



THÈSE

En vue de l'obtention du

DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ DE TOULOUSE

Délivré par **l'Institut Supérieur de l'Aéronautique et de l'Espace**
Spécialité : Conception des circuits microélectroniques, microsystemes, nanosystemes

Présentée et soutenue par **Cédric VIRMONTOIS**
le **23 mars 2012**

**Analyse des effets des déplacements atomiques induits
par l'environnement radiatif spatial
sur la conception des imageurs CMOS**

JURY

M. Yann Hu, président
M. Daniel Bauza, rapporteur
Mme Véronique Ferlet-Cavrois, rapporteur
M. Erik Heijne
M. Pierre Magnan, directeur de thèse
M. Philippe Paillet
M. Jean-Claude Portal

École doctorale : **Génie électrique, électronique et télécommunications**

Unité de recherche : **Équipe d'accueil ISAE-ONERA OLIMPES**

Directeur de thèse : **M. Pierre Magnan**

Table des matières

Glossaire	I
Introduction	III
Chapitre 1 : Les imageurs CMOS face à l'environnement radiatif spatial	1
1 Principe de fonctionnement des imageurs CMOS	2
1.1 Absorption des photons visibles par effet photoélectrique	3
1.2 Collection des charges photo-générées	4
1.3 Lecture du signal	6
1.3.1 Fonctionnement et architecture des pixels	6
1.3.2 Technique de prise d'images	9
2 Critères de performance du capteur d'images	10
2.1 Fonction de transfert électro-optique	10
2.2 Rendement quantique	12
2.3 Facteur de conversion	14
2.4 Courant d'obscurité	14
2.4.1 Courant de génération	16
2.4.2 Courant de diffusion	18
2.5 Notion de bruit	18
2.5.1 Bruits temporels	18
2.5.2 Bruits spatiaux	20
3 Evolution des imageurs CMOS grâce aux avancées technologiques	20
3.1 Le capteur d'images CMOS	21
3.1.1 Réduction du nœud technologique	22
3.1.2 Dopages dédiés à l'imagerie	23
3.1.3 Introduction de la photodiode enterrée dite « pinned »	23
3.1.4 Illumination en face arrière et microlentilles	27
4 Environnement radiatif spatial	28
5 Interaction des radiations avec les imageurs CMOS	31
5.1 Les rayonnements	31
5.1.1 Les photons	31

5.1.2	Les particules chargées	33
5.2	Effet de la dose ionisante dans les imageurs CMOS	36
5.2.1	Définition de la dose ionisante	36
5.2.2	Effets dans le silicium	37
5.2.3	Effets cumulés dans les oxydes de silicium	38
5.2.4	Effets cumulés sur les capteurs d'images CMOS	39
5.3	Effet de la dose de déplacement dans les imageurs CMOS : perspective de l'étude	41
Chapitre 2 : Effets des déplacements atomiques dans le silicium		49
1	Création de défauts induits par les déplacements atomiques	50
2	Concept de NIEL	53
3	Effets des défauts électro-actifs dans le silicium	55
4	Génération de charges dans le silicium de la photodiode intra-pixel	58
4.1	Effet de la dose de déplacement	59
4.2	Evolution en température	60
4.3	Effet d'augmentation du taux de génération	63
5	Irradiation des photodiodes : le choix des neutrons	66
5.1	Champ électrique présent dans la photodiode	67
5.2	Géométrie des photodiodes	68
5.3	Effet des irradiations	68
5.4	Corrélation avec le facteur de dommage universel	70
5.5	Localisation des défauts dus aux déplacements atomiques	72
6	Identification des défauts : analyse DLTS	77
6.1	Principe de l'analyse DLTS	77
6.1.1	Mesure du transitoire de capacité sur une jonction abrupte	78
6.1.2	Evolution en température du transitoire de capacité : Construction du spectre DLTS	83
6.1.3	Extraction des paramètres du spectre DLTS	85
6.2	Identification et caractéristiques des défauts induits	85
6.2.1	Caractéristiques des diodes et du système	86
6.2.2	Spectres DLTS expérimentaux	86
6.2.3	Analyse de bistabilité	90
6.2.4	Répartition des défauts dans le silicium	91
6.2.5	Etude de recuit isochrone	91
6.3	Conclusion des résultats DLTS	94
7	Résumé et perspectives	94

Chapitre 3 : Effets des déplacements atomiques dans les imageurs CMOS	101
1	Connaissances des effets de déplacement sur les imageurs CMOS 102
1.1	Augmentation du courant d'obscurité 102
1.2	Non-uniformité du courant d'obscurité 104
1.3	Baisse du rendement quantique 106
1.4	Signal télégraphique aléatoire du courant d'obscurité 106
2	Capteurs d'images CMOS étudiés 107
2.1	Véhicule de test 107
2.2	Caractéristiques des irradiations 109
3	Effets des déplacements atomiques sur les critères de performance 110
3.1	Courant d'obscurité 111
3.1.1	Courant d'obscurité moyen par pixel 113
3.1.2	Distribution du courant d'obscurité dans les imageurs à pixels actifs 3T 115
3.1.3	Distribution du courant d'obscurité dans les imageurs à pixels actifs 4T 119
3.1.4	Energie d'activation du courant d'obscurité 121
3.2	Rendement quantique externe 124
3.3	Facteur de conversion charge-tension 126
4	Modélisation de la hausse de la distribution du courant d'obscurité 128
4.1	Modélisation physique basée sur l'énergie de dommage 129
4.2	Création d'un nouveau modèle basé sur la loi exponentielle 136
4.3	Construction du modèle 138
4.4	Comparaison du modèle aux résultats expérimentaux 141
5	Impact sur le design de l'imageur CMOS 143
6	Résumé et perspectives 143
Chapitre 4 : Le signal télégraphique aléatoire du courant d'obscurité	151
1	Le signal télégraphique aléatoire dans les imageurs CMOS 152
1.1	Définition du RTS 152
1.2	Principe de la mesure 156
2	Caractérisation du DC-RTS induit par les doses radiatives 157
2.1	Evolution du nombre de pixels DC-RTS avec les doses radiatives 158
2.2	Nombre de niveaux DC-RTS 159
2.3	L'amplitude maximale entre deux transitions 161
2.4	Temps moyen entre transitions 166
3	Origine du signal télégraphique aléatoire 168
3.1	Variation de design impactant le DC-RTS induit par DDD 168
3.2	Variation de design impactant le DC-RTS induit par TID 169
3.3	Analyse de recuit du DC-RTS induit par DDD 170

4	RTS du courant d'obscurité dans les imageurs CMOS à photodiode enterrée : première analyse	174
5	Extrapolation des caractéristiques dans les imageurs en silicium et voies d'atténuation du DC-RTS	176
6	Résumé et perspectives	178
	Conclusions	183
	Perspectives	189
	Liste des publications	193

Glossaire

APS	Active Pixel Sensor
CCD	Charge Coupled Device
CID	Charge Injection Device
CIS	CMOS Image Sensor
CMOS	Complementary Metal Oxide Semiconductor
DC-RTS	Dark Current Random Telegraph Signal
DDD	Displacement Damage Dose
DLTS	Deep Level Transient Spectroscopy
DSNU	Dark Signal Non Uniformity
DTI	Deep Trench Isolation
EDS	Efficacité de Détection Spectrale
EFE	Electric Field Enhancement
EQE	External Quantum Efficiency
FTM	Fonction de transfert de modulation
IQE	Internal Quantum Efficiency
LET	Linear Energy Transfer
LOCOS	LOCAl Oxidation of Silicon
MAPS	Monolithic Active Pixel Sensor
MOSFET	Metal Oxide Semiconductor Field Effect Transistor
NIEL	Non-Ionizing Energy Loss
OE	Optical Efficiency
PDF	Probability density function
PKA	Primary Knock on Atom
PRNU	Photo-Response Non Uniformity
RTS	Random Telegraph Signal
SIMS	Secondary Ion Mass Spectroscopy
SRH	Shockley-Read-Hall
STI	Shallow Trench Isolation
TDI	Time Delay and Integration
TID	Total Ionizing Dose
ZCE	Zone de Charge d'Espace

Introduction

L'IMAGERIE SPATIALE est aujourd'hui un outil indispensable à l'homme pour observer le monde et l'univers qui l'entourent. Le développement durable, la surveillance environnementale et climatologique, la sécurité et la défense du territoire ainsi que la recherche scientifique permettant l'exploration de la galaxie et la compréhension de l'univers sont les grands thèmes accessibles grâce à l'observation de la terre et de l'espace. Les premières images extra atmosphériques sont prises le 24 octobre 1946 à l'aide d'une caméra fixée sur un missile de type V2, développé durant la seconde guerre mondiale. Tiré depuis une base militaire du Nouveau-Mexique, l'objectif de cette mission était l'observation de la surface de la terre. Pendant les quatre années suivantes, plus de mille images de la terre sont réalisées en utilisant cette technique. La Fig. I.1 (a) illustre l'un de ces clichés réalisé à environ 150 km d'altitude. La mise en orbite de Spoutnik le 4 octobre 1957 ouvre la voie des applications de télédétection embarquées sur des plateformes satellites. La première photographie d'un satellite artificiel en orbite est prise le 14 août 1959 par la charge utile d'Explorer 6, marquant le début des applications d'imagerie par satellite.

Dans un premier temps, les images sont capturées principalement sur des films photographiques ou par des caméras à tube. Cependant, les exigences des missions spatiales montrent les limites de ces méthodes. En effet, la sensibilité des films photographiques aux radiations présentes en environnement spatial et la faible durée de vie des caméras à tube rendent ces techniques incompatibles avec des missions d'exploration du système solaire. Les agences spatiales s'orientent alors vers l'utilisation des dispositifs à transfert de charge, les capteurs CCD (charge coupled device) [1] inventés en 1970. Des efforts intensifs ont permis d'améliorer considérablement les performances de cette technologie qui devient



Fig. I.1 Illustration d'une des premières images de la terre prise en 1946 depuis l'espace à l'aide d'un missile balistique V2 (a) et d'une image récente du pont du Golden Gate de San Francisco prise par le satellite Pléiades 1 dont la résolution est de 70 cm (b).

alors l'outil indispensable des missions d'imagerie spatiale. Aujourd'hui encore les CCD détiennent le monopole des dispositifs embarqués sur les satellites dont la mission est dédiée à l'imagerie. La Fig. I.1 (b) illustre une image récente provenant d'un cliché du satellite Pléiades 1, lancé le 17 décembre 2011 et équipé d'un capteur CCD fonctionnant en mode TDI. La résolution au sol est de 70 cm. Cette figure montre les progrès du domaine de l'imagerie spatiale durant les cinquante dernières années.

LES CAPTEURS D'IMAGES CMOS (CIS), aussi appelés capteurs à pixel actif (APS) se caractérisent par leur élément de base, le pixel, composé à la fois de composants actifs et passifs. Ces capteurs sont réalisés grâce à des procédés de fabrication dit CMOS. Cette technologie permet la réalisation de circuit analogique et numérique grâce à des composants actifs, les transistors à effet de champ à grille isolés (MOSFET). Aujourd'hui, l'utilisation de la technologie CMOS est prépondérante dans l'industrie de la microélectronique, notamment dans la conception des microprocesseurs. Cette technologie est en constante évolution. Dans un premier temps ces avancées sont dictées par la course à la miniaturisation, suivant la loi de Moore, énoncée en 1975, suggérant que le nombre de transistors des microprocesseurs sur une puce de silicium double tous les deux ans. Actuellement, les procédés de fabrication atteignent leur limite en termes de miniaturisation ce qui provoque une entrée dans l'aire du « More than Moore », se focalisant sur la diversification des procédés afin de

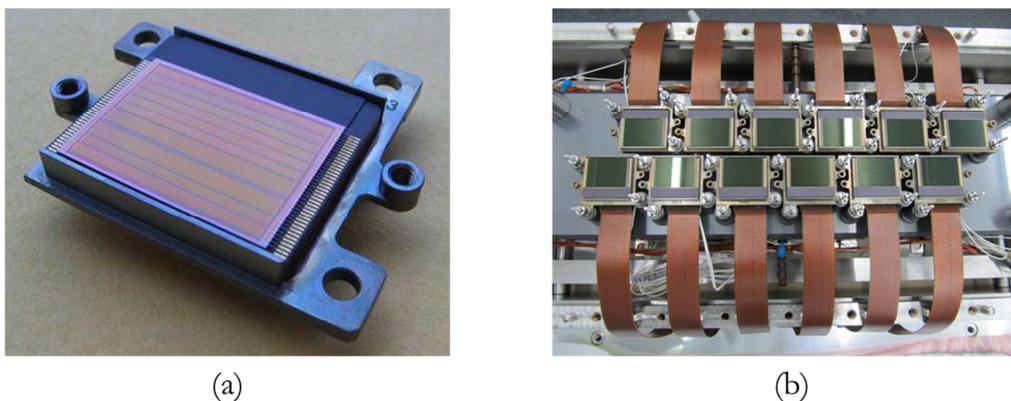


Fig. 1.2 Illustration du capteur d'images CMOS à pixels actifs équipant l'instrument optique du satellite GMES Sentinel-2 pour la surveillance des terres et des océans. Développement ISAE et EADS Astrium. Ces images sont la propriété d'EADS Astrium.

continuer le développement de la technologie CMOS. Les procédés de fabrication CMOS deviennent alors spécifiques aux types d'applications visés et une filière dédiée à l'imagerie apparaît. Fort du développement de la technologie CMOS, les imageurs CMOS sont conçus avec des procédés technologiques de pointe, permettant une forte miniaturisation, des courants parasites toujours plus faibles et la possibilité d'intégrer des fonctions électroniques en périphérie de la zone photosensible, et même à l'intérieur du pixel. De plus, les procédés dédiés aux imageurs incluent des implantations de dopage adaptées et des règles de dessin spécifiques permettent de concevoir des capteurs d'images possédant d'excellentes performances électro-optiques. Ces aptitudes placent aujourd'hui les imageurs CMOS loin devant les CCD pour les applications commerciales telles que la téléphonie mobile et les met à la même hauteur [2] pour les applications scientifiques.

Les CIS sont désormais une alternative aux CCD et suscitent un intérêt croissant pour l'imagerie spatiale. De plus, leurs excellentes performances électro-optiques, leur fort taux d'intégration, leur faible consommation, leur robustesse face aux radiations spatiales et leur faible coût font des CIS un candidat sérieux pour les applications spatiales. De nombreux senseurs stellaires en orbite sont déjà équipés de CIS depuis les années 2000 et les premières missions d'imagerie de la terre utilisant ces dispositifs sont depuis peu en orbite. Nous pouvons citer le satellite d'océanographie Coréen COMS, mis en orbite depuis 2010 qui est l'un des premiers satellites équipé d'un imageur CMOS dédié à l'observation de la terre. Des futures missions prévoient également d'inclure des CIS, le satellite européen d'observation de la terre GMES Sentinel-2 est équipé d'un instrument

d'observation disposant d'un CIS. Ce détecteur CMOS et le modèle de vol sont présentés sur la Fig. I.2.

L'ENVIRONNEMENT RADIATIF SPATIAL est un problème majeur pour l'utilisation de composants microélectroniques embarqués dans les systèmes spatiaux. En effet, ce milieu riche en rayonnements et particules énergétiques endommage les performances des dispositifs tels que les imageurs CMOS. Ces phénomènes radiatifs se retrouvent également dans l'imagerie médicale, l'imagerie nucléaire et l'imagerie d'expériences scientifiques. Les imageurs utilisés pour ces applications doivent être capables de résister à cet environnement hostile. Il est donc nécessaire d'étudier en détail les dégradations induites par l'environnement sur le dispositif afin de valider que les images fournies des scènes observées restent correctes durant toute la durée de la mission. Les imageurs CCD utilisés depuis longtemps dans les applications spatiales sont largement éprouvés face à ce milieu, et sont souvent préférés aux imageurs CMOS encore peu qualifiés. Toutefois, l'engouement des imageurs CMOS pour les applications spatiales dans les années 2000 a contribué à plusieurs études sérieuses. Tout d'abord sur des capteurs d'images CMOS conçus en procédé CMOS standard [3], puis sur des imageurs conçus avec des procédés CMOS dédiés à l'imagerie [4]. Ces études développées depuis maintenant douze ans sont principalement focalisées sur les effets ionisants et peu de résultats traitent des phénomènes non-ionisants, aussi appelés déplacements atomiques.

