTROLE DE L'ENVIRONNEMENT DE MESURE

Il existe d'autres facteurs pouvant empêcher la reproductibilité expérimentale. C'est dans cet objectif, qu'une attention particulière a été apportée à l'éclairage de la pièce pouvant apporter un effet d'offset sur le composant, déjà rencontré lors d'expérimentation sur des amplificateurs avec irradiation par la face avant. De plus, la température de la pièce est strictement contrôlée et régulée à 21°C, afin de permettre une parfaite reproductibilité des expériences. De simples précautions comme l'extinction des téléphones cellulaires ont permis de minimiser toutes interférences hautes ou basses fréquences. Outre les variations de la température ambiante, il peut exister une dérive de l'énergie des impulsions due à la chauffe du cristal, pièce maîtresse du laser. Nous avons donc pris soin de mesurer la dérive en énergie au fur et à mesure des expériences afin de la compenser.

IV. OUTILS D'ANALYSE

IV.1. CARTOGRAPHIE

IV.1.1. GENERALITES SUR LA CARTOGRAPHIE LASER

La cartographie permet la localisation spatiale des zones sensibles avec la précision du laser, c'est-à-dire de l'ordre de la longueur d'onde. La génération de cartographies est rendue possible par l'automatisation du banc à l'aide du logiciel développé sur cette plateforme et nommé SEEM (Single Event Effect Mapping) [Pouget-99], [Pouget-07]. Ce logiciel contrôle tout d'abord les paramètres des lasers, c'est-à-dire l'énergie et la forme temporelle. Il pilote ensuite le déplacement du faisceau sur le circuit. Le faisceau étant focalisé par le biais d'un microscope fixe, c'est le circuit qui est déplacé sous le faisceau. SEEM contrôle alors le déplacement du circuit par les platines de translation ayant un déplacement minimum de 100nm sur les trois axes.

Deux points formant un rectangle à la surface du composant sont définis par l'utilisateur afin de délimiter la zone à cartographier. Cette carte forme une matrice aux dimensions du pas de déplacement sélectionné. Il faut veiller à ce que cette matrice n'excède pas une quantité de mémoire trop importante, 10^6 points semblent être la limite haute. Pour un nombre important de points le temps de cartographie sera grand. La carte est balayée de manière discrète par le faisceau. Le logiciel s'occupe de synchroniser le déclenchement de l'impulsion sur le composant et de collecter la réponse associée vers l'oscilloscope. L'oscilloscope utilisé est un « LeCroy » avec une bande passante de 1 GHz et un taux d'échantillonnage maximum de 4 GS/s par voie. La forte bande passante de l'oscilloscope nous permet d'avoir une lecture

complète du spectre des ASET, généré par les amplificateurs traités. Toute cette procédure conduit à former une cartographie basée sur une échelle de couleur proposant une correspondance entre couleur et amplitude, comme montré en Figure III 10 que l'on peut superposer à une micro photographie.

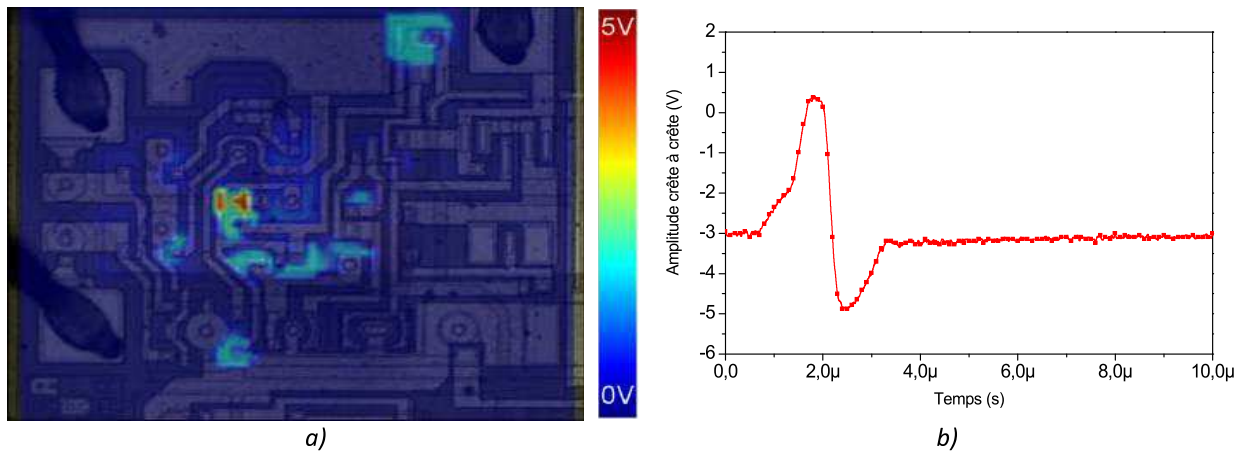


Figure III 10 a) Cartographie du composant LM124 avec superposition de la microphotographie de surface. L'échelle des couleurs indique la tension image de la réponse de l'irradiation laser. b) Exemple d'ASET extrait en un point de la cartographie de droite.

Différentes options d'acquisition dans le logiciel SEEM permettent d'enregistrer divers types d'événements singuliers (SEL⁴, SEU⁵, DSET, SEFI⁶). Plus spécifiquement à partir de ces données d'ASET, il est possible d'obtenir la section efficace laser du composant en imposant un seuil. Il est également possible d'extraire le diagramme ASET donnant incluant tout les ASET présent en fonction de leur amplitude et de leur durée. En plus de cet outil nous avons développé un outils d'extraction et de rendu du volume 3D.

IV.1.2. LE LOGICIEL D'ANALYSE SET3D

Comme le montre sommairement la Figure III 11, la chaîne d'instrumentation se décompose en deux parties distinctes. Les fichiers sont générés sous SEEM puis lus et exportés par le logiciel SEEM-Reader dans un format ouvert nommé « OpenSEEM ». Cette souplesse nous permet de traiter aisément les différentes cartographies effectuées sur le banc laser. Notre logiciel vient donc en surcouche extraire et traiter les données. En effet, nous avons développé une interface de traitement des données afin de modéliser le volume sensible.

Nous proposons ici de présenter l'ossature du logiciel ainsi que ses principales fonctions permettant d'obtenir un rendu en trois dimensions d'une réponse transitoire analogique.

⁴ Single event Latchup : Amorce et verrouillage dans un mode basse impédance d'une structure parasite

⁵ Single event Upset : Basculement d'un bit mémoire.

⁶ Single event function interrupt : Interruption momentanée ou continue de la fonction principale.

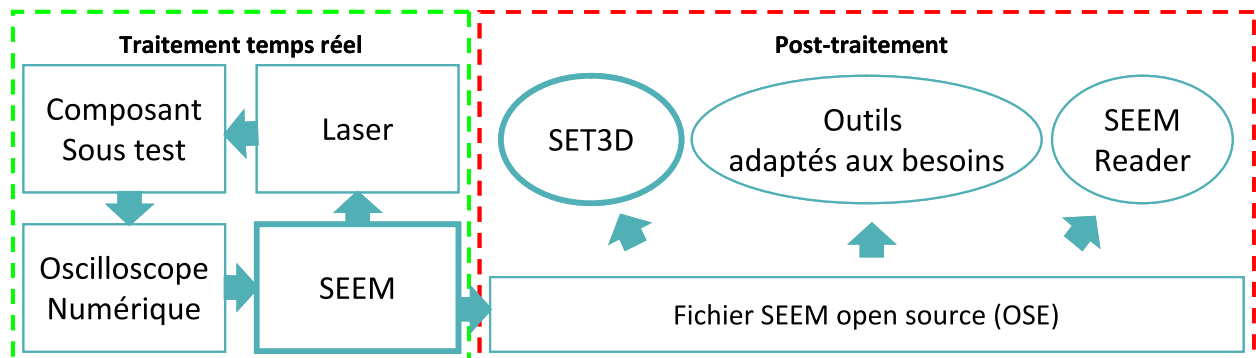


Figure III 11 Schéma bloc de la chaîne d'acquisition et de traitement. L'oscilloscope enregistre la réponse transitoire générée par le laser pour un traitement logiciel. Toutes les réponses sont réunies dans un fichier qui est lu et interprété par un logiciel externe.

IV.1.2.1. INTERFACE GRAPHIQUE ET OPTIONS

Le logiciel programmé pourrait dans sa version minimale tenir dans une simple application de commande mais l'interface graphique permet d'obtenir de multiples informations rendant plus confortable le traitement des données. Les multiples interfaces graphiques sont présentées par la Figure III 12. Le logiciel intègre un noyau permettant un rendu du volume en trois dimensions à partir des fichiers OpenSEEM. Les divers modules (outils) complémentaires ont été ajoutés afin de permettre une exploitation plus complète du volume et ne seront pas détaillés. Néanmoins, nous détaillerons la fonction première de ce programme ; qu'est le processus de rendu du volume 3D à partir de fichier OpenSEEM.

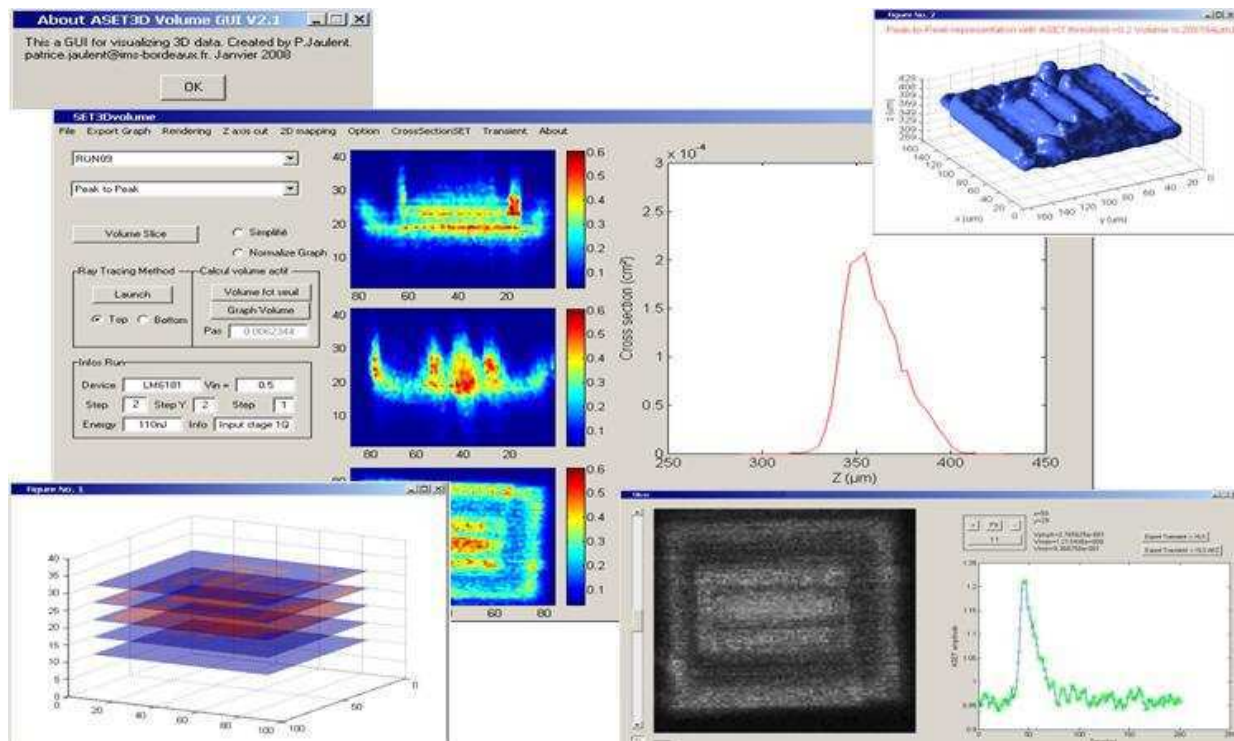


Figure III 12 Interface graphique du logiciel de post traitement SET3D. Interface principale de commande avec les options et autres paramètres de visualisation 2D et 3D du volume. Construction du volume sensible en trois dimensions. Lecture des transitoires des différentes cartographies générées.

METHODE DE RENDU DU VOLUME

Le logiciel procède comme indiqué sur la Figure III 13. Le premier module prend en charge l'extraction des cartographies temporelles des fichiers OpenSEEM (.OSE) pour les transformer en matrice 4 dimensions selon X, Y, Z et t. En extrayant les caractéristiques électriques de chaque signaux (maximum, minimum, crête à crête, etc...) on peut restreindre nos matrices à 3 dimensions. Cette matrice est illustrée par la Figure III 13 a) et montre une cartographie crête à crête X, Y pour Z=100µm. Nous avons donc en sortie de ce module 4 matrices [X, Y, Z] comportant la valeur maximum, minimum, crête à crête et la durée de chaque transitoire. Le module suivant reçoit les matrices qui sont transformées en matrices binaires après un seuillage en tension. Cette opération est reprise pour chaque cartographie faite à chaque profondeur « Z », illustré par la Figure III 13 b). On se retrouve donc avec une superposition de matrices binaires qui sont insérées dans le dernier module. Ce module se charge d'interpoler les valeurs entre les différentes profondeurs construisant de proche en proche un volume fermé, illustré par la Figure III 13 c). Le maillage ainsi créé est recouvert d'une texture unie et d'une lumière d'ambiance. Ces options sont paramétrables et permettent de dessiner au mieux les contours du volume finalisé (Figure III 13 c). Cette méthode est assimilable à de l'imagerie médicale permettant également le rendu d'une tomographie en trois dimensions.

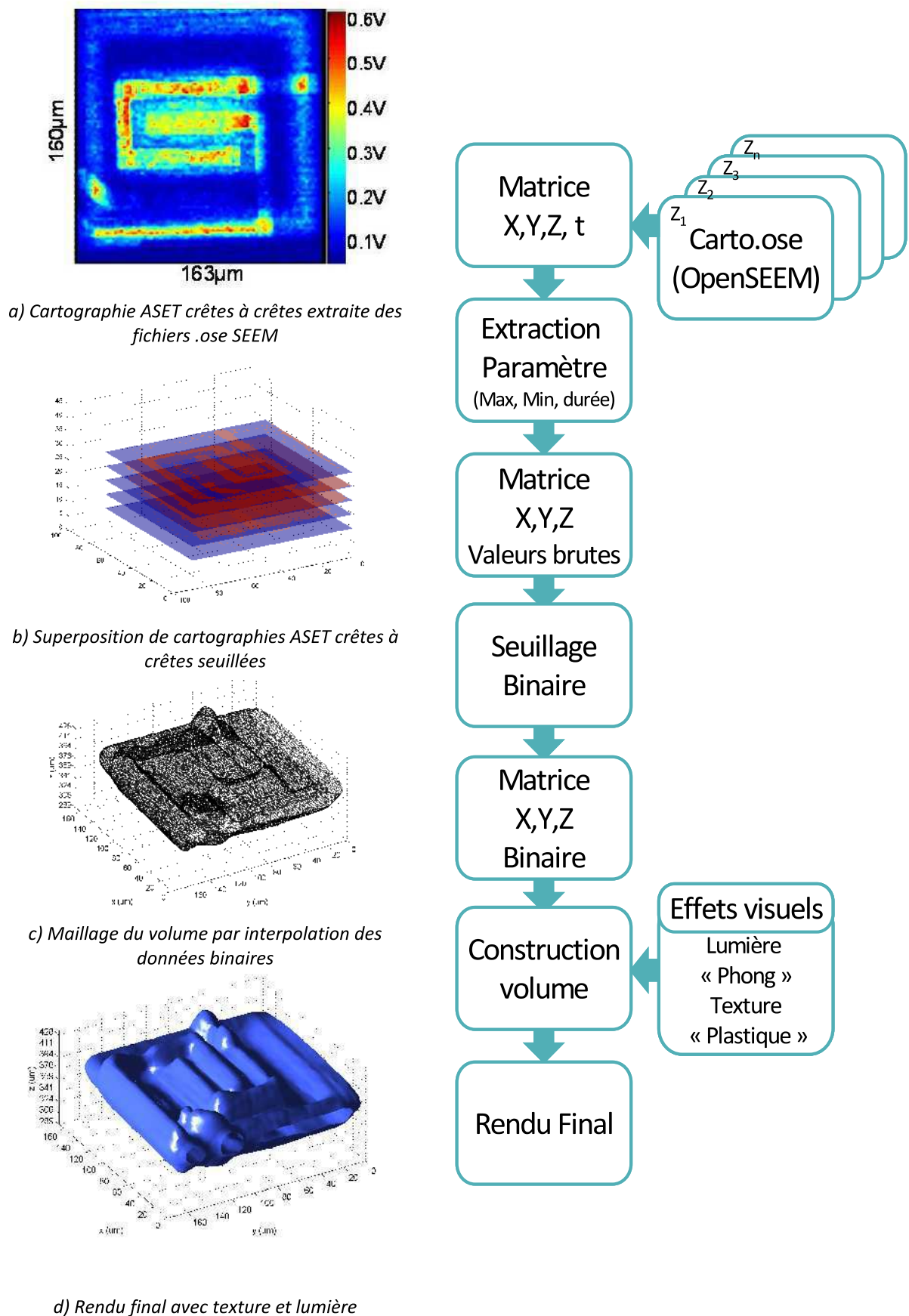


Figure III 13 Procédure d'extraction du volume sensible à partir de fichiers OSE. Les cartographies au format OSE sont ouvertes et importées, seuillées, superposées, interpolées et rendues en 3D.

V. PROCEDURES EXPERIMENTALES

V.1. PROTOCOLE EXPERIMENTAL LASER GENERIQUE AUX SEES

Nous proposons une méthode générique afin de mettre en place l'expérimentation laser. De manière générale nous pouvons détailler le processus d'acquisition comme indiqué en Figure III 14. Cette méthodologie ne s'attarde pas sur les réglages des appareils de mesure donc, nous les considérons reliés au composant et mis sous tension. La technique (face avant ou face arrière) et par extension la source (longueur d'onde) doivent être identifiées afin de répondre au mieux au contexte de l'expérimentation. De 800 à 1100nm de longueur d'onde, l'absorption des photons de la surface jusqu'au point de focalisation implique une bonne connaissance de la géométrie du composant. En effet, l'irradiation est linéaire à partir de la surface et décroît en intensité jusqu'au point de focalisation. De plus, la profondeur d'absorption est fonction de la longueur d'onde. De ce fait le 800nm est souvent sollicité pour des applications par la face avant avec une profondeur inférieure à 100 μ m. Cependant il est possible d'irradier bien plus en profondeur à 1100nm, comme illustré dans le chapitre 1, Figure I 14. Bien que dans le cas d'une attaque par la face arrière la longueur d'onde de 1100nm suffit à atteindre les zones actives, l'irradiation de ces zones est totale et peu précise en Z. Ainsi à 1300nm avec un mécanisme non linéaire l'absorption se situe essentiellement au col du faisceau et permet de cibler dans le volume le point désiré. Le bémol de l'attaque par la face arrière reste la localisation des transistors et autres jonctions actives. Cependant certains composants possèdent déjà des études faites en face avant, auquel cas les valeurs d'énergies et autres repères spatiaux sont utilisés afin de simplifier la mise en place de l'expérience et éviter une trop grande plage de recherche de l'énergie seuil. Il est à noter que les gammes d'énergie utilisées pour recréer une même réponse varient suivant la technique et la longueur d'onde. Si aucune donnée n'est accessible alors l'énergie est choisie dans une gamme raisonnable ne causant pas de destruction du silicium. Le point d'impact est positionné arbitrairement sur la face arrière du circuit. Le laser est alors déclenché de manière répétitive ou unique. De cette irradiation une information électrique est relevée : il peut s'agir d'un niveau logique (SEU numérique statique), des caractéristiques d'un transitoire (SEU numérique dynamique ou analogique), d'un courant d'alimentation (SEL), ou même d'un signal transitoire. Le traitement de l'information est ensuite fonction de l'étude menée.

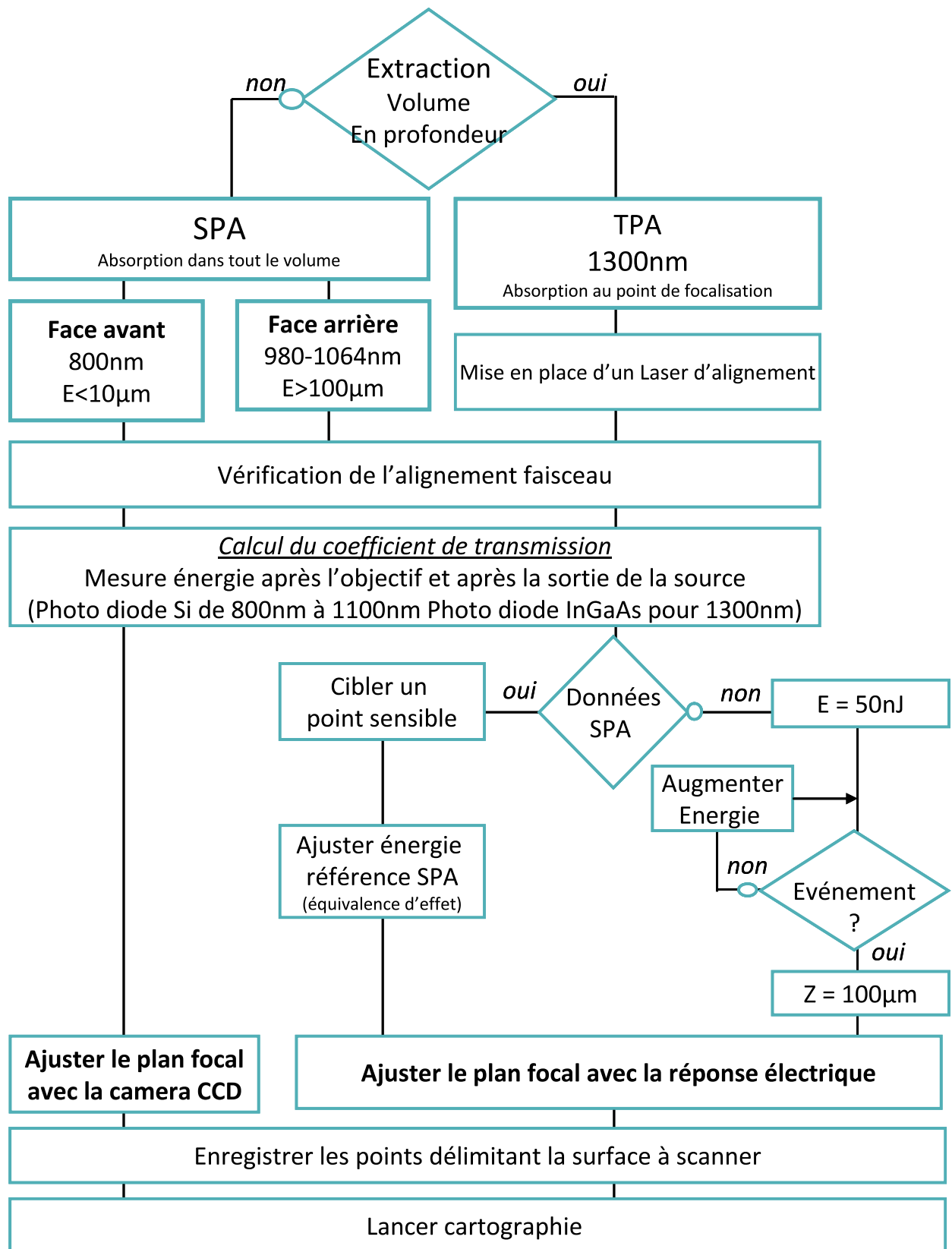


Figure III 14 Méthodologie d'irradiation d'un composant avec le banc laser.

V.2. PROTOCOLE EXPERIMENTAL EN VUE DE L'EXTRACTION DU VOLUME SENSIBLE

La précédente présentation constitue une méthode expérimentale générique applicable à tout type de SEE et inspirée de l'étude menée par Buchner *et al* [Buchner-04]. La première partie du chapitre 4 traitant de la caractérisation par face avant à l'aide de la source laser 800 nm utilisera la méthode générale précitée. La deuxième partie traitera de l'obtention du volume sensible au sein d'un transistor bipolaire et nécessitera un ajustement de la procédure générale. Nous décrivons le principe ci-après illustré par la Figure III 15.

En partant du postulat que nous utilisons des composants non amincis avec une épaisseur d'environ 400µm et que nous devons confiner le dépôt de charge afin d'obtenir une résolution satisfaisante pour la cartographie de volume, nous utiliserons la technique « face arrière » couplée à la source 1300 nm. Dans notre cas le choix de l'énergie est fonction des résultats obtenus en « face avant ». En prenant comme référence la cartographie ASET faite en face avant, on connaît les coordonnées X et Y donnant l'ASET le plus fort en amplitude. On commence l'irradiation en ce point avec une énergie de 150nJ. On fait progresser le spot selon Z jusqu'à atteindre un maximum de la réponse transitoire. Nous répétons l'opération en trois points différents afin de vérifier l'orthogonalité, un exemple est illustré en Figure III 8 c). Il est à noter que le déplacement selon Z est multiplié par l'indice de réfraction que nous avons vu dans le chapitre 1, n_0 . Il est dépendant de la longueur d'onde et du matériau cible. Ici à 1300 nm dans le silicium, l'indice est linéaire et vaut 3,3. Une fois la profondeur optimum trouvée on ajuste l'énergie afin d'obtenir une équivalence des effets entre « énergie face avant » et « énergie face arrière ». Une variation de l'angle de la lame $\lambda/2$ permet de faire varier l'énergie de l'impulsion 1300 nm jusqu'à l'obtention d'une réponse électrique identique face avant, face arrière.

Il s'agit ensuite de délimiter en X et en Y la surface qui constituera l'aire de chaque strate du volume. Par ailleurs, le pas de progression pour scanner doit être un compromis entre définition⁷ et temps d'utilisation du faisceau. Pour un transistor de 1.10^{-6}cm^3 (100µmX100µmX100µm) avec un pas de 2µm x 2µm x 1µm, plus de 9 heures sont nécessaires à la cartographie complète du volume. Notre volume possède donc une définition de plus de 750000 points. En revanche certaines limitations apparaissent pour cette technique. Bien qu'aujourd'hui il soit possible d'avoir une résolution de déplacement de la table inférieure à 100 nm, la forme et la taille du spot limitent la définition du volume.

La figure de profil de profondeur nous a également permis de configurer la base de temps et le calibre d'amplitude de manière adéquat pour éviter toute saturation de lecture. Dans le cas d'une

⁷ Définition: Ratio entre la taille totale de la cartographie et le pas de déplacement des axes choisis.

disparité importante sur les différentes amplitudes peuplant le volume, nous prendrons comme référence l'amplitude crête à crête la plus importante, celle-ci constituant l'événement définissant la zone de sensibilité la plus grande. Tous les paramètres nécessaires à SEEM sont alors disponibles afin de cartographier dans les trois directions. Les informations sont stockées sur l'ordinateur pour être traitées ultérieurement par les modules externes présentés précédemment.