C'est dans ce contexte que s'inscrit cette étude dont l'objet consiste à avancer la compréhension de la dégradation des imageurs CMOS due aux effets non-ionisants de l'environnement radiatif spatial. Ces travaux doivent permettre une prédiction du phénomène et des méthodes d'optimisations de la robustesse des imageurs CMOS face aux rayonnements non-ionisants afin d'optimiser leur dimensionnement pour les missions d'imageries spatiales de demain.

Dans un premier chapitre nous abordons l'évolution des imageurs CMOS et leur comportement face aux effets ionisants de l'environnement radiatif spatial. Dans le volet suivant, nous définissons l'impact des effets non-ionisants dans le silicium utilisé pour concevoir les imageurs CMOS. Fort de l'approche du second chapitre, un troisième volet est consacré à l'étude et la modélisation de ces effets sur le capteur d'images CMOS. Enfin, un phénomène aléatoire particulier dû aux effets non-ionisants nécessite une analyse détaillée qui est traitée dans un dernier chapitre. La conclusion de cette étude souligne les principaux résultats et ouvre la voie de nouvelles perspectives dans ce domaine.

Bibliographie

- [1] J. Janesick, *Scientific Charge-Coupled Devices*, SPIE Press, 2001.
- [2] J. Janesick, et al. "Fundamental performance differences between CMOS and CCD imagers: Part I, II, III, IV," *Proc. SPIE*, 2006, 2007, 2009, 2010.
- [3] J. Bogaerts, "Radiation-induced degradation effects in CMOS active pixel sensors and design of radiation-tolerant image sensor," Thèse de Doctorat, Katholieke Universiteit Leuven, Avr. 2002.
- [4] V. Goiffon, "Contribution à une approche structure de la conception des imageurs CMOS en vue de leur durcissement à l'environnement radiatif spatial," Thèse de doctorat, ISAE, 2008.

Chapitre 1

Les imageurs CMOS face à l'environnement radiatif spatial

Plan du chapitre

- 1 Principe de fonctionnement des imageurs CMOS
 - 2 Critères de performance du capteur d'images
 - 3 Evolution des imageurs CMOS grâce aux avancées technologiques
 - 4 Environnement radiatif spatial
 - 5 Interactions des radiations avec les imageurs CMOS
-

Les missions d'imageries spatiales connaissent actuellement un bouleversement dans le choix des imageurs qui équipent les systèmes spatiaux. Les dispositifs à transfert de charge (CCD) [1] préférés jusqu'à présent grâce à leur fonctionnement bien connu et aux nombreuses missions déjà réalisées, se voient bientôt remplacés par les capteurs d'images CMOS (CIS) [2]-[7]. Fort de ses excellentes performances électro-optiques, de son fort taux d'intégration et de la faible puissance nécessaire à son fonctionnement, le capteur d'images CMOS apparaît comme un candidat idéal pour ce type de missions. Cependant, la compréhension du comportement des imageurs CMOS en environnement radiatif spatial est encore en progression et nécessite un approfondissement, notamment sur les phénomènes non-ionisants, c'est-à-dire, les effets des déplacements atomiques.

Dans ce chapitre, le principe de fonctionnement des imageurs CMOS est décrit ainsi que ses critères de performance et les procédés de conception dédiés à l'imagerie servant à sa conception. Une description de l'environnement radiatif spatial auquel doit faire face les imageurs CMOS équipant les systèmes spatiaux est ensuite présentée. Enfin, une dernière partie traitant des interactions entre les

rayonnements spatiaux et les matériaux utilisés pour la conception des imageurs est développée. Cette dernière partie est focalisée sur les impacts des phénomènes ionisants et le concept de dose ionisante sur les imageurs CMOS qui ont déjà été traités dans des études précédentes.

1 Principe de fonctionnement des imageurs CMOS

L'acquisition d'une image est réalisée grâce à une chaîne d'acquisition utilisant un instrument optique (Fig. 1.1). L'image de la scène à acquérir est focalisée sur le capteur d'images à l'aide d'un objectif. L'imageur est composé de plusieurs photosites, appelé pixel, qui sont généralement agencés sous forme de matrice et sur lesquels l'image incidente vient être projetée. Chaque pixel correspond à une zone de la scène et reçoit un éclairage proportionnel à cette zone. Pour un objet et une optique donnés, plus le nombre de pixels est élevé, meilleure sera la résolution spatiale de l'image issue du capteur. Les pixels sont constitués d'un élément photosensible (généralement une photodiode) et de plusieurs transistors permettant les fonctions actives dans le pixel. Lorsqu'une image optique est focalisée sur le dispositif à l'aide d'un objectif, les photons incidents émis par la scène observée pénètrent dans les pixels. Ces photons sont alors absorbés dans le silicium suivant leur proportion et leur longueur d'onde et sont convertis en charge par effet photoélectrique. Les charges sont collectées par l'élément photosensible et sont accumulées pendant un certain temps d'exposition. Ce temps de collection des charges dans le pixel est déterminé par l'utilisateur et est appelé le temps d'intégration. Dans le pixel, les charges collectées sont ensuite converties en grandeur électrique suivant l'architecture du pixel. Un traitement de cette grandeur peut être effectué à l'intérieur du pixel par l'ajout de fonctions.

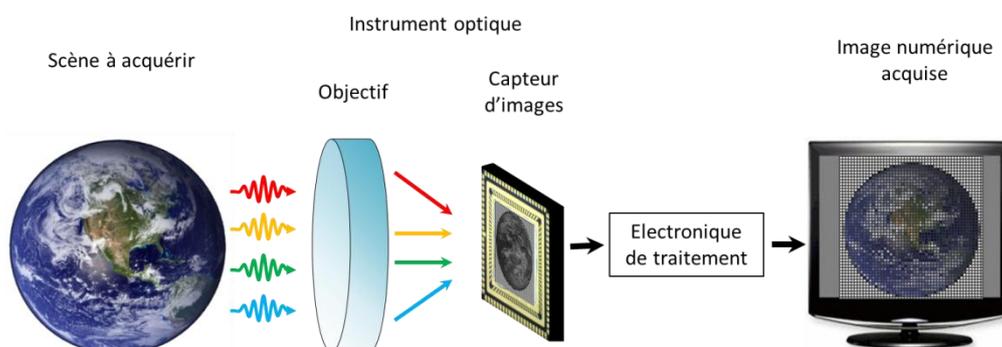


Fig. 1.1 Schéma de principe de l'acquisition d'une image au travers d'un instrument optique.

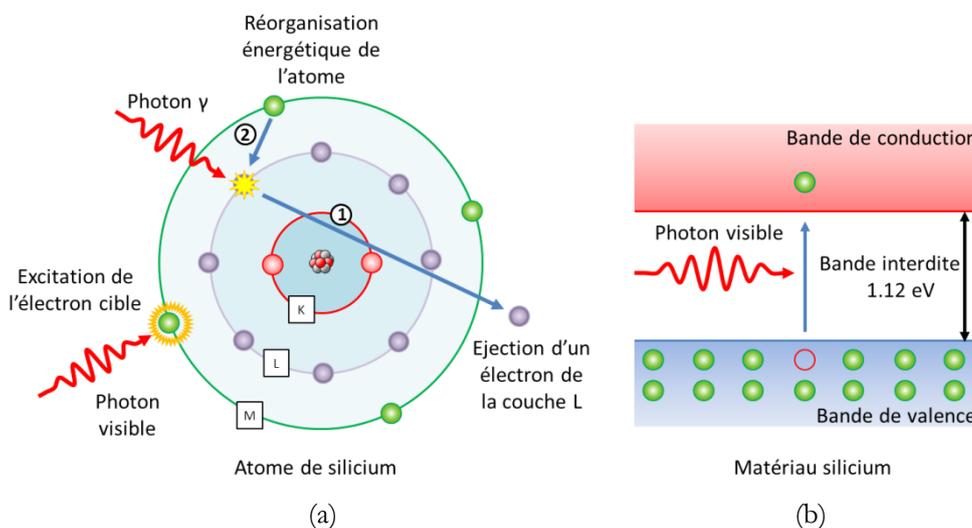


Fig. 1.2 Illustration de l'effet photoélectrique sur un atome de silicium (a) et dans un matériau semiconducteur (b). Suivant l'énergie du photon, son absorption peut engendrer l'excitation d'un électron ou l'éjection de celui-ci de son emprise du noyau. Dans le cas des photons visibles, leur absorption provoque la génération d'une paire électron/trou dans le semiconducteur.

Finalement, le signal de sortie du pixel peut être acquis suivant différentes techniques de prise d'images. Pour les imageurs CMOS le principe de base est de venir activer une ligne puis une à une les colonnes pour récupérer le signal de sortie des pixels de la ligne sur le bus de sortie de lecture. Ce fonctionnement est réitéré pour l'ensemble des lignes de la matrice de pixel afin d'acquérir la totalité des informations de la scène. Les signaux sont finalement traités électroniquement pour obtenir une image numérique de la scène.

1.1 Absorption des photons visibles par effet photoélectrique

L'effet photoélectrique résulte de l'interaction entre un photon incident et le matériau cible. Cela se traduit au niveau atomique par l'excitation ou l'éjection d'un électron du cortège électronique de l'atome lors de l'absorption du photon. Dans le cas d'une excitation, le phénomène est nommé photoconductivité, ce qui est le cas des photons dont la longueur d'onde, λ , est dans la gamme des photons visibles (énergie comprise entre 3 et 5 eV). Par contre pour des photons plus énergétiques (Photons UV, X ou γ), des électrons peuvent être éjectés de l'atome, c'est l'émission photoélectrique (chap. 1 part. 5). Ces deux phénomènes sont illustrés dans la Fig. 1.2 (a).

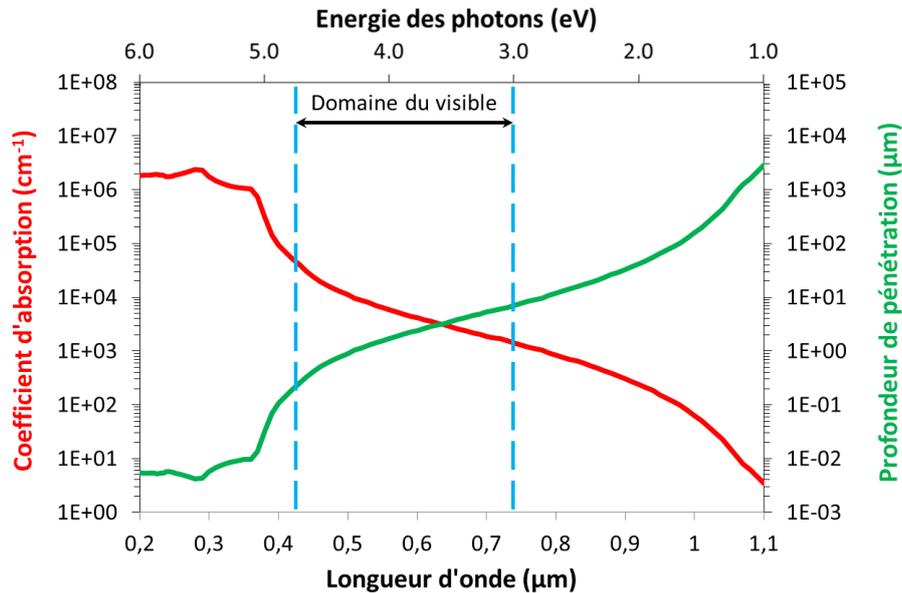


Fig. 1.3 Evolution du coefficient d'absorption et de la profondeur moyenne de pénétration des photons en fonction de leur énergie et de leur longueur dans le silicium.

Au niveau des matériaux semiconducteurs tel que le silicium, dont l'énergie de inter-bande vaut 1,12 eV [8], l'absorption d'un photon dans la gamme du visible se traduit par le passage d'un électron de la bande de valence vers la bande de conduction (transition inter-bande), produisant ainsi une paire électron/trou (e^-/t) comme illustré en Fig. 1.2 (b). Dans le cas des imageurs, lorsqu'un flux de photons visibles arrive à la surface du silicium, il est atténué de manière exponentielle à la distance parcourue dans le semiconducteur, c'est la loi de Beer-Lambert-Bouguer [9]. Un coefficient d'absorption est issu de cette loi, il est relatif à la profondeur moyenne de pénétration¹ des photons en fonction de leur énergie. La Fig. 1.3 présente l'évolution du coefficient d'absorption pour des photons autour de la gamme du visible.

1.2 Collection des charges photo-générées

Généralement, l'élément photosensible d'un capteur d'images CMOS est une photodiode polarisée en inverse et lue en tension. Le plus souvent, la jonction PN de la photodiode est réalisée sur un substrat P où l'on vient implanter en surface un dopage N fortement dopé. Ainsi, la zone de charge d'espace créée par la jonction s'étant majoritairement dans la zone P comme illustré sur la Fig. 1.4. Suivant la longueur d'onde (l'énergie) des photons, les charges sont créées plus

¹ Cette profondeur dite moyenne correspond à une absorption de 63% du flux de photons incidents.

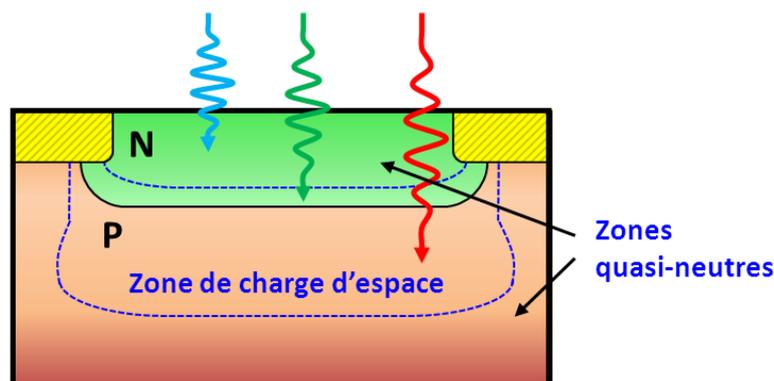


Fig. 1.4 Vue en coupe de la photodiode intra-pixel des imageurs CMOS. Une zone de charge d'espace, ou zone dépeuplée, est présente à la jonction des zones dopées N et P. Suivant la longueur d'onde des photons, les charges sont photogénérées dans la zone dépeuplée ou dans les zones quasi-neutres. La taille de la zone dépeuplée est relative à la polarisation inverse de la jonction.

ou moins en profondeur dans le silicium. Un photon bleu ($\lambda = 400$ nm) aura une forte probabilité de générer des charges proches de la surface tandis qu'un photon rouge ($\lambda = 700$ nm) aura, quant à lui, une plus forte probabilité de générer des charges en profondeur sous la zone de charge d'espace. L'apparition des charges photogénérées est donc localisée soit dans la zone de charge d'espace, où elles sont collectées par le champ électrique présent [8], [10], soit dans les zones quasi-neutres N ou P, où les porteurs minoritaires diffusent et peuvent également être collectés par le champ électrique de la jonction. Un courant photonique résulte de la collection des charges et agit comme un courant inverse additionnel au courant de fuite de la photodiode. Ce photocourant est proportionnel à l'éclairement, il peut s'exprimer en e^-/s par :

$$I_{\text{photo}}(\lambda) = EQE(\lambda) \cdot \varphi \cdot S_{\text{photo}} \quad (1.1)$$

où EQE est le rendement quantique externe à une longueur d'onde (λ) donnée, φ le flux de photon incident (par unité de surface et de temps) et S_{photo} la surface de l'élément photosensible du pixel. Dans un pixel standard d'un imageur CMOS la photodiode ne couvre pas la totalité de la surface du pixel à cause des transistors intra-pixels adjacents. Le facteur de remplissage qui correspond au pourcentage de couverture de la surface du pixel par l'élément photosensible ne peut donc pas être égale à 100% comme cela est possible pour certains types particuliers de dispositifs à transfert de charge [1]. Par conséquent, un pourcentage des charges photogénérées n'est pas collecté par la photodiode. Une attention particulière est

faite concernant les dimensions de la zone photosensible afin de maximiser la collection des charges. Cependant, nous verrons que suivant l'application souhaitée des compromis doivent être faits (chap. 1 part. 3).