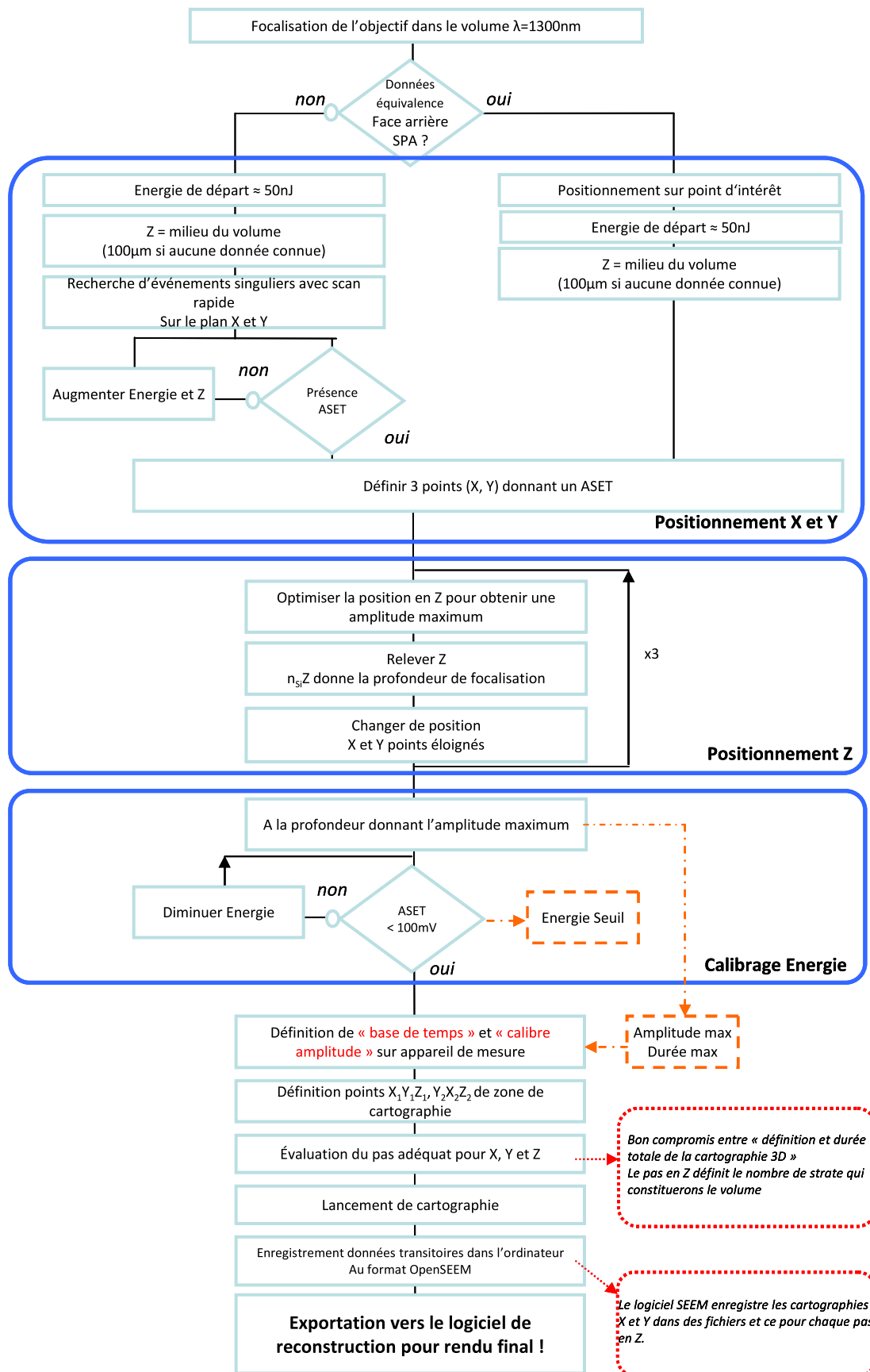


Figure III 15 Méthode spécifique à l'extraction du volume sensible en mode deux photons (TPA) dans des amplificateurs opérationnels linéaires.

VI. CONCLUSION

Nous avons présenté la plateforme ATLAS et plus particulièrement les deux sources servant à l'irradiation des composants analogiques et numériques. Les deux sources présentent des caractéristiques techniques uniques et ont été utilisées pour des applications différentes. La première source à 800nm ou 1100 selon la profondeur à atteindre, mise en place depuis déjà plusieurs années, permet d'irradier le composant afin d'en extraire la sensibilité. 1100nm représente la limite de la technique d'absorption un photon qui implique des mécanismes et des limitations différents de la seconde source. En effet, la seconde source permet d'irradier le composant à une longueur d'onde de 1300nm introduisant sur cette plateforme les effets non-linéaires dans le silicium. Les effets non-linéaires permettent une interaction dans le volume et plus particulièrement au col du faisceau. Ceci, nous permet d'irradier seulement un point du volume et d'en extraire le signal électrique réponse construisant ainsi le volume sensible des transistors du composant sans amincir ce dernier. Dans le chapitre 4, nous allions la procédure inscrite dans le chapitre 3 et la source laser à 1300nm afin d'extraire le volume sensible de plusieurs transistors provenant de différents composants commerciaux n'ayant pas été amincis. Pour ce faire, nous avons réalisé une carte mère faisant le lien entre le jeu de cartes filles supportant les différents amplificateurs en face avant et face arrière et la chaîne de mesures de la plateforme ATLAS. Certaines difficultés dans le mode de test par la face arrière telles que le repérage des motifs ou jonction ont fait l'objet de solutions efficaces appliquées aux résultats de cette étude. Nous avons également développé un outil d'analyse des données (cartographies) générées par la source deux photons de la plateforme ATLAS. Cet outil permet en outre d'interpoler les réponses ASET des différentes couches du composant afin d'en extraire une forme complexe du volume sensible via un rendu en trois dimensions. Il s'agit d'une évolution majeure en comparaison du volume sensible parallélépipédique et rectangulaire traditionnellement utilisé avec une profondeur arbitrairement choisie.

CHAPITRE 4 Résultats expérimentaux

I. INTRODUCTION

Nous avons tout au long de ce manuscrit, fait état de deux types de sources laser au sein de la plateforme « ATLAS ». La source picoseconde de longueur d'onde accordable, exploitée depuis de nombreuses années, a fait l'objet de nombreuses communications scientifiques. Avec une longueur d'onde accordée à 800nm, nous avons étudié les sensibilités globales et locales par la face avant d'amplificateurs de deux types de topologie à bande passantes larges. Bon nombre de résultats disponibles dans la littérature sont basés sur des amplificateurs aux caractéristiques limitées face aux besoins croissants de l'électronique moderne. Nous proposons d'ouvrir la problématique de la sensibilité sur des technologies plus récentes. Les composants modernes n'évoluent pas seulement sur un plan de technologie de fabrication, mais voient aussi leur architecture optimisée. Toutes ces améliorations portent aujourd'hui les amplificateurs à des bandes passantes utiles supérieures au gigahertz. Ce qui est dix à vingt fois supérieur aux composants déjà testés tels le LM124 ou encore l'OP27. Il est alors important de quantifier la sensibilité de ces composants rapides en présence d'événements singuliers. En travaillant avec l'outil laser nous avons pu mener des investigations spatio-temporelles sur des composants rapides.

Le chapitre 1 a rappelé que la longueur d'onde jouait un rôle important sur la pénétration du laser dans le silicium. L'utilisation d'un laser de longueur d'onde égale ou supérieure au band gap avec des durées d'impulsions ultra-courtes de l'ordre de la centaine de femtoseconde permet de contourner de nombreuses limitations apportées par les contraintes inhérentes aux composants modernes (augmentation des pistes métalliques en face avant, encapsulation du silicium, composant « flip-chip », etc.).

Ainsi, ce dernier chapitre est rédigé selon deux axes d'exploitation des données. Le premier exploitera les résultats d'irradiation des amplificateurs opérationnels rapides en fonction de plusieurs paramètres à l'aide d'une source laser donnant de l'absorption 1 photon dans le silicium. Nous présenterons les composants utilisés ainsi que les tests associés donnant leurs sensibilités. Enfin, le

second axe sera la présentation des résultats du volume sensible de transistors bipolaires issus de l'irradiation d'une source laser accordée à 1300nm donnant de l'absorption 2 photons dans le silicium.

II. ÉTUDE DE LA SENSIBILITE DES AMPLIFICATEURS RAPIDES

II.1. GENERALITES

De nombreuses procédures de tests proposent de quantifier la sensibilité des composants en faisant varier certains paramètres expérimentaux afin de confronter leur influence. Cette démarche permet de cerner la sensibilité sous différent aspects électriques. Une vision plus large de la sensibilité du composant est alors possible. Cependant nous avons imposé les impédances d'entrée/sorties et le gain en tension. Nous présentons, dans cette partie, les différents résultats de cartographie fait par la face avant avec une absorption 1 photon visant à caractériser la sensibilité des composants du commerce sélectionnés. Nous analyserons par le biais de différentes sections efficaces laser la sensibilité des différents composants. Le tableau ci-dessous reprend les différents éléments choisis.

Composant	Longueur d'onde (nm)	Alimentation (V)	Vin (V)	Energie (pJ)						
				3	5	10	25	50	75	100
AD822	800	2,5	-0,5	☒	☒		☒	☒	☒	☒
		5	-1,5				☒	☒	☒	☒
			-0,5				☒	☒	☒	☒
			0,5	☒	☒	☒	☒	☒	☒	☒
			1,5							☒
AD9617	800	5	-0,5				☒	☒		☒
			-0,2							☒
			0,2				☒	☒	☒	☒
			0,5	☒	☒	☒	☒	☒	☒	☒
AD9631	800	2,5	-0,5							☒
		5	-1,5				☒		☒	☒
			-0,5				☒	☒		☒
			0,5	☒	☒	☒	☒	☒	☒	☒
			1,5							☒
LM6181	800	5	-0,5							☒
			-0,2							☒
			0,2			☒	☒	☒		☒
			0,5	☒	☒	☒	☒	☒	☒	☒
		7,5	0,2							☒
			0,5							☒
		10	-0,2							☒
			0,5							☒
LMH6723	800	5	-1,5				☒		☒	☒
			-0,5				☒	☒		☒
			0,5	☒	☒	☒	☒	☒	☒	☒
			1,5							☒

Tableau 14 Récapitulatif des données de tir laser face avant à 800nm en vue de l'extraction de la sensibilité des amplificateurs linéaires rapides.

II.2. EXTRACTION DE LA SECTION EFFICACE

L'outil de section efficace fut évoqué au chapitre 1 comme un indicateur de sensibilité. Historiquement introduit pour les calculs de sensibilité des événements singuliers de basculement de bit-mémoire (SEU), il est également utilisé aujourd'hui pour extraire la sensibilité aux événements singuliers transitoires analogiques et digitaux. Les sections efficaces SEU sont constituées de réponses au basculement ou au non-basculement du point-mémoire, c.-à-d. une cartographie binaire. Afin d'appliquer l'aspect binaire aux cartographies « ions lourds » de la section efficace, nous imposons un seuil en amplitude sur nos signaux transitoires. Ceci met en lumière l'importance du choix du seuil comme un critère. La littérature fait état d'un seuil souvent proche de 100mV pour des réponses ASETs positives supérieures à 1V [Buchner-02]. Au sein d'un composant, trois types de signaux transitoires peuvent être relevés avec des maximums d'amplitudes positifs, négatifs ou bipolaires. L'information importante donnant la sensibilité est majoritairement définie comme l'amplitude. Sur cette base toutes nos cartographies sont issues de l'amplitude crête à crête des ASETs et seuillées à 200mV. Cette donnée est extraite de nombreuses publications établies à partir d'expérimentations faites sur des amplificateurs à faible bande passante [Savage-03, Buchner-04(2)]. Aujourd'hui plusieurs paramètres montrent que ce seuil pourrait être diminué en raison de la baisse du niveau de bruit ainsi que des niveaux de tension utiles des signaux.

Les sections efficaces laser sont construites à partir des cartographies obtenues en intégrant la surface sensible pour chaque valeur de l'énergie d'impulsion (i.e. chaque cartographie fournit après intégration un point de la courbe). Afin de reconstituer au mieux la courbe usuelle de section efficace en fonction de l'énergie nous avons étendu notre gamme d'énergie de 3pJ à 100pJ. 3pJ correspondant à l'absence de signal électrique parasite et 100pJ correspondant à un signal transitoire proche de la valeur de l'alimentation.

La Figure IV 1 présente une partie des cartographies qui permet d'obtenir le graphique de section efficace de la Figure IV 2. Ces cartographies, superposées aux microphotographies des composants AD9617 et LM6181, sont toutes extraites et représentées sous la forme d'échelle de couleur allant de 0V à 3V. Nous avons inséré trois cartographies de l'AD9617 et du LM6181 avec des énergies différentes, 50pJ, 75pJ et 100pJ. Pour chaque cartographie, seules les zones dépassant le seuil de 200mV crête à crête sont représentées par superposition. Le rapport de dimensions entre un transistor et la surface total du composant, impose un pas selon X et Y de 15 μ m pour les deux composants afin de conserver une bonne définition de la sensibilité. En d'autres termes, les réponses transitoires du composant seront cartographiées selon un schéma carré d'une définition de 15 μ m x 15 μ m. Ce choix est également motivé afin de conserver un temps raisonnable de balayage. Chaque cartographie comprend plus de 1500 points

réalisés en moins de trente minutes (mode single-shot sous le logiciel SEEM). De plus, le LM6181 possède, à l'exception des deux transistors de sortie, une cinquantaine de transistors de mêmes dimensions alors que l'AD9617 compte différentes géométries réparties sur une centaine de transistors bipolaires. Malgré ces variations de géométries, la dimension du spot laser reste inférieure aux géométries testées. Il est à noter que les zones actives (jonctions) des transistors des deux composants précédemment cités sont accessibles par la face avant.

Une première analyse indique une inégalité de répartition des zones sensibles entre les deux cartographies des deux composants. A 100pJ, le LM6181 affiche une sensibilité importante répartie sur la quasi-totalité de ces transistors. A contrario, l'AD9617 illustré en Figure IV 1a) affiche une surface sensible localisée sur quelques transistors et résistances ce qui réduit radicalement sa section efficace. La réduction de sa section efficace est également modulée par un taux de couverture métallique différent. L'appui visuel de ces cartographies de sensibilité montre dans le cas du composant de chez National Semiconductor qu'il existe une répartition de la sensibilité par zone et par étage. Cette constatation fut l'axe engagé par l'étude théorique du chapitre 2. La suite de l'étude s'intéressera au LM6181 et particulièrement aux détails des lieux de sensibilité de ce dernier.

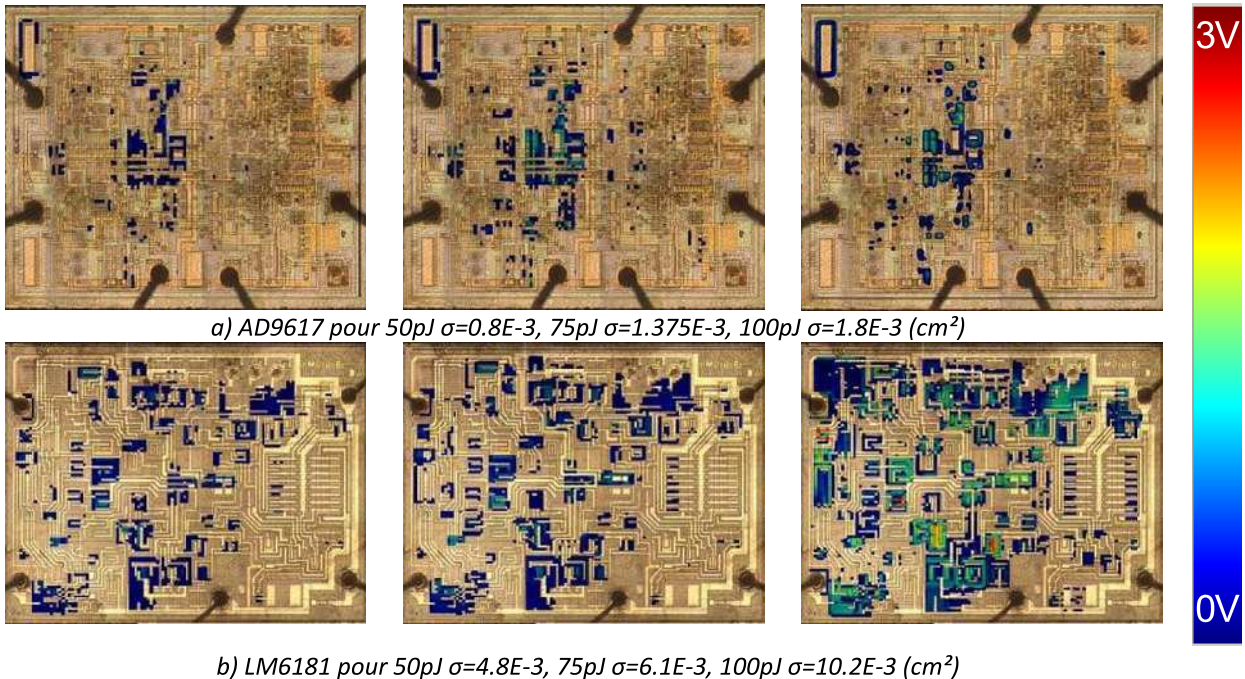


Figure IV 1 Illustration des cartographies des amplitudes crête à crête des ASET. a) Cartographies du composant AD9617 pour des énergies de 50pJ, 75pJ, 100pJ. b) Cartographies du composant LM6181 pour des énergies de 50pJ, 75pJ, 100pJ.

Mais l'importance grandissante de la couverture métallique des composants modernes remet en question la validité des mesures de section efficace par la face avant. En effet, les zones actives sont moins accessibles rendant moins compte de la sensibilité globale. Il est alors possible d'envisager des techniques tel que la face arrière avec une longueur d'onde proche du band gap.

A l'aide du protocole établi dans le chapitre 3, nous avons ajusté les différents points d'énergie à des valeurs inférieures à la centaine de pico Joules. Ces valeurs sont suffisamment basses afin de considérer la réponse du silicium comme linéaire. Après l'assemblage des différentes sections efficaces extraites des cartographies de tous les composants irradiés, nous obtenons les courbes de la Figure IV 2. Cependant, la plage sélectionnée de 5 énergies ne semble pas suffisante. En effet, les valeurs de section efficace et de LET laser seuil n'ont pu être trouvées. L'ajustement par la loi statistique de Weibull, vu dans le chapitre 1, nous permet d'extrapoler ces valeurs. Afin de réduire l'erreur d'ajustement au maximum, nous fixons la section efficace de saturation comme la valeur obtenue expérimentalement à énergie maximum, soit ici 100pJ. Cet ajustement est appliqué sur les courbes de section efficace, Figure IV 2, pour les cinq composants. En outre, sur la comparaison de la Figure IV 2 impliquant nos cinq amplificateurs, on s'aperçoit qu'il se dégage deux tendances sur les ajustements. Il est possible de différencier une tendance par topologie, de ce fait nous avons mis en lumière les composants basés sur la topologie à CRC par des traits hachurés et en traits continus les composants à base de CRT. Les deux composants à CRT saturent rapidement à partir de 75pJ, ce qui n'est pas le cas de l'autre topologie où la saturation n'apparaît pas. Les valeurs de sections efficaces des trois composants basés sur la topologie de CRC (LMH6723, LM6181, AD9617) ne permettent pas de trouver la section efficace de saturation mais affiche un seuil en énergie inférieur à 3pJ. Certaines réserves sont émises sur le niveau de sensibilité globale de la courbe du composant LMH6723. En effet, ce composant souffre d'un faible accès en face avant dû à la densité importante des pistes de métallisation, entraînant une sous-irradiation des zones actives et donc une sous-estimation de la section efficace globale. Ce composant est un bon exemple de la nécessité d'un transfert de technique de test de la face avant vers la face arrière. La courbe extraite des données recueillies possède la même tendance que celle de ses homologues à topologie CRC. Bien que l'on puisse également mettre en cause les processus de fabrication comme vecteur de sensibilité (fabricant et technologie différente), les courbes de section efficace montrent des niveaux différents, mais possèdent par famille de topologie une même tendance. Cette remarque nous conforte dans la dépendance de la sensibilité à la topologie. La plage de sensibilité des contre-réactions en courant est donc plus importante tant et si bien qu'une partie de celle-ci a pu être extraite sur la gamme 3pJ à 100pJ.

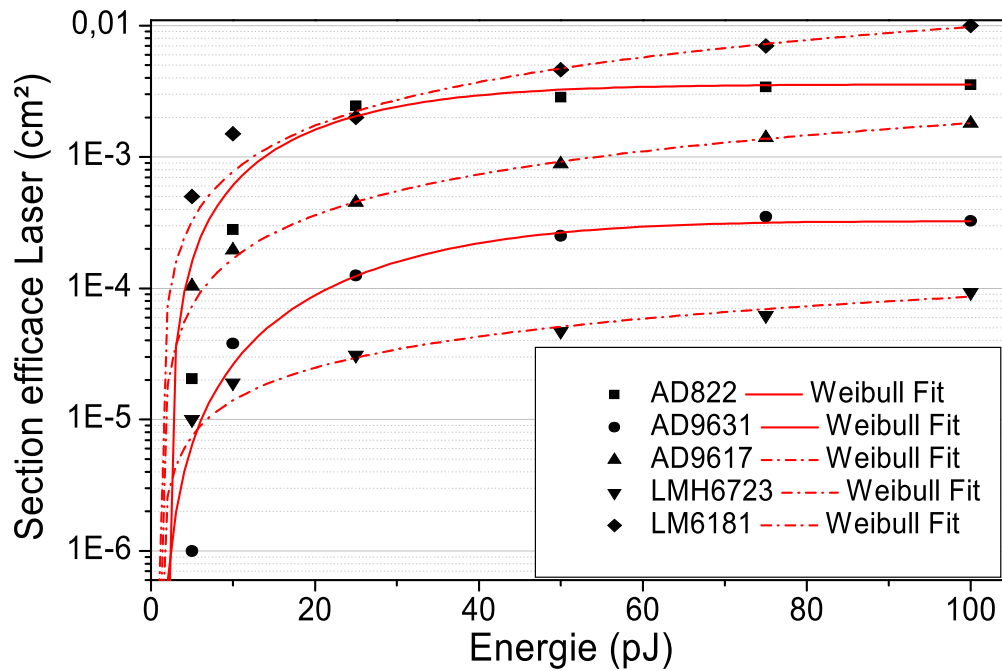


Figure IV 2 Courbes de section efficace laser ajustées par une fonction de Weibull associée aux cartographies de la Figure IV 1 et différenciées par topologie (traits pleins : CRT, traits hachurés : CRC)

Bien d'autres paramètres semblent, selon la littérature et nos propres expérimentations, influencer la sensibilité des amplificateurs. Il est souvent fait état de variation de l'allure du transitoire de sortie en fonction de paramètres électriques tels que la tension d'entrée ou la tension d'alimentation. Les différentes expérimentations faites afin de montrer ces influences sont répertoriées dans le Tableau 13 et discutées par la suite.

II.3. SENSIBILITE EN FONCTION DE LA TENSION D'ENTREE

Plusieurs études menées sur des composants de type comparateur possédant des architectures semblables aux amplificateurs, ont mis en exergue la dépendance des amplitudes d'ASETs obtenues en fonction de la tension différentielle d'entrée. Un premier pas, amorcé par Buchner *et al*, a montré que la polarité de la tension différentielle d'entrée influe sur la charge critique [Buchner-02]. D'autre part, Lalumondière *et al*, avec des tirs laser sur des variantes de LM139 (RM139, HS-139RH, PM139 et LM139) ont également montré que la sensibilité (c.-à-d. la charge critique) augmente avec la tension différentielle d'entrée [Lalumondière-02].

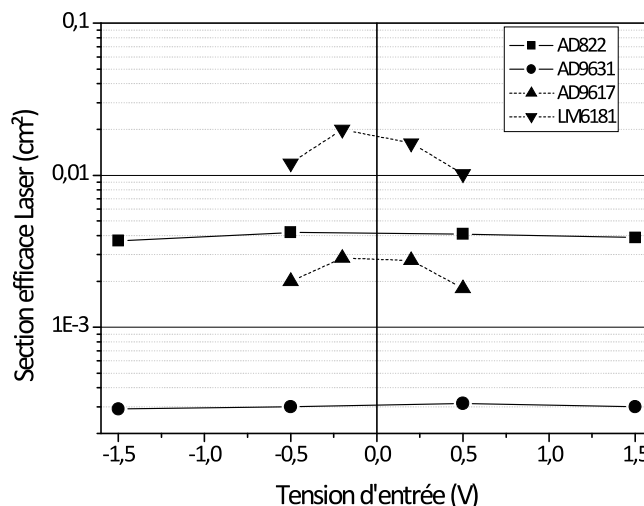


Figure IV 3 Courbes de section efficace en fonction de la tension d'entrée pour une énergie de 100pJ, Trait plein CRT, trait pointillé CRC

Nous utilisons ici l'amplitude et la polarité du signal d'entrée comme point de comparaison pour définir la sensibilité. La Figure IV 3 montre les courbes de section efficaces en fonction de la polarité du signal d'entrée. Une première constatation sur la polarité des signaux indique, modulo l'erreur de mesure, que les sections efficaces sont identiques pour une tension de -0,5 comme 0,5. Ceci démontre qu'il n'existe pas de faiblesse apparente dans la symétrie du composant et que la sensibilité globale est équilibrée. En outre, les composants basés sur des topologies à CRC affichent une augmentation de leur sensibilité globale pour une diminution de la tension d'entrée. Il apparaît ici aussi une tendance par topologie.

Si la section efficace nous renseigne sur la sensibilité globale du composant sous irradiation, le diagramme ASET permet de localiser de manière certaine l'appartenance des signaux les plus significatifs participant de manière importante à la sensibilité du composant. Ainsi, les diagrammes ASET des composants LM6181 et AD822 regroupant l'amplitude des signaux transitoires en fonction de leur durée sont présentés respectivement par la Figure IV 4 a) et b). Nous remarquons que les deux composants possèdent une distribution des signatures bien distinctes. Le composant AD822, basé sur une technologie vieillissante et une bande passante ridicule de 1.8MHz, affiche des signatures 3 fois supérieures en amplitude et des durées 10 fois supérieures. Les résultats de l'amplificateur AD822 montrent que les durées des signaux extraits sont fonction de l'architecture du composant. D'autre part dans chaque illustration, nous avons superposé les nuages de points pour différentes tensions d'entrée. Il apparaît, sur la Figure IV 4 a), pour le LM6181 des points renseignant sur des signaux d'amplitude crête à crête inférieurs à 2V et de durées inférieures à 130ns. Le diagramme montre que pour ce composant l'influence de la tension d'entrée ne peut être considérée comme un élément de variation de la sensibilité.

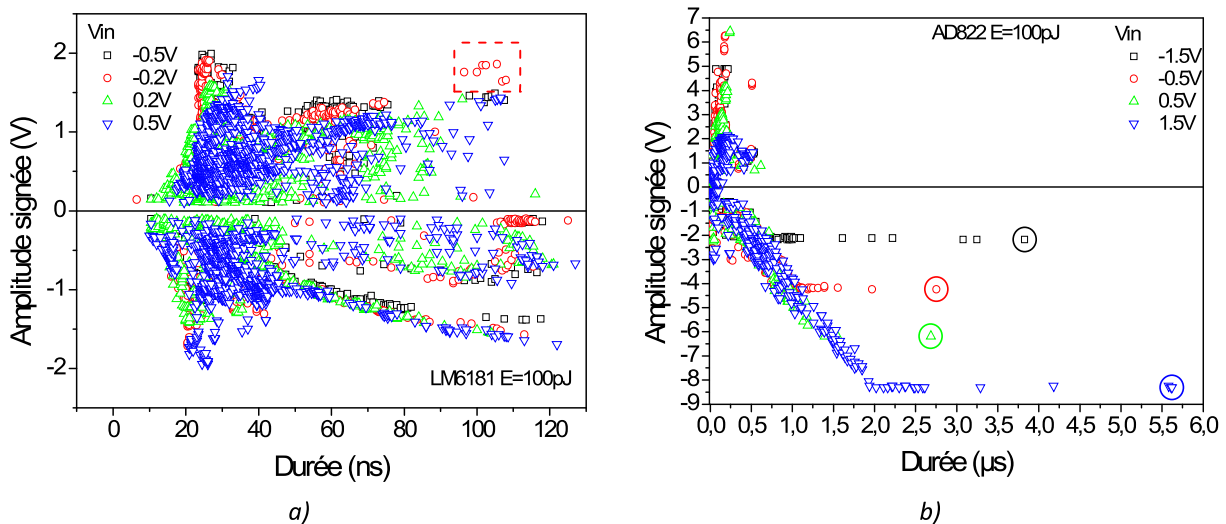


Figure IV 4 Diagrammes ASET pour différentes tensions d'entrée des composants LM6181 a) et AD822 b) tous deux montés en montage non-inverseur débitant sur une impédance de charge $1\text{M}\Omega$

Nous pouvons constater que les transitoires collectés varient de manière importante selon la tension d'entrée appliquée. En se focalisant sur la Figure IV 4 b), nous pouvons noter des paliers de saturation de l'amplitude des signaux transitoires de sortie. Les points cerclés dans la Figure IV 4 b) sont extraits et illustrés par la Figure IV 5 a). Quelle que soit la tension différentielle d'entrée imposée, l'impact du laser amène le signal de sortie au rail négatif d'alimentation du composant soit -5V. De plus, comme nous l'attendions les tensions différentielles d'entrée de 1.5 et -1.5V impliquent un plus grand potentiel dans les différents étages du composant et favorise donc l'évacuation des porteurs. Bien que les temps de descentes soit équivalents quelque soit la consigne, les temps de montée peuvent être différenciés par tension d'entrée. Avec 1.5 ou -1.5V, le temps de monté est de $6.4\text{V}/\mu\text{s}$ alors qu'il est de $3.2\text{V}/\mu\text{s}$ pour des entrées de 0.5V et -0.5V. On identifie ici une influence de l'architecture plus spécifiquement de l'impact du niveau de polarisation sur l'allure du signal transitoire de sortie.

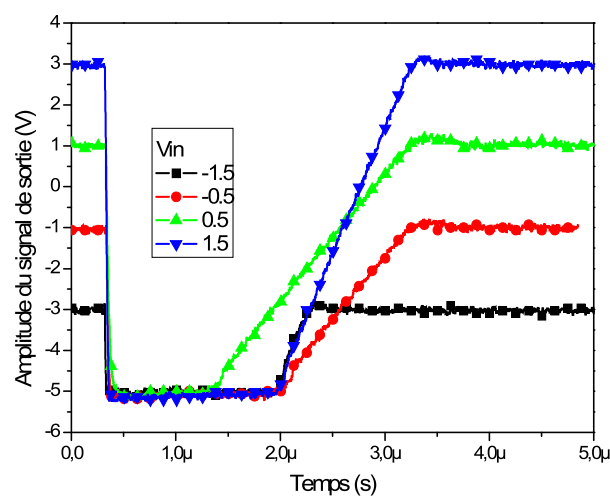


Figure IV 5 ASETs extrait sur un même point de la cartographie faite de l'AD822 à 100pJ pour quatre tensions différentielles d'entrées.

II.4. SENSIBILITE EN FONCTION DE LA TENSION D'ALIMENTATION

La valeur de la tension d'alimentation semble apporter des informations complémentaires sur la sensibilité des amplificateurs rapides. De précédentes études ont pu montrer que les variations de l'alimentation pouvaient impacter les caractéristiques temporelles des signatures [Boulghassoul-04]. Également au sein du LM119, il a été relevé un signal transitoire dont le temps de descente, très court, dépendait de la tension d'alimentation, la justification étant que l'accroissement de l'alimentation conduit à l'augmentation de la profondeur de collection des porteurs, engendrant une augmentation de la quantité de charges collectées [Buchner-02]. Cependant le temps de montée pourrait être lié au couple résistance - capacité de sortie.

Nous baserons notre étude sur la comparaison des résultats extrait des deux composants l'AD822 et l'AD9631, dont les caractéristiques sont référencées dans le Tableau 13 du chapitre 3. Les diagrammes ASET comportant la totalité des points rendent parfois difficile la comparaison de l'évolution d'un paramètre, noyant l'information principale. Pour cette partie de l'étude, nous avons limité la zone d'extraction du diagramme sur deux zones. Nous avons réuni dans la Figure IV 6a) les amplitudes en fonction des durées des ASETs récoltés dans les deux zones de l'AD822 et ce pour deux tensions d'alimentations. La variation de l'amplitude au sein de l'AD822 peut être discutée à partir du cercle A de la Figure IV 6a). En effet, l'amplitude des signatures récoltées dans la zone 2 de l'AD822, montre l'augmentation de l'amplitude des ASET en fonction de l'alimentation, ceci étant principalement dû au point de fonctionnement plus élevé des étages internes de l'amplificateur. De plus, les données récoltées et isolées par les cercles B et C de la Figure IV 6a) montrent une influence du paramètre électrique sur la durée des ASETs. En comparant les durées des cercles B et C, il est clairement lisible que la durée augmente en fonction de la tension d'alimentation.

Enfin, la Figure IV 6b) illustre le diagramme ASET de l'AD9631 pour les deux tensions d'alimentations. Nous avons isolé et tracé les signaux transitoires de deux points caractéristiques de l'évolution de la durée et de l'amplitude en fonction de la tension d'alimentation, illustrée par la Figure IV 6c). L'alimentation est un élément permettant de fixer les paramètres électriques internes d'un composant. Ainsi, le changement de cette tension influence le point de repos des différents étages. En offrant une plage de tension de sortie plus importante sur les différents étages, jusqu'à 10V, nous permettons aux ASETs d'atteindre des amplitudes plus grandes. Ce phénomène est nettement plus visible sur l'AD822 car il possède des transistors aux dessins grossiers et il est basé sur une technologie vieillissante, sa bande passante en est le reflet. En effet, cette technologie implique des valeurs de capacité et d'impédance plus importantes conduisant à des transitoires relativement longs.

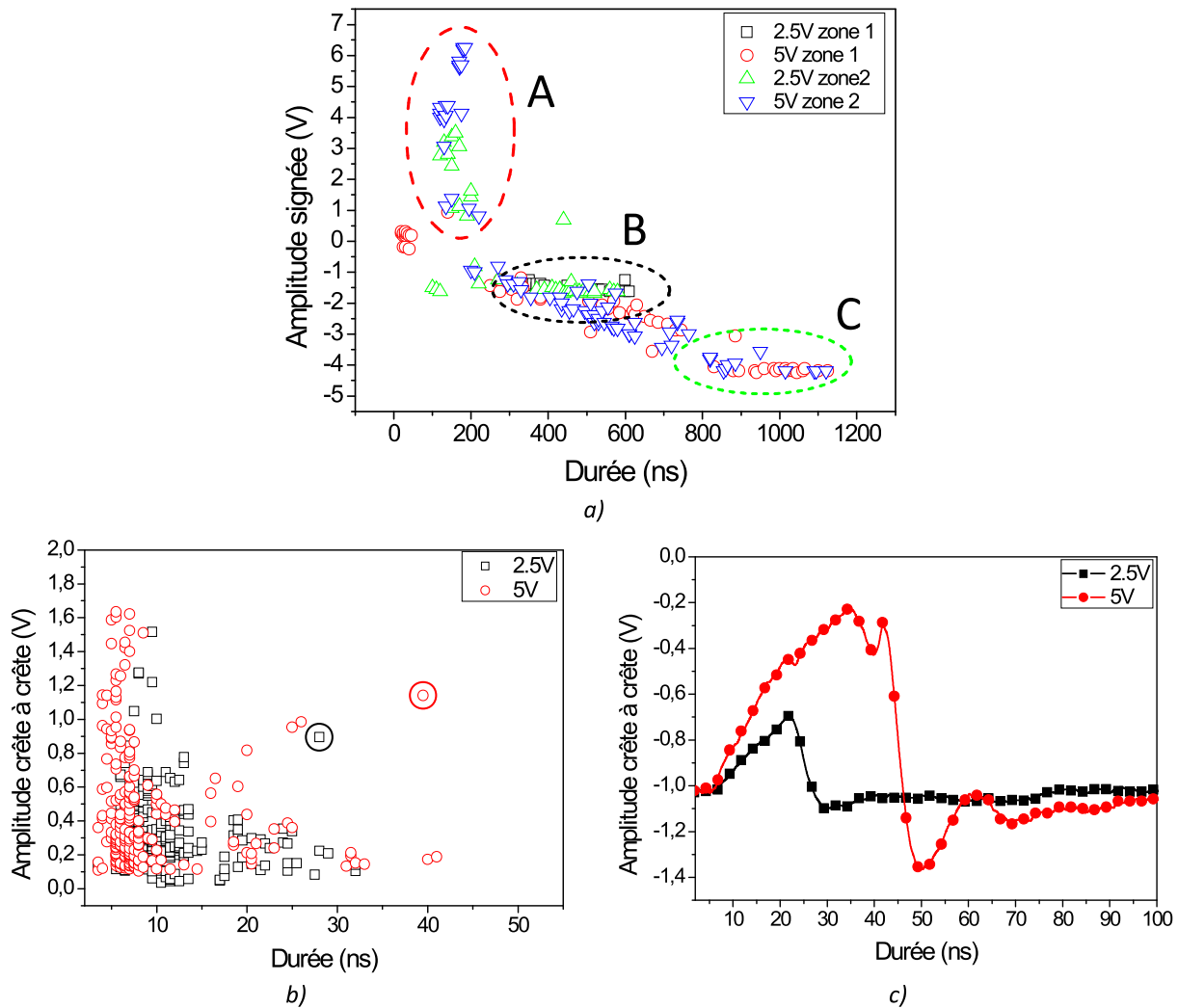


Figure IV 6 a) Diagramme ASET extrait de deux zones de l'AD822 pour deux tensions d'alimentation. Zone 1 carrés vides $\pm 2,5V$ et cercles vides $\pm 5V$. Zone 2 triangles vers le haut $\pm 2,5V$ et triangles vers le bas $\pm 5V$. b) Diagramme ASET du composant complet AD9631 pour deux tensions d'alimentation : carrés vides $\pm 2,5V$ et carrés pleins $\pm 5V$. c) Signatures ASETs pour deux tensions d'alimentations extraites du même point.

II.5. DISTRIBUTION DES ZONES SENSIBLES

Comme nous avons vu précédemment, en Figure IV 2, l'échantillon LM6181 présente une répartition géographique de sa sensibilité bien distincte sur toute sa surface. Une identification partielle d'étage peu alors être émise, c'est ce que représente la Figure IV 7.

Avec des microphotographies en face avant aussi claires que l'illustre la Figure IV 7 certains composants autorisent par une étude de rétro-ingénierie une définition complète du schéma électrique originel. Le LM6181 composé d'une cinquantaine de transistors bipolaire possède un seul niveau de métallisation rendant la lecture des interconnexions simple à identifier. En partant des « plots de bounding⁸ » de la puce ont identifié aisément les entrées/sorties ce qui informe immédiatement la nature du cadre A et du cadre C comme étant respectivement l'étage d'entrée et l'étage de sortie. Par reconstruction progressive ont identifié les cadres B comme étant les transistors composant les miroirs de courant distribuant une polarisation symétrique et différente pour chaque étage. L'étage de sortie selon les spécifications technique peu dans le meilleur des cas débiter dans la charge un courant maximum de 130mA. Cette valeur est à comparer aux quelques micro-ampères polarisant les étages précédents.

Concernant l'irradiation, les zones A et B donne en sortie du montage des signaux de fortes amplitudes alors que la zone C fournit très peu de signaux transitoires pour une irradiation identique. Cette remarque pour une énergie de 100pJ et extensible aux autres énergies testées. Par ailleurs, ce contraste de génération de population d'ASET entre ces étages marque une sensibilité accrue des étages travaillant avec des courants de faibles variations. Cette réflexion est plus détaillée dans la suite de ce manuscrit. En effet, nous expliquons pourquoi il existe un fort contraste de sensibilité entre l'étage d'entrée et l'étage de sortie dans une topologie de contre-réaction en courant.

⁸ Plot de Bounding : Plot de connexion entre le boîtier et la puce

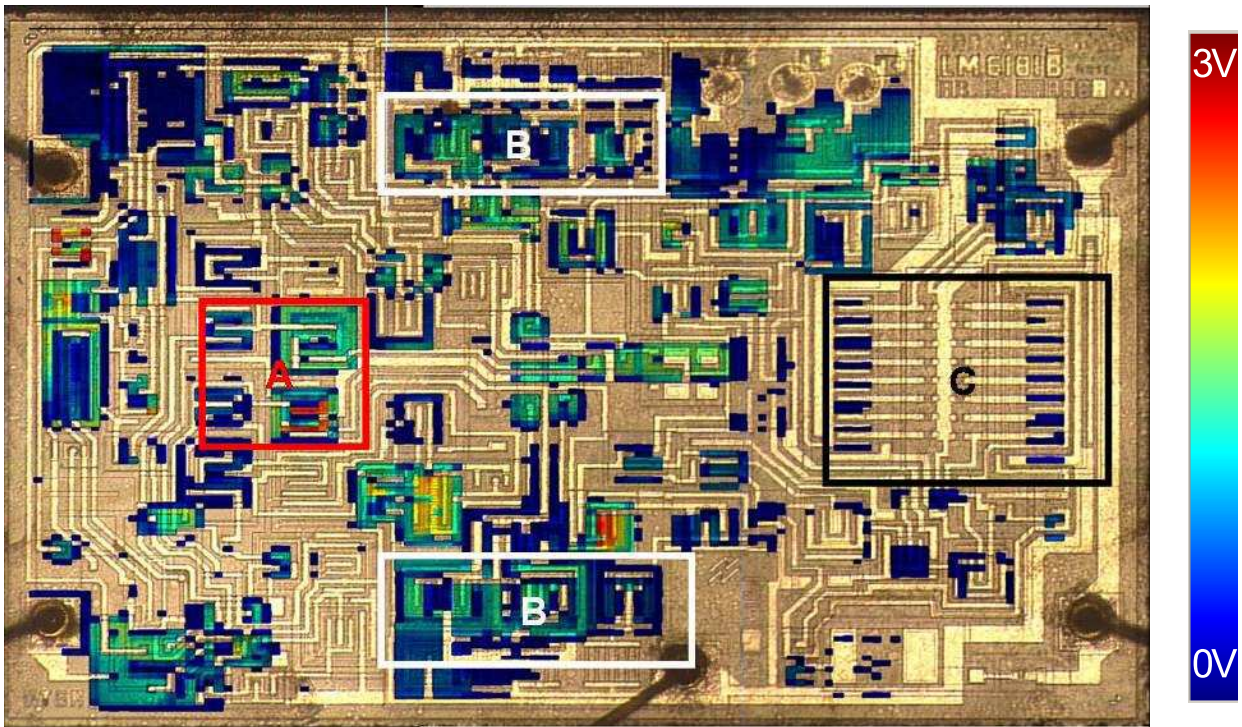


Figure IV 7 Cartographie d'amplitude crête à crête du LM6181 pour une énergie de 100pJ et une entrée de 0.5V. Les rectangles entourent des transistors de différents étages. A est un convoyeur de courant donnant l'étage d'entrée, B sont les deux miroirs de courant composant l'étage de polarisation et C un push-pull donnant une partie de l'étage de sortie et possédant plusieurs doigts d'émetteur afin de sortir un courant de 130mA.

II.5.1. CONVOYEUR DE COURANT

Le cadre A est un convoyeur de courant de première génération constitué de quatre transistors bipolaires. L'entrée inverseur est haute-impédance car elle est constituée des émetteurs des transistors Q_2 et Q_4 à l'inverse l'entrée non inverseur est basse-impédance car elle attaque les bases des transistors Q_1 et Q_3 . Cet étage permet de moduler le courant rentrant dans l'entrée inverseur à l'aide de la tension sur l'entrée non-inverseur. On se retrouve avec un montage de transimpédance, une source de courant commandée en tension. Force est de constater que l'entrée non-inverseur attaquée par un courant sera donc plus sensible aux faibles variations de courant. Enfin, le courant modulé en tension est convoyé par des miroirs de courant vers la sortie de l'étage d'entrée. Parmi les quatre transistors que comporte le cadre A,

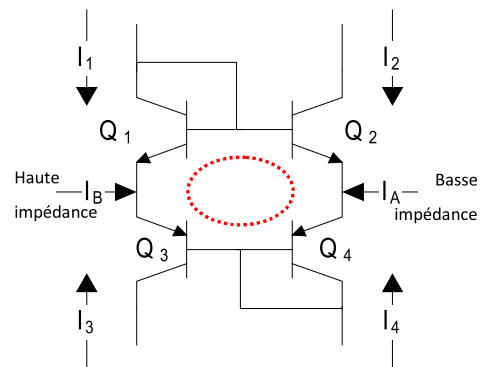


Figure IV 8 Schéma électrique de l'étage d'entrée. Convoyeur de courant de seconde génération. La boucle de courant est représentée en trait hachuré. IN- est une entrée haute impédance et IN+ une entrée basse impédance.

deux miroirs de courant des cadres B montrent également une forte sensibilité en propageant vers la sortie de forts ASETs ($>1V$ c-à-c).

Afin d'expliquer la prédominance de la sensibilité observée dans les étages d'entrée et de polarisation, nous partons du postulat que chaque étage qui se succède possède son propre niveau de polarisation conduit par les miroirs de courants. Il est à noter que dans un amplificateur le miroir de courant apporte souvent un rapport de courant supérieur à 100 entre l'étage d'entrée et celui de sortie. Le niveau de polarisation peut dans le cas le plus défavorable être du même ordre de grandeur que le courant parasite déposé par le laser ou l'ion lourd. Dans ce cas de figure, le signal transitoire est amplifié vers la sortie et constitue un risque. En revanche si le rapport entre courant parasite et courant de polarisation est bien inférieur à un alors le signal transitoire sera minimum. Au final, plus le niveau de courant statique se situe près de la valeur de la charge collectée plus l'impact de ces charges est important.

II.5.2. TRANSISTORS DE SORTIE

Le cadre C de la Figure IV 7 englobe deux transistors NPN et PNP constituant l'étage de sortie « push-pull » travaillant en classe AB. Ces deux transistors sont constitués de 8 doigts d'émetteurs et couvre l'immense caisson de $500\mu m \times 250\mu m$. Le multi doigts permet de diminuer les résistances d'accès et permet également d'obtenir un potentiel uniforme sur les doigts. La multiplication d'un motif élémentaire permet dans le cas d'un étage de sortie d'augmenter le courant de court circuit, ici 130mA, données constructeur. Le cadre C en Figure IV 7 et les différentes cartographies en Figure IV 1, indiquent une faible sensibilité des transistors de sortie. Il est important d'avoir à l'esprit que cet étage permet de fournir un courant de sortie de 20mA sur une impédance de 50Ω , ce qui est bien supérieur aux courants des étages précédents. La quantité de charges apportée par l'impulsion de 100pJ semble donc insuffisante pour générer des transitoires équivalents à ceux issus des étages précédents. Il existe donc une forme d'immunité pour les étages travaillant avec des courants importants. Cette réflexion trouve un écho dans les architectures plus modernes telles l'AD8000 ou le LMH6703 qui travaillent à des fréquences supérieures au gigahertz et délivrent des courant de sortie supérieurs à 10mA. Cette hypothèse reste à vérifier et un test plus poussé de ces composants « très rapides » doit être engagé dans la continuité de cette étude.

II.6. CONCLUSION SUR LES SENSIBILITES ENTRE CRC ET CRT

Nous avons d'abord détaillé la sensibilité des composants face aux variations de l'énergie laser, révélant ainsi deux tendances en fonction de la topologie rencontrée. La contre-réaction en courant CRC semble plus sensible, et ce, sur une large gamme d'énergie. De manière plus détaillée nous avons étudié

l'apport de paramètres tels que la tension d'entrée ou la tension d'alimentation sur la sensibilité. Grâce aux différents diagrammes ASETs extraits, nous avons pu montrer que la sensibilité augmentait avec les paramètres électriques. De plus, cet outil nous a permis de révéler sur un composant les zones responsables des sensibilités les plus élevées. Les étages travaillant en courant sont donc responsables de la plus forte sensibilité du composant.

Enfin, l'irradiation par faisceau laser des cinq composants couplée avec de multiples variations de paramètres électriques a permis de mettre en exergue la sensibilité prédominante de la contre-réaction en courant. Outre la forte sensibilité de cette architecture, les différentes sections efficaces extraites de ces irradiations montrent que les deux tendances présentes peuvent être attribuées à la topologie. Ainsi les composants LM6181, AD9617 et LMH6723 à base de CRC possèdent la même tendance impliquant que la variation de technologie entre ces composants ne participe que très peu à la sensibilité. Il en est de même pour les composants AD822 et AD9631 à base de CRT.

III. RESULTATS DEUX PHOTONS : VOLUME SENSIBLE EN 3D

III.1. VALIDATION DE LA TECHNIQUE PAR FACE ARRIERE

La technique « face arrière », comme nous l'avons décrite dans le chapitre précédent devient aujourd'hui une nécessité de par l'augmentation croissante de la densité des métallisations en face avant. Notre démarche de reproductibilité nous impose de valider l'acquisition d'ASET tant par la face avant, que par la face arrière. Bien que les processus de génération soient différents, les processus de collection pour les techniques un et deux photons (TPA) sont communs. Donc, en présence de précédentes données issues de tir laser par la face avant, nous avons calibré l'énergie TPA. Cette démarche permet une confrontation directe des techniques, une calibration de l'énergie et une validation de la faisabilité de la technique dite de face arrière avec l'absorption deux photons. Evidemment, les deux cartographies ont été obtenues sur les mêmes bases avec un pas de $15\mu\text{m}$ selon X et Y et en une seule passe.

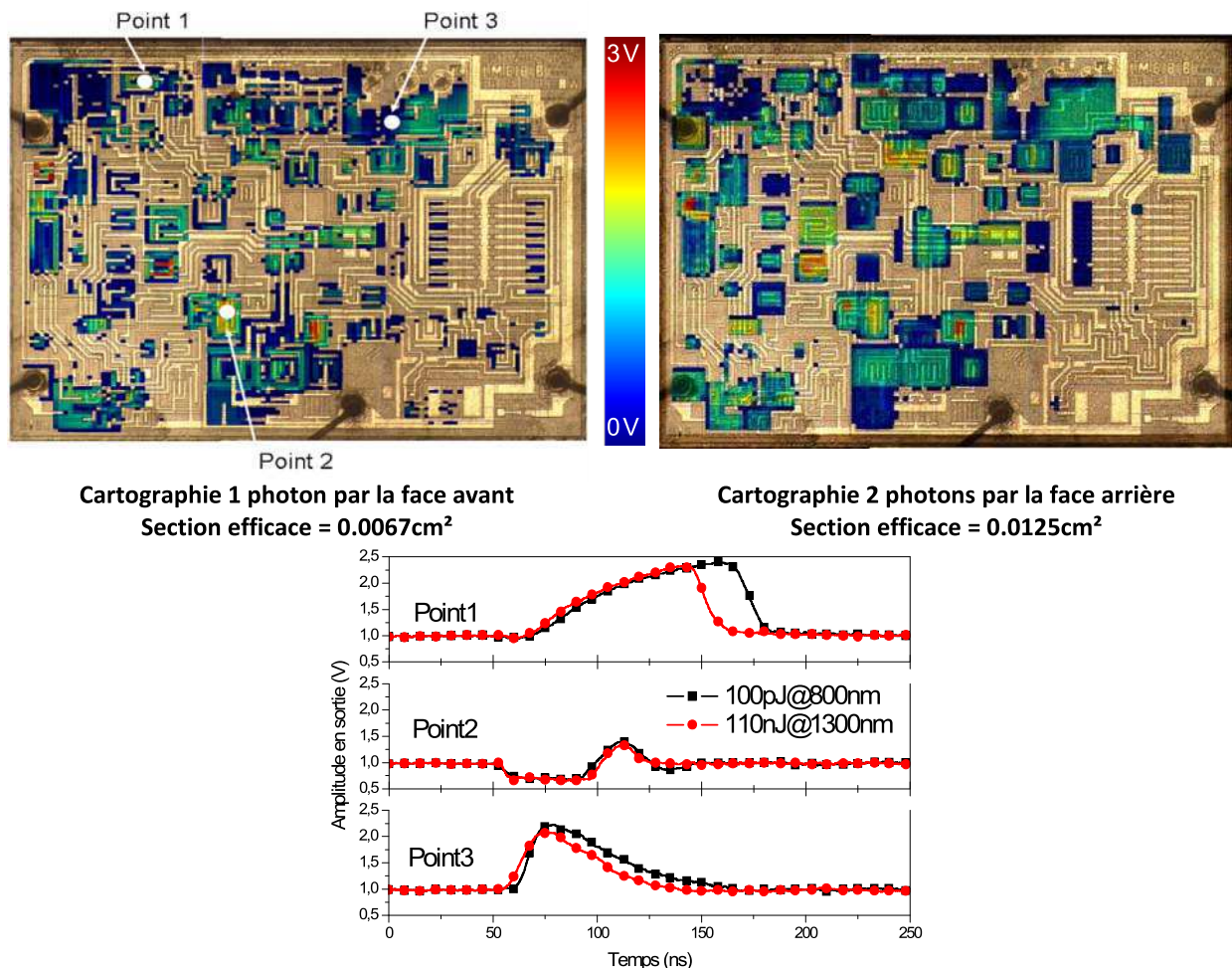


Figure IV 9 Illustration de trois ASETs pris à différent endroit de l'amplificateur LM6181 pour deux longueurs d'onde : 800nm en face avant et 1300nm par face arrière. Cartographie face avant et face arrière (focalisation à $340\mu\text{m}$ dans le substrat) avec localisation des points pris comme référence pour le relevé des ASETs de droite.

Les relevés illustrés par la Figure IV 9 sont faits sur le composant LM6181 en face avant ainsi qu'en face arrière avec la même configuration électrique. La cartographie obtenue en face arrière nécessite 110nJ, là où la technique de face avant nécessite 100pJ. En d'autres termes, pour un même dépôt de charge la quantité d'énergie requise se voit être supérieure d'une décade lors de l'utilisation d'une longueur d'onde supérieure au band-gap. En outre, nous montrons qu'en attaquant par la face arrière avec un plan focal placé à une profondeur de 300µm sous la surface, il est tout à fait possible d'exciter les mêmes jonctions responsables des cartographies faites en face avant.

III.2. SECTION EFFICACE TPA

Fort de la comparaison faite entre les deux cartographies de la Figure IV 9, dites équivalentes, car identiques sur de multiples réponses transitoires, on constate que la section efficace est doublée. Elle passe en effet de 0.0067cm² pour la face avant à 0.0125cm². Cette différence indique une sous estimation de la technique d'irradiation par la face avant. La couverture des pistes métalliques est à l'origine de cette erreur car elle limite l'accès aux jonctions participant à la création de signaux transitoires et a déjà été souligné dans la thèse de Vincent Pouget [Pouget-00]. La technique TPA accompagnée de la technique face arrière, nous affranchit maintenant de cette limitation et nous permet d'obtenir des cartographies plus précises et plus complètes des géométries des caissons comportant les éléments actifs du transistor.