1.3 Lecture du signal

La charge accumulée dans l'élément photosensible du pixel proportionnelle au photocourant est convertie en grandeur électrique permettant ainsi sa lecture et son acheminement vers la sortie du capteur.

1.3.1 Fonctionnement et architecture des pixels

Plusieurs architectures de base de pixel existent pour les imageurs CMOS [7], la structure de pixel passif, le pixel actif possédant une photodiode conventionnelle lue en tension, le pixel actif logarithmique, le pixel actif photomos et le pixel actif à photodiode enterrée dite « pinned ». Dans ce travail, la majeure partie des études est focalisée sur le pixel actif à photodiode conventionnelle. Ce pixel contient trois transistors et présente une architecture simple. Par conséquent, il permet de bien comprendre les dégradations pouvant être subis en environnement hostile. Il est à noter que les capteurs d'images CMOS actuellement utilisés pour des applications spatiales sont basés sur ce type d'architecture. Néanmoins, le pixel actif utilisant une photodiode enterrée, inonde actuellement le marché des imageurs embarqués pour applications commerciales. Ces performances sont excellentes, c'est pourquoi il est également étudié dans ce travail. Le schéma de l'architecture de base d'un capteur d'images CMOS est présenté en Fig. 1.5. Cette figure permet de suivre le signal de sa collection dans la photodiode jusqu'à la sortie du capteur d'images.

Dans un capteur basé sur une architecture composée de pixels actifs à trois transistors, la photodiode représente la zone de collection, aussi appelée nœud de collection. Les capacités parasites de cette photodiode ainsi que celles de la source du transistor de remise à zéro (T_{RST}) et de la grille du transistor suiveur (T_{SF}) forment une capacité de stockage des charges. En effet, cet ensemble est équivalent à une capacité aux bornes de laquelle le potentiel augmente lorsqu'elle intègre des charges. Par conséquent, dans cette architecture, le nœud de collection et le nœud de lecture sont identiques.

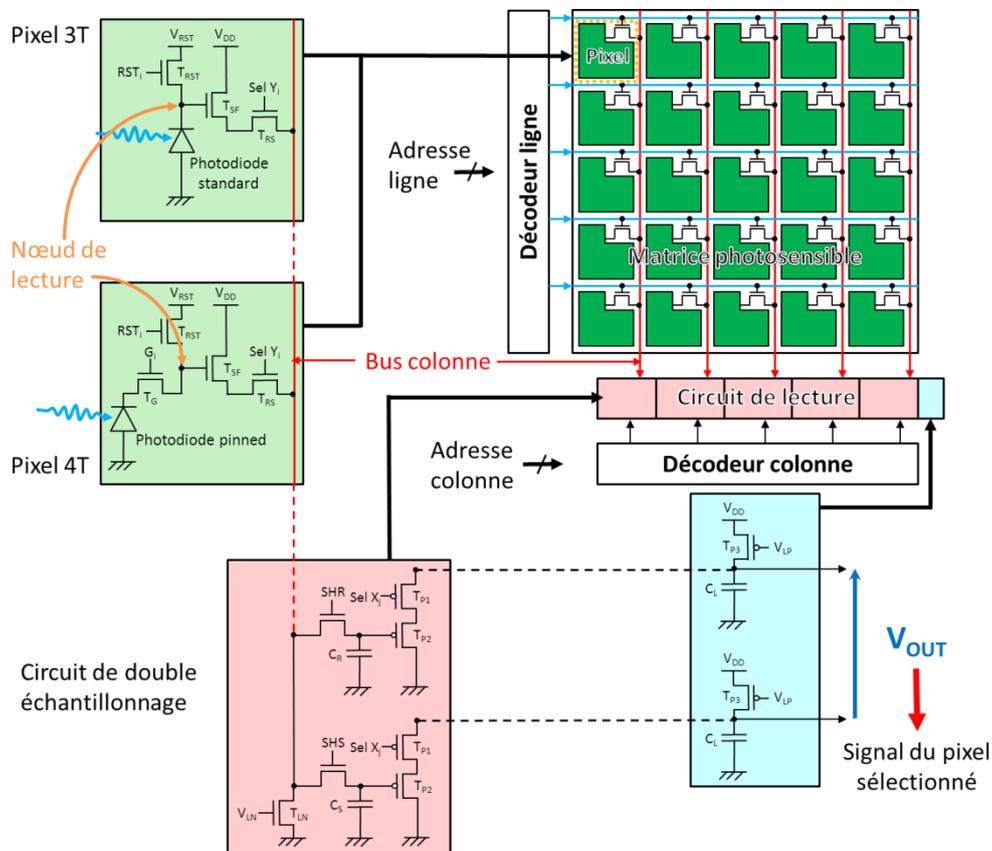


Fig. 1.5 Vue synoptique d'un capteur d'images CMOS standard et schéma électrique du pixel actif (3T ou 4T) (vert), du circuit de double échantillonnage en bas de colonne (rouge) et de l'amplificateur de sortie (bleu). Les signaux $Sel Y_i$ et $Sel X_j$ sont respectivement délivrés par les décodeurs de ligne et colonne.

Pendant la lecture, le photocourant est intégré sur ce nœud durant un temps fixé, appelé le temps d'intégration, faisant chuter le potentiel de ce nœud. A la fin du temps d'intégration, le transistor de sélection de ligne du pixel (T_{RS}) est activé pour permettre la transmission du niveau de signal (V_{SIG}) sur le bus de lecture. Cette opération est suivie par l'activation du transistor commandé par le signal d'horloge SHS en bas de colonne, afin de charger la capacité C_S au niveau de tension V_{SIG} . Ensuite, le transistor de remise à zéro (T_{RST}) est activé pour vider les photo-charges stockées sur le nœud de lecture. Cette action réinitialise le nœud de lecture à un potentiel relatif à la tension de remise à zéro (V_{RST}). A ce moment, T_{RS} est à nouveau activé pour permettre la sortie du niveau de référence (V_{REF}) sur le bus de lecture. Cette fois, l'opération est suivie de l'activation du transistor commandée par le signal d'horloge SHR, pour charger la capacité C_R à V_{REF} . Le

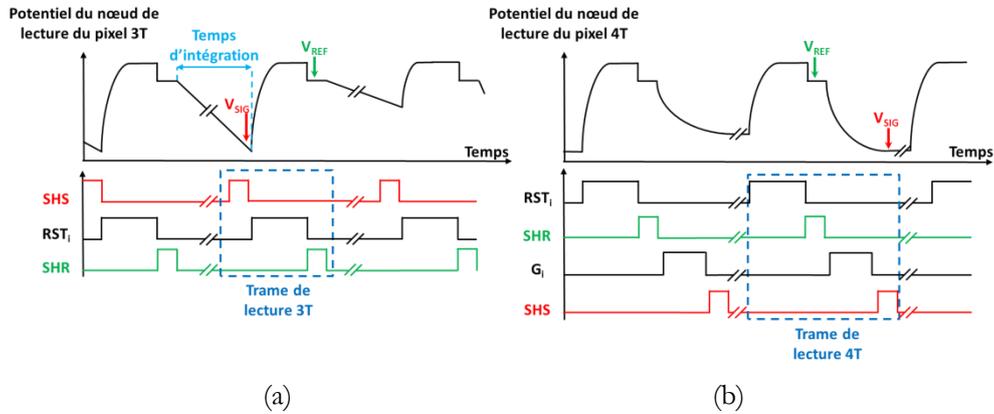


Fig. 1.6 Evolution du potentiel du nœud de lecture dans un pixel à photodiode conventionnelle lue en tension (a) et à photodiode enterrée (b) avec leur chronogramme associé. Les hachures représentent une ellipse de temps pendant laquelle les autres pixels sont lus.

nœud de lecture du pixel à trois transistors évolue donc suivant un cycle de charge et de décharge pendant lesquels V_{SIG} et V_{REF} viennent être lus suivant l'activation des signaux de commande comme illustré sur la Fig. 1.6 (a). Les signaux V_{SIG} et V_{REF} stockés respectivement dans C_S et C_R sont finalement échantillonnés et amplifiés. Une tension V_{OUT} résulte de leur différence en sortie du composant. Cette tension, proportionnelle à l'éclairement peut alors être amenée vers un circuit de traitement du signal, où elle est numérisée à l'aide d'un convertisseur analogique-numérique. Il est important de noter que de tels circuits de traitement du signal peuvent être intégrés sur la même puce que le capteur d'images grâce à la technologie CMOS. Cela permet une baisse importante du bruit de lecture mais rend inaccessible la visualisation du signal analogique V_{OUT} . Par conséquent, la structure de capteur illustrée en Fig. 1.5 est celle choisie pour les capteurs de test utilisés dans cette étude.

Dans un composant basé sur une architecture composée de pixels actif à photodiode enterrée, deux points diffèrent. Le premier est l'élément photosensible qui est une photodiode enterrée dite « pinned ». Celle-ci est constituée non seulement d'un implant N sur un substrat P comme la photodiode standard mais elle possède en plus un implant de surface P très fortement dopé qui lui permet d'être auto-polarisée. La conception et l'architecture détaillée de cette photodiode est expliquée plus en détail dans la partie 3.2.3 de ce chapitre. Dans ce cas, la photodiode correspond exclusivement au nœud de collection du pixel et un nœud de lecture dissocié est ajouté. La seconde différence est l'intégration d'un transistor de transfert (T_G). Celui-ci

permet, lors de son activation, de venir transférer les charges contenues dans le nœud de collection vers le nœud de lecture. Dans cette architecture, le nœud de lecture est principalement constitué par le drain de T_G ainsi que la source de T_{RST} et la grille de T_{SF} . Durant le cycle de lecture intra-pixel, la photodiode « pinned » intègre le courant photonique augmentant son potentiel pendant toute la durée du temps d'intégration. Durant la fin du temps d'intégration, le nœud de lecture est mis au potentiel de V_{RST} par l'activation de T_{RST} . T_{RS} est alors activé afin de transférer le signal de référence sur le bus de lecture. Puis, T_G est activé pour transférer les charges accumulées dans le nœud de collection vers le nœud de lecture. Enfin, T_{RS} est activé une nouvelle fois pour transférer le signal utile sur le bus de lecture. Le cycle de charge et décharge du nœud lecture de ce pixel est illustré en Fig. 1.6 (b). Il est important de préciser que ce pixel permet un double échantillonnage corrélé, c'est-à-dire que le niveau de référence et le niveau de signal utile sont acquis sur la même trame de lecture, réduisant ainsi le bruit de recharge. Cela est possible car le nœud de lecture est différent du nœud de collection et que la tension de référence peut-être stockée sur le nœud de lecture. Le reste du circuit de lecture du capteur est identique aux deux composants et permet les mêmes fonctions.

1.3.2 Technique de prise d'images

Un dernier aspect est la technique de prise d'images du capteur, c'est-à-dire la manière de venir acquérir les signaux de sortie des pixels. Comme toutes les valeurs des pixels ne peuvent pas être lues simultanément, un balayage de la matrice de pixel ligne par ligne est effectué. Ainsi, il est possible d'utiliser le balayage pour cadencer le fonctionnement des pixels (au niveau des signaux de commande intra-pixel). Dans le cas de la lecture ligne à ligne, les pixels d'une même ligne sont opérés en même temps. Ce séquençement du capteur est défini comme technique à obturateur glissant (rolling shutter) car le temps d'intégration du photocourant dans l'élément photosensible est décalé d'une ligne à l'autre. La fréquence de lecture de la matrice, qui est principalement limitée par le temps d'établissement des tensions dans les capacités et par le nombre de pixels à lire, est dans ce cas maximisée. Bien que cette méthode soit fortement utilisée dans les imageurs CMOS (et notamment dans cette étude), un problème survient lors de l'observation d'objet se déplaçant à grande vitesse. En effet, le mode à obturateur glissant crée une déformation de l'objet en mouvement comme illustré sur la Fig. 1.7 (a). Ce qui est gênant pour les applications d'imageries rapides. Pour pallier à ce problème une autre technique de prise d'image est utilisée. Cette technique est dite à obturateur électronique global (global shutter ou snap shot). L'ajout d'une



Fig. 1.7 Illustration d'une scène en mouvement à l'aide d'un imageur CMOS en lecture « rolling shutter » de gauche à droite (a) et « snap shot » (b).

fonction permettant le stockage dans chaque pixel permet de sauvegarder simultanément la valeur de tous les pixels à la fin du temps d'intégration [11]. Ce stockage permet une lecture différée de tous les pixels et rend possible l'intégration du photocourant issu de la scène sur tous les pixels simultanément. Dans ce cas la fréquence de lecture est plus faible mais l'image d'un objet en mouvement n'est pas déformée comme le représente la Fig. 1.7 (b).

2 Critères de performance du capteur d'images

Afin de quantifier les performances d'un imageur, il est nécessaire de définir des critères et des paramètres relatifs à ses aspects fondamentaux tels que la conversion des photons en charges, la collection des charges ou bien la lecture du signal. Un point majeur dans cette étude est le cas où le capteur subit des dégradations liées à son environnement d'utilisation tel que les radiations spatiales. La comparaison des paramètres caractéristiques, avant et après avoir subi des dégradations, permet une identification des aspects endommagés de l'imageur. Nous présentons dans cette partie les principales notions et paramètres d'un imageur CMOS.

2.1 Fonction de transfert électro-optique

L'information lumineuse incidente à l'imageur est convertie par celui-ci en signal électrique. Dans sa gamme de linéarité, l'imageur fournit donc en sortie une tension (V_{out}) proportionnelle à l'éclairement comme illustré sur la Fig. 1.8. La zone de linéarité commence au niveau de la tension V_{obs} , qui correspond au signal d'obscurité, c'est à dire le signal issu du capteur lorsqu'il est plongé dans un

milieu en absence d'excitation lumineuse. V_{obs} est essentiellement dû au courant d'obscurité intégré sur le nœud de lecture pendant le temps d'intégration. Dans la zone de linéarité, la tension V_{out} peut s'exprimer sous la forme :

$$V_{\text{out}} = V_{\text{photo}} + V_{\text{obs}} \quad (1.2)$$

où V_{photo} est le signal photonique proportionnel au courant photonique :

$$V_{\text{photo}} = CVF \cdot \frac{I_{\text{photo}} \cdot t_{\text{int}}}{q} \quad (1.3)$$

et V_{obs} est le signal d'obscurité défini par :

$$V_{\text{obs}} = CVF \cdot \frac{I_{\text{obs}} \cdot t_{\text{int}}}{q} + V_{\text{off}} \quad (1.4)$$

où le CVF est le facteur de conversion charge-tension, t_{int} est le temps d'intégration et V_{off} correspond au décalage en tension du circuit de lecture.

Lorsque le flux incident devient trop important la réponse de l'imageur entre dans une zone de saturation (coude sur la Fig. 1.8) finissant à V_{sat} . Par conséquent, il est important de rester dans la zone de linéarité durant les mesures afin de ne pas sous-estimer le flux lumineux incident réellement observé.

La saturation provient généralement du circuit de lecture, quand le potentiel du nœud de lecture diminue trop fortement², le potentiel appliqué sur le drain du transistor T_{LN} (Fig. 1.5) devient trop faible et celui-ci sort de son mode saturé. Il ne peut alors plus fournir un courant constant, ce qui limite la lecture du signal. Dans le cas des imageurs à pixel 4T, la capacité du nœud de lecture peut aussi être le facteur limitant de la réponse du capteur. En effet, lorsque le photo-élément atteint sa capacité maximum d'intégration des charges photogénérées, les charges additionnelles sont perdues ou collectées par d'autres pixels³.

La différence de tension entre le niveau de saturation (V_{sat}) et le plancher d'obscurité (V_{obs}) correspond à la variation de tension maximale issue du capteur. La dynamique du capteur peut être déduite de cette variation, elle correspond à cet écart divisé par le bruit d'obscurité, σ_{obs} et s'exprime par [12] :

² Accumulation d'un nombre important de charges photogénérées.

³ Ce phénomène correspond au cross talk électronique.