III.3. INTRODUCTION A LA MESURE DU VOLUME SENSIBLE

La première étape à l'extraction du volume sensible en trois dimensions est d'abord l'extraction du profil d'amplitude ASET en un point. Cette étape a d'abord été publiée par McMorow *et al* mais est restée limitée au profil en profondeur [McMorow-02]. Comme nous avons pu le voir par la signature extraite du point 2 de la Figure IV 9, le signal possède une double polarité. Il n'est pas rare que deux jonctions participent à la collection des charges. Ce cas de figure n'est pas dénué d'intérêt tant il est exact qu'un ion peu traverser deux jonctions et ainsi atteindre des profondeurs importantes.

III.3.1. MESURE EN PROFONDEUR

Nous avons choisi d'extraire les profils de l'un des miroirs de courant présent dans l'étage de polarisation du composant LM6181. La Figure IV 10 a) présente les microphotographies des deux transistors composant le miroir de courant de la Figure IV 10 b), Q₁ est le transistor de sortie et Q₂ le transistor monté en diode avec un V_{BE} fixe. L'extraction se fait en prenant la face arrière comme repère Z=0µm, puis en sondant l'axe Z de manière discrète avec un pas de déplacement de 1µm dans l'air ou 3.3µm dans le silicium. Nous présentons via la Figure IV 10 c) le profil de sensibilité en fonction de la profondeur sondée. Ce profil est construit à partir de l'amplitude des signaux prise en sortie issue des tirs laser. Nous avons reproduit le profil selon plusieurs positions correspondant à des cas différents de

polarisations de jonctions. Le point 1 cible la jonction entre l'émetteur et la base du transistor Q_2 . Le point 2 cible le collecteur de Q_2 . Le point 3 cible le caisson du transistor Q_2 . Les points 4 et 5 ciblent respectivement, l'émetteur (cathode) et la base (anode) de Q_1 .

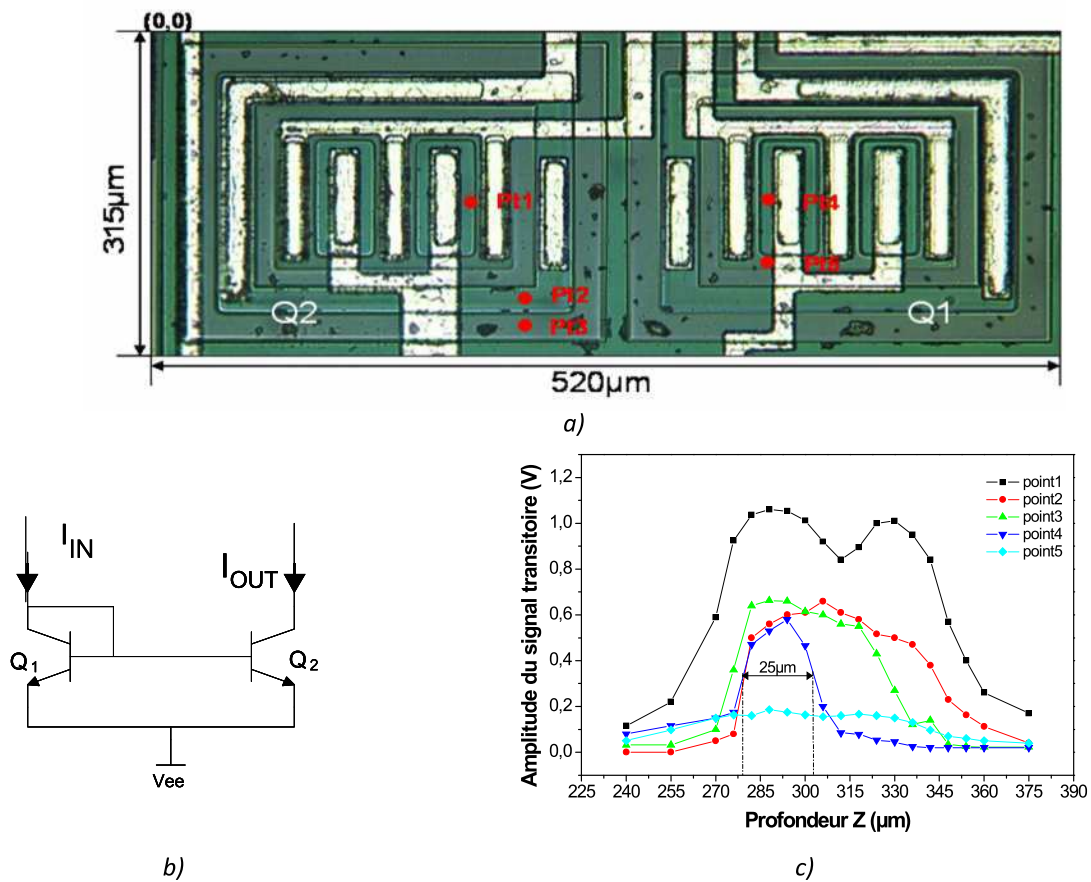


Figure IV 10 a) Extraction de l'amplitude d'ASET pour différente profondeur de focalisation en différents points donnés par la photo. b) Montage électrique du miroir de courant des deux transistors c) Photo de deux transistors bipolaires NPN faisant partis de l'étage de polarisation du composant LM6181.

Après irradiation, nous obtenons le profil de la Figure IV 10 c) extrait du point 1 de la Figure IV 10 a). Il montre deux maxima à $285\mu\text{m}$ et $330\mu\text{m}$, ce qui implique l'excitation de deux jonctions polarisées en inverse. En revanche, le profil extrait du point 4 montre l'activation d'une seule jonction. Or, dans le cas présent, Q_1 est câblé en diode imposant donc une différence de potentiel base-collecteur nul. De fait, la zone de charge d'espace de la diode (base-émetteur) sera majoritairement responsable de la séparation des porteurs et de la collecte du photo-courant. Ceci permet d'expliquer l'origine du profil en profondeur du point 4 comme étant due à une seule jonction. On constate qu'en raison de la faible polarisation de la jonction ($\approx 0.8\text{V}$), les profils récoltés sur Q_1 sont de plus faibles amplitudes en comparaison avec les profils du transistor Q_2 . Cette méthode de sondage d'amplitude permet de donner une première approximation des limites de sensibilité d'une zone ou d'un transistor en particulier. Il nous est donc possible de quantifier grossièrement l'extension de la collection de charge. Nous pouvons donc nous focaliser sur la construction de cartographie impliquant plusieurs profils de collection afin de reconstituer le volume de collection en trois dimensions.

IV. VOLUME SENSIBLE EN 3D

Pour prédire le taux d'événement transitoire, on modélise la sensibilité du composant par une charge critique conformément au modèle RPP discuté dans le chapitre 1 [Pickel-80]. Un événement apparaît lorsque la charge déposée dans un simple parallélépipède, c.-à-d. volume sensible (VS), dépasse une certaine quantité définie comme la charge critique Q_{CRIT} . Le modèle RPP possède plusieurs raffinements, mais peut être identifié par trois paramètres : la section efficace σ et la profondeur de pénétration Z_{RPP} qui permet de définir le volume et la charge critique (Q_{CRIT}). Seule la section efficace est obtenue de manière expérimentale avec des accélérateurs de particules ou un banc laser. La profondeur de sensibilité Z_{RPP} est souvent comprise entre un et quelques microns et elle est dépendante de la technologie cible. L'incertitude faite sur la valeur de cette profondeur a un impact direct sur la fiabilité de la prédiction. La charge critique issue de la multiplication entre le LET seuil et la profondeur, dépend également de cette estimation. A la lumière de ces informations et en association avec la technique d'absorption deux photons, il devient intéressant de pouvoir sonder et quantifier en profondeur les composants pour fournir une valeur concrète de la profondeur de sensibilité.

Cette partie traite de l'obtention des premiers résultats de volumes sensibles rendus en trois dimensions. Nous nous sommes focalisés sur deux transistors pris dans deux composants différents l'AD9617 et le LM6181. La première partie de ce chapitre a montré qu'il existe au sein d'un composant une inégalité de sensibilité des transistors. En effet, afin d'obtenir des résultats probants nous avons choisi d'étudier un fragment de chaque composant : le transistor d'entrée illustré en Figure IV 11. Nous étudierons en premier lieu l'impact de la polarité du signal sur la modélisation et le rendu du volume sensible avec l'AD9617. Enfin, nous terminerons par l'impact de l'énergie laser sur l'extraction du volume sensible avec le LM6181.

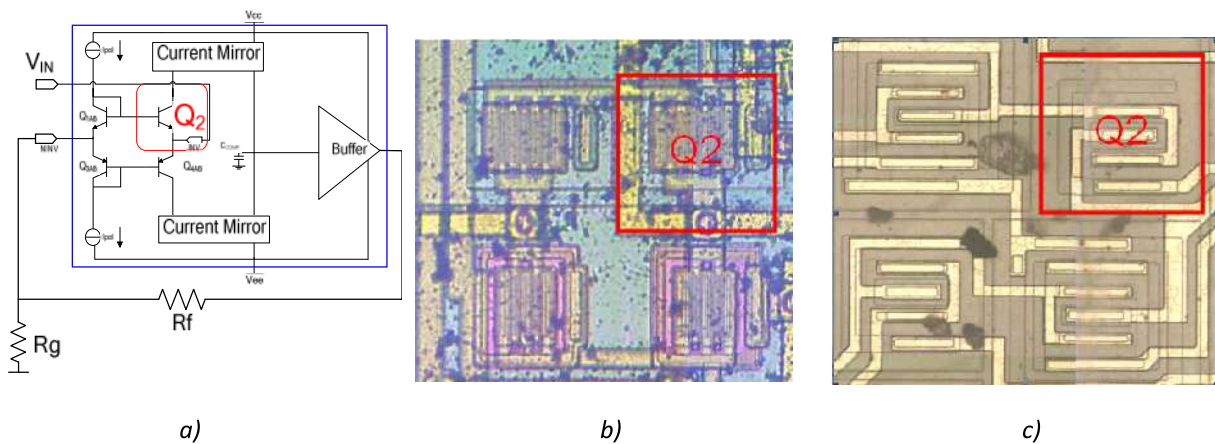


Figure IV 11 a) schéma bloc d'une architecture à contre réaction en courant avec encadré en rouge le transistor cible de l'étude. Microphotographie de l'étage d'entrée de l'AD9617 b) et du LM6181 c) avec un cadre désignant le transistor cible.

IV.1. COMPOSANT AD9617

IV.1.1. DIFFERENTES REPRESENTATIONS DU VOLUME

Le chapitre précédent expliquait la procédure d'obtention du volume en trois dimensions. Nous évoquons également qu'il était possible d'extraire plusieurs informations à partir d'un signal transitoire, son maximum, son minimum, son amplitude crête à crête ou sa durée. Chaque information était stockée dans un pixel de notre volume et comparée au seuil choisi. Nous présentons ici les différentes représentations possibles du volume sensible de l'AD9617 selon les différentes informations recueillies sur le transitoire. Nous illustrons les différents volumes avec un seuil de 0.5V pour l'amplitude crête à crête et le minimum, puis 1.5V pour le maximum. Le seuil de la durée sera choisi à la moitié de la longueur maximum.

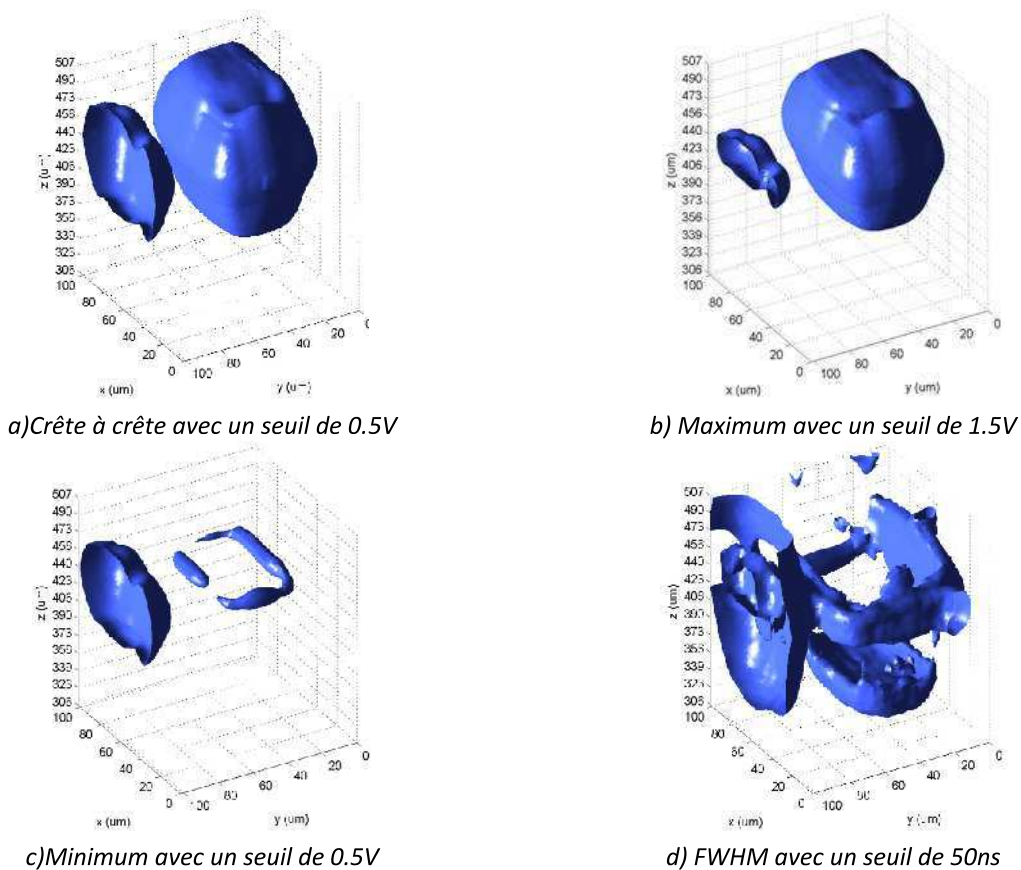


Figure IV 12 a) Représentation crête à crête utilisée pour s'affranchir des signes de polarité des transitoires. b) Représentation maximum. c) Représentation minimum. d) Représentation de la durée FWHM

Nous conserverons la représentation des amplitudes crête à crête car elle permet de s'affranchir de la valeur continue et de la polarité du signal. Pour connaître la polarité propre à une structure, il nous suffit de visualiser le volume selon le maximum ou le minimum. Un exemple est donné par la Figure IV 12 b) et c). On voit clairement dans l'exemple c) que peu de signaux en dessous de la valeur continue contribuent au volume principal mesurée mais plutôt au volume du transistor voisin. La représentation de

la durée, Figure IV 12 d), nous indique que les ASET les plus longs sont générés dans la périphérie du collecteur.

IV.1.2. VOLUME SELON LE SEUIL EN AMPLITUDE

La Figure IV 11 a introduit les volumes sensibles extrait de l'AD9617 selon différent calcul mathématique avec un processus d'adoucissement des données équivalent à une réduction du bruit. Cependant dans le chapitre précédent la procédure d'extraction du volume sensible imposait le passage d'une cartographie analogique à une cartographie binaire grâce à un seuil. Ce seuil comme nous allons le montrer est un paramètre important qui doit être choisi correctement afin d'obtenir une bonne lecture du volume. Les images en trois dimensions de la Figure IV 13 montrent le volume sensible du transistor Q_2 , vu en Figure IV 11 b), ainsi qu'une partie du transistor mitoyen. D'ailleurs le volume du transistor mitoyen à été ôté afin de calculer le volume total de $6,2 \cdot 10^5 \mu\text{m}^3$.

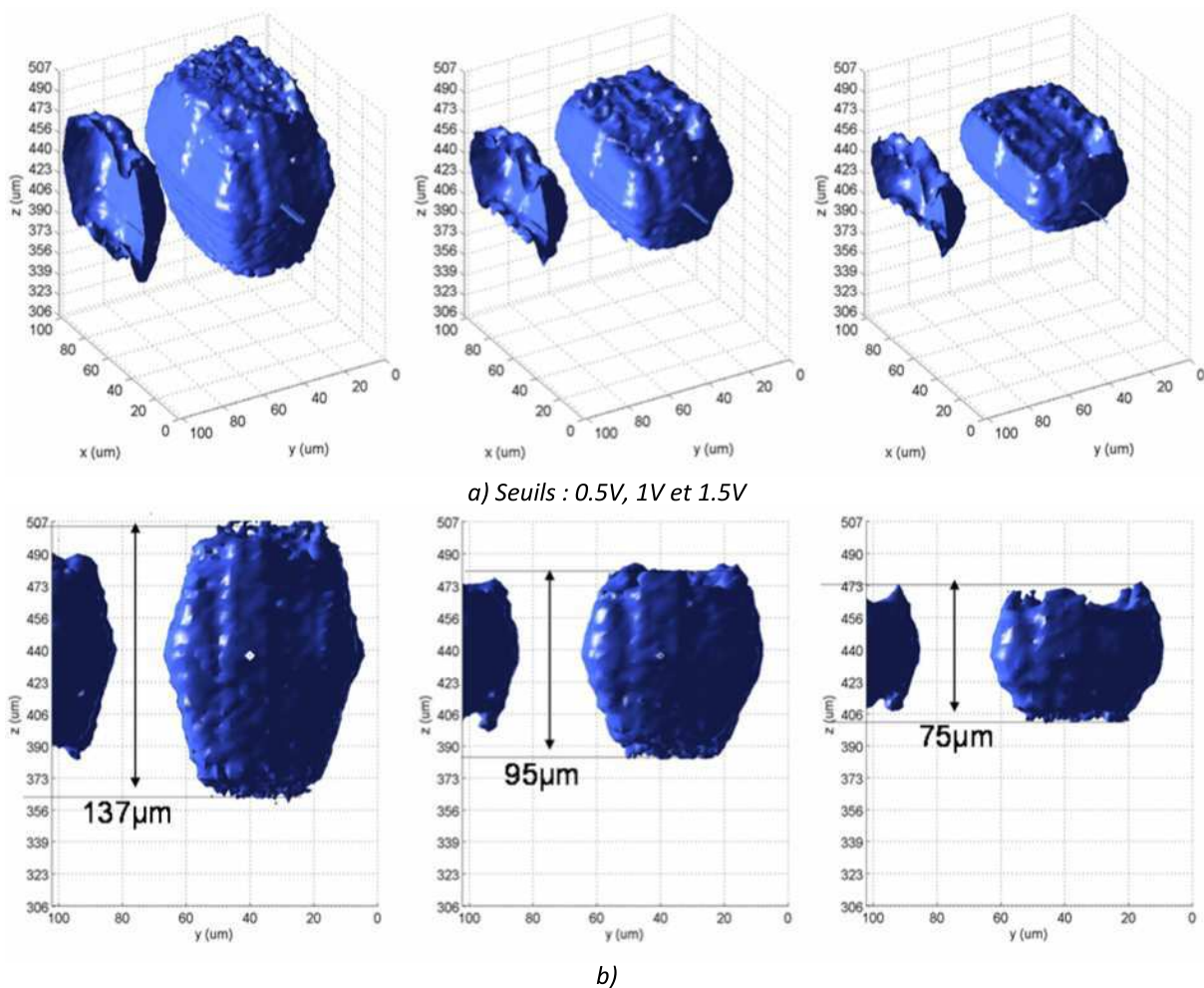


Figure IV 13 Volume sensible du transistor d'entrée de l'AD9617 polarisé à 0.5V avec trois seuils en amplitude sur les ASET récoltés en sortie. a) Volume sensible pour un seuil de 0.5V, 1V et 1.5V pour une énergie laser de 110nJ. b) Vue de face des volumes et mesure des extensions en profondeur.

La Figure IV 13 a) montre trois volumes, ayant différents seuils d'amplitudes définissant ainsi différents volumes. Si les dimensions latérales en X et Y ne sont pas affectées par le seuil en amplitude, il en est autrement concernant la profondeur de sensibilité. En effet, on voit qu'une sélection plus drastique des ASET (seuil plus haut), le volume diminue de manière rapide. Ainsi pour un seuil de 0,5 V, on obtient un volume de $1,6 \cdot 10^{-4} \text{ mm}^3$ et une extension de 137 μm . Pour un seuil de 1V on obtient un volume de $1,0 \cdot 10^{-4} \text{ mm}^3$ et une extension de 95 μm . Et enfin, pour un seuil de 1,5V on obtient un volume de $0,63 \cdot 10^{-4} \text{ mm}^3$ et une extension de 75 μm . Une forte sensibilité de l'AD9617 combinée à une énergie utilisée probablement trop importante, implique des ASETs de fortes amplitudes dans tout le volume et oblige ainsi à augmenter le seuil en amplitude afin de rendre lisible ce dernier.

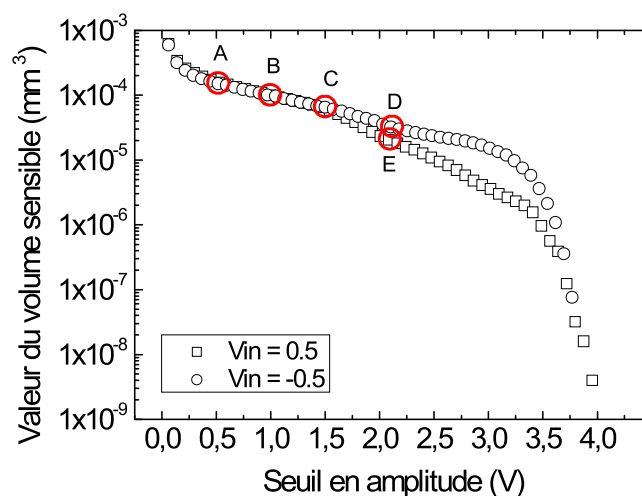


Figure IV 14 a) Mesure du volume sensible en fonction du seuil en tension appliqué sur les ASETs pour deux tensions différentes imposées sur l'étage d'entrée à une énergie de 110nJ. Les trois points A, B et C se réfèrent à la Figure IV 13 et D, E sont illustrés en Figure IV 15.

IV.1.3. VOLUME SELON LA POLARITE DU SIGNAL

Nous avons choisi d'illustrer la dépendance du volume sensible totale en fonction du seuil par la Figure IV 14 ce qui permet également de comparer ces volumes selon deux polarités. Il est alors possible de constater que les sensibilités divergent au delà de 1.5V. En outre, nous notons que la sensibilité du transistor est plus prononcée avec une polarité négative. Pour un seuil de 2V, on extrait un volume de $6,45 \cdot 10^{-6} \text{ mm}^3$ (noté D sur la Figure IV 14) pour la polarité négative et $2,05 \cdot 10^{-5} \text{ mm}^3$ (noté E sur la Figure IV 14) pour la polarité positive. L'échelle logarithmique ne rend pas bien compte de l'écart mais le volume sous une polarité positive est trois fois supérieur. De plus, l'illustration de la Figure IV 15 rend mieux compte de la différence entre les deux volumes. Si le choix d'un seuil trop haut semble erroné, une différence de sensibilité est à noter lors de l'utilisation d'une polarité particulière. Le transistor cartographié ici est un NPN qui ne participe pas à la conduction lors de l'utilisation de signaux négatifs en entrée. Cependant une des motivations principales de générer des cartographies de volume sensible plus

réalistes que le traditionnel volume parallélépipédique utilisé dans la littérature à été réalisé. Ceci permet d'offrir à la communauté une représentation plus fidèle du vrai volume sensible.

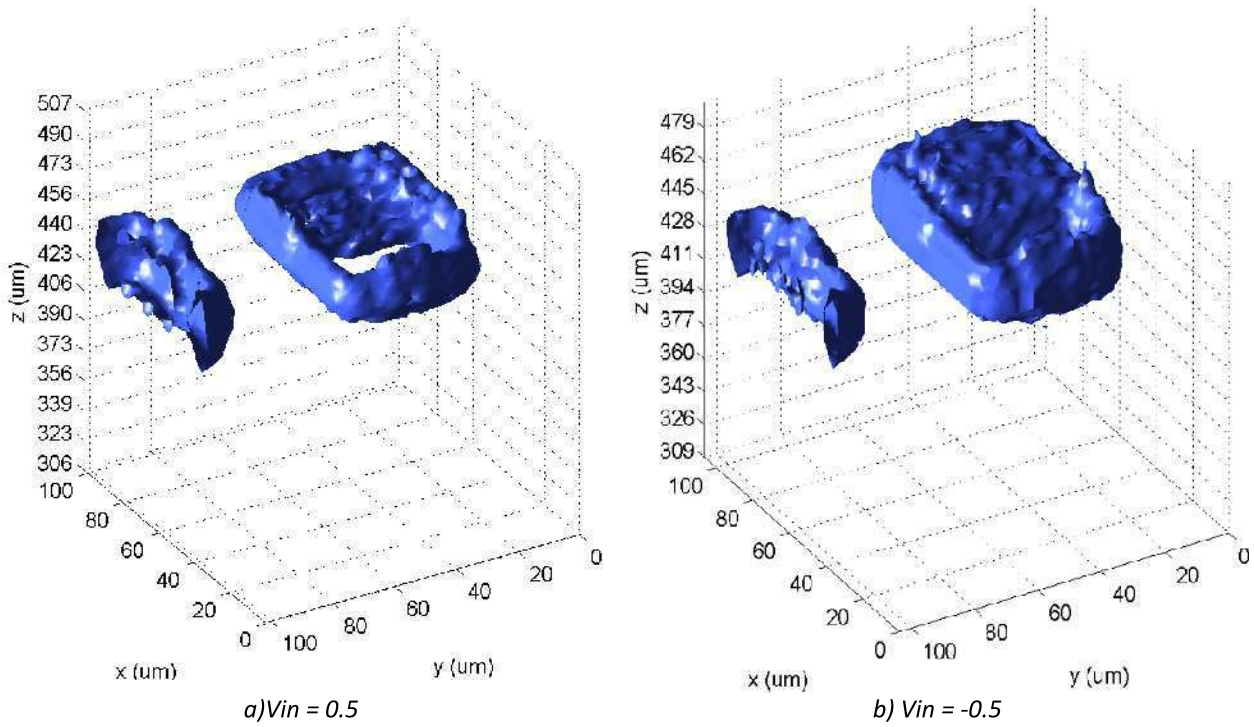


Figure IV 15 Point D et E de la Figure IV 14 correspondent aux volumes sensibles pour un seuil de 2V et deux polarités de 0.5V et -0.5V.

IV.2. COMPOSANT LM6181

IV.2.1. GENERALITES

Nous reprenons les mêmes bases que pour le composant précédent à ceci près que nous choisissons de faire varier l'énergie selon trois valeurs. A partir des trois énergies nous élaborons trois volumes sensibles afin de les étudier. Les données brutes extraites ne permettaient pas d'obtenir un volume lisible, en raison d'une excursion crête à crête des signaux des cartographies ne dépassant pas 0.66V. Nous avons appliqué ici aussi un processus d'interpolation des données. Comme le montre la Figure IV 16, cette visualisation n'altère en rien le volume final car ce module n'est appliqué qu'après les calculs de volume traités. Toutes les cartographies du LM6181 seront ainsi représentées.