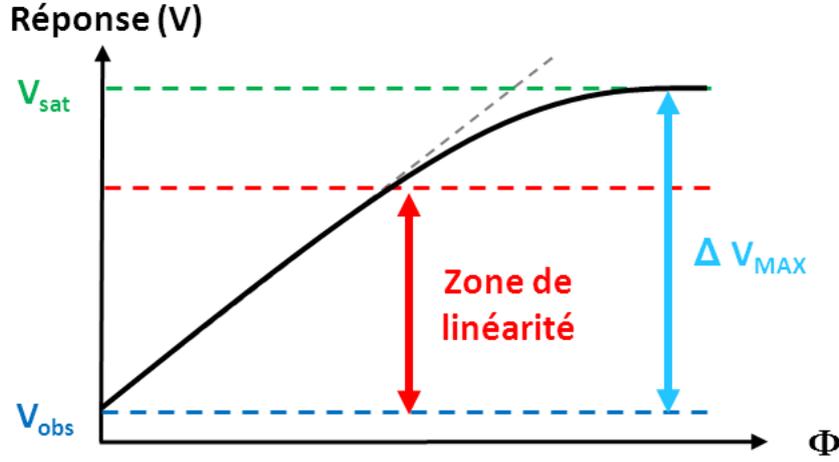


Fig. 1.8 Illustration de la réponse en tension du capteur face au flux de photon incident.

$$DR = \frac{V_{sat} - V_{obs}}{\sigma_{obs}} \quad (1.5)$$

Plus le signal d'obscurité est élevé, pour un même circuit de lecture, plus la dynamique est diminuée, réduisant ainsi la zone utile de réponse du capteur.

2.2 Rendement quantique

Le rendement quantique externe (EQE) [2] est un paramètre clé dans l'évaluation de la performance d'un imageur. Il définit la capacité des pixels à convertir le flux de photons incidents en photocourant. Il s'exprime sous la forme :

$$EQE(\lambda) = \frac{\text{Nombre d'électron collectés } (\lambda)}{\text{Nombre de photons incidents } (\lambda)} \quad (1.6)$$

Le rendement quantique externe dépend fortement de la longueur d'onde. Il est le produit du rendement quantique interne (IQE) de l'élément photosensible et du rendement optique (EO). Il s'exprime par :

$$EQE(\lambda) = IQE(\lambda) \cdot EO(\lambda) \quad (1.7)$$

L' IQE correspond à la capacité de l'élément photosensible du pixel à convertir un flux de photons arrivant à sa surface en photocourant [13]. Ce paramètre dépend de la géométrie de la zone photosensible et du dopage utilisé pour sa conception. Le rendement optique correspond quant à lui aux aspects optiques ainsi qu'à la collection hors de la surface photosensible. Il comprend

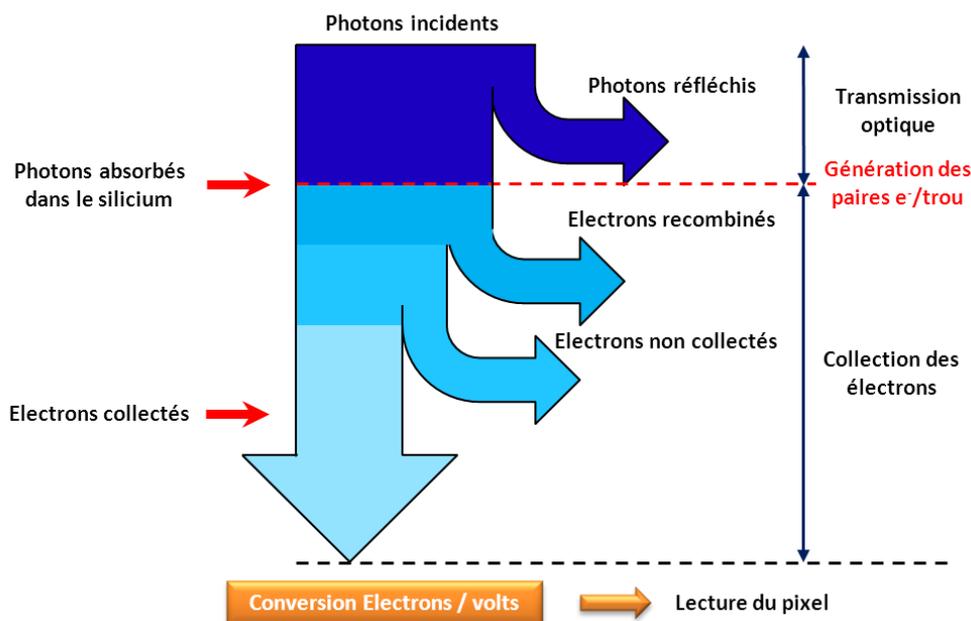


Fig. 1.9 Schéma illustrant les phénomènes liés à la détermination du rendement quantique externe des pixels.

entre autre, les coefficients de transmission des couches supérieures⁴ à la zone photosensible et le facteur de remplissage (F_r)⁵ du pixel. La Fig. 1.9 illustre les phénomènes liés à la détermination du rendement quantique externe.

Dans certaines applications d'ingénierie, le terme d'efficacité de détection spectrale (EDS) est parfois introduit. Ce terme correspond au rendement quantique externe et insère le facteur de remplissage. Il est défini par :

$$EDS(\lambda) = EQE'(\lambda) \cdot F_r \quad (1.8)$$

où l' EQE' est le rendement quantique externe qui ne prend pas en compte le facteur de remplissage. L' EDS est un critère de performance utile pour les applications scientifiques nécessitant un dimensionnement strict des pixels.

Certaines avancées technologiques des procédés CMOS dédiées à l'imagerie permettent d'améliorer le rendement quantique externe d'un imageur CMOS. Nous pouvons citer par exemple, l'intégration 3D, l'ajout de microlentilles et l'illumination en face arrière [14].

⁴ Ces couches comprennent les oxydes pré-métalliques et les couches de passivation.

⁵ Ce facteur représente le pourcentage du pixel recouvert par la zone photosensible.

2.3 Facteur de conversion

Le facteur de conversion (CVF^6) correspond à la tension délivrée en sortie du capteur pour un électron collecté dans le pixel, il s'exprime par :

$$CVF = \frac{q \cdot G_{CL}}{C_{nl}} \quad (1.9)$$

où q est la charge élémentaire, G_{CL} est le gain total de la chaîne de lecture et C_{nl} est la capacité du nœud de lecture. Le facteur de conversion s'exprime généralement en $\mu V/e^-$

Il relie donc les charges stockées dans la capacité du nœud de lecture à la tension en sortie de capteur représentant ces charges.

Dans le cas des pixels actifs 4T, le nœud de lecture étant dissocié de la photodiode (nœud de collection), l' EQE est quasiment indépendant du CVF . Par conséquent, cette architecture permet une optimisation plus aisée du CVF .

2.4 Courant d'obscurité

Le courant d'obscurité est un paramètre essentiel dans cette étude. Lorsqu'une jonction PN est portée hors de son équilibre thermodynamique par excitation extérieure (photons ou polarisation directe/inverse), un courant électrique circule dans la jonction afin de rétablir son état d'équilibre thermodynamique. Ce courant provient essentiellement des mécanismes de Génération-Recombinaison (G-R) [10] de Shockley-Read-Hall (SRH).

L'état d'équilibre thermodynamique est défini par l'égalité entre le produit des concentrations d'électrons, n et de trous, p et le carré de la concentration intrinsèque de porteur, n_i (i.e. $np=n_i^2$). Lorsque le déséquilibre est une réduction des porteurs nettement inférieure à leur concentration d'équilibre ($np \ll n_i^2$), ce qui équivaut à une augmentation de la taille de la Zone de Charge d'Espace (ZCE) (polarisation inverse), un courant majoritairement dû à la génération s'établit pour rétablir l'état d'équilibre. Dans le cas où on injecte des charges supplémentaires, ce qui équivaut à une diminution de la taille de la ZCE (polarisation directe), différents régimes existent et le courant est principalement dû à la recombinaison.

Dans les imageurs CMOS à pixels actifs possédant une photodiode conventionnelle ou enterrée, l'élément photosensible est une jonction PN (photodiode), qui est placée hors de son équilibre, de manière à diminuer la concentration de porteur par rapport à l'équilibre ($np \ll n_i^2$). Par conséquent, des

⁶ Charge-to-Voltage conversion Factor

courants dus aux mécanismes de génération apparaissent. Pour le pixel actif à photodiode conventionnelle, la mise hors de l'équilibre est réalisée par l'application d'une polarisation inverse directement sur la photodiode tandis que pour la photodiode enterrée, le puits de potentiel formé par les jonctions PN juxtaposées est déséquilibré par le transfert de ses charges dans un nœud de lecture dont le potentiel est adapté. Durant la lecture et en absence d'excitation lumineuse, la photodiode va donc générer des charges créant un courant pour revenir à son état d'équilibre, c'est le courant d'obscurité.

Le courant d'obscurité est un paramètre majeur dans cette étude. Il est le principal responsable de la tension d'obscurité V_{obs} , relatif au signal issu du capteur en l'absence d'excitation lumineuse et limitant la dynamique du capteur. Plus ce signal est fort, plus la dynamique du capteur sera faible. Ce courant est exclusivement dû à l'agitation thermique et s'accompagne d'un bruit de grenaille qui fixe le seuil de détection du flux lumineux minimum observable par le pixel.

Le courant d'obscurité peut être décomposé en deux composantes. La première est due à la génération des charges par les défauts situés au sein de la zone de charge d'espace, ces charges sont alors directement collectées par le champ électrique présent dans cette zone. Cette composante est couramment nommée le courant de génération. La seconde est due à la génération de charges par les défauts situés hors de la zone de charge d'espace, c'est-à-dire dans les zones quasi-neutres. Un mécanisme de diffusion intervient, suivant leur longueur de diffusion, les porteurs minoritaires migrent jusqu'à la zone de charge d'espace avant d'être collectés par le champ présent dans cette zone. Cette composante quant à elle est appelée courant de diffusion. Le courant d'obscurité est la somme de ces deux contributions et s'exprime par :

$$I_{obs} = I_{gén} + I_{dif} \quad (1.10)$$

Il est important de remarquer que le courant de génération et de diffusion présent dans cette équation sont définis pour une polarisation de la jonction (V_j) appliquée sur la cathode, bien inférieure à $-kT/q$.

Le courant d'obscurité résulte des mécanismes de G-R qui sont d'origine thermique. Par conséquent, la température a un impact majeur sur ce courant. De plus, d'autres phénomènes peuvent venir modifier le taux de G-R comme le champ électrique ou des mécanismes entre défauts, ce qui aura comme effet d'impacter également le courant d'obscurité.

2.4.1 Courant de génération

Ce courant est issu des défauts présents dans la zone de charge d'espace de la photodiode. Il est donc dépendant du taux de génération issu des défauts présents dans cette zone ainsi que des dimensions de celle-ci. Dans le cas d'un unique type de défaut possédant un niveau d'énergie E_t (eV) dans le gap du silicium et dont la concentration est N_T (cm⁻³) dans la zone dépeuplée, le taux de génération s'exprime [8] :

$$U_{\text{def}} = - \frac{\sigma_n \cdot \sigma_p \cdot v_{\text{th}} \cdot N_T \cdot n_i}{\sigma_n \cdot \exp\left(\frac{E_t - E_i}{k \cdot T}\right) + \sigma_p \cdot \exp\left(\frac{E_i - E_t}{k \cdot T}\right)} = \frac{n_i}{\tau_g} \quad (1.11)$$

où $\sigma_{n,p}$ (cm²) correspondent aux sections efficaces de G-R d'électron et de trou du défaut, v_{th} (cm.s⁻¹) est la vitesse thermique des charges⁷, n_i (cm⁻³) est la densité de charge intrinsèque, E_i est le niveau d'énergie intrinsèque⁸, k est la constante de Boltzmann, T est la température absolue et τ_g le temps de vie de génération. Ce taux est maximisé lorsque le niveau d'énergie du défaut, E_T , se rapproche du milieu du gap du silicium, c'est-à-dire égal au niveau E_i et que ses sections efficaces, σ_n et σ_p sont proches.

Dans le cas particulier où les sections efficaces des électrons et des trous sont identiques le taux de génération va s'exprimer par :

$$U_{\text{def}(\sigma_{\text{eff}})} = \frac{\sigma_{\text{eff}} \cdot v_{\text{th}} \cdot N_T \cdot n_i}{2 \cdot \cosh\left(\frac{|E_t - E_i|}{k \cdot T}\right)} \quad (1.12)$$

où :

$$\sigma_{\text{eff}} = \sigma_n = \sigma_p \quad (1.13)$$

Généralement, plusieurs types de défauts sont présents dans la ZCE. Par conséquent, le taux de génération est égal à la somme des taux de génération pour chaque type de défaut.

⁷ Les vitesses thermiques des électrons et des trous sont peu différentes ($\approx 1 \times 10^7$ cm.s⁻¹ à 300K).

⁸ Cette énergie correspond au milieu du gap du silicium (soit à 0.56 eV de la bande de valence et de conduction à 300K).

$$U = \sum_{i=1}^x U_{\text{def}_i} \quad (1.14)$$

où x est le nombre de types de défaut. A concentration de défaut égale, celui qui aura le plus fort taux de génération induira le plus de courant d'obscurité.

Finalement, le courant d'obscurité prenant en compte les différents types de défauts et les dimensions de la ZCE s'expriment par :

$$I_{\text{gén}} = \int_0^W q \cdot |U| \cdot S_j \cdot dx \approx q \cdot |U| \cdot W \cdot S_j \quad (1.15)$$

où q est la charge élémentaire, W , la profondeur de déplétion et S_j , la surface de la zone de charge d'espace (équivalente à la surface de la jonction PN).

En utilisant des hypothèses simplificatrices, deux courants de génération particuliers peuvent être déduits de ces équations. Le premier cas est défini par un type de défaut majoritaire dans la ZCE de concentration N_T , de sections efficaces identiques pour les électrons et les trous et dont le niveau d'énergie correspond au milieu du gap du silicium ($E_t \approx E_i$). Le taux de génération de ce défaut est maximisé par rapport aux autres défauts. Dans ce cas, l'apport des autres défauts au courant de génération devient généralement négligeable. Ce courant apparaît pour certains types de défauts particuliers qui peuvent être localisés dans le volume de la zone de charge d'espace de manière ponctuelle ou sous forme d'amas. Le courant s'exprime alors par :

$$I_{\text{gén(mg)}} = q \cdot \sigma_{\text{eff}} \cdot v_{\text{th}} \cdot N_T \cdot n_i \cdot W \cdot S_j / 2 \quad (1.16)$$

Dans le second cas, les défauts présentent un continuum d'énergie et des sections efficaces σ_n et σ_p identiques. Ce cas est prépondérant dans les pixels actifs à photodiode conventionnelle, où les états d'interfaces localisés au contact entre la zone de charge d'espace et les oxydes d'isolations contribuent au courant. L'intégration du taux de génération sur le continuum d'énergie et sur W fournit le courant suivant [15] :

$$I_{\text{gén(int)}} = q \cdot \sigma_{\text{eff}} \cdot v_{\text{th}} \cdot D_{\text{it}} \cdot n_i \cdot \pi \cdot k \cdot T \cdot S_{\text{it}} / 2 \quad (1.17)$$

où D_{it} ($\text{cm}^2 \cdot \text{eV}^{-1}$) correspond à la concentration d'état d'interface supposée uniforme sur tout le gap du silicium et S_{it} est la surface d'oxyde en contact avec la zone de charge d'espace.

2.4.2 Courant de diffusion

Ce courant est issu des défauts présents hors de la zone de charge d'espace de la photodiode. Les porteurs générés migrent par diffusion jusqu'à la ZCE où ils sont collectés par le champ électrique présent. Par conséquent, ce courant est dépendant des porteurs présents dans les zones quasi neutres N et P ainsi que de leurs paramètres relatifs à leur diffusion. Dans le cas du régime d'inversion ($V_j < -kT/q$), le courant de diffusion s'exprime par [8] :

$$I_{\text{dif}} = q \cdot \left(D_n \frac{n_i^2}{N_A \cdot L_n} + D_p \frac{n_i^2}{N_D \cdot L_p} \right) \cdot S_j \quad (1.18)$$

où $D_{n,p}$ ($\text{cm}^2 \cdot \text{s}^{-1}$) correspondent respectivement aux constantes de diffusion des électrons et des trous, $L_{n,p}$ (cm) sont les longueurs de diffusion respectives des électrons et des trous, N_A (cm^{-3}) est la concentration en accepteur dans la zone P et N_D (cm^{-3}) est la concentration en donneur dans la zone N. Dans ce régime, le courant de diffusion n'est pas relatif à la tension appliquée.