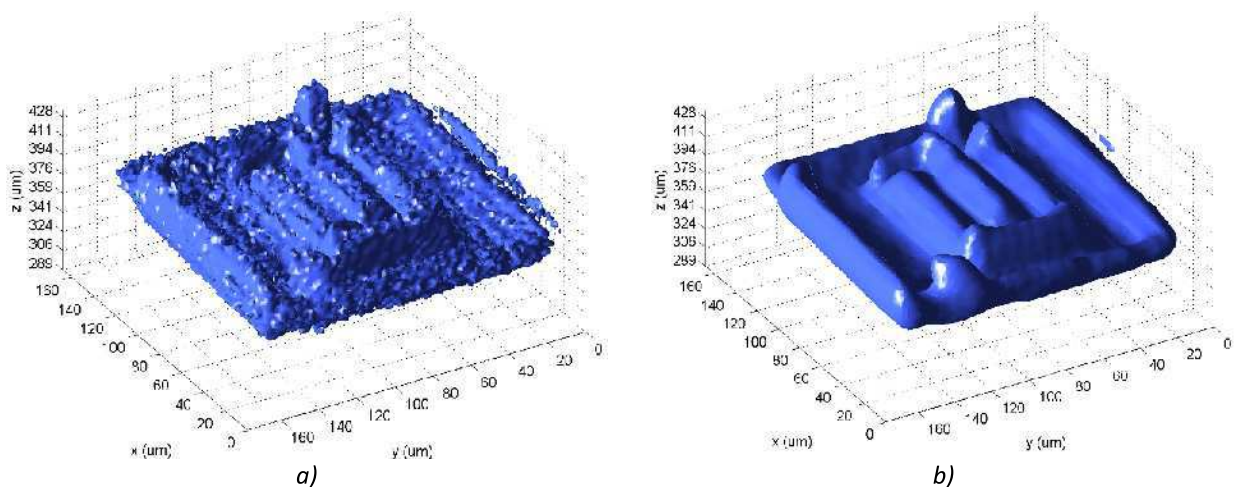


Figure IV 16. Cartographie du volume sensible du transistor Q2 du LM6181 pour une tension seuil de 0.2V pour une tension d'entrée de 0.5V sans a) et avec b) application du lissage.

Nous avons montré, par la Figure IV 13 b) que les dimensions de profondeur de volume pouvaient atteindre 135 μ m. Afin de vérifier ce type de donnée il est nécessaire de faire une découpe selon l'axe Z du composant.

IV.2.2. MICRO-SECTION

La micro-section a été réalisée au laboratoire et une étude au microscope à balayage électronique a été employée afin de révéler certaines données technologiques telles que la nature des matériaux présents dans le composant ou bien une mesure précise des jonctions. En premier lieu, cette étude est menée dans le but d'extraire la géométrie exacte du transistor NPN constituant l'étage d'entrée de notre composant LM6181 afin de le comparer avec notre modèle 3D de volume sensible. La Figure IV 17 illustre un montage de plusieurs photos montrant différentes coupes de la micro-section. On identifie dans le cadre indiquant Q₂, les différents caissons composant le collecteur, la base et l'émetteur du transistor bipolaire à technologie verticale. On y note également les dimensions du collecteur et de sa couche enterrée à environ 18,6 μ m en dessous de la couche de passivation, la base mesurant 2,9 μ m et l'émetteur

1,2 μm . De manière classique et dans le cas d'un NPN, nous avons l'émetteur très fortement dopée N, la base faiblement dopée P et le collecteur avec une implantation ionique de la couche enterrée et une couche épitaxiée de type N. Nous avons également relevé une profondeur totale de 400 μm , de la face arrière jusqu'à la couche de passivation de la face avant.

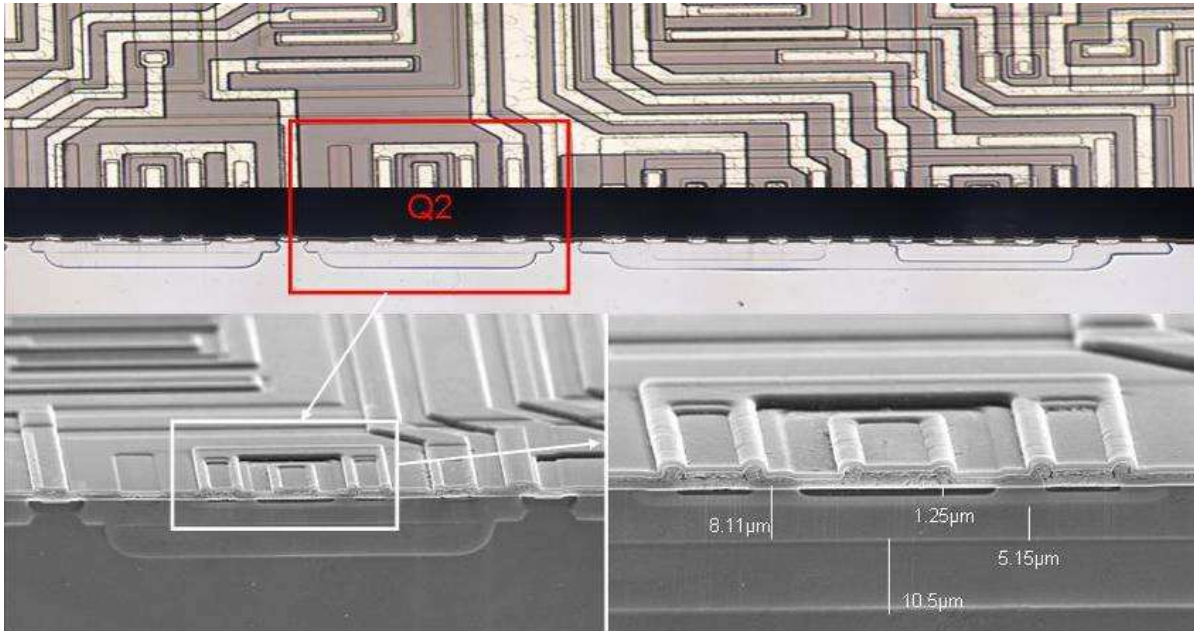


Figure IV 17. Différentes vues de la micro-section du composant LM6181 mettant en valeur le transistor Q2 cible de l'irradiation laser.

IV.2.3. EXTRACTION VOLUME SENSIBLE EN FONCTION DE L'ENERGIE

IV.2.3.1. ETUDE DU VOLUME SELON X ET Y

Nous présentons le volume vu de haut, obtenu pour une énergie de 110nJ avec la Figure IV 18 qui est réalisée avec un pas de 2 μm en X et Y et 1 μm en Z. En comparant les deux images (a et (b, nous voyons que les dimensions latérales du volume correspondent parfaitement aux dimensions réelles relevées avec la microphotographie. La résolution latérale du taux de génération, délimitée par la taille du col du faisceau, est dans notre cas inférieure au pas de déplacement. Cependant, la forme du taux de génération modélisée dans le chapitre 1 semble plus complexe et impactera le volume de manière différente.

Une autre remarque peut-être faite sur le volume extrait, il présente des motifs à différentes profondeurs. Il apparaît, dans ce cas de figure, un volume principal additionné à différents volumes pouvant correspondre aux dessins des masques des pistes de métallisation. Pour mieux comprendre le volume présenté, nous avons extrait deux cartographies faites à deux profondeurs différentes. Une appartenant au plein volume à $z=346\mu\text{m}$ (c) et une faisant naître les motifs des pistes à $z=397\mu\text{m}$ (d). En

révlant une hauteur maximum de $400\mu\text{m}$, la micro section montre que pour une altitude de $397\mu\text{m}$ l'irradiation se situe dans la partie supérieure du transistor, composée de différents contacts métalliques. Ce qui explique les motifs de la cartographie (d). Dans la première partie de ce chapitre nous avons également discuté qu'en face avant, le laser pouvait être réfléchi par les pistes de métallisation empêchant l'irradiation des zones actives et créant ainsi des zones d'ombres. Pour le cas de la face arrière le laser impacte l'aluminium des pistes métalliques et se trouve être réfléchi dans le silicium. Ce phénomène entraîne une réinjection d'une partie du signal optique initial vers les jonctions actives et tend à augmenter la densité de photon et donc la probabilité de génération de paire électron-trou par absorption deux photons. Ainsi, le phénomène engendrerait une augmentation locale du volume. Néanmoins, en basant notre distinction sur la limite entre le volume principale et le volume dû aux pistes métalliques visibles sur la Figure IV 19, cette augmentation locale représente moins de 10% du volume final.

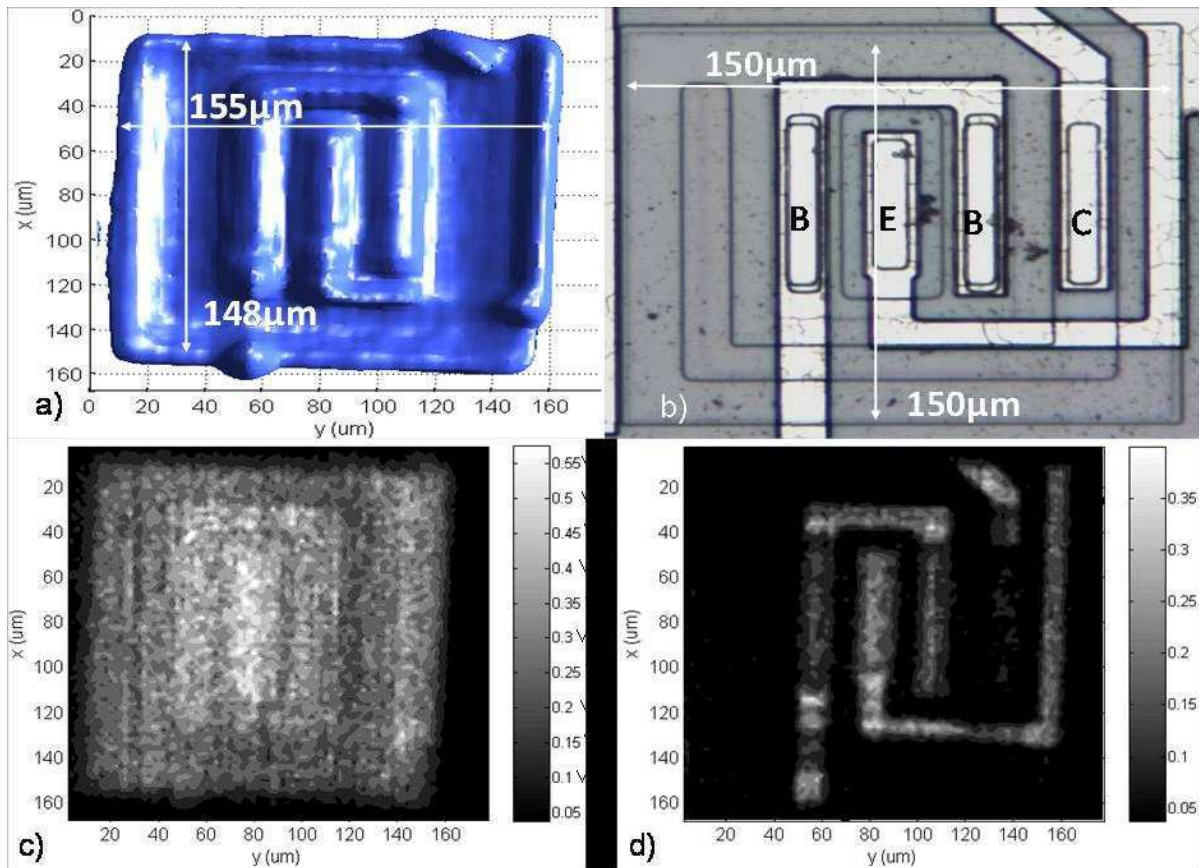


Figure IV 18. a) Vue de dessus du volume sensible pour un seuil en amplitude de 0.2V . b) Microphotographie de la zone du transistor Q_2 scanné. Les parties blanches représentent des masques induits par les métallisations. Nous distinguons clairement les éléments basiques d'un transistor bipolaire avec l'émetteur qui est entouré par la base dans le collecteur. Cartographie de transitoire représentée selon leur amplitude crête à crête pour différentes profondeurs de génération TPA, c) $z=346\mu\text{m}$ et d) $z=397\mu\text{m}$ en dessous de la face arrière.

IV.2.3.2. ETUDE DU VOLUME SELON Z

Nous avons donc regardé quel était le comportement du volume sensible face à une variation de l'énergie du laser. Comme nous le montre la Figure IV 19, le volume est doublé pour un accroissement d'énergie de 50pJ. Lors d'une augmentation de l'énergie, nous constatons que les dimensions latérales X et Y restent fixes, en revanche les dimensions selon Z ne sont pas conservées et subissent un allongement. Cependant le second volume, mesuré dans la Figure IV 19, généré par la réflexion des pistes métalliques semble rester stable.

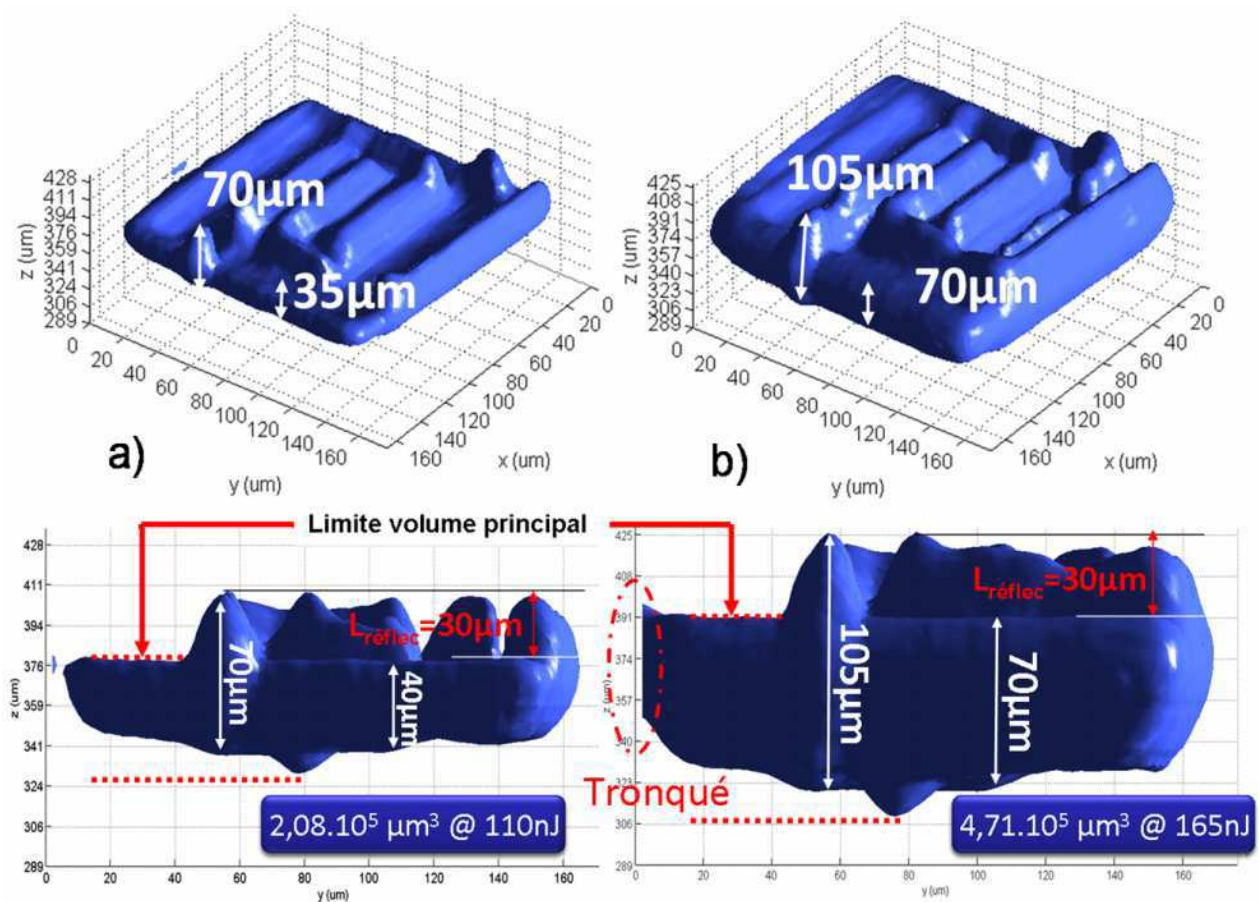


Figure IV 19 Volume sensible des amplitudes crête à crête avec seuil de 0.2V obtenu pour deux énergies 110nJ et 165nJ.

Il est à noter que le volume pour une énergie de 165nJ dépasse de la zone de scan, mais cette coupure reste minimum et semble négligeable dans le calcul du volume final. Nous avons tracé pour trois énergies le graphique de la Figure IV 20 qui nous donne une droite avec un coefficient directeur de $4,5 \cdot 10^{-1} \mu\text{m}^3/\text{nJ}$. Cette courbe montre une progression linéaire du volume en fonction de l'énergie, elle indique également la progression de la profondeur en fonction de l'énergie qui suit la même tendance positive.

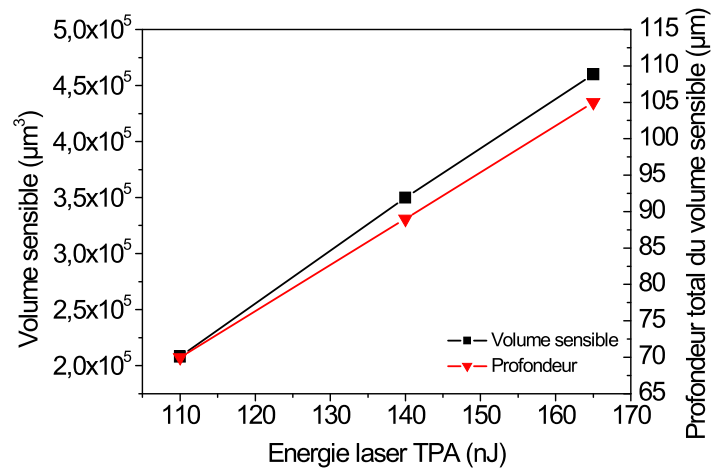
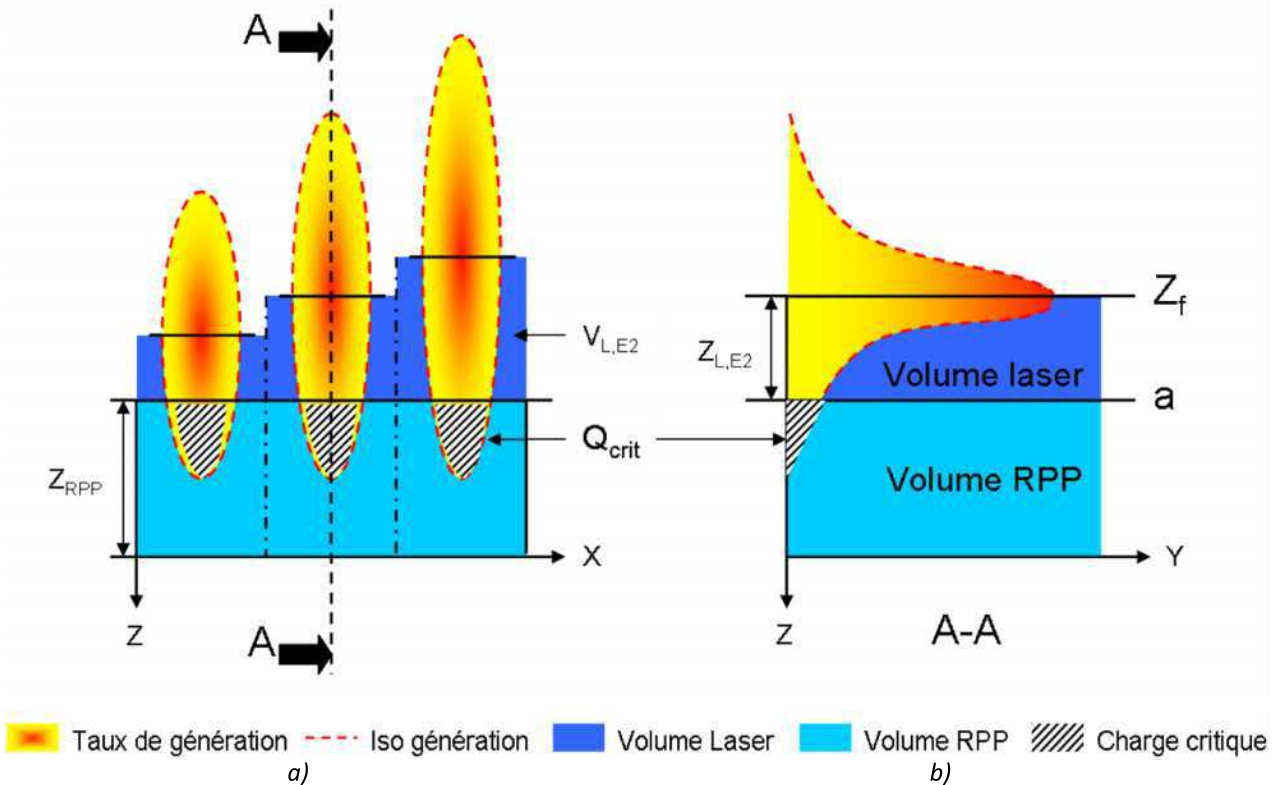


Figure IV 20. Taille du volume sensible et profondeur du volume sensible en fonction de l'énergie.

Toutes ces dimensions sont à comparer aux dimensions trouvées lors de la micro-section. Il apparait donc que même pour une énergie de 110nJ, les dimensions du volume sensible soient bien supérieures aux dimensions mesurées. Plusieurs raisons peuvent être invoquées quant aux différences notables sur les dimensions de l'axe Z. Nous savons que le collecteur de notre transistor est réalisé avec une technologie possédant une couche enterrée active. De manière générale le substrat est souvent faiblement dopé devant cette couche enterrée, impliquant une forte déplétion naturelle dans le silicium. Cette déplétion est d'autant plus forte lorsque l'on polarise en inverse la jonction collecteur/substrat, ce qui signifie que nos charges générées dans la zone de charge espace peuvent être collectées immédiatement par dérive ou indirectement par diffusion très loin de la jonction collecteur/substrat. De ce fait le volume de collection se voit agrandi significativement. La forme du taux de génération, fonction de l'énergie, serait à l'origine de l'accroissement du volume sensible. Bien que le taux de génération soit une fonction quadratique de l'énergie pour des mécanismes deux photons, une estimation au premier ordre de l'équation gouvernant l'accroissement de l'énergie en fonction du volume sensible nous permettra d'affiner le calcul du volume RPP.

IV.3. ESTIMATION DE L'IMPACT DE L'ISO GENERATION

Cette partie de l'étude est de modéliser en trois dimensions le volume sensible d'un transistor. Or il apparaît des variations importantes de dimensions selon l'axe des Z. Au vue des résultats extraient du LM6181, l'accroissement du volume sensible avec l'énergie laser montre qu'il existe un volume additionnel apporté par la nature même du laser. En effet le volume sensible n'est pas un paramètre variable ou dépendant de l'énergie de la particule. Cependant la méthode même d'extraction est à mettre en cause. Nous avons rappelé dans le premier chapitre que la forme du taux de génération de l'absorption deux photons était confinée au point de focalisation. Nous avons également montré que le taux de génération possédait une extension en Z non négligeable qui au premier ordre peut être approximé à une iso génération ovoïde comme illustré par la Figure IV 21. Cette figure insiste sur la présence d'un volume intrinsèque RPP complété d'un volume laser V_L . La croissance de l'énergie fait croître la distance Z_L et donc le volume laser V_L . En partant du postulat que le volume RPP reçoit une quantité de charge critique constante, il existe pour une énergie donnée une distance Z_L . En approximant le taux de génération à une Gaussienne nous pouvons donner une tendance de Z_L en fonction de l'énergie(E).



On suppose que L'équation IV- 1 donne l'équation de la Gaussienne au premier ordre.

$$G(z) = \frac{g_0 E}{\sigma \sqrt{2\pi}} e^{\left(-\frac{(z-z_f)^2}{2\sigma^2} \right)} \quad \text{IV- 1}$$

Où E est l'énergie, g_0 est le taux de génération au maximum de la gaussienne, z_f est le repère de la valeur maximum, σ la largeur à mi hauteur de la gaussienne. Assumons maintenant une charge critique identique pour toute énergie qui vérifie alors l'intégrale de la fonction gaussienne dans le volume intrinsèque dans l'intervalle, a vers l'infini. Où « a » est la limite entre le volume laser et le volume RPP.

$$Q_{crit} = \int_a^\infty \frac{g_0}{\sigma \sqrt{2\pi}} . E . e^{\left(-\frac{(z-z_f)^2}{2\sigma^2} \right)} dz \quad \text{IV- 2}$$

L'intégrale d'une gaussienne est définie par une fonction de Gauss appelée fonction erreur ou erf. L'intégrale de cette fonction ne peut être obtenue à partir d'une formule fermée mais par un développement en série entière intégré termes à termes et est donnée par l'équation IV- 3.

$$Q_{crit} = \lim_{z \rightarrow \infty} \frac{g_0 E \sqrt{2\pi}}{2} \times \left[\operatorname{erf} \left(\frac{\sqrt{2}(z-z_f)}{2\sigma} \right) - \operatorname{erf} \left(\frac{\sqrt{2}(a-z_f)}{2\sigma} \right) \right] \quad \text{IV- 3}$$

Aux limites, la fonction « erf » est une fonction définie entre -1 et 1 et pour l'infini est égale à l'unité.

$$Q_{crit} = \frac{g_0 E \sqrt{2\pi}}{2} \times \left[1 - \operatorname{erf} \left(\frac{\sqrt{2}(a-z_f)}{2\sigma} \right) \right] \quad \text{IV- 4}$$

En assumant que la distance $Z_L = a - Z_f$ on réécrit et on inclue le développement limité de la fonction « erf » au premier ordre. Ce qui permet de relier la distance « Z_L » à l'énergie « E ».

$$z_l(E) = A \sigma \left[1 - \frac{\sqrt{2} Q_{crit}}{g_0 E \sqrt{\pi}} \right] \quad \text{IV- 5}$$

Afin de conserver l'homogénéité de l'équation, nous introduisons un coefficient de proportionnalité, noté A. Ce paramètre ainsi que Q_{crit} et g_0 permettent d'utiliser l'équation IV- 5 afin d'interpréter la courbe de la Figure IV 20 et d'étudier l'influence de l'étendue en profondeur du dépôt de paires électron-trous sur la définition du volume sensible. Les paramètres de charges critiques et de taux de génération maximum influencent fortement le modèle. En posant les valeurs de $\sigma = 10 \mu\text{m}$ et de $Q_{crit} = 1\text{nC}$, on obtient la Figure IV 22 qui présente une comparaison de l'équation avec l'évolution de la profondeur du volume sensible en fonction de l'énergie laser (voir Figure IV 20). Les paramètres d'ajustement sont reportés sur la Figure IV 22.

La Figure IV 22 montre que l'ordre de grandeur des variations est correct tout comme la tendance d'accroissement en fonction de l'énergie laser. Cependant, les valeurs de certains paramètres insérés dans le modèle semblent discutables. Si une charge critique de 1nC semble forte, aucune donnée sur la charge critique de ce composant n'est disponible. Cependant des composants comme le LM111 ou le LM124 possèdent des charges critiques pouvant aller jusqu'au micro-Coulomb [Steinberg-01]. Concernant l'efficacité de collection deux photons ce paramètre n'a jamais été extrait, cependant connaissant qualitativement la faible efficacité du mécanisme d'absorption 2 photons, il semble légitime de le prendre très inférieur à 1.

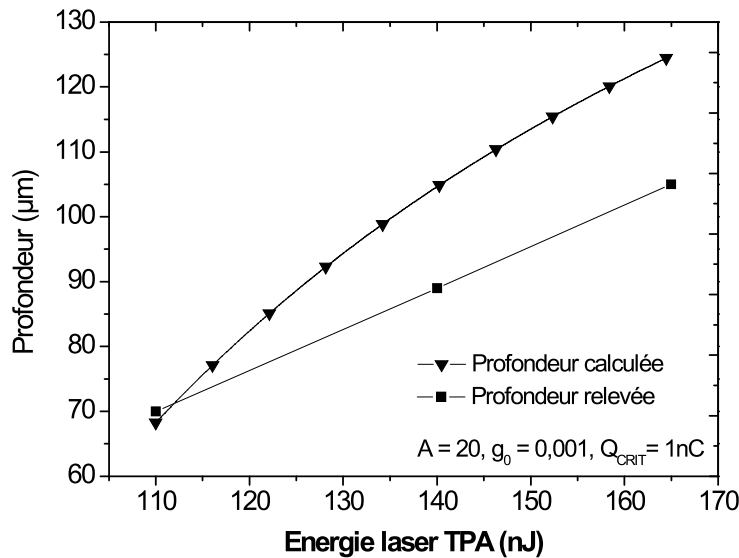


Figure IV 22. Estimation de la dimension en Z du volume laser additionnel au volume RPP.

La correspondance entre les résultats de notre modèle et les valeurs relevées expérimentalement n'est pas parfaite, ceci peut s'expliquer par le fait que ce modèle repose sur l'utilisation d'une répartition gaussienne de l'évolution en profondeur du taux de génération TPA. Comme le montre la Figure I 20, les simulations numériques indiquent que la situation est probablement plus complexe. Néanmoins, nous avons montré qu'il était possible de quantifier de manière numérique un taux de génération TPA. Cette voie reste à explorer mais permettra d'améliorer sensiblement le modèle présenté ici.

Tout au long de la discussion nous avons défini le volume sensible laser ou RPP avec des limites franches, reposant sur la collection à l'intérieur et la non-collection à l'extérieur. Or, Edmonds *et al* suggèrent qu'il existe une efficacité de collection des charges au sein d'un volume donné et propose ainsi d'établir une efficacité de collection linéaire [Edmonds-96]. En effet, ils proposent d'implémenter des lignes d'efficacité de collection de charges autour du volume concerné. En ce basant sur cette réflexion

nous pouvons logiquement étendre l'efficacité du processus de collection bien au delà de la jonction de collection.

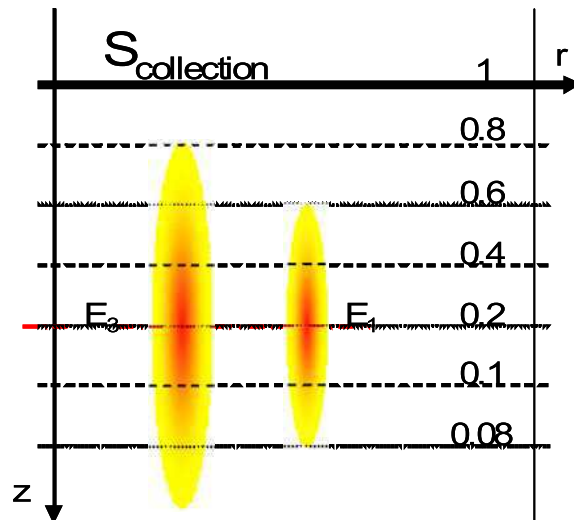


Figure IV 23. $\Omega(z)$ est l'efficacité de collection de charge matérialisée par des lignes. A $z=0$, l'efficacité est maximum avec $\Omega(z)=1$, et lorsque z tant vers l'infini $\Omega(z)=0$.

Pour une surface de collection simple rectiligne notée $S_{\text{collection}}$, les lignes d'efficacité allant de 100% à 8% associées sont reportées Figure IV 23. On reporte dans ce volume de collection deux taux de génération pour deux énergies distinctes à une distance Z_L de l'efficacité maximum de collection soit $\Omega(0)=1$. L'illustration montre que l'accroissement de l'énergie en Z_L est mieux collecté ce qui contribuerait de manière importante au rendu final du volume illustrés par la Figure IV 19. Cette représentation des lignes d'efficacité s'apparente à un modèle de diffusion de porteurs et donc à l'extension du volume sensible.

V. CONCLUSION

Nous avons montré qu'il était possible de distinguer deux familles d'amplificateurs opérationnels linéaires apportant chacune une sensibilité globale différente grâce à leur section efficace laser. Contrairement aux amplificateurs à contre réaction en tension, les amplificateurs à contre réaction en courant utilisent le courant comme signal différentiel. Cette particularité constitue leur principale fragilité face aux radiations car ils se trouvent être sensible aux faibles variations de courant engendrées par les particules chargées.

Si la section efficace indique une sensibilité globale du composant, elle n'apporte pas de renseignement sur la répartition géographique par étage et par composant de la sensibilité. De manière complémentaire, les différents diagrammes ASET montrant tous les signaux générés au sein du composant ont permis de mieux comprendre quelle était la répartition de la sensibilité sur les différents étages en fonction des différents paramètres électriques.

Nous avons poursuivi par l'introduction de la capacité du laser TPA à sonder en profondeur le composant sans absorption à la surface. Cette possibilité a conduit à la création de profils de sensibilité selon l'axe de focalisation Z, montrant la participation de plusieurs jonctions. Cette étape a permis de valider la technique et ainsi de l'étendre à la construction d'un volume sensible en trois dimensions par le biais d'un protocole de type tomographique. Nous avons proposé une solution portant sur la méthode de choix de la valeur de sélectivité (i.e. le seuil en amplitude) à appliquer lors de la construction du volume.

Ces premiers résultats semblent prometteurs mais souffrent de certains artefacts de mesure, inhérents aux techniques lasers. En effet les différentes raisons invoquées contribuant à l'accroissement de l'extension du volume sensible selon Z cohabitent et contribuent à l'élargissement du volume sensible. L'extraction du volume sensible via la génération deux photons dans le silicium est novatrice par sa technique mais encore peu mature. Exploiter la nature même de la forme gaussienne du faisceau laser constitue un point de départ pour de futures études de corrélation entre le volume sensible intrinsèque et celui rapporté par le laser.

CONCLUSION GENERALE

L'évolution de la microélectronique augmente de concert avec la demande de fiabilité des systèmes par les acteurs de l'industrie aérospatiale et aéronautique. Ces derniers imposent des normes de qualité drastiques correspondant à des conditions de fonctionnement en environnement hostile. Les satellites deviennent des cibles où les événements non désirés sont malgré tout présent. Il est alors important d'assurer une stratégie de prévisions des évènements singuliers.

Ce manuscrit décrit certains effets liés à l'irradiation d'un composant par des particules ionisantes tels que les ions lourds rencontrés dans l'espace ou dans l'atmosphère. Lors du passage d'une particule dans le silicium, le long de la trace, se forment des paires électrons-trous qui, une fois collectées par un nœud électrique voisin, se propagent sous la forme d'une tension ou d'un courant dans le circuit. Lorsque la nature de ce circuit est une fonction analogique, comme c'est le cas dans ce manuscrit avec les amplificateurs opérationnels linéaires, l'événement est du type transitoire et nommé : ASET pour « Analog Single Event Transient ».

L'ASET est non-destructif et se propage dans les différents nœuds électriques du circuit jusqu'à atteindre la sortie du composant. Cet évènement peut-être présent, mais pas considéré comme critique si le seuil défini pour le système n'est pas dépassé. Cependant, le signal originel issu de l'interaction de la particule avec le silicium peut subir différentes altérations, tels que l'atténuation, le filtrage ou même l'amplification. Il est donc important de caractériser différentes topologies et différentes architectures d'amplificateur afin d'identifier au mieux les origines des mécanismes de propagation des ASET au sein de structures analogiques.

Ce manuscrit se place dans ce contexte. Il apporte une contribution au développement d'une méthode alternative de test basée sur l'utilisation de faisceaux laser pulsés. Les premiers tests laser utilisant la méthode d'attaque par la face avant permettaient d'irradier les zones actives directement. Aujourd'hui l'augmentation de la densité de pistes métalliques au-dessus des zones actives impose une attaque par la face arrière. Cette méthode pour les composants récents n'est donc plus adaptée. En effet,

la qualité des résultats est directement liée à la capacité d'irradier uniformément l'ensemble des zones sensibles du composant. Nous utilisons une évolution de cette technique en associant l'attaque par la face arrière et des longueurs d'onde proches de l'infrarouge. Ces dernières permettent de traverser le substrat et d'atteindre les zones actives du composant. Cette méthode nécessite néanmoins un amincissement et des énergies de photons supérieures au band gap du silicium afin que les photons puissent traverser quelques dizaines de micromètres et ne soient pas totalement absorbés avant d'arriver aux zones actives. Cependant, une alternative moins agressive, et moins lourde en termes d'amincissement, propose d'utiliser des photons dont l'énergie est inférieure au band gap. Il faut alors deux photons pour créer une paire électron-trou. Cette absorption « deux photons » ne peut se produire qu'en présence d'une forte intensité afin que l'absorption simultanée de deux photons soit supérieure au band gap du silicium. De par sa nature, ce phénomène est spatialement très confiné et offre donc une importante précision de dépôt de charges dans les trois directions.

Ce mémoire décrit la méthodologie adoptée pour la caractérisation de la sensibilité des composants analogiques présentés. Cette méthodologie est axée selon deux outils distincts, la simulation et l'outil laser. Premièrement, par le biais de la simulation nous avons pu simuler les effets d'un ASET sur les différents étages constituant un amplificateur opérationnel linéaire. La majorité des études menées sont basées sur des macro-modèles et ne sont pas optimisées pour l'étude de la propagation des signaux transitoires au sein de leur structure. En ayant étudié sous irradiation une liste de structures simples et couramment employées par les designers de circuits intégrés, nos résultats illustrent une classification de sensibilité des différents dessins d'une même fonction électrique. Cependant, l'étude n'a pas pour but de montrer que l'association des structures les moins sensibles, faites avec les tableaux récapitulatifs du chapitre 2, une fois assemblées, restituent un amplificateur durci. Cette étude sensibilise plus sur l'impact de chaque structure à transmettre une information transitoire néfaste vers les étages suivants.

La première application de l'outil laser dans ce travail fut l'utilisation en face avant d'une longueur d'onde de 800nm afin d'extraire les sections efficaces, image de la sensibilité globale du composant sous irradiation, sous différentes conditions électriques. Les composants testés sont répartis en deux familles de topologie de contre-réaction d'amplification, courant ou tension. L'irradiation de ces cinq composants, sous les mêmes conditions électriques, a pu mettre en évidence une tendance de sensibilité en fonction de la topologie du composant. De plus, nous avons montré que certains paramètres électriques n'impactaient pas de manière globale la section efficace des composants testés. Néanmoins, les diagrammes ASET ont pu mettre en lumière des nuances de sensibilité entre les différentes zones du composant.

L'irradiation par la face avant ne permet pas de contrôler avec exactitude la profondeur de pénétration de l'onde laser. L'avènement de l'absorption « deux photons » et de son confinement spatial, nous a permis de caractériser les mécanismes mis en jeux lors de la collection de porteurs mais également d'extraire le volume sensible. Ainsi à l'aide d'une longueur d'onde de 1300nm et d'énergie proche de 150nJ, nous avons pu irradier de manière tridimensionnelle des transistors bipolaires et ainsi extraire un volume sensible complexe bien souvent considéré comme un simple parallélépipède et arbitrairement choisi à 1µm de profondeur par les simulateurs de taux d'erreur tels CREME-96 [<http://CREME>].

De nombreux points semblent surestimer ce volume. Ainsi, la forme du taux de génération introduirait une extension du volume selon l'axe de propagation de l'onde. De plus, la réflexion des pistes métalliques réinjecterait des photons augmentant ainsi le processus d'absorption « deux photons » hors du volume sensible réel. Le nombre de cas d'étude menés dans le cadre de cette thèse reste, bien entendu, insuffisant pour valider la méthodologie de manière définitive.

Bien que ce travail constitue un premier pas vers l'extraction de paramètres définissant la sensibilité de composants rapides en milieu radiatif, il est nécessaire de poursuivre ce type d'étude afin de qualifier ces nouveaux outils. Cette étude apporte une meilleure connaissance du volume sensible, ainsi que de l'influence de l'étendue radiale et en profondeur du taux de génération laser lié à l'énergie. Une étape supplémentaire est de fiabiliser le procédé de test en vue d'un transfert technologique afin d'être implémenté dans une chaîne de test industriel.

ANNEXE 1 : COMPLEMENT SUR LES PARAMETRES TPA D'UNE ONDE LASER

La réponse non linéaire d'un matériau sous un champ électromagnétique peut être décrite par un développement limité de la polarisation.

$$P = \varepsilon_0 [\underline{\chi}^{(1)} E + \underline{\chi}^{(2)} E^2 + \underline{\chi}^{(3)} E^3 + \dots] \quad A1- 1$$

Où P est le vecteur complexe de polarisation, $\underline{\chi}^{(n)}$ correspond au nième ordre du tenseur de susceptibilité et E est le champ électrique complexe. Le vecteur complexe de déplacement $\underline{D}$ est dépendant à la fois du champ électrique mais aussi de la polarisation :

$$D = \varepsilon_0 E + P = \varepsilon_0 (1 + \underline{\chi}) E = \varepsilon E \quad A1- 2$$

Dans les matériaux centro-symétriques, tel que le silicium certaines restrictions s'appliquent à la polarisation non linéaire : Le potentiel doit satisfaire à $U(x) = U(-x)$. Du fait de cette restriction, les termes en puissance impaires du potentiel doivent être nuls. Il reste donc les termes d'ordre supérieur à 3.

$$\underline{\chi} = \underline{\chi}^{(1)} + 3 \underline{\chi}^{(3)} E^2 \quad A1- 3$$

Considérons maintenant E comme une onde plane monochromatique, la transformée de Fourier de P conduit à une expression de la polarisation plus familière :

$$\chi(\omega) = \chi^{(1)}(\omega) + 3 \chi^{(3)}(\omega) |E|^2 \quad A1- 4$$

Où $\chi^{(3)}(\omega)$ représente la composante complexe de $\chi_{iiii}^{(3)}(\omega; \omega, \omega, -\omega)$ le tenseur d'ordre trois de la susceptibilité et $|E|$ l'amplitude du champ électrique.

Pour déterminer la relation entre la partie réelle et imaginaire de $\chi^{(3)}(\omega)$, l'indice non linéaire de réfraction n_2 et l'indice d'absorption non linéaire β , nous allons utiliser les expressions se basant sur la forme complexe de la constante diélectrique ($\underline{\varepsilon} = \varepsilon_1 + i\varepsilon_2$) et l'indice de réfraction ($\underline{n} = n + ik$).

$$\varepsilon_1 = \varepsilon_0 (n^2 - k^2) \quad A1- 5$$

$$\varepsilon_2 = \varepsilon_0 (2nk) \quad A1- 6$$

$$n = \sqrt{\frac{|\varepsilon| + \varepsilon_1}{2\varepsilon_0}} \quad A1- 7$$

$$k = \sqrt{\frac{|\varepsilon| - \varepsilon_1}{2\varepsilon_0}} \quad A1- 8$$

Nous avons posé les quatre formules nécessaires au changement s'opérant dans l'indice de réfraction Δn et dans le coefficient d'absorption Δk tous deux associés à une variation de la fonction diélectrique du matériau, ceci étant dû à la réponse non linéaire de la polarisation. En utilisant les relations A1- 2 et A1- 4 on peut exprimer la fonction diélectrique.

$$\varepsilon = \varepsilon^{(1)} + \Delta\varepsilon$$

où

$$\varepsilon^{(1)} = \varepsilon_0 (1 + \chi^{(1)}) \quad \text{A1- 9}$$

$$\Delta\varepsilon = 3\varepsilon_0 \chi^{(3)} |E|^2$$

On peut aussi définir $\Delta\varepsilon$ dans le domaine complexe par :

$$\Delta\varepsilon_1 = 3\varepsilon_0 \chi_R^{(3)} |E|^2 \quad \text{A1- 10}$$

$$\Delta\varepsilon_2 = 3\varepsilon_0 \chi_I^{(3)} |E|^2 \quad \text{A1- 11}$$

Dans le cas d'une réponse non linéaire de type « Kerr » (indice du matériau en fonction de la puissance), nous pouvons exprimer la dépendance de l'indice de réfraction et du coefficient d'absorption en fonction de l'intensité de la lumière ($I = 2\varepsilon_0 n_0 c |E|^2$) comme suit :

$$n = n_0 + \Delta n = n_0 + n_2 I \quad \text{A1- 12}$$

$$\alpha = \alpha_0 + \Delta\alpha = \alpha_0 + \beta I$$

$$k = \lambda\alpha/4\pi \quad \text{A1- 13}$$

$$k = k_0 + \Delta k = k_0 + k_2 I \quad \text{A1- 14}$$

On peut alors réécrire l'expression A1- 12 sous la forme A1- 14 avec la transition A1- 13. Où $k_2 = \beta\lambda/4\pi$ est inclus pour obtenir une expression homogène pour l'indice de réfraction et le coefficient d'absorption dans les équations suivantes.

$$n_2 = \frac{3}{4\varepsilon_0 c (n_0^2 + k_0^2)} \left[\chi_R^{(3)} + \frac{k_0}{n_0} \chi_I^{(3)} \right] \quad \text{A1- 15}$$

$$k_2 = \frac{3}{4\varepsilon_0 c (n_0^2 + k_0^2)} \left[\chi_I^{(3)} - \frac{k_0}{n_0} \chi_R^{(3)} \right] \quad \text{A1- 16}$$

$$\beta = \frac{3\pi}{\lambda\varepsilon_0 c (n_0^2 + k_0^2)} \left[\chi_I^{(3)} - \frac{k_0}{n_0} \chi_R^{(3)} \right] \quad \text{A1- 17}$$

Un récapitulatif concernant les relations donnant le coefficient non linéaire fonction de la susceptibilité est donné dans le Tableau 15.

Des valeurs de susceptibilité sont données et sont sensiblement égales à $\chi^{(3)} = 1.10^{-15} \text{ cm}^2 \cdot \text{V}^{-2}$ [Bristow-07] [Dinu-03].

Partie Réel de $\chi^{(3)}$	Partie Imaginaire de $\chi^{(3)}$
$\chi_R^{(3)} = \left(\frac{4n_0 \varepsilon_0 c}{3} \right) (n_0 n_2 - k_0 k_2)$ $k_0 \approx 0$ $\chi_R^{(3)} = \left(\frac{4n_0^2 \varepsilon_0 c n_2}{3} \right)$	$\chi_I^{(3)} = \left(\frac{4n_0 \varepsilon_0 c}{3} \right) (n_0 k_2 + k_0 n_2)$ $k_2 = \lambda \beta / 4\pi$ $\chi_I^{(3)} = \left(\frac{n_0^2 \varepsilon_0 c \lambda}{3\pi} \right) \beta$

Tableau 15 Relation donnant beta fonction de la susceptibilité

Au final le Tableau 15 montre la forme complète et simplifiée de la formalisation de la susceptibilité d'ordre 3. Avec l'hypothèse d'une absorption linéaire négligeable $k_0 \approx 0$.

ANNEXE 2 : COMPLEMENT SUR LES CIRCUITS ELECTRONIQUES DU CHAPITRE 2

I. BOUCLE TRANSLINEAIRE

Les premiers circuits translinéaires sont apparus à la fin des années 60. Ces circuits nécessitent en effet pour leurs réalisations, des températures et des caractéristiques identiques (profil de dopage, dimensions, etc....) pour tous les transistors d'une même boucle. Ces circuits n'ont ainsi pu être réellement mis en œuvre et validés qu'avec l'avènement de l'électronique intégrée car l'électronique discrète engendre trop de dispersions sur ces paramètres.

Le principe translinéaire est basé sur la mise en série d'un nombre pair n de jonctions PN toutes polarisées en direct. L'ensemble forme ainsi une structure fermée appelée boucle translinéaire (BTL) qui est représentée sur la figure A2-1.

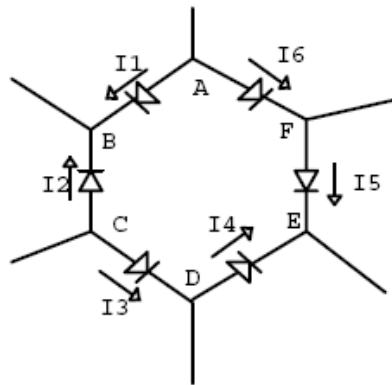


Figure A2-1 Boucle translinéaire

Sur cette figure, les jonctions sont représentées par des diodes. Après avoir choisi un sens arbitraire de parcours de la boucle, les indices pairs sont associés aux $n/2$ jonctions parcourues par un courant de même sens que le sens choisi. Les $n/2$ autres jonctions qui sont traversées par un courant de sens opposé auront des indices impairs. Nous remplaçons les diodes par des transistors.

Si le β des transistors est grand, on peut considérer que le courant émetteur est égal au courant collecteur. Ainsi nous pouvons écrire : ($V_{BE} \gg V_T$ et $V_{CB} = 0$)

$$I_C = I_S \cdot e^{\left(\frac{V_{BE}}{V_T}\right)} \quad \text{d'où} \quad V_{BE} = V_T \cdot \ln\left(\frac{I_C}{I_S}\right) \quad \text{A2-1}$$

Prenons l'exemple illustré dans le schéma de la figure A2-2 comme une boucle translinéaire composée uniquement de NPN.

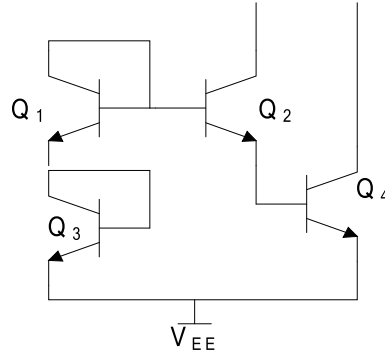


Figure A2-2 Boucle translinéaire NPN

En effectuant un bilan de tensions de la figure A2-2, nous trouvons :

$$V_{BE3} + V_{BE1} = V_{BE4} + V_{BE2} \quad \text{A2-2}$$

Nous introduisons l'expression de V_{BE} (A2-1) dans l'équation (A2-2) :

$$\sum_{i=1,3} V_T \cdot \ln\left(\frac{I_{Ci}}{I_S}\right) = \sum_{i=2,4} V_T \cdot \ln\left(\frac{I_{Ci}}{I_S}\right) \quad \text{A2-3}$$

Après simplification, nous obtenons :

$$I_{C1} \cdot I_{C3} = I_{C2} \cdot I_{C4} \quad \text{A2-4}$$

Considérons maintenant uniquement les transistors Q_1 et Q_2 avec leurs émetteurs à la masse. Il apparait une structure en miroir de courant. Alors :

$$I_{C1} = I_{C2} \quad \text{A2-5}$$

Ceci est la particularité d'un miroir de courant. En réalité, l'égalité des courants de collecteurs est vraie seulement si Q_1 et Q_2 ont le même V_{CE} , c'est-à-dire que Q_2 a sa tension V_{CB} nulle (effet d'Early). L'utilisation conjointe de transistors NPN et PNP dans une même boucle conduit à des structures translinéaires dites mixtes (figure A2-3).

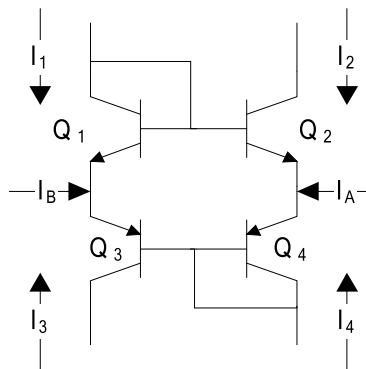


Figure A2-3 Boucle translinéaire mixte NPN et PNP

II. MIROIR DE COURANT

Nous présentons le schéma d'un miroir de courant classique dans la figure A2-4, permettant la recopie de l'entrée vers la sortie du courant I_{POL} . Nous allons donner un bref calcul du gain en courant de ce dernier.

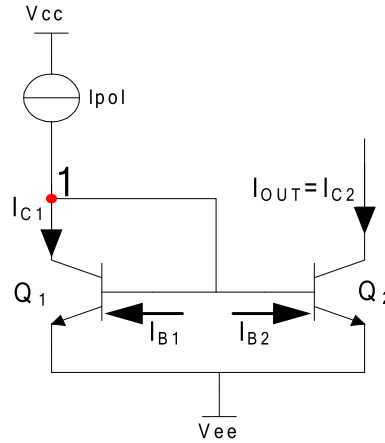


Figure A2-4 Miroir de courant classique

En supposant que les transistors soit parfaitement appairés, même aire d'émetteur même nombre de doigt de contact certaines simplifications peuvent alors apparaître et nous pouvons ainsi écrire :

$$I_{C2} = \frac{I_{S2}}{I_{S1}} I_{C1} \rightarrow I_{C2} \cong I_{C1} \quad \text{A2-6}$$

La somme des courant dans le nœud numéroté 1 de la figure A2-4 donne :

$$I_{IN} - I_{C1} - \frac{I_{C1}}{\beta_F} - \frac{I_{C2}}{\beta_F} = 0 \quad \text{A2-7}$$

En partant de l'équation d'Ebers-Moll A2-1 et en introduisant l'équation A2-6 dans A2-7 et en extrayant le courant de sortie on obtient :

$$I_{OUT} = \frac{I_{S2}}{I_{S1}} I_{IN} \left(\frac{1}{1 + \frac{I_{S2}}{I_{S1}}} \right) \xrightarrow{I_{S1}=I_{S2}} I_{OUT} \cong I_{IN} \quad \text{A2-8}$$

Il apparait donc que la qualité de la recopie de l'entrée vers la sortie soit uniquement fonction de la grandeur du coefficient beta. Nous avons répertorié plusieurs montages possible de miroir de courant et en avons extrait directement les gains analytiques dans le tableau ci-dessous.

Nom	Classique	Beta-Helper	Cascode
Gain en courant	$A_I = \frac{I_{OUT}}{I_{IN}} = 1 - \frac{2}{\beta_F}$	$A_I = \frac{I_{OUT}}{I_{IN}} = 1 - \frac{2}{\beta_F(\beta_F + 1)}$	$A_I = \frac{I_{OUT}}{I_{IN}} = 1 - \frac{4\beta_F + 2}{\beta_F^2 + 4\beta_F + 2}$
Impédance de sortie	r_0	r_0	$\beta_F r_0$
Données de simulations	$I_{POL} = 1\text{mA}, V_{CC} = 3.3\text{V}, V_{EE} = -3.3\text{V}$		

III. SOURCE DE COURANT

Nous donnons dans le tableau suivant les valeurs de courant de sortie des sources de courant stables ainsi que les valeurs numérique appliquées lors des simulations.