2.5 Notion de bruit

Le bruit électronique est l'une des principales limitations des performances du capteur d'images. Ce bruit est additionné au signal utile à différents endroits, de l'élément photosensible jusqu'à sa conversion analogique-numérique. Il est important de noter que ces bruits sont très dépendants de la technologie CMOS utilisée pour concevoir le capteur. En effet, les avancées technologiques ont permis de réduire certains bruits prépondérants (bruit de grenaille et bruit de scintillement), mais ont fait apparaître d'autres bruits devenant à leur tour limitants (bruit du transfert de charges). La Fig. 1.10 illustre les différents endroits où les bruits électroniques viennent s'ajouter au signal utile de l'imageur. Ces bruits électroniques peuvent être classés en deux catégories, les bruits temporels et les bruits spatiaux [16]-[18].

2.5.1 Bruits temporels

Le bruit temporel est un bruit qui varie aléatoirement dans le temps. Par conséquent, il est donc différent d'une prise d'image à l'autre. Plusieurs sources de bruit temporel apparaissent dans les imageurs et sont présentés dans cette partie :

Bruit de grenaille (shot noise) : Ce bruit, également appelé bruit de Schottky ou bruit quantique, est dû à la non-continuité des charges qui forment le courant

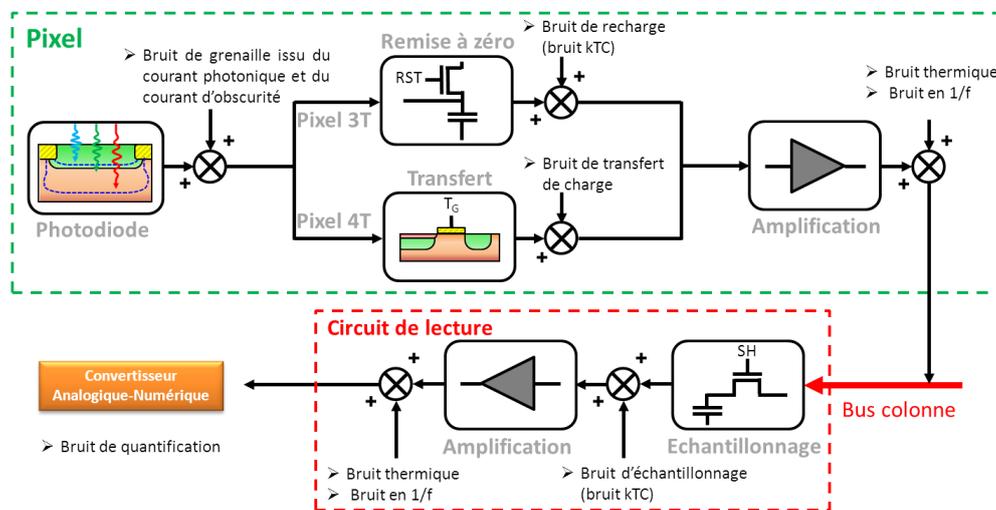


Fig. 1.10 Illustration des différentes sources de bruit dans un imageur CMOS.

électrique sous un champ électrique. Dans les imageurs CMOS, il est issu du courant photonique et du courant d'obscurité et il s'intègre sur le nœud de collection. Dans les deux cas le processus est aléatoire et engage la loi de Poisson [19].

Bruit thermique : Ce bruit (kTC) résulte de l'agitation thermique des porteurs de charges dans un matériau, indépendamment des tensions appliquées. Il intervient à différents endroits dans la lecture du signal, notamment au niveau de la recharge du nœud de lecture, effectuée par le transistor de recharge (T_{RST}), il s'intègre sur le nœud de lecture durant cette phase [18]. Dans le cas du double échantillonnage corrélé (possible avec les pixels à photodiode enterrée) ce bruit de recharge est supprimé.

Bruit de scintillement (flicker noise) : Ce bruit est souvent appelé bruit en $1/f$ ou bruit basse fréquence. Il est présent dans les composants actifs et certains composants passifs. Son origine est due aux défauts électriquement actifs qui modifient et font fluctuer la conductivité des composants. Dans les imageurs CMOS, il intervient notamment au niveau du transistor suiveur (T_{SF}) qui voit la conductance de son canal fluctuer [20].

Bruit de transfert de charges : Ce bruit apparaît dans les capteurs d'images possédant des pixels à photodiode enterrée. Le niveau de bruit de grenaille du courant d'obscurité et le bruit de scintillement devenant suffisamment faible dans

cette technologie, le bruit de transfert devient limitant [21]. Ce bruit provient principalement du piégeage-dépiégeage des charges à l'interface Si/SiO₂ au niveau de la surface du canal du transistor de transfert et également des charges qui ne sont pas transférées dans le nœud de lecture.

2.5.2 Bruits spatiaux

Lors de l'acquisition d'une image uniforme, les réponses des pixels peuvent être différentes les unes des autres, c'est ce qui est appelé le bruit spatial. Il est dû aux disparités inhérentes au procédé de fabrication de l'imageur. Pour le définir, plusieurs paramètres sont utilisés.

Bruit spatial fixe (fixed pattern noise) : Ce bruit correspond aux disparités de fonctionnement entre les composants actifs. Avec l'utilisation d'un double échantillonnage, les seuls composants contribuant significativement à ce bruit sont les amplificateurs utilisés en bas de colonne. Ce bruit est d'ailleurs généralement appelé bruit fixe colonne. Il se caractérise par la tension de décalage V_{off} différente d'une colonne à l'autre.

Non uniformité de la réponse photonique (PRNU) : Ce paramètre correspond à la non-uniformité de la réponse photonique des pixels. Il est relatif aux variations de rendement quantique externe ainsi qu'aux disparités du facteur de conversion sur la matrice de pixels.

Non uniformité du signal d'obscurité (DSNU) : Ce paramètre définit la disparité du courant d'obscurité d'un pixel à l'autre. Il est relatif au nombre de défauts électro-actifs et à leur taux de génération.

3 Evolution des imageurs CMOS grâce aux avancées technologiques

Dès les années 60, avant l'apparition des capteurs d'images CMOS à pixels actif et des dispositifs à transfert de charge, des imageurs MOS sont mis aux points par de nombreuses équipes. Avec plus ou moins de réussite ces détecteurs utilisent les composants des procédés NMOS, PMOS et bipolaire. En 1969, apparaissent les dispositifs à transfert de charge dont l'hégémonie sur les études d'imagerie perdure pendant plus de vingt ans. C'est en 1993, au sein du « Jet Propulsion Laboratory » qu'Eric Fossum reprend le concept des capteurs d'images CMOS à pixels actifs (CMOS-APS) et les proposent comme des candidats potentiels pour l'imagerie spatiale. Ces dispositifs à pixels actifs utilisent

les procédés CMOS standards existant pour concevoir les parties photosensibles et actives du pixel.

Depuis l'apparition des capteurs d'images CMOS, de nombreuses évolutions concernant les technologies CMOS sont apparues et notamment un axe dédié à l'imagerie a vu le jour. Grâce à cet avancement continu, les imageurs CMOS obtiennent de très bonnes performances. Ils dominent les marchés de la téléphonie mobile embarquant des Appareils Photos Numériques (APN) et gagnent du terrain face aux CCD sur de plus en plus d'applications. Pour les missions d'imageries spatiales, il est nécessaire de connaître le comportement des imageurs face aux dégradations des radiations spatiales, afin qu'ils soient opérables pour toute la durée de la mission. Dans ce cas, le pendant des évolutions continues des imageurs CMOS est donc la nécessité de caractériser les capteurs de manière constante à chaque implémentation de procédés plus avancés. En effet, l'utilisation de nouvelles briques technologiques améliore les caractéristiques du capteur pour une application sur terre, mais peut devenir un problème limitant pour des applications en environnement radiatif. Dans cette partie, nous illustrons les briques technologiques majeures qui ont fait évoluer les capteurs d'images CMOS.

3.1 Le capteur d'images CMOS

Les premiers dispositifs à pixels actifs sont réalisés à l'aide des procédés CMOS standards utilisés à la base pour concevoir les circuits intégrés numériques. Le pixel et le circuit de lecture des imageurs sont donc réalisés avec les techniques disponibles dans ce procédé. Dans les années 2000 la majorité de ces dispositifs conçus pour des applications scientifiques, comme le spatial, sont réalisés avec ces procédés de fabrication dont le nœud technologique est au-delà de $0.25\ \mu\text{m}$. Dans ce cas, la jonction des photodiodes des pixels actifs est couramment réalisée par implantation de dopage N dans le substrat de type P. Le dopage N disponible est l'implant N^+ utilisé pour les sources et drains des transistors ou l'implant N_{WELL} utilisé quant à lui pour les caissons des transistors PMOS. Les transistors intra-pixels et ceux du circuit de lecture sont des transistors standards dont les dimensions minimales dépendent du nœud technologique utilisé. Les capteurs réalisés avec ces technologies conçues pour des circuits numériques ne sont pas optimisés pour l'imagerie, le rendement quantique externe est faible et les courants de fuite sont élevés. Cependant ces imageurs sont opérables pour un large type d'application. La Fig. 1.11 (a) illustre la vue en coupe des composants de cette technologie utilisée dans le pixel. Les points importants à remarquer sont les épaisseurs d'oxyde de grille importantes,

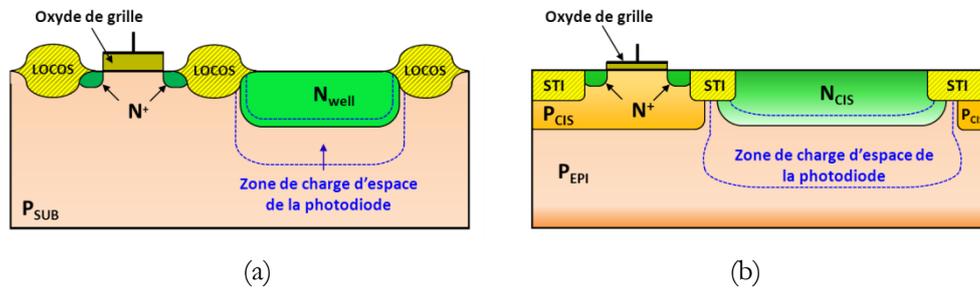


Fig. 1.11 Vue en coupe des éléments constituant le pixel utilisant un nœud technologique au-dessus de 0,25 µm et non dédié à l'imagerie (a) et sur un nœud technologique au-dessous de 0,25 µm dédié à l'imagerie (b).

l'utilisation d'oxyde d'isolation dit à oxydation locale du silicium (LOCOS) et les implantations de dopage non-adaptées à l'imagerie. Un point négatif de cette architecture est le contact de la zone de charge d'espace de la photodiode avec le bec d'oiseau que forme l'oxyde d'isolation. En effet, cette zone subit un fort stress mécanique, augmentant la densité de défaut, ce qui a pour effet d'induire un courant de fuite important [22], [23].

Avec l'explosion du marché des produits embarquant des appareils photo numérique les fonderies CMOS rendent accessibles des implémentations bénéfiques aux imageurs CMOS. De plus, les nœuds technologiques inférieurs à 0,25 µm deviennent disponibles pour concevoir les imageurs. Dans la course à la miniaturisation du pixel et à l'optimisation de ses performances, les capteurs d'images sont réalisés avec des procédés de fabrication utilisant des technologies dites submicroniques profondes et dédiées à l'imagerie.

3.1.1 Réduction du nœud technologique

Les bénéfices pour les imageurs CMOS apparaissent à plusieurs niveaux. Tout d'abord, avec la réduction des nœuds technologiques, les wafers⁹ utilisés nécessitent des pourcentages de défauts et d'impuretés toujours plus faibles. Dans ces procédés avancés des wafers possédant une couche de silicium épitaxiée très pure déposée en surface sont également disponibles. Les composants électroniques de l'imageur sont alors réalisés dans cette couche faiblement dopée. Le substrat est quant à lui plus dopé, ce qui empêche la collection des charges photogénérées trop profondément dans le silicium et limite la diffusion des porteurs générés dans les pixels voisins (*crosstalk* électronique). Des wafers silicium sur oxyde, font également leur apparition pour les applications

⁹ Galettes de silicium sur lesquelles les composants viennent être conçus.

d'imagerie. Dans la majorité des applications l'oxyde enterré est creusé afin d'implanter la photodiode, ce qui permet une isolation des transistors du pixel et donc une amélioration de la collection des charges photogénérées.

Un autre avantage de la réduction du nœud technologique est qu'elle facilite d'autant plus l'intégration de fonctions dans le pixel pour des applications atypiques. Le nom de rétine est d'ailleurs utilisé pour des capteurs constitués de pixels intelligents qui embarquent de nombreuses fonctions électroniques tels que des comparateurs ou des compteurs.

Au passage sur les nœuds au-dessous de $0.25\ \mu\text{m}$, les oxydes d'isolations sont modifiés. En effet, les oxydations locales du silicium sont remplacées par les oxydes en tranchés (STI) et parfois les oxydes en tranchées profondes (DTI) dans les procédés les plus avancés. Comme illustré sur la Fig. 1.11 (b), en fonction de l'agencement de ces oxydes avec les implantations des dopants, les zones de charge d'espace des photodiodes sont en contact avec les flancs de l'oxyde moins contraint mécaniquement. Cela réduit la densité de défaut en contact avec la zone de charge d'espace. Par conséquent, les courants de fuite sont nettement diminués, améliorant la dynamique du capteur d'images.

Un dernier point à souligner concerne la diminution de l'épaisseur des oxydes de grille permettant un fonctionnement à des niveaux de tension plus faible. Cet avantage concerne essentiellement les transistors de la partie numérique du capteur. Il en résulte une légère baisse d'énergie consommée qui est intéressante pour des applications telles que le spatial, où l'énergie de fonctionnement du système est un paramètre essentiel.

3.1.2 Dopages dédiés à l'imagerie

Les procédés dédiés à l'imagerie incluent des dopages spécifiques dans la zone du pixel. Leurs gradients, et particulièrement celui du dopage N_{CIS} de la photodiode, sont optimisés pour une meilleure collection des charges. La Fig. 1.11 (b) illustre les dopages au niveau de la photodiode. Grâce à cette adaptation, l'autre avantage est la diminution du champ électrique dans toute la zone photosensible. Les effets d'augmentation du courant d'obscurité à cause des forts champs électriques sont alors nettement diminués [24].

3.1.3 Introduction de la photodiode enterrée dite « pinned »

Plusieurs structures de pixel CMOS existent, dans cette étude, une importante partie est consacrée au pixel actif possédant trois transistors et utilisant une photodiode conventionnelle (jonction PN) servant à la fois de nœud de collection

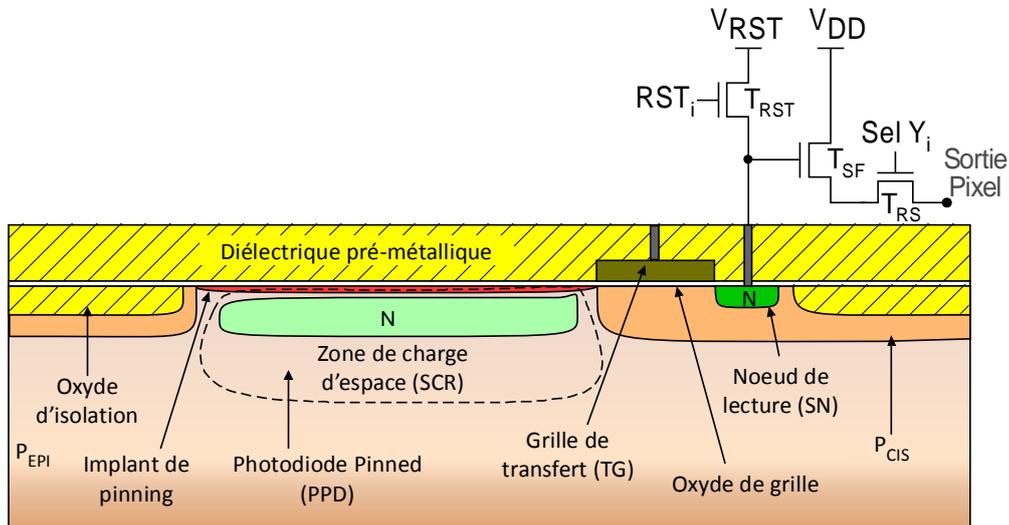


Fig. 1.12 Illustration d'un pixel CMOS à photodiode enterrée avec vue en coupe de la photodiode et du transistor de transfert. Les autres transistors identiques au pixel possédant une photodiode conventionnelle sont représentés en schéma électrique.

et de lecture (Cf. 1.3.1 et Fig. 1.5). Cependant, une autre architecture de pixel CMOS est prometteuse pour l'imagerie scientifique grâce aux excellentes performances qu'elle offre. L'architecture du pixel actif utilisant une photodiode enterrée est connue depuis longtemps [25], mais sa démocratisation a été possible uniquement à l'arrivée des procédés dédiés à l'imagerie. Aujourd'hui quasiment tous les appareils photo numérique embarqués sur des produits commerciaux grands publics utilisent cette architecture. Ce type d'imageur a de fortes probabilités d'être utilisé pour les futures missions spatiales. Par conséquent, une partie de ces travaux de recherche est focalisée sur cette architecture d'imageur.

Le pixel à base de photodiode enterrée est présenté sur la Fig. 1.12. Les transistors de recharge (T_{RST}), suiveur (T_{SF}) et de sélection (T_{RS}) sont identiques au pixel actif utilisant une photodiode conventionnelle et possèdent des fonctions identiques (cf. 1.3.1). Par contre la photodiode est totalement différente. Dans ce cas, elle est constituée d'une zone N dans l'épithaxie P et un implant P, dit de « pinning », surplombe la zone N. Cette zone N est donc prise en sandwich entre les deux zones P. De plus, d'autres zones P l'entourent et la protègent du contact avec les oxydes d'isolations. Par conséquent, la zone N est complètement entourée de différents dopages P. Lorsque la photodiode est vidée de ses charges, une zone de charge d'espace en forme de bulle avec pour centre la zone N résulte

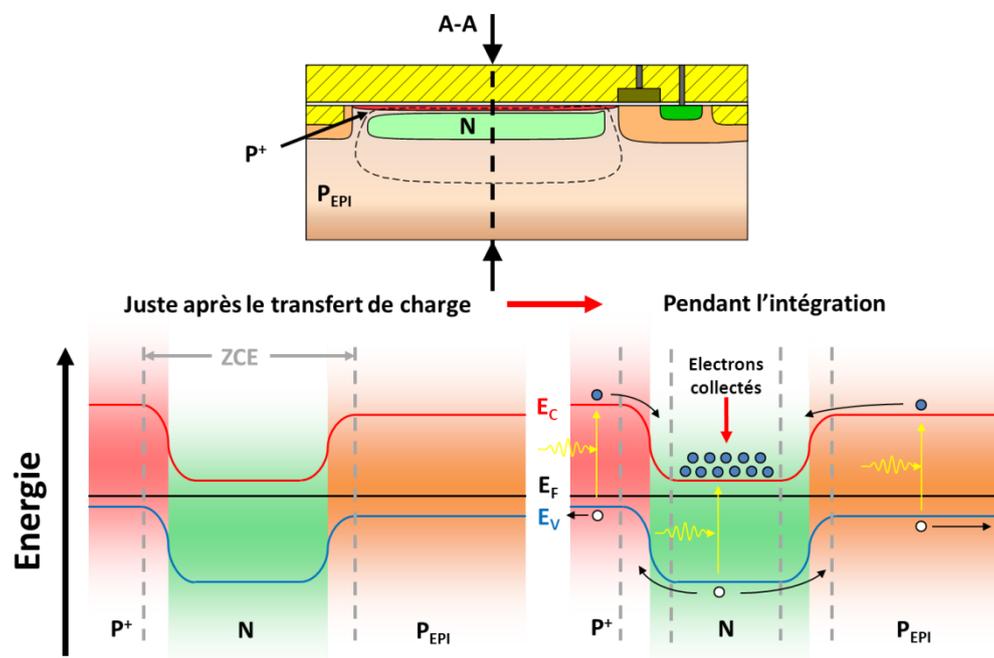


Fig. 1.13 Vue de la coupe A-A d'un pixel utilisant une photodiode pinned et profil énergétique des bandes de conduction de valence.

de l'agencement de ces dopages. La Fig. 1.13 illustre les bandes de valence et de conduction suivant la coupe A-A de la photodiode enterrée. L'agencement des zones dopées crée un puits de potentiel pour les électrons photogénérés dans la photodiode durant le temps d'intégration. Les trous quant à eux sont évacués en profondeur dans le substrat ou se recombinent à la surface de la photodiode. L'avantage de cette structure est son faible niveau de courant de fuite. Cela est dû à la zone de charge d'espace qui n'est pas en contact avec les oxydes d'isolations. Les états d'interfaces présents dans ces oxydes ne contribuent plus à la génération de charge dans la zone de charge d'espace de la photodiode. Par conséquent, moins de charges sont générées dans la zone dépeuplée et le courant de diffusion des charges générées hors de la zone de charge d'espace devient majoritaire.

A la fin du temps d'intégration, le nœud de lecture est rechargé à son maximum de potentiel puis, une fois le niveau de référence transmis hors du pixel, une tension positive est appliquée sur la grille de transfert afin de créer un mode de déplétion [1], permettant aux charges collectées de venir dans le nœud de lecture pour rehausser son potentiel. Une fois les charges transférées, le potentiel appliqué sur la grille est diminué pour séparer à nouveau le nœud de collection du nœud de lecture (voir Fig. 1.6). A ce moment, le niveau de signal

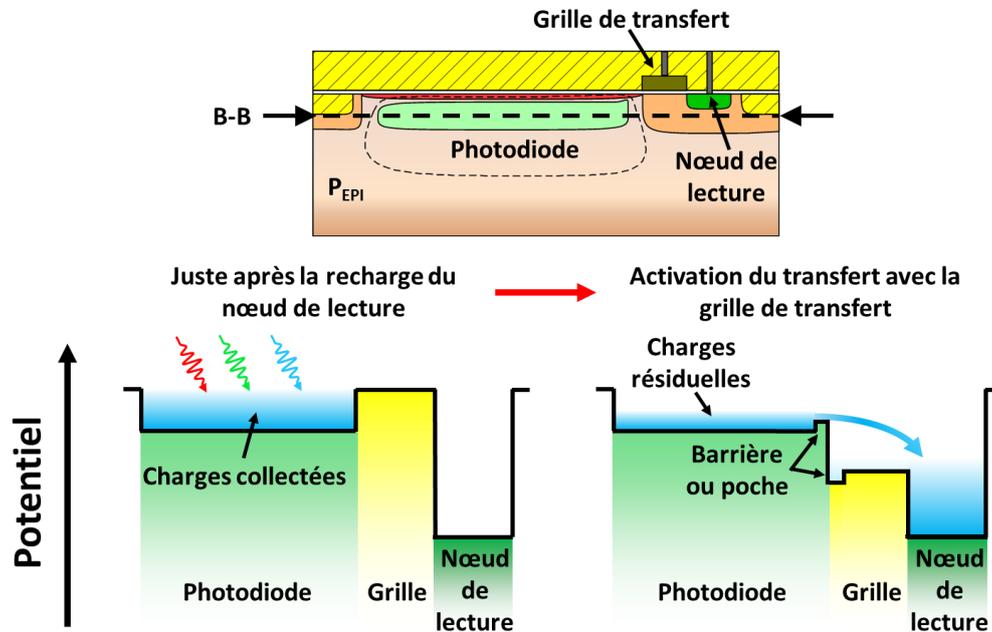


Fig. 1.14 Vue de la coupe B-B d'un pixel utilisant une photodiode enterrée et profil du potentiel du nœud de collection et de lecture pendant le transfert de charge.

utile peut alors être transmis également hors du pixel. Des charges résiduelles peuvent subsister dans la photodiode et lors de l'utilisation de la grille de transfert, une barrière ou une poche de potentiel [21], [22] peut se former diminuant l'efficacité du transfert. Cela crée un bruit de transfert et provoque une rémanence de l'image précédente sur la nouvelle image. La Fig. 1.14 illustre la collection puis le transfert des charges entre le nœud de collection et le nœud de lecture grâce à la grille de transfert. Il est important de remarquer que l'ensemble, nœud de lecture et les trois transistors intra-pixel s'apparente exactement à un pixel actif contenant une photodiode lue en tension. Par contre, dans ce cas, la surface du nœud de lecture peut être minimisée pour obtenir un facteur de conversion charge-tension important.

Face à l'inconvénient de cette architecture qui possède un transistor supplémentaire diminuant le facteur de remplissage et le rendement quantique externe, de nombreux avantages existent. Grâce à cette architecture, le circuit de lecture peut être partagé par plusieurs pixels. C'est-à-dire que le nœud de lecture et les trois transistors de lecture peuvent être utilisés par plusieurs photodiodes

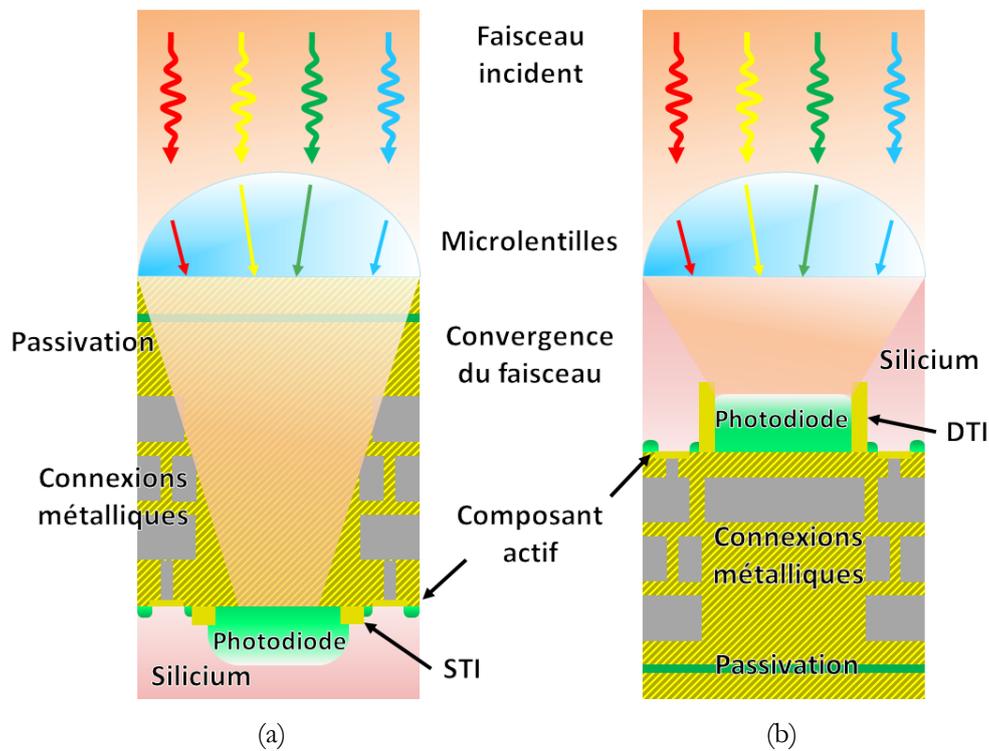


Fig. 1.15 Architecture d'un pixel utilisant une microlentille avec illumination en face avant (a) et en face arrière (b).

enterrées. Dans le cas du partage entre quatre pixels, le nombre de transistors par pixel passe de 4 à 1,75. Un autre avantage est la possibilité d'utiliser un double échantillonnage corrélé, ce qui supprime le bruit de recharge (chap. 1 part. 2.5). Enfin, dans les technologies les plus avancées, des dopages particuliers [26] permettent une meilleure collection en profondeur et des gradients de dopage permettent de les transférer plus vite dans le nœud de lecture.

3.1.4 Illumination en face arrière et microlentilles

Toujours dans l'optique d'améliorer les performances des imageurs, des techniques dites post-procédé de fabrication sont mises en place pour accroître leurs performances. Les techniques post-procédés, se focalisent principalement sur l'augmentation du rendement quantique externe.

Une première innovation est l'ajout de couches antireflets à la surface du capteur permettant de diminuer la perte du flux incident par réflexion sur les couches de passivation.

L'ajout des microlentilles est également introduit dans les post-procédés. Conçues à base de résine [14], elles sont disposées sur chaque pixel afin de

focaliser le flux de lumière incident vers l'élément photosensible. Dans les capteurs à illumination standard, c'est-à-dire en face avant, les microlentilles sont disposées au-dessus des couches de passivation et leur plan focal objet est situé au centre de l'élément photosensible comme le montre la Fig. 1.15 (a). Dans ce cas, le flux incident passe au travers des couches de passivation et des isolations des niveaux pré-métalliques avant d'arriver dans le silicium. Ces couches sont généralement transparentes. Cependant, même avec cette amélioration, certains rails de métal peuvent couvrir une partie de l'élément photosensible et diminuer l'*EQE*.

Une autre approche développée pour palier le problème de transfert dans les couches supérieures du silicium est l'éclairage en face arrière (BSI). Le capteur est alors packagé afin de l'éclairer par le substrat et non pas du côté des couches métalliques. Cette méthode nécessite un post-procédé, l'épaisseur du silicium en face arrière est diminuée jusqu'à quelques micromètres de l'élément photosensible pour permettre une absorption des photons par celle-ci. Les méthodes dites de « grinding » sont généralement utilisées pour éliminer le silicium superflu. Ensuite un traitement de la face arrière est nécessaire pour obtenir une bonne planéarité et une surface peu réfléchissante. La Fig. 1.15 (b) représente l'architecture d'un tel pixel.

4 Environnement radiatif spatial

Le milieu spatial est chargé de nombreux rayonnements et particules qui interagissent avec les satellites en orbite autour de la terre et les sondes spatiales des missions interplanétaires. Ces radiations qui peuvent dégrader les performances des instruments de mesures sont issues de plusieurs phénomènes particuliers illustrés en Fig. 1.16 [27] :

Le vent solaire : La Terre, comme toutes les autres planètes du système solaire, baigne dans un plasma, l'héliosphère, dont les particules sont éjectées du Soleil. L'intensité de ses radiations dépend de l'activité du Soleil qui décrit un cycle d'environ onze ans. L'agitation thermique de la couronne solaire conduit à l'éjection d'électrons dont la vitesse thermique est supérieure à la vitesse de libération gravitationnelle. Un déséquilibre de charge en résulte et entraîne l'éjection de protons et d'autres ions positifs. Cet ensemble de particules d'énergie proche du keV [28] constitue le vent solaire qui s'écoule en permanence entre 400 km.s^{-1} et 1000 km.s^{-1} [29]. Le flux de particules résultant est estimé à $10^{12} \text{ cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$.

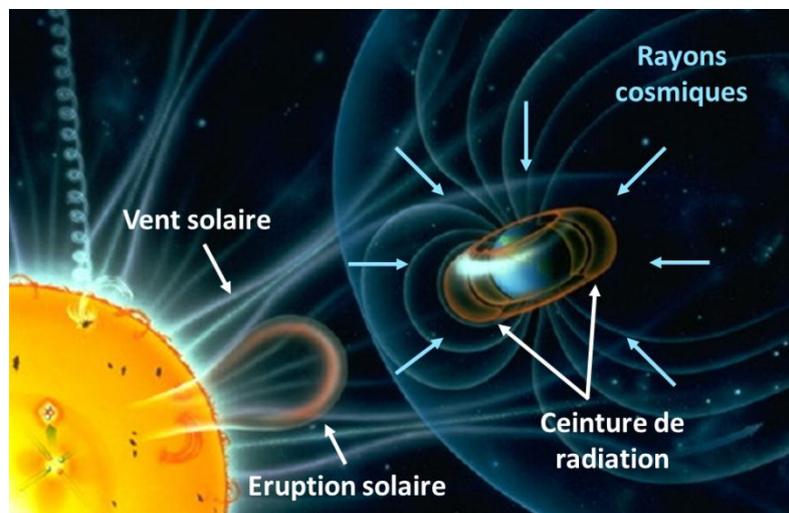


Fig. 1.16 Illustration des sources de radiations issues de l'environnement spatial [27].