Nom	Widlar	Pointe	Base-émetteur
Gain en courant	$I_{OUT} = \frac{V_T}{R_2} \ln\left(\frac{I_{IN}}{I_{OUT}}\right)$	$I_{OUT} = I_{IN} \exp\left(-\frac{I_{IN} R_1}{V_T}\right)$	$I_{OUT} = \frac{V_{BE1}}{R_2} = \frac{V_T}{R_2} \ln\left(\frac{I_{IN}}{I_{S1}}\right)$
Données de simulations	$R1 = 2.5\text{k}\Omega, R2 = 30\text{k}\Omega, I_{IN} = 1\text{mA}, I_{OUT} = 5\mu\text{A}, V_{CC} = 3.3\text{V}$	$R1 = 12\text{k}\Omega, I_{IN} = 1\mu\text{A}, I_{OUT} = 680\text{nA}, V_{CC} = 3.3\text{V}$	$R2 = 160\text{k}\Omega, I_{IN} = 1\text{mA}, I_{OUT} = 5\mu\text{A}, V_{CC} = 3.3\text{V}$

III.1. SENSIBILITE D'UNE SOURCE DE COURANT FACE AUX VARIATION DE LA TENSION D'ALIMENTATION

Nous donnons par les calculs la sensibilité d'un composant face aux variations de la tension d'alimentation. S_x^y donne la sensibilité du circuit « y » pour un paramètre « x » ; donné par la formule suivante.

$$S_x^y = \lim_{\Delta x \rightarrow 0} \frac{\Delta y / y}{\Delta x / x} = \frac{x}{y} \frac{\partial y}{\partial x} \quad \text{A2-9}$$

Appliqué à la variation du courant de sortie pour une variation de la tension d'alimentation.

$$S_{V_{CC}}^{I_{OUT}} = \frac{V_{CC}}{I_{OUT}} \frac{\partial I_{OUT}}{\partial V_{CC}} \quad \text{A2-10}$$

De manière générale pour une technologie bipolaire, si $V_{CC} \gg V_{BE(ON)}$ alors $S_{V_{CC}}^{I_{OUT}} \approx 1$.

III.1.1. LA SOURCE DE COURANT WIDLAR

Dans le cas d'une source de courant de type Widlar le courant de sortie est donné par l'équation A2-11.

$$V_T \ln \frac{I_{IN}}{I_{OUT}} = I_{OUT} R_2 \quad \text{A2-11}$$

En l'introduisant dans l'équation A2-10 nous pouvons écrire :

$$V_T \frac{\partial}{\partial V_{CC}} \ln \frac{I_{IN}}{I_{OUT}} = R_2 \frac{\partial I_{OUT}}{\partial V_{CC}} \quad \text{A2-12}$$

Pouvant être mis sous la forme

$$V_T \left(\frac{I_{OUT}}{I_{IN}} \right) \left(\frac{1}{I_{OUT}} \frac{\partial I_{IN}}{\partial V_{CC}} - \frac{I_{IN}}{I_{OUT}^2} \frac{\partial I_{OUT}}{\partial V_{CC}} \right) = R_2 \frac{\partial I_{OUT}}{\partial V_{CC}} \quad \text{A2-13}$$

Résolvant l'équation pour $\partial I_{OUT} / \partial V_{CC}$

$$\frac{\partial I_{OUT}}{\partial V_{CC}} = \left(\frac{1}{1 + \frac{I_{OUT} R_2}{V_T}} \right) \frac{I_{OUT}}{I_{IN}} \frac{\partial I_{IN}}{\partial V_{CC}} \quad \text{A2-14}$$

En introduisant A2-14 dans A2-10 on obtient :

$$S_{V_{CC}}^{I_{OUT}} = \left(\frac{1}{1 + \frac{I_{OUT} R_2}{V_T}} \right) \frac{V_{CC}}{I_{IN}} \frac{\partial I_{IN}}{\partial V_{CC}} = \left(\frac{1}{1 + \frac{I_{OUT} R_2}{V_T}} \right) S_{V_{CC}}^{I_{IN}} \quad \text{A2-15}$$

En supposant que $V_{CC} \gg V_{BE(ON)}$ et pour $I_{IN} = V_{CC} / R_1$, $R_1 = 2.5k\Omega$, $R_2 = 30k\Omega$ alors

$$S_{V_{CC}}^{I_{OUT}} = \frac{1}{1 + \frac{150mV}{26mV}} = 0.147 \quad \text{A2-16}$$

Ce qui signifie que pour une variation de 10% sur l'alimentation, le courant de sortie subira une variation de 1.47%. Ce qui implique aussi un choix judicieux de R_2 pour limiter d'autant plus la sensibilité. Ce qui peut prendre une dimension catastrophique sur la stabilité générale du circuit fortement dépendant de la stabilité du débit de la source de courant.

RÉFÉRENCES

- [Adell-00] P. C. Adell, R. D. Schrimpf, H. J. Barnaby, R. Marec, C. Chatry, P. Calvel, C. Barillot, and O. Mion, "Analysis of Single-Event Transients in Analog Circuits", IEEE Trans. Nucl. Sci., Vol. 47, No. 6, Décembre 2000
- [Adell-05] P. C. Adell, O. Mion, R. D. Schrimpf, C. Chatry, P. Calvel, and M. R. Melotte, "Single Event Transient Propagation Through Digital Optocouplers", IEEE Trans. Nucl. Sci., Vol. 52, No. 4, Août 2005
- [Adell-06] P. C. Adell, A. F. Witulski, R. D. Schrimpf, R. Marec, V. Pouget, P. Calvel, and F. Bezerra, "Single Event-Induced Instability in Linear Voltage Regulators", IEEE Trans. Nucl. Sci., Vol. 53, No. 6, Décembre 2006
- [Aguirre-07] M. A. Aguirre, V. Baena, J. Tombs, and M. Violante, "A New Approach to Estimate the Effect of Single Event Transients in Complex Circuits", IEEE Trans. Nucl. Sci., Vol. 54, No. 4, Août 2007
- [Alexander-03] D. R. Alexander, "Transient Ionizing Radiation Effects in Devices and Circuits", IEEE Trans. Nucl. Sci., Vol. 50, No. 3, Juin 2003
- [Allenspach-95] M. Allenspach et al, "SEGR in power MOSFET : prediction of breakdown biases and evaluation of oxide thickness dependence", IEEE Trans. Nucl. Sci., Vol. NS-42, N°6, pp. 1922-1927, Décembre 1995
- [Amusan-07] O. A. Amusan, Lloyd W. Massengill, Fellow, IEEE, Bharat L. Bhuva, Senior IEEE, Sandeepan DasGupta, IEEE, Arthur F. Witulski, Senior IEEE, and Jonathan R. Ahlbin, IEEE, "Design Techniques to Reduce SET Pulse Widths in Deep-Submicron Combinational Logic", IEEE Trans. Nucl. Sci., Vol. 54, No. 6, Décembre 2007
- [Aoki-88] T. Aoki, "Dynamics of heavy-ion latchup in CMOS structures", IEEE Trans. Electron Devices, Vol. 35, pp. 1885–1891, Novembre 1988.
- [Benedetto-06] J. M. Benedetto, Senior Member, IEEE, P. H. Eaton, D. G. Mavis, M. Gadlage, Member, IEEE, and T. Turflinger, Senior Member, IEEE, "Digital Single Event Transient Trends With TechNology Node Scaling", IEEE Trans. Nucl. Sci., Vol. 53, No. 6, Décembre 2006
- [Bethe-30] H. Bethe, "Zur Theorie des Durchgangs schneller Korpuskularstrahlen durch Materie", Annalen der Physik, Volume 397 Issue 3, Pages 325 - 400
- [Binder-75] D. Binder, E.C. Smith, A.B. Holman, "Satellite Anomalies from Galactic Cosmic Ions", IEEE Trans. Nucl. Sci., 22-6, p. 2675, 1975
- [Boggess-86] T. F. Boggess, K. M. Bohnert, K. Mansour, S. C. Moss, I. W. Boyd, and A. L. Smirl, "Simutaneous measurement of the two-photon coefficient and free-carrier cross section above the bandgap of crystalline silicon", IEEE J. Quantum Electron., Vol. 22, pp. 360–368, Février. 1986
- [Boulghassoul-02] Y. Boulghassoul, L. W. Massengill, Senior Andrew L. Sternberg, Ronald L. Pease, Senior S. Buchner, J. W. Howard, Senior D. McMorro, M. W. Savage, and C. Poivey, Member, IEEE, "Circuit Modeling of the LM124 Operational Amplifier for Analog Single-Event Transient Analysis", IEEE Trans. Nucl. Sci., Vol. 49, No. 6, Décembre 2002

- [Boulghassoul-02(1)] Y. Boulghassoul, L. W. Massengill, Senior T. L. Turflinger, Member, IEEE and W. T. Holman, Member, IEEE, "Frequency Domain Analysis of Analog Single-Event Transients in Linear Circuits", IEEE Trans. Nucl. Sci., Vol. 49, No. 6, Décembre 2002
- [Boulghassoul-03] Y. Boulghassoul, J. D. Rowe, and L. W. Massengill, Senior Member, IEEE, "Applicability of Circuit Macromodeling to Analog Single-Event Transient Analysis", IEEE Trans. Nucl. Sci., Vol. 50, No. 6, Décembre 2003
- [Boulghassoul-04] Y. Boulghassoul, S. Buchner, Dale McMorrow, V. Pouget, L. W. Massengill, Senior P. Fouillat, W. T. Holman, C. Poivey, J. W. Howard, Senior M. Savage, and M. C. Maher, Senior Member, IEEE, "Investigation of Millisecond-Long Analog Single-Event Transients in the LM6144 Op Amp", IEEE Trans. Nucl. Sci., Vol. 51, No. 6, Décembre 2004
- [Boulghassoul-06] Y. Boulghassoul, L. W. Massengill, Fellow, IEEE, A. L. Sternberg, B. L. Bhuva, and W. T. Holman, Member, IEEE, "Towards SET Mitigation in RF Digital PLLs: From Error Characterization to Radiation Hardening Considerations", IEEE Trans. Nucl. Sci., Vol. 53, No. 4, Août 2006
- [Bourrieau-89] J. Bourrieau, "Effets sur les composants et les systèmes", Cours RADECS 89, La Grande Motte, Septembre
- [Boyd-03] R. W. Boyd, "Nonlinear Optics, Second edition", Academic press, The Institute of Optics University of Rochester, Rochester, New York USA
- [Boyle-74] G. R. Boyle, B. M. Cohn, D. O. Peterson, and J. E. Salomon, "Macromodeling of integrated circuit operational amplifiers", IEEE J. Solid-State Circuits, vol. SC-9, pp. 353–363, Dec. 1974
- [Bristow-07] A. D. Bristow, N. Rotenberg and H.M. Van Driel, "Two photon absorption and kerr coefficients of silicon for 850-2200 nm", Applied physics letters, vol 90, 2007
- [Buchner-02] S. Buchner, D. McMorrow, A. Sternberg, L. Massengill, Senior Member, IEEE R. L. Pease, Senior and M. Maher, Member, IEEE, "Single-Event Transient (SET) Characterization of an LM119 Voltage Comparator: An Approach to SET Model Validation Using a Pulsed Laser", IEEE Trans. Nucl. Sci., Vol. 49, No. 3, Juin 2002
- [Buchner-04(1)] S. Buchner, Martin A. Carls, Dale McMorrow, Hak Kim, Paul W. Marshall, and Kenneth A. LaBel, Member, IEEE, "Characteristics of Single-Event Upsets in a Fabric Switch (AD8151)", IEEE Trans. Nucl. Sci., Vol. 51, No. 5, Octobre 2004
- [Buchner-04(2)] S. Buchner, D. McMorrow, Christian Poivey, James Howard, Jr., Senior Younes Boulghassoul, Lloyd W. Massengill, Senior Ron Pease, Senior and Mark Savage, Member, IEEE, "Comparison of Single-Event Transients Induced in an Operational Amplifier (LM124) by Pulsed Laser Light and a Broad Beam of Heavy Ions", IEEE Trans. Nucl. Sci., Vol. 51, No. 5, Octobre 2004
- [Buchner-04(3)] S. Buchner, James Howard, Jr, Senior Christian Poivey, Dale McMorrow, and Ron Pease, Senior Member, IEEE, "Pulsed-Laser Testing Methodology for Single Event Transients in Linear Devices", IEEE Trans. Nucl. Sci., Vol. 51, No. 6, Décembre 2004
- [Buchner-06] S. Buchner, and Dale McMorrow, Member, IEEE, "Single-Event Transients in Bipolar Linear Integrated Circuits", IEEE Trans. Nucl. Sci., Vol. 53, No. 6, Décembre 2006

- [Buchner-08] S. Buchner, D. McMorrow, N. Roche, L. Dusseau, "The Effect of Low Dose Rate Ionizing Radiation on the Shapes of Transients in the LM124 Operational Amplifier", NSREC conference Tucson, AZ
- [Buchner-96] S. Buchner, D. McMorrow, J. Melinger, and A. B. Campbell, "Laboratory Tests for Single-Event Effects", IEEE Trans. Nucl. Sci., Vol 43, No 2, Avril 1996
- [Chapuis-89] T. Chapuis, "Calcul des taux d'événement en orbite. Présentation des méthodes, comparaisons et corrélations avec des résultats en Vol", Rapport CNES
- [Chen-03] W. Chen, Vincent Pouget, Hugh J. Barnaby, Senior John D. Cressler, Fellow, IEEE, Guofu Niu, Senior Pascal Fouillat, Yann Deval, and Dean Lewis, "Investigation of Single-Event Transients in Voltage-Controlled Oscillators", IEEE Trans. Nucl. Sci., Vol. 50, No. 6, Décembre 2003
- [Chen-06] W. Chen, V. Pouget, G. K. Gentry, H. J. Barnaby, Senior B. Vermeire, B. Bakaloglu, S. Kiaei, Fellow, IEEE, K. E. Holbert, Senior and P. Fouillat, Member, IEEE, "Radiation Hardened by Design RF Circuits Implemented in 0.13 μ m CMOS Technology", IEEE Trans. Nucl. Sci., Vol. 53, No. 6, Décembre 2006
- [Clark-03] K. A. Clark, Alan A. Ross, Hersch H. Loomis, Todd R. Weatherford, Senior Douglas J. Fouts, Stephen P. Buchner, and Dale McMorrow, "Modeling Single-Event Effects in a Complex Digital Device", IEEE Trans. Nucl. Sci., Vol. 50, No. 6, Décembre 2003
- [Colinge] J. P. Colinge, "Durcissement des Circuits Intégrés contre les Effets dus aux Rayonnements",
- [Connell-95] L. W. Connell, P. J. McDaniel, A. K. Prinja, and F. W. Sexton, "Modeling the Heavy Ion Upset Cross Section", IEEE Trans. Nucl. Sci., Vol. 42, No. 2, Avril 1995
- [Constant-03] C. Constantinescu, "Trends and challenges in VLSI circuit reliability, Micro IEEE Volume 23 issue 4 July 2003
- [Coso-04] R. del Coso and J. Solis, "Relation between nonlinear refractive index and third-order susceptibility in absorbing media", J. Opt. Soc. Am. B/Vol. 21, No. 3/March 2004
- [Cowan-04] A. R. Cowan, G. W. Rieger, and J. F. Young, , Opt. Express 12, 1611 2004
- [Davis-96] C. C. Davis, "Laser and Electro Optics Fundamentals and engineering", Book Edited Cambridge University Press
- [Denk-90] W. Denk, J.H. Strickler, Webb, , Science 248, 73
- [Dinu-03] M. Dinu, F. Quochi, H. Garcia, "Third-order nonlinearities in silicon at telecom wavelengths", Applied physics letters, vol 82, 2003
- [Dodd-01] P. E. Dodd, M. R. Shaneyfelt, Senior E. Fuller, J. C. Pickel, Fellow, IEEE, F. W. Sexton, and P. S. Winokur, Fellow, IEEE, "Impact of Substrate Thickness on Single-Event Effects in Integrated Circuits", IEEE Trans. Nucl. Sci., Vol. 48, No. 6, Décembre 2001
- [Dodd-96] P. E. Dodd, F.W. Sexton, "Impact of technology trends on SEU in CMOS SRAM, IEEE Trans. Nucl. Sci., Vol. 43, No. 6, Part 1 pp. 2797-2804 1996
- [Douin-07] A. Douin, "Contribution à la modélisation et au développement de techniques et de test d'analyse de circuits intégrés par faisceau laser pulsé", Thèse soutenue le 30 janvier 2008

- [Dressendorfer-81] P. V. Dressendorfer et A. Ochoa, "An Analysis of the Modes of Operation of Parasitic SCRs", IEEE Trans. Nucl. Sci., Vol. 28, pp. 4288, Décembre 1981
- [Eaton-04] P. Eaton, J. Benedetto, D. Mavis, K. Avery, M. Sibley, M. Gadlage, and T. Turflinger, "Single Event Transient Pulsewidth Measurements Using a Variable Temporal Latch Technique", IEEE Trans. Nucl. Sci., Vol. 51, No. 6, Décembre 2004
- [Ecoffet-94] R. Ecoffet, S. Duzellier, P. Tastet, C. Aicardi, and M. Labrunee, "Observation of heavy ion induced transients in linear circuits", IEEE Radiation Effects Data Workshop, Décembre 1994
- [Ecoffet-97] R. Ecoffet, S. Duzellier, D. Falguere, L. Guibert, and C. Inguimbart, "Low LET cross-section measurements using high energy carbon beam [DRAMs/SRAMs]", IEEE Trans. Nucl. Sci., Vol. 44, No. 6, pp. 2230–2236, Décembre 1997
- [Edmonds-02] L. D. Edmonds, "A Method for Correcting Cosine-Law Errors in SEU Test Data", IEEE Trans. Nucl. Sci., Vol. 49, No. 3, Juin 2002
- [Edmonds-96] L. D. Edmonds, "A Graphical method for Estimating Charge Collected by diffusion from Ion Track", IEEE Trans. Nucl. Sci., Vol. 43, No. 4, Aout 1996
- [Edmonds-98] L. D. Edmonds, "Electric current through ion tracks in silicon devices", IEEE Trans. Nucl. Sci., Vol. 45, pp. 3153–3162, Décembre 1998
- [Ehrlich-97] J. E. Ehrlich, X.L. Wu, I.-Y.S. Lee, Z.-Y. Hu, H. Rockel, S.R. Marder, J.W. Perry, "Two-photon absorption and broadband optical limiting with bis-donor stilbenes", Opt. Lett. 22, 1843, 1997
- [Euser-05] T. G. Euser and W. L. Vos, , J. Appl. Phys. 97, 043102 2005
- [Fabre-90] A. Fabre, M. Alam, "A versatile Translinear Cell-library To Implant High Performance Analog Asics", IEEE
- [Ferlet-06] V. Ferlet-Carvois, Senior P. Paillet, Senior D. McMorro, J. S. Melinger, A. B. Campbell, M. Gaillardin, O. FayNot, O. Thomas, G. Barna, and B. Giffard, "Analysis of the Transient Response of High Performance 50-nm Partially Depleted SOI Transistors Using a Laser Probing Technique", IEEE Trans. Nucl. Sci., Vol. 53, No. 4, Août 2006
- [Ferlet-07] V. Ferlet-Carvois, P. Paillet, D. McMorro, J. Baggio, N. Fel, S. Girard, J.S. Melinger, J.R.Shwank, P.E. Dodd, M.R. Shaneyfelt and J.A. Felix, "New Insights into Single Event Transient Propagation in Chains of Inverters", Proceeding of the IEEE Nuclear and Space Radiation Effects Conference, HoNolulu, Hawaii, July. 23-27, 2007, pp. 1-10
- [Franco-06] F. J. Franco, Y. Zong, and J. A. Agapito, "New Details About the Frequency Behavior of Irradiated Bipolar Operational Amplifiers", IEEE Trans. Nucl. Sci., Vol. 53, No. 4, Août 2006
- [Franco-07] F. J. Franco, Yi Zong, and Juan A. Agapito, "Degradation of Power Bipolar Operational Amplifiers in a Mixed Neutron and Gamma Environment", IEEE Trans. Nucl. Sci., Vol. 54, No. 4, Août 2007
- [Gadlage-04] M. J. Gadlage, Ronald D. Schrimpf, Joseph M. Benedetto, Paul H. Eaton, David G. Mavis, Mike Sibley, Keith Avery, and Thomas L. Turflinger, "Single Event Transient Pulsewidths in Digital Microcircuits", IEEE Trans. Nucl. Sci., Vol. 51, No. 6, Décembre 2004

- [Gadlage-05] M. J. Gadlage, Paul H. Eaton, Joseph M. Benedetto, and Thomas L. Turflinger, "Comparison of Heavy Ion and Proton Induced Combinatorial and Sequential Logic Error Rates in a Deep Submicron Process", IEEE Trans. Nucl. Sci., Vol. 52, No. 6, Décembre 2005
- [Gadlage-07] M. J. Gadlage, Ronald D. Schrimpf, Balaji Narasimham, Bharat L. Bhuva, Paul H. Eaton, and Joseph M. Benedetto, "Effect of Voltage Fluctuations on the Single Event Transient Response of Deep Submicron Digital Circuits", IEEE Trans. Nucl. Sci., Vol. 54, No. 6, Décembre 2007
- [Garcia-06] H. Garcia and R. Kalyanaraman, , , J. Phys. B 39, 2737 2006 .
- [Gervais-93] J. Gervais, "Mesure du coefficient d'absorption optique dans le silicium multicristallin de type P pour photopiles solaire", Journal de Physique III, 3, p1489, 1993
- [Goppertmayer-31] M. Goppert-Mayer, "Ueber Elementarakte mit zwei Quantenspruengen", Ann. Phys., Vol. 9, pp. 273–294, 1931
- [Gray-84] P.R. Gray, P.J. Hurst, S.H. Lewis, R.G. Meyer, "Analog integrated circuits and signal processing", Book Gray Meyer . 32-33, Vol 2 N3 Sptembre 1992
- [Gummel-70] H. K. Gummel and R. C. Poon, "An integral charge control model of bipolar transistors", Bell Syst. Tech. J., vol. 49, pp. 827–852, May–June, 1970
- [Guo-04] G. Guo, Toshio Hirao, Jamie Stuart Laird, ShiNobu ONoda, Takeshi Wakasa, Takeshi Yamakawa, and Tomihiro Kamiya, "Temperature Dependence of Single-Event Transient Current Induced by Heavy-Ion Microbeam on p+=n=n+ Epilayer Junctions", IEEE Trans. Nucl. Sci., Vol. 51, No. 5, Octobre 2004
- [Harboesorenson-99] R. Harboe-Sorenson, F. X. Guerre, H. Constans, J. van Dooren, G. Berger, and W. Hadjas, "Single event transient SEU characterization of analog IC's for EDS's satellites", Proc. RADECS 1999, Fontevraud, France, September 1999, pp. 573–581
- [Hauser-85] J. R. Hauser, S. E. Diehl-Nagle, A. R. Knudsen, A. B. Campbell, W. J. Stapor, and P. Shapiro, "Ion track shunt effects in multi-junction structures", IEEE Trans. Nucl. Sci., Vol. 32, pp. 4115–4121, Décembre 1985
- [He-97] G. S. He, L. Yuan, Y. Cui, M. Li, P.N. Prasad, , J. Appl. Phys. 81, 2529
- [Howe-07] C. L. Howe, Robert A. Weller, Senior Robert A. Reed, Brian D. Sierawski, Paul W. Marshall, Cheryl J. Marshall, Marcus H. Mendenhall, Ronald D. Schrimpf, Fellow, IEEE, and John E. Hubbs, Member, IEEE, "Distribution of Proton-Induced Transients in Silicon Focal Plane Arrays", IEEE Trans. Nucl. Sci., Vol. 54, No. 6, Décembre 2007
- [http-AD] Anlog Device, Site WEB, http://www.analog.com/en/prod/0,759_842_AD8351%2C00.html
- [http-AMS] Atralia Micro Systems, Site WEB, <http://www.austriamicrosystems.com/eng>
- [http-CFA] Short Course, Site WEB, <http://www.eecg.utoronto.ca/~kphang/ece1371/cfa.pdf>
- [http-CREME] CREME-96 Software, Site WEB, <https://creme96.nrl.navy.mil/>
- [http-Esa] Europeen Space Agency, Site WEB, <http://earth.esa.int/missions/>
- [http-escies] Europeen Space Components Information Exchange System, Site WEB, <https://www.escies.org/ReadArticle?docId=243>

- [http-Ns] National Semiconductor Corporation., "LM124/LM224/LM324/LM2902 low power quad operational amplifiers.", www.national.com
- [http-Patent] Nelson et al, Site WEB, <http://patft.uspto.gov/netacgi/nph-Parser?Sect1=PTO1&Sect2=HITOFF&d=PALL&p=1&u=%2Fmetahtml%2FPTO%2Fsrchnum.htm&r=1&f=G&l=50&s1=4502020.PN.&OS=PN/4502020&RS=PN/4502020>
- [http-Silvaco] http://www.silvaco.com/products/vwf/atlas/3D/luminous3D/luminous3D_br.html, ,
- [http-Syn] <http://www.synopsys.com/Tools/TCAD/Pages/default.aspx>, ,
- [Itrs-07] ITRS Conference, Site WEB, <http://www.itrs.net/>
- [Jaulent-08] P. Jaulent, V. Pouget, D. Lewis, P. Fouillat, "Study of Single-Event Transients in High-Speed Operational Amplifiers", IEEE Trans. Nucl. Sci., Vol. 52, No. 8, Décembre 2008
- [Johnston-00] A. H. Johnston, Senior G. M. Swift, T. F. Miyahira, and L. D. Edmonds, "A Model for Single-Event Transients in Comparators", IEEE Trans. Nucl. Sci., Vol. 47, No. 6, Décembre 2000
- [Johnston-02] A. H. Johnston, Fellow, IEEE, T. F. Miyahira, L. D. Edmonds, and F. Irom, "Single-Event Transients in High-Speed Comparators", IEEE Trans. Nucl. Sci., Vol. 49, No. 6, Décembre 2002
- [Jt-97] , "Journée Technique, Conférence Internationale RADECS, Cannes",
- [Kaiser-61] W. Kaiser and C.G.B. Garrett, "Two Photon Excitation in CaF₂:Eu²⁺", Physical Review Letters
- [Kauppila-04] A. V. Kauppila, Lloyd W. Massengill, Senior William T. Holman, Gregg L. Vaughn, Senior and Jeffrey S. Kauppila, Member, IEEE, "Frequency-Domain Analysis of Analog Single-Event Transients (ASETs) Based on Energy Spectral Density", IEEE Trans. Nucl. Sci., Vol. 51, No. 6, Décembre 2004
- [Kauppila-07] A. V. Kauppila, Gregg L. Vaughn, Senior Jeffrey S. Kauppila, and Lloyd W. Massengill, Fellow, IEEE, "Probabilistic Evaluation of Analog Single Event Transients", IEEE Trans. Nucl. Sci., Vol. 54, No. 6, Décembre 2007
- [Kauppila-07] A. V. Kauppila, Member, IEEE, Gregg L. Vaughn, Senior Member, IEEE, Jeffrey S. Kauppila, Member, IEEE, and Lloyd W. Massengill, Fellow, IEEE, "Probabilistic Evaluation of Analog Single Event Transients", IEEE Trans. Nucl. Sci., Vol. 54, NO. 6, Décembre 2007
- [Kelly-07] A. T. Kelly, Philippe C. Adell, Arthur F. Witulski, W. Timothy Holman, Ronald D. Schrimpf, and Vincent Pouget, "Total Dose and Single Event Transients in Linear Voltage Regulators", IEEE Trans. Nucl. Sci., Vol. 54, No. 4, Août 2007
- [Kelly-07] A. T. Kelly, Patrick R. Fleming, W. Timothy Holman, Arthur F. Witulski, Bharat L. Bhuva, and Lloyd W. Massengill, "Differential Analog Layout for Improved ASET Tolerance", IEEE Trans. Nucl. Sci., Vol. 54, No. 6, Décembre 2007
- [Kenneth-98] K. O. Kenneth, and Brad W. Scharf, "Effects of Buried Layer Geometry on Characteristics of Double Polysilicon Bipolar Transistors", IEEE Elect. Dev. Letters, Vol. 19, No. 5, Mai 1998
- [Knoll-89] G. F. KNoll, "Radiation Detection and Measurement", Book John Wiley & Sonspp. 32-33, 1989