Suivant les énergies mises en jeu, un faible blindage peut fortement atténuer ces radiations.

Les éruptions solaires : Des éjections de masse coronale, gigantesques bulles de plasma, peuvent parfois être issues du réarrangement des boucles de champ magnétique du Soleil. Ce type d'éruption est généralement constitué de photons X suivit de photons γ et visibles. Cependant, parmi les milliers d'éruptions par an, quelques-unes, dénommées « événement à protons » éjectent des protons de plus de 100 MeV.

Lors des éruptions les plus violentes, les flux de particules intégrés atteignent 10^{10} cm^{-2} [30]. Par conséquent, ces éruptions sont difficilement stoppées par les blindages et représentent une majorité des dommages causés à la microélectronique embarquée.

Le rayonnement cosmique : Au-delà de notre système solaire, d'autres sources de radiation existent qui viennent interagir avec les systèmes orbitaux. Issu des astres de tout l'univers, ce rayonnement du fond cosmique est isotrope et se compose majoritairement de protons (83%), d'héliums (13%) d'électrons (3%) et d'une fraction d'ions lourds. Le flux intégré de ce rayonnement est faible devant le vent solaire mais les énergies mises en jeu peuvent atteindre quelques TeV [31]. Ponctuellement, ce rayonnement peut créer des détériorations permanentes des composants microélectroniques.

Concernant plus particulièrement les satellites en orbite autour de la terre un autre phénomène vient augmenter le taux de radiation :

Les ceintures de radiation de Van Allen : Le champ magnétique terrestre, engendre une couche de l'atmosphère appelée magnétosphère à plus de 1000 kms d'altitude. Celle-ci, subissant l'effet constant du vent solaire est compressée du côté du Soleil et forme une queue magnétique à son opposé. Suivant l'activité solaire la compression et la queue magnétique sont plus ou moins importantes. Les particules chargées qui rencontrent cette couche peuvent rester prises au piège par ses lignes de champ magnétiques si elles ne possèdent pas suffisamment d'énergie pour échapper à son influence. Une ceinture de radiation résulte du piégeage de ces particules. Elle est composée en majorité de protons de 1 keV à 100 MeV et d'électrons de 1 keV à 30 MeV [31]. Ces ceintures possèdent deux pics de densité maximale à une altitude de 3000 kms et 25000 kms. Par conséquent, la mise en orbite d'un satellite est généralement adaptée pour éviter de traverser ces poches de densité maximale afin de réduire le flux intégré de particules qui interagissent avec le satellite.

Enfin, les différentes radiations définies ci-dessus font apparaître une dégradation au sein même des systèmes utilisés pour les missions spatiales :

Les rayonnements secondaires : Les radiations citées ci-dessus interagissent avec l'ensemble des systèmes spatiaux et les couches de la haute atmosphère, induisant une cascade de rayonnements secondaires qui viennent à leur tour détériorer le système et notamment les composants microélectroniques embarqués [29]. Le ralentissement des particules chargées dans les matériaux donne lieu à des rayonnements Bremsstrahlung et de freinage conduisant à l'émission de photons énergétiques.

L'ensemble de ces contributions est pris en compte dans des modèles scientifiques prenant en compte l'activité solaire et le fond cosmique. Des logiciels tels qu'OMERE [32] utilisent ces modèles pour permettent de définir l'intensité des rayonnements et la dose résultante reçue par un système durant la totalité de sa mission.

5 Interaction des radiations avec les imageurs CMOS

5.1 Les rayonnements

Lorsqu'un rayonnement incident traverse un matériau, il cède son énergie suivant un processus ionisant ou non-ionisant. La perte d'énergie occasionnée participe, soit à l'excitation ou l'ionisation des atomes, ce sont les effets ionisants, soit aux déplacements des noyaux atomiques, ces derniers sont les phénomènes non-ionisants auxquels nous nous intéressons particulièrement dans ces travaux.

Dans cette partie nous présentons les rayonnements issus de l'environnement spatial qui sont essentiellement des photons et des particules chargées. Enfin nous introduisons le concept de dose, utilisée afin de permettre la quantification de l'énergie fournie au matériau durant son irradiation.

5.1.1 Les photons

Plusieurs phénomènes physiques sont engagés dans l'interaction entre les photons et la matière. Leur importance est fortement dépendante de l'énergie du photon ainsi que du matériau cible. C'est à dire que suivant la gamme d'énergie étudiée et le matériau, le mécanisme d'interaction majoritaire sera différent. La Fig. 1.17 illustre les mécanismes d'interaction photon-silicium prépondérant suivant la gamme d'énergie des photons [33]. Les principaux mécanismes engagés sont :

Effet photoélectrique : cet effet correspond à l'absorption d'un photon par un électron du cortège électronique de l'atome. Il est également décrit dans la partie 1.1 de ce chapitre car il est à l'origine du courant photonique issu de l'éclairage visible. En effet, dans la gamme d'énergie des photons visibles, l'absorption du photon amène l'électron à un niveau d'énergie supérieur à son niveau fondamental, c'est le mécanisme d'excitation.

Pour les photons plus énergétiques, l'électron peut être séparé de l'atome, c'est le phénomène d'ionisation. Lorsque l'électron est éjecté, l'atome se retrouve dans un état instable et libère un photon X pour revenir à un état fondamental. L'énergie de ce dernier photon X dépend de la couche électronique où l'électron est arraché. Parfois, ce photon X peut également interagir avec un autre électron du cortège et l'éjecter à son tour, c'est l'effet Auger. Dans le silicium, pour les photons d'énergie de la gamme du proche infra-rouge et visible (à partir de 1 eV) jusqu'au photon X et γ de la centaine de keV, c'est l'effet photoélectrique qui domine.

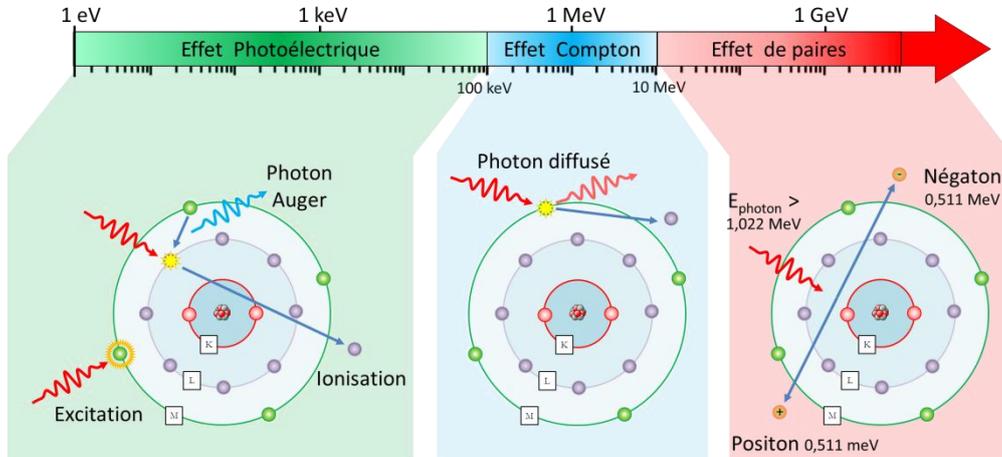


Fig. 1.17 Illustration des mécanismes d'interaction photon-silicium prépondérants suivant l'énergie du photon incident.

Effet Compton : Cet effet apparaît lorsqu'un photon incident est dévié de sa trajectoire originale par l'interaction avec un électron, généralement des couches externes. Le photon perd de l'énergie en éjectant l'électron de l'atome, puis il est diffusé et continue son trajet. Il peut alors interagir de nouveau avec les atomes du réseau. L'effet Compton intervient dans le silicium à partir de quelques keV et devient prédominant de 100 keV jusqu'à 1 MeV.

Création de paires : Si un photon, traversant le champ électrique des atomes de silicium, possède une énergie d'au moins 1,022 MeV, et de manière plus prépondérante quand il atteint 10 MeV, l'effet de pair peut apparaître. Il correspond à la matérialisation du photon en un négaton (électron) et un positon d'énergie égale à 0,511 MeV chacun. L'énergie supplémentaire du photon est transférée sous forme d'énergie cinétique aux deux particules qui auront une trajectoire opposée. Le positon, correspondant à de l'antimatière, se dématérialise quasi instantanément lors de sa rencontre avec un électron pour former deux photons de 0.511 MeV chacun.

Diffusion Rayleigh-Thomson : Ce mécanisme provient de l'interaction d'un photon avec l'atome de silicium. Ce dernier modifie la trajectoire du photon sans aucune perte d'énergie pour l'atome cible. Ce phénomène intervient dans la même gamme d'énergie que l'effet photoélectrique, mais a une contribution mineure.

Effet de photodésintégration : Ce processus apparaît lorsqu'un noyau de silicium capture le photon incident et qu'une particule du noyau est éjectée. Ce phénomène est assez rare mais peut intervenir dans le silicium en milieu spatial pour des photons γ au-delà de 17 MeV.

Tous ces mécanismes provoquent essentiellement des effets ionisants, engendrant l'excitation et l'éjection d'électrons, ce qui entraîne la génération de paires électron-trous. Pour créer une paire électron-trou dans le silicium, il faut que le photon possède au minimum une énergie de 1,12 eV (gap du silicium) ce qui est le cas des photons visibles, du proche infra-rouge jusqu'au proche UV. Au-delà de 10 eV, des mesures expérimentales [34] montrent que le photon peut générer plusieurs paires. Pour ces photons d'énergie supérieure à 10 eV, ces mesures définissent l'énergie moyenne nécessaire à fournir au silicium pour créer une paire électron-trou, E_{paire} . Grâce à cette énergie moyenne, nous pouvons estimer le nombre de paires électron-trous suivant l'énergie cédée par les photons dans le silicium par :

$$N_{\text{paires}} = \frac{E}{E_{\text{paire}}} \quad (1.19)$$

où E représente l'énergie cédée au silicium par les photons. L'énergie moyenne est mesurée expérimentalement et vaut 3,65 eV pour le silicium et 17 eV pour le SiO_2 [8]. Cette énergie varie de moins d'un pourcent jusqu'à quelques MeV.

Il est important de mentionner que pour certains photons de très forte énergie, les électrons qu'ils éjectent de l'emprise des noyaux possèdent parfois une énergie suffisante pour engendrer des phénomènes non-ionisants.

5.1.2 Les particules chargées

Les particules issues de l'environnement spatial sont majoritairement des protons et des électrons, la compréhension de leurs interactions avec la matière et notamment le silicium et donc primordial dans cette étude.

Une particule chargée passant au travers d'un réseau d'atome interagit principalement avec les électrons orbitaux par l'intermédiaire des forces coulombiennes. Cependant, des effets avec les noyaux existent également. Les principales interactions sont (voir en Fig. 1.18) [35] :

Diffusion Coulombienne électronique : Les électrons du cortège électronique des atomes de silicium peuvent dévier de sa trajectoire et ralentir la particule

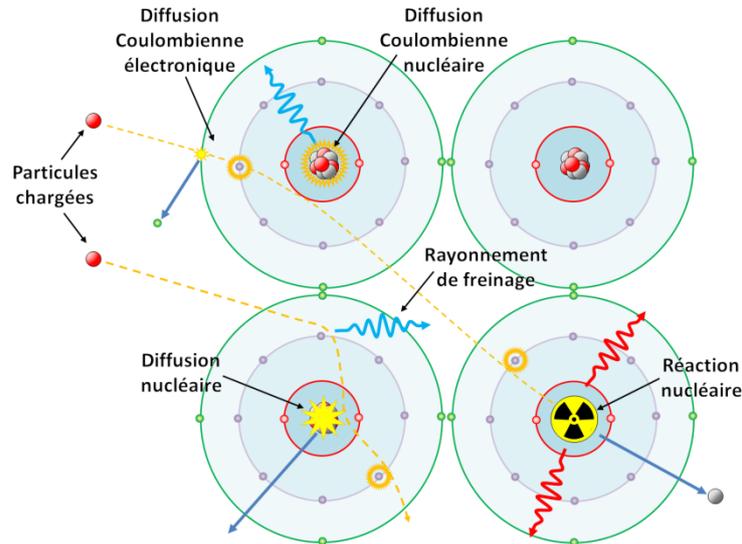


Fig. 1.18 Illustrations des interactions entre des particules chargées et la matière.

chargée incidente par effet Coulombien. Ce mécanisme provoque généralement l'ionisation de l'atome. Dans la gamme d'énergie du spatial ce phénomène est généralement considéré comme élastique.

Diffusion Coulombienne nucléaire : La charge du noyau atomique peut, elle aussi, interagir avec les particules chargées par effet Coulombien. Ce mécanisme peut provoquer jusqu'à l'éjection du noyau de son site. Ce dernier peut alors interférer avec ses atomes voisins jusqu'à ce qu'il perde totalement son énergie cinétique. Ce mécanisme est considéré comme élastique. Cependant, les atomes voisins peuvent être percutés de manière inélastique dans le cas où ils sont laissés dans un état excité après le choc.

Diffusion par force nucléaire : Lorsqu'une particule chargée parvient à dépasser la barrière de potentielle des forces Coulombiennes de l'atome, se rapprochant suffisamment du noyau atomique alors elle peut être déviée et ralentie par les forces nucléaires. Le résultat est similaire à la diffusion Coulombienne, c'est-à-dire que le noyau cible peut être éjecté de son site et interagir avec ses atomes voisins. Cette diffusion est également considérée comme majoritairement élastique.

Réaction nucléaire : La particule incidente peut être complètement absorbée par le noyau atomique, modifiant sa structure interne. Dans la gamme des rayonnements spatiaux des protons, des neutrons voir même des particules α peuvent être éjectés du noyau cible, laissant un isotope généralement radioactif. L'ensemble des particules issues de la réaction nucléaire va alors interagir avec plusieurs atomes voisins engendrant une cascade de déplacement atomique. Ce type de réaction est considéré comme inélastique.

Lorsque la particule chargée traverse le matériau, un rayonnement est émis :

Rayonnement de freinage (Bremsstrahlung) : La particule entrant dans le champ électronique issu du noyau d'un élément du matériau cible est déviée en même temps qu'elle est freinée. L'énergie qu'elle cède ainsi se traduit par l'émission de photon X dont l'énergie est proportionnelle au carré de la décélération de la particule.

Des émissions Tcherenkov peuvent exceptionnellement se produire lorsque la particule possède une vitesse supérieure à celle de la lumière dans un matériau transparent (il faut garder à l'esprit que cette vitesse reste inférieure à la vitesse de la lumière dans le vide). Il en résulte une onde de choc électromagnétique provoquant une radiation lumineuse de la gamme du visible¹⁰.

Tous ces phénomènes, illustrés en Fig. 1.18, conduisent à la diminution de l'énergie de la particule chargée incidente. Ces pertes peuvent être caractérisées par un taux de perte d'énergie par unité de longueur de la trajectoire, c'est le pouvoir d'arrêt. Ce paramètre est relatif au type et à l'énergie de la particule incidente. La Fig. 1.19 illustre la forme générale du pouvoir d'arrêt [36] d'une particule dans un matériau tel que le silicium. Un maximum apparaît, appelé pic de Bragg, relatif à l'énergie et au type de particules incidentes ainsi qu'au matériau cible. Le pouvoir d'arrêt s'exprime par :

$$\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{\text{tot.}} = \left(-\frac{dE}{dx}\right)_{\text{élect.}} + \left(-\frac{dE}{dx}\right)_{\text{nucl.}} + \left(-\frac{dE}{dx}\right)_{\text{ray.}} \quad (1.20)$$

où $(-dE/dx)_{\text{élect.}}$ correspond à l'énergie transférée aux électrons, $(-dE/dx)_{\text{nucl.}}$ est la part d'énergie cédée aux noyaux atomiques et $(-dE/dx)_{\text{ray.}}$ correspond à l'énergie perdue sous forme de rayonnement.