- [Koga-00] R. Koga, S. H. Crain, K. B. Crawford, S. C. Moss, S. D. LaLumondiere, and J. W. Howard Jr., "Single event transient (SET) sensitivity of radiation hardened and COTS Voltage comparators", Proc. 2000 IEEE Radiation Effects Data Workshop Record, Reno, Nevada, USA, July 2000, pp. 53–60.
- [Koga-93] R. Koga, S. D. Pinkerton, S. C. Moss, D. C. Mayer, S. LaLumondiere, S.J. Hansel, K. B. Crawford, and W. R. Crain, "Observations of SEU's in analog microcircuits", IEEE Trans. Nucl. Sci., Vol. 40, pp. 1838–1852, 1993
- [Koga-97] R. Koga, S.H. Penzin, K.B. Crawford, W.R. Crain, S.C. Moss, S.D. Pinkerton, S.D. LaLumondiere, M.C. Maher, "Single Event Upset (SEU) Sensitivity Dependence of Linear Integrated Circuits (ICs) on Bias Conditions", IEEE Trans. Nucl. Sci., Vol. 44, No. 6, Décembre 1997
- [Koga-98] R. Koga, S. H. Crain, W. R. Crain, K. B. Crawford, and S. J. Hansel, "Comparative SEU sensitivities to relativistic heavy ions", IEEE Trans. Nucl. Sci., Vol. 45, No. 6, pp. 2475–2482, Décembre 1998
- [Laird-05] J. S. Laird, Toshio Hirao, ShiNobu ONoda, and Hisayoshi Itoh, "Heavy Ion and Pulsed Laser SET Measurements in Ultrahigh Speed MSM GaAs Photodetectors", IEEE Trans. Nucl. Sci., Vol. 52, No. 5, Octobre 2005
- [Laird-06] J. S. Laird, Toshio Hirao, ShiNobu ONoda, Hisayoshi Itoh, and Allan Johnston, "Comparison of Above Bandgap Laser and MeV Ion Induced Single Event Transients in High-Speed Si Photonic Devices", IEEE Trans. Nucl. Sci., Vol. 53, No. 6, Décembre 2006
- [LaLumondiere-02] S. D. LaLumondiere, Rocky Koga, Paul Yu, Michael C. Maher, and Steven C. Moss, "Laser-Induced and Heavy Ion-Induced Single-Event Transient (SET) Sensitivity Measurements on 139-Type Comparators", IEEE Trans. Nucl. Sci., Vol. 49, No. 6, Décembre 2002
- [Lapuyade-06] H. Lapuyade, V. Pouget, J. B. Bégueret, P. Hellmuth, T. Taris, O. Mazouffre, P. Fouillat, and Y. Deval, Member, IEEE, "A Radiation-Hardened Injection Locked Oscillator Devoted to Radio-Frequency Applications", IEEE Trans. Nucl. Sci., Vol. 53, No. 4, Août 2006
- [Lapuyade-07] H. Lapuyade, O. Mazouffre, B. Goumballa, M. PigNol, F. Malou, C. Neveu, V. Pouget, Y. Deval, Senior and J. B. Bégueret, Member, IEEE, "A Heavy-Ion Tolerant Clock and Data Recovery Circuit for Satellite Embedded High-Speed Data Links", IEEE Trans. Nucl. Sci., Vol. 54, No. 6, Décembre 2007
- [Lei-04] F. Lei, S. Clucas, C. Dyer and P. Truscott, "An Atmospheric Radiation Model Based on Response Matrices Generated by Detailed Monte Carlo Simulations of Cosmic Ray Interactions", IEEE Trans. Nucl. Sci., Vol. 51, No. 6, Décembre 2004
- [Lewis-01] D. Lewis, Vincent Pouget, Felix Beaudoin, Philippe Perdu, Herve Lapuyade, Pascal Fouillat, and André Touboul, "Backside Laser Testing of ICs for SET Sensitivity Evaluation", IEEE Trans. Nucl. Sci., Vol. 48, No. 6, Décembre 2001
- [Li-01] B. Li, L. L. Zien, D. C. Lawson, T. B. Butts, and T. M. Hoang, "Selfrestoring single event upset (SEU) hardened multiport memory cell", U.S. patent 6,215,694, Apr. 10, 2001
- [Li-97] H. Li, F. Zhou, X. Zhang, W. Ji, "Picosecond Z-scan study of bound electronic Kerr effect in LiNbO3 crystal associated with two-photon absorption", Appl. Phys. B 64, 659–662 (1997)
- [Lin-07] Q. Lin, J. Zhang, G. Piredda, P.M. Fauchet, G.P. Agrawal, "Dispersion of silicon nonlinearities in the near infrared region", Applied Physics Letters 91, 021111

- [Liu-06] M. S. Liu, Senior Harry Y. Liu, Nancy Brewster, Dave Nelson, Keith W. Golke, Gary Kirchner, Harold L. Hughes, Fellow, IEEE, Arthur Campbell, Senior and James F. Ziegler, Fellow, IEEE, "Limiting Upset Cross Sections of SEU Hardened SOI SRAMs", IEEE Trans. Nucl. Sci., Vol. 53, No. 6, Décembre 2006
- [Lum-01] G. K. Lum, Member IEEE, L. Robinette, and A. Howard, Member IEEE, "The Use of Proton Testing for Evaluating COTS: Example of a Commercial Camera for ISS", IEEE Trans. Nucl. Sci., Vol. 48, No. 6, Décembre 2001
- [Macfarlane-59] G. G. Macfarlane, T. P. McLean, J. E. Quarrington, and V. Roberts, "Excitation and photo effects in the absorption spectra of germanium and silicon", J. Phys. Chem. Solids, Vol. 8, pp. 388–392, 1959
- [Maruo-97] S. Maruo, O. Nakamura, S. Kawata, "Three-dimensional microfabrication with two-photon-absorbed photopolymerization", Opt. Lett. 22, 132, 1997
- [Massengill-93] L. W. Massengill, M. L. Alles, S. E. Kerns, and K. L. Jones, "Effects of process parameter distributions and ion strike locations on SEU crosssection data", IEEE Trans. Nucl. Sci., Vol. 40, No. 6, pp. 1804–1811, Décembre 1993
- [Massengill-93(SC NSREC)] L. W. Massengill, "Chapter3 SEU Modeling and Prediction Techniques", IEEE Nuclear and Space Radiation Conference Science Short Course (NSREC) 1993
- [Mathieu-01] H. Mathieu, "Physique des semiconducteurs et des composants électroniques", Livre 5^e édition édité en 2001
- [McLean-82] F. B. McLean and T. R. Oldham, "Charge funneling in n and p-type Si substrates", IEEE Trans. Nucl. Sci., Vol NS-29-6, pp 2018-2023
- [McMorrow-00] D. McMorrow, J. S. Melinger, S. Buchner, T. Scott, R. D. Brown, and N. Haddad, "Application of a pulsed laser for evaluation and optimization of SEU hard designs", IEEE Trans. Nucl. Sci., Vol. 47, pp. 559–565, Juin 2000
- [McMorrow-02] D. McMorrow, W. T. Lotshaw, J. S. Melinger, S. Buchner, and R. L. Pease, "Subbandgap laser-induced single event effects: carrier generation via two-photon absorption", IEEE Trans. Nucl. Sci., Vol. 49, pp. 3002–3008, Décembre 2002.
- [McMorrow-03] D. McMorrow, W. T. Lotshaw, J. S. Melinger, S. Buchner, Y. Boulghassoul, L. W. Massengill, and R. Pease, "Three dimensional mapping of single-event effects using two-photon absorption", IEEE Trans. Nucl. Sci., Vol. 50, No. 6, pp. 2199–2207, Décembre 2003.
- [McMorrow-04] D. McMorrow, S. Buchner, W. T. Lotshaw, J. S. Melinger, M. Maher, and M. W. Savage, "Demonstration of through-wafer, two-photon-induced single-event effects", IEEE Trans. Nucl. Sci., Vol. 51, No. 6, pp. 3553–3557, Décembre 2004.
- [McMorrow-07] D. McMorrow, Veronique Ferlet-Cavrois, Senior Philippe Paillet, Senior Olivier Duhamel, Jacques Baggio, J. Brad Boos, and Joseph S. Melinger, "Transient Response of Semiconductor Electronics to Ionizing Radiation. Recent Developments in Charge-Collection Measurement", IEEE Trans. Nucl. Sci., Vol. 54, No. 4, Août 2007
- [McMorrow-98] D. McMorrow, J. S. Melinger, A. R. Knudson, S. Buchner, L. H. Tran, and A. B. Campbell, "Charge-enhancement mechanisms of GaAs field effect transistors: experiment and simulation", IEEE Trans. Nucl. Sci., Vol. 45, pp. 1494–1500, Juin 1998

- [Melinger-94] J. S. Melinger, S. Buchner, D. McMorrow, W.J. Stapor, T.R. Weatherford, and A.B. Campbell, "Critical Evaluation of the Pulsed Laser Method for Single Event Effects Testing and Fundamental Studies", IEEE Trans. Nucl. Sci., Vol. 41, No. 6, Décembre 1994
- [Morgan-05] K. Morgan, M. Caffrey, P. Graham, E. Johnson, B. Pratt and M. Wirthlin, "SEU-induced persistent error propagation in FPGAs", IEEE Trans. Nucl. Sci., vol. 52, n°. 6, Dec.2005, pp. 2438-2445
- [Moss-95] S. C. Moss, S. D. LaLumondiere, J. R. Scarpulla, K. P. MacWilliams, W.R. Crain, and R. Koga, "Correlation of picosecond laser-induced latchup and energetic particle-induced latchup in CMOS test structures", IEEE Trans. Nucl. Sci., Vol. 42, pp. 1948–1956, Décembre 1995.
- [Mossawir-06] B. Mossawir, Ivan R. Linscott, Umran S. Inan, Fellow, IEEE, James L. Roeder, Jon V. Osborn, Steven C. Witczak, Everett E. King, and Stephen D. LaLumondiere, Member, IEEE, "A TID and SEE Radiation-Hardened, Wideband, Low-Noise Amplifier", IEEE Trans. Nucl. Sci., Vol. 53, No. 6, Décembre 2006
- [Muller-86] R. S. Muller and T. I. Kamins, "Device Electronics for Integrated Circuits.", New York: Wiley, 1986
- [Musseau-91] O. Musseau et al, "Charge Collection Mechanisms in MOS/SOI Transistors Irradiated by Energetic Heavy Ions", IEEE Trans. Nucl. Sci., Vol 38, No 6, pp1226-1233, Décembre
- [Narasimham-06] B. Narasimham, Bharat L. Bhuvra, Senior William T. Holman, Ronald D. Schrimpf, Fellow, IEEE, Lloyd W. Massengill, Fellow, IEEE, Arthur F. Witulski, Senior and William H. Robinson, Member, IEEE, "The Effect of Negative Feedback on Single Event Transient Propagation in Digital Circuits", IEEE Trans. Nucl. Sci., Vol. 53, No. 6, Décembre 2006
- [Nichols-96] D. K. Nichols, J. R. Coss, T. F. Miyahira, and H. R. Schwartz, "Heavy ion and proton induced single-event transients in comparators", IEEE Trans. Nucl. Sci., Vol. 43, pp. 2960–2967, Décembre 1996
- [Nilsson-80] N. G. Nilsson and K. G. Svantesson, "The role of free carrier absorption in laser annealing of silicon at 1.06 μm ", J. Phys. D: Appl. Phys., Vol. 13, pp. 39–44, 1980
- [Olson-05] B. D. Olson, D. R. Ball, K. M. Warren, L. W. Massengill, N. Haddad, and D. McMorrow, "Simultaneous SE charge sharing and parasitic bipolar conduction in a highly-scaled SRAM design", IEEE Trans. Nucl. Sci., Vol. 52, No. 6, Décembre 2005
- [Pankove-71] J. Pankove, "Optical processes in semiconductors", Dover Publications
- [Parthen-89] D. A. Parthenopoulos, P.M. Rentzepis, , Science 245, 843
- [Pease-01] R. L. Pease, Senior Andrew Sternberg, Lloyd Massengill, Senior Ron Schrimpf, Fellow, IEEE, Stephen Buchner, Mark Savage, Jeff Titus, Senior and Tom Turflinger, Member, IEEE, "Critical Charge for Single-Event Transients (SETs) in Bipolar Linear Circuits", IEEE Trans. Nucl. Sci., Vol. 48, No. 6, Décembre 2001
- [Pease-02] R. L. Pease, Senior Andrew L. Sternberg, Younes Boulghassoul, Lloyd W. Massengill, Senior Stephen Buchner, Dale McMorrow, Dave S. Walsh, Gerald L. Hash, Stephen D. LaLumondiere, and Steven C. Moss, Senior Member, IEEE, "Comparison of SETs in Bipolar Linear Circuits Generated With an Ion Microbeam, Laser Light, and Circuit Simulation", IEEE Trans. Nucl. Sci., Vol. 49, No. 6, Décembre 2002

- [Peter-06] S. Peter, "Particle Radiation and Radiation Effects", Springer Series in Solid State Sciences, 151. Berlin Heidelberg: Springer-Verlag. ISBN-10 3-540-31713-9
- [Peterson-92] E. L. Petersen J. H. Adams, Jr., "Comparaison of SEU Rate Prediction Techniques", IEEE Trans. Nucl. Sci., Vol. 39, No. 6, Décembre 1992
- [Peterson-92] E. L. Petersen Naval Research Laboratory J. C. Pickel Maxwell Laboratories, S-Cubed Division J. H. Adams, Jr. Naval Research Laboratory E. C. Smith Consultant, "Rate Prediction for Single Event Effects", IEEE Trans. Nucl. Sci., Vol. 39, No. 6, Décembre 1992
- [Peterson-93] E. L. Petersen Naval Research Laboratory J. C. Pickel S-Cubed E. C. Smith Consultant P. J. Rudeck UTMCI. R Letaw Sevm Comm. Corp., "Geometrical Factors in SEE Rate Calculations", IEEE Trans. Nucl. Sci., Vol. 40, No. 6, Décembre 1993
- [Petit-06] S. Petit, J. P. David, D. Falguère, S. Duzellier, C. Inguibert, T. Nuns, and R. Ecoffet, "Memories Response to MBU and Semi-Empirical Approach for SEE Rate Calculation", IEEE Trans. Nucl. Sci., Vol. 53, No. 4, Août 2006
- [Pickel-80] J. C. Pickel and J. T. Blandford, Jr, "Cosmic Ray Induced Errors in MOS Devices", IEEE Trans. Nuc. Sci., Vol. NS-27, p. 1006,1980.
- [Poivet-98] Poivey C., Doucin B., Bruggemann M.and Harboe-Sorensen R., "Radiation characterisation of commercially available 1 Mbit/4Mbit SRAMs for space applications", IEEE Radiation Effects Data Workshop, p. 68-73, 1998
- [Pouget-00] V. Pouget, "Simulation expérimentale par impulsion laser ultra courtes des effets des radiations ionisantes sur les circuits intégrés", Manuscrit de Thèse
- [Pouget-01] V. Pouget, H. Lapuyade, P. Fouillat, D. Lewis, S. Buchner, "Theoretical Investigation of an equivalent laser LET", 12th ESREF Conference
- [Pouget-04] V. Pouget, D. Lewis, and P. Fouillat, "Time-resolved scanning of integrated circuits with a pulsed laser: Application to transient fault injection in an ADC", IEEE Trans. Instrum. Meas., Vol. 53, No. 4, pp. 1227–1231, Aug. 2004
- [Pouget-99] V. Pouget, D. Lewis, H. apuyade, R. Briand, P. Fouillat, L. Sarger, M.-C. Calvet, "Validation of radiation hardened designs by pulsed laser testing and SPICE analysis", Microelectronics Reliability 39 (1999) 931-935
- [Ramsay-03] E. Ramsay, D.T. Reid., "Investigation of the two-photon optical beam induced current effect in silicon integrated circuits", Optics Communications 221 (2003) 427–433
- [Reintjes-73] J. F. Reintjes and J. C. McGroddy, , Phys. Rev. Lett. 30, 901 1973
- [Saleh-05] S. Saleh, "Méthode de simulation des erreurs transitoires à plusieurs niveaux d'abstractions", Thèse TIMA Grenoble
- [Salomon-74] J. E. Salomon, "The monolithic op amp: a tutorial study", IEEE J. Solid-State Circuits, vol. SC-9, pp. 314–332, Dec. 1974.
- [Savage-03] M. Savage, T. Turflinger, J. Titus, H. Barsun, Y. Boulghassoul, L. Massengill, A. Sternberg, and R. L. Pease, "Variations in SET pulse shapes in the LM124A and LM111", IEEE Trans. Nucl. Sci.,2003

- [Savage-04] M. W. Savage, Jeffery L. Titus, Senior Thomas L. Turflinger, Senior Ronald L. Pease, Senior and Christian Poivey, Member, IEEE, "A Comprehensive Analog Single-Event Transient Analysis Methodology", IEEE Trans. Nucl. Sci., Vol. 51, No. 6, Décembre 2004
- [Schmid-81] P. E. Schmid, "Optical absorption in heavily doped silicon", Phys. Rev. B, Vol. 23, pp. 5531–5536, May 1981
- [Schwank-96] J. R. Schwank, "Short Course on Silicon-on-Insulator circuits", Conférence Internationale IEEE SOI, pp. 5.1
- [Sexton-97] F. W. Sexton, D. M. Fleetwood et al, "Single Event Gate Rupture in Thin Gate Oxides", IEEE Trans. Nucl. Sci., Vol. NS-44, No. 6, pp. 2345-2352
- [Sheik-90] M. Sheik Bahae, A.A. Said, T.H. Wei, D.J. Hagan, E.W. Van Stryland, , IEEE J. Quantum Electron. 26, 760 (1990)
- [Smith-94] D. Smith, Mike Koen, and Arthur F. Witulski, "Evolution of High-speed Operational Amplifier Architectures", IEEE J. Solid-State Circuits, Vol. 29, No. 10, Octobre 1994
- [Solomon-74] J. E. Solomon, "The Monolithic op amp: a tutorial study", IEEE J. Solid-State Circuits, Vol. SC-9, pp. 314–332, Décembre 1974
- [Sprangler-99] C.W. Spangler, , J. Mater. Chem. 9, 2013
- [Spratt-01] J. P. Spratt, Life, Edward A. Burke, James C. Pickel, Fellow, IEEE, and Roland E. Leadon, "Modeling High-Energy Heavy-Ion Damage in Silicon", IEEE Trans. Nucl. Sci., Vol. 48, No. 6, Décembre 2001
- [SRIM-08] J. F. Ziegler, "The Stopping and Range of Ions in Matter", <http://www.srim.org/>
- [Sternberg-01] A. L. Sternberg, L. W. Massengill, R. D. Schrimpf, and P. Calvel, "Application Determinance of Single-Event Transient Characteristics in the LM111 Comparator", IEEE Trans. Nucl. Sci., Vol. 48, No. 6, Décembre 2001
- [Sternberg-02] A. L. Sternberg, L. W. Massengill, R. D. Schrimpf, Y. Boulghassoul, H. J. Barnaby, S. Buchner, R. L. Pease and J. W. Howard, "Effect of Amplifier Parameters on Single-Event Transients in an Inverting Operational Amplifier", IEEE Trans. Nucl. Sci., Vol. 49, No. 3, Juin 2002
- [Sternberg-02(1)] A. Sternberg, L. W. Massengill, S. Buchner, R. Pease, Y. Boulghassoul and M. Savage, "The role of parasitic elements in the single-event transient response of linear circuits", IEEE Trans. Nucl. Sci., Vol. 49, pp. 3115–3120, Décembre 2002
- [Suzuki-07] N. Suzuki, "FDTD Analysis of Two Photon Absorption and Free Carrier Absorption in Si High Index Contrast", Journal of Lightwave Technology, Vol. 25, No. 9, Septembre 2007
- [Tsang-02] H. K. Tsang, C. S. Wong, T. K. Liang, I. E. Day, S. W. Roberts, A. Harpin, J. Drake, and M. Asghari, , Appl. Phys. Lett. 80, 416 2002
- [Tutt-93] W. Tutt, T.F. Boggess, , Prog. Quant. Electron. 17, 299
- [Van-85] E. W. Van Stryland, H. Vanherzeele, M. A. Woodall, M. J. Soileau, A.L. Smirl, S. Guha, and T. F. Boggess, "Two photon absorption Nonlinear refraction and optical limiting", Opt. Eng., Vol. 24, pp. 613–623, July/Aug. 1985

- [Wan-06] D. Wan, "Numerical Simulation Model for the TPA Technique", Report of PostDoctoral training period
- [Warren-05] K. Warren, R. A. Weller, M. Mendenhall, R. Reed, D. Ball, C. Howe, B. Olson, M. Alles, L. W. Massengill, R. Schrimpf, N. Haddad, S. Doyle, D. McMorrow, J. S. Melinger, and W. T. Lotshaw, "The contributions of nuclear reactions to single event upset cross-section measurements in a high-density SEU hardened SRAM technology", IEEE Trans. Nucl. Sci., Vol. 52, No. 6, Décembre 2005
- [Winokur-99] P. S. Winokur, G. K. Lum, Senior M. R. Shaneyfelt, F. W. Sexton, G. L. Hash, and L. Scott, Senior Member, IEEE, "Use of COTS Microelectronics in Radiation Environments", IEEE Trans. Nucl. Sci., Vol 46, No. 6, Décembre 1999
- [Wrobel-01] F. Wrobel, Palau J-M., Calvet M-C., Bersillon O. and Duarte H., "Simulation of nucleon-induced nuclear reactions in a simplified SRAM structure: scaling effects on SEU and MBU cross sections", IEEE Trans. Nucl. Sci., Vol. 48, No. 6, p. 1946- 1952, 2001
- [Wrobel-87] T. F. Wrobel, "On heavy ion induced hard-errors in dielectric structures ", IEEE Trans. Nucl. Sci., Vol. NS-34, No. 6, pp. 1262-1268, 1987
- [Xu-99] C. Xu, W. Denka, "Comparison of one- and two-photon optical beam-induced current imaging", Journal of Applied Physics, Vol 86 No 4 1999
- [Ziegler-85] J. F. Ziegler, J. P. Biersack et U. Littmark, "The Stopping and Range of Ions in Matter", vol. 1, Pergamon Press, 1985 (ISBN 0-08-021603-X)

CONTRIBUTIONS SCIENTIFIQUES

CONTRIBUTION A PUBLICATIONS DANS UNE REVUE :

D. Wan, V. Pouget , A. Douin, **P. Jaulent**, D. Lewis and P. Fouillat, "In-depth resolution for LBIC technique by two-photon absorption", , Journal Semiconductors, vol. 41, no 4, pp 371-375, 2007

P. Jaulent, V. Pouget, D. Lewis, P. Fouillat, "Single-Event Transient in Fast Operational Amplifiers: Experiments and Electrical Simulations", IEEE Transactions On Nuclear Science, Vol. 55, No. 4, Aout 2008

CONTRIBUTION A PUBLICATIONS DANS UNE CONFERENCE NATIONALE :

P. Jaulent, V. Pouget, D. Lewis, P. Fouillat, "Etude des effets singuliers transitoires des radiations dans les circuits intégrés analogiques et numériques par photo-génération Impulsionnelle non-linéaire", Radiation Faculty, RADFAC, IXL, Bordeaux, France, Mars 2006.

P. Jaulent, V. Pouget, D. Lewis, P. Fouillat, "Single-Event Transient in Fast Operational Amplifiers: Experiments and Electrical Simulations", Radiation Faculty, RADFAC, IMS, Bordeaux, France, Mars 2007.

CONTRIBUTION A PUBLICATIONS DANS UNE CONFERENCE INTERNATIONALE :

P. Jaulent, V. Pouget, D. McMorro, F. Bezzera, P. Fouillat, D. Lewis, "SET Sensitive Volume Imaging and Measurement With Two-Photon Absorption Laser Testing", Nuclear and Space Radiation Effects Conference, NSREC, Tucson AZ, USA, Juillet 2008

P. Jaulent, V. Pouget, D. Lewis, P. Fouillat, "Study of Single-Event Transients in High-Speed Operational Amplifiers", 9th European Conference on Radiation and its Effects on Components and Systems, RADECS, Deauville, France, Septembre 2007

D. Wan, V. Pouget , A. Douin, **P. Jaulent**, D. Lewis and P. Fouillat, "In-depth resolution for LBIC technique by two-photon absorption", The 8th International Workshop on Beam Injection Assessment of Microstructures in Semiconductors, BIAMS, June 11–14, 2006, St. Petersburg, Russia, Volume 41, Number 4, Avril 2007

V. Pouget, D. Wan, **P. Jaulent**, A. Douin, D. Lewis, P. Fouillat, "Recent developments for SEE testing at the ATLAS laser facility", Proceeding of the 15th Single Event Effect Symposium, 2006

P. Jaulent, "Etude des Effets Singuliers Transitoires dans les Composants Analogiques par Photo-génération Impulsionnelle non Linéaire", 11ième Journée Nationale du Réseaux de Doctorant en Microélectronique, JNRDM, Lille, Mai 2007.

P. Jaulent, V. Pouget, D. Lewis, P. Fouillat, "3D Volume Imaging by TPA laser technique", Radiation Faculty, RADFAC, SCKCEN, Mol, Belgium, Mars 2008.

Résumé :

Ce travail présente l'étude des effets des radiations sur des composants analogiques du commerce. Une méthode de caractérisation expérimentale de la sensibilité des composants électroniques par le biais de la simulation électrique et par des stimulations laser est mise en place. Ce manuscrit expose dans un premier temps le contexte de l'environnement radiatif naturel présent en atmosphère et dans l'espace.

Il met en exergue les différents éléments conduisant les particules lourdes à créer des courants parasites au sein de structures saines. Il décrit également l'interaction d'une impulsion laser avec le silicium de manière linéaire et non linéaire. Ces deux types d'interaction sont reproduites au sein des composants afin d'engendrer des erreurs.

Le manuscrit exploite la simulation électrique en vue d'étudier la propagation d'un événement transitoire au sein de différentes structures constituant un amplificateur opérationnel, alors que l'impulsion laser permet de mettre en lumière la sensibilité macroscopique et microscopique d'un amplificateur opérationnel rapide du commerce. L'aspect innovant de ces travaux est l'utilisation de la technique d'absorption non linéaire permettant d'extraire une cartographie en trois dimensions du volume sensible d'un transistor bipolaire.

Mots Clés :

Effet des événements transitoires analogiques, Amplificateur opérationnel rapide du commerce, test laser par la face arrière, absorption un et deux photons, volume sensible.

Summary:

This work introduces single event effect on Commercial Off The Shelf fast operational amplifier's study. We present different method of Analog Single Event Transient (ASET) characterization in order to extract device's sensitivity. Two ways of investigation are used: SPICE electrical simulation and laser fault injection. In the first part, this manuscript describes the context of the natural radiation environment in atmosphere and in space. Then, this work highlights the various elements leading to the creation of transient current by heavy particles in classical electrical structures. It also describes the linear and nonlinear interaction of a laser pulse with silicon. Both techniques are used to investigate single event effect transient (SET).

In the experimental part, we described and used the setup based on a near infrared pulsed laser. This tool allow to characterise the SET sensitivity of several fast OpAmp and also initiate a new test methodology. It also permits to extract 3D mapping of transistor's sensitive volume. Its efficiency is discussed and illustrated by different experimental results.

Key-Words:

Analog Single Event Transient, Commercial Off The Shelf fast operational amplifier, backside pulsed laser test method, SPICE simulation, SPA and TPA absorption.