¹⁰ Nommé mur de la lumière par équivalence au mur du son pour les ondes sonore.

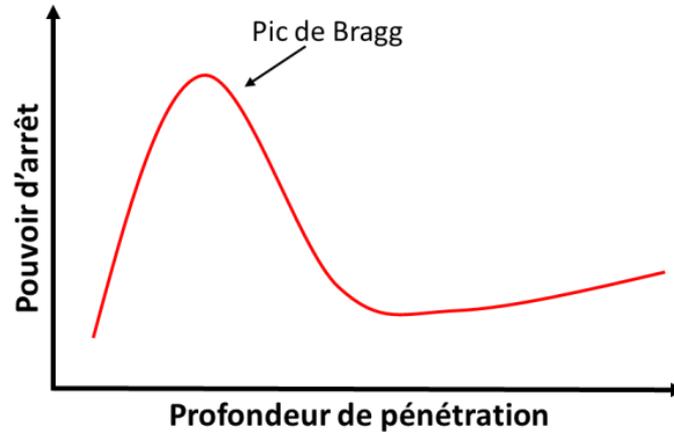


Fig. 1.19 Allure du pouvoir d'arrêt d'une particule chargée.

L'énergie transférée linéairement, le LET (Linear energy transfer) est essentiellement composée de la perte d'énergie par ionisation directe ou indirecte. Ce paramètre s'exprime par :

$$LET \approx \left(-\frac{dE}{dx}\right)_{\text{élect.}} + \left(-\frac{dE}{dx}\right)_{\text{ray.}} \quad (1.21)$$

Concernant la partie relative au noyau atomique, elle correspond aux effets non-ionisants qui sont le cœur de cette étude et qui sont définis dans les chapitres suivants.

5.2 Effet de la dose ionisante dans les imageurs CMOS

5.2.1 Définition de la dose ionisante

L'énergie moyenne absorbée par unité de masse sous forme d'ionisation est appelée la dose ionisante, appelée TID (total ionizing dose) [37], elle s'exprime par :

$$TID = \frac{dE}{dm} \quad (1.22)$$

L'unité SI de la dose ionisante est le gray (Gy) équivalent à 1 J/kg. Cependant, dans la communauté des effets des radiations sur les composants électroniques le rad est largement utilisé (1 Gy = 100 rad). La dose ionisante reçue par un matériau dépend de la masse volumique de celui-ci. Par conséquent, il est important de spécifier dans quel matériau est calculée cette dose. Dans le cas de ces travaux, nous utilisons essentiellement le silicium et l'oxyde de silicium. Nous

convenons donc que les doses sont exprimées soit en Gy(Si) ou soit en Gy (SiO₂) dans ce manuscrit.

L'irradiation d'un composant par des photons conduit à la déposition d'une énergie ionisante qui peut être estimée par :

$$TID = \Phi_{\text{ph}} \cdot (\mu_{\text{en}}/\rho) \quad (1.23)$$

où Φ_{ph} correspond au flux intégré de l'énergie des photons incidents (en MeV/cm²) et μ_{en}/ρ est le coefficient d'absorption massique (en cm²/g) relatif à l'énergie des photons. Il est important de remarquer que ce formalisme permet d'obtenir des doses ionisantes dans un composant MOS irradié au ⁶⁰Co avec une incertitude de 20% [37].

Pour les particules chargées, le LET permet d'estimer la dose ionisante reçue par un matériau :

$$TID = \Phi \cdot LET \quad (1.24)$$

avec Φ la fluence¹¹ des particules incidentes. Cette équation est valide sous l'hypothèse de trajectoires quasi-rectilignes des particules [36].

La dose ionisante provenant des photons et des particules chargées a un impact important sur les matériaux qui la reçoit et cause des dommages sur ces propriétés. Dans le cas des composants microélectroniques, cette dose altère leurs propriétés électriques.

5.2.2 Effets dans le silicium

La dose ionisante reçue dans le volume du semiconducteur crée des charges libres excédentaires qui peuvent augmenter localement la conductivité. Les photodiodes intra-pixels des imageurs peuvent également collecter ses charges modifiant le signal réellement observé provenant des photons visibles.

Dans les circuits microélectroniques, cette dose peut engendrer des événements singuliers [38]. Ces événements sont soit transitoires, ce qui a pour effet de perturber momentanément les composants, soit permanents, dans ce cas l'effet modifie le fonctionnement à plus long terme et peut même détruire des fonctionnalités. Les effets singuliers sont un domaine complexe et actuellement en pleine expansion, cependant leur étude sort du champ de nos travaux de recherche.

¹¹ La fluence correspond à l'intégration du flux de particule incidente sur le temps.

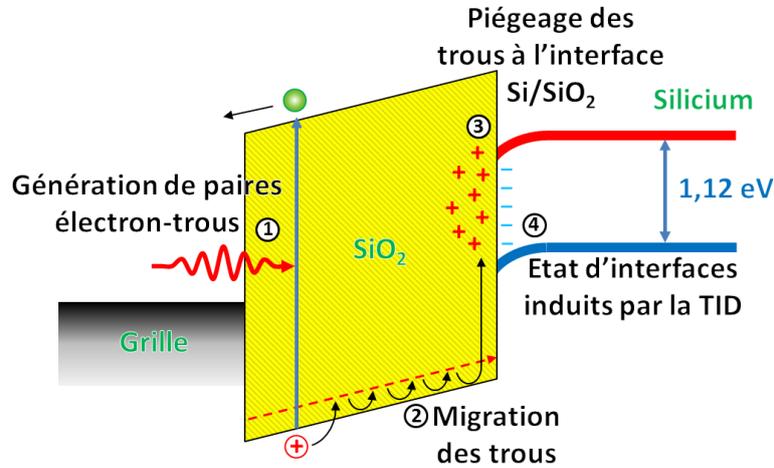


Fig. 1.20 Illustration des effets de la dose ionisante sur le dioxyde de silicium [42].

5.2.3 Effets cumulés dans les oxydes de silicium

Le dioxyde de silicium présent dans les imageurs CMOS est considéré comme transparent pour les photons de la gamme du visible. Par contre, la dose ionisante provenant des photons plus énergétiques et des particules chargées interagit avec ce matériau. Le SiO_2 possède une bande de valence et de conduction. Cependant, étant un matériau isolant, la bande interdite est nettement plus grande que dans le silicium et vaut 8,8 eV [39]. De manière identique au silicium, la dose ionisante peut augmenter localement la conductivité dans l'oxyde pouvant aboutir à un courant [40]. De plus l'oxyde étant amorphe, la dose ionisante a pour effet de dégrader ce matériau. Les processus de dégradation sont complexes [41] et peuvent être décomposés suivant plusieurs mécanismes, illustrés en Fig. 1.20 sur une capacité MOS de type P et dont le potentiel appliqué sur la grille est supérieur à celui du substrat.

Un premier mécanisme de la dégradation correspond à la génération des paires électron-trou par les radiations ionisantes. Les électrons sont très mobiles dans l'oxyde et sont facilement évacués par le contact de grille sous l'effet du champ électrique présent. De plus, suivant le champ électrique présent et la concentration de paires créée par la dose ionisante, une partie des électrons et des trous se recombinent, diminuant ainsi la densité de porteurs libres. Dans une seconde étape le champ électrique présent repousse les trous vers l'interface Si/SiO₂. Les trous migrent jusqu'à cette interface par saut successif, ce phénomène est modélisé correctement par le formalisme de Continuous-Time-Random-Walk [41]. Malgré la passivation de l'interface Si/SiO₂ durant le

processus de fabrication, celle-ci comporte des défauts où les trous se piègent durant la troisième étape de dégradation. Ces charges piégées perturbent le comportement électronique du composant. Un autre mécanisme de dégradation est la formation d'états d'interfaces entre le silicium et l'oxyde. Le mécanisme de création de ces défauts est complexe et suscite une polémique. Un processus reconnu dans la littérature [41] est défini par la création d'ion H^+ issu des trous et des atomes d'hydrogène présents dans l'oxyde. Ces ions migrent jusqu'à l'interface Si/SiO_2 et réagissent avec les atomes d'hydrogène qui passent l'interface pour former des molécules de dihydrogène et laisser vacant des liaisons silicium, nommées alors états d'interfaces.

Les charges piégées et les états d'interfaces étant proches du silicium, ils peuvent avoir un impact sur ses porteurs libres et modifier le potentiel local de l'interface. Le champ électrique appliqué sur l'oxyde influence la densité de création de ses défauts [43]. Des études [44], [45] montrent que la température a un effet important sur le recuit de ces défauts après irradiation.

Dans les technologies CMOS avancées, les épaisseurs de grille des transistors sont tellement fines et la baisse des potentiels appliqués induisent une réduction de l'impact de ces défauts. Cependant, ce phénomène subsiste dans les oxydes d'isolations et est la source majeure de l'augmentation du courant d'obscurité dans les imageurs CMOS.

5.2.4 Effets cumulés sur les capteurs d'images CMOS

Les effets ionisants ont un impact majeur sur les composants microélectroniques embarqués dans des systèmes spatiaux. C'est pourquoi ce mécanisme est, jusqu'à présent, le plus étudié sur les imageurs CMOS dédiés aux missions spatiales. Les effets connus de la dose ionisante sur les imageurs CMOS sont nombreux.

Tout d'abord, la dose ionisante provoque une hausse importante du courant d'obscurité. Les transistors semblent jouer un rôle important dans cette dégradation [46], mais l'utilisation de transistors à grille fermée [47] limitant son impact montre que le problème provient de la photodiode intra-pixel. Les études plus récentes ont montré que dans les imageurs à pixels actifs utilisant une photodiode lue en tension, la dégradation provient du périmètre de la photodiode [vinent]. Les charges piégées et les états d'interfaces présents dans les oxydes d'isolations entourant la photodiode et en contact avec sa zone de charge d'espace seraient responsables de l'augmentation du courant d'obscurité dans ces pixels.

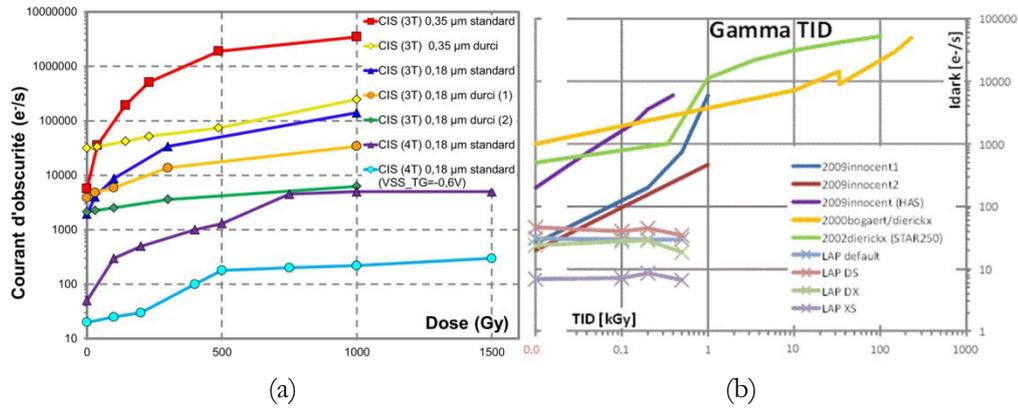


Fig. 1.21 Augmentation du courant d'obscurité due à la dose ionisante en fonction du nœud technologique et du type d'architecture de pixel (3T ou 4T et standard ou durcie) utilisé. La partie (a) correspond aux imageurs développés dans le laboratoire de cette étude. Les pixels sont normalisés à une taille de $20 \mu\text{m}^2$ en surface et $20 \mu\text{m}$ en périmètre. La partie (b) correspond aux résultats de plusieurs travaux réunis dans [52] et où le pixel est normalisé à $10 \mu\text{m}$. Les courbes avec des croix ainsi que celle « 2009innocent1 et 2 » correspondent à des pixels actifs 4T alors que les autres correspondent à des 3T dans cette partie.

Dans les imageurs CMOS à pixels actifs utilisant une photodiode enterrée [48]-[51], peu d'études existent. Du fait de l'isolation totale de la zone de charge d'espace des oxydes d'isolation, la dose ionisante a un faible impact, voir aucun jusqu'à 1kGy [52]. Des études du procédé de fabrication montrent qu'avec une dose ionisante suffisante (supérieure aux doses ionisantes du spatiales), la forme de la zone de charge d'espace peut être modifiée par l'influence des charges piégées et venir en contact avec les oxydes d'isolation [53].

La Fig. 1.21 illustre l'impact de la dose ionisante sur le courant d'obscurité des imageurs issus de nœuds technologiques différents et d'architecture de pixels actifs standard ou durcie. Le durcissement des imageurs CMOS à pixels actifs consiste essentiellement à utiliser des transistors à grille fermée [47] et des photodiodes dont la zone de charge d'espace est éloignée des oxydes d'isolations, soit par dimensionnement, soit par ajout de dopages spécifiques (implants de surface). Les deux graphiques sont normalisés à des dimensions de pixel données afin d'annuler les disparités dues aux dimensions géométriques. Le point fort de ces graphiques est de montrer que la diminution du nœud technologique et les améliorations de la technologie CMOS dédiée à l'imagerie diminuent nettement l'effet de la dose ionisante. De plus nous pouvons observer que le passage aux pixels actifs contenant une photodiode enterrée est également bénéfique face à la dose ionisante.

Dans les transistors, les épaisseurs d'oxydes de grilles sont suffisamment faibles pour que l'impact de la dose ionisante soit négligeable sur l'oxyde de grille. Seules des variations des tensions de seuil sont remarquées, dues aux oxydes d'isolation entourant la grille des transistors [54].

Une baisse de la sensibilité de l'imageur CMOS est également remarquée dans plusieurs études. Des hypothèses sur la diminution de la transparence des couches supérieures au silicium [48] et sur la recombinaison en surface sont proposées [55]. Cependant les épaisseurs des couches supérieures étant fines, les auteurs penchent en général pour la recombinaison en surface.

Récemment, un signal télégraphique aléatoire du courant d'obscurité proportionnel à la dose ionisante a été observé dans des imageurs CMOS composés de pixels actifs à photodiode conventionnelle. Ce phénomène semble également provenir du périmètre de la photodiode. Des défauts métastables localisés dans les oxydes d'isolation pourraient être responsables de ce phénomène. Nous étudierons plus en détail ce mécanisme dans le chapitre 4.

5.3 Effet de la dose de déplacement dans les imageurs CMOS : perspective de l'étude

Les capteurs d'images CMOS se présentent comme de sérieux candidats pour les missions d'imagerie spatiales. Cependant, l'environnement radiatif spatial est riche de nombreux rayonnements qui impactent les composants microélectroniques embarqués dans les systèmes spatiaux. Les protons, les électrons et les photons représentent la majorité de ces rayonnements. En traversant les composants microélectroniques, ils cèdent leur énergie de manière ionisante et non-ionisante.

La dose ionisante déposée génère des charges positives piégées dans les oxydes et des états d'énergie à l'interface entre le silicium et l'oxyde, provoquant une hausse du courant d'obscurité dans les imageurs CMOS. Dans la gamme d'énergie des missions spatiales, cet effet est réduit par l'utilisation de procédés technologiques avancés et notamment l'insertion de la photodiode enterrée dans les pixels actifs.

L'impact des effets non-ionisants, regroupés sous le nom de déplacements atomiques, devient donc prépondérant dans les imageurs CMOS. Par conséquent, l'objectif de cette étude est d'appréhender le phénomène des déplacements atomiques dans ces capteurs d'images CMOS. L'approche développée consiste à étudier, dans un premier temps, l'impact des déplacements atomiques dans le silicium, grâce à des dispositifs élémentaires tels que des diodes. Ensuite, forts des conclusions obtenues sur le silicium, nous appréhendons l'effet des déplacements

atomiques dans les imageurs CMOS. De nombreux capteurs possédant des variations géométriques et des processus de fabrication différents sont investigués.

Bibliographie

- [1] J. Janesick, *Scientific Charge-Coupled Devices*, SPIE Press, 2001.
- [2] A. El Gamal et H. Eltoukhy, "CMOS image sensors," *IEEE Circuits and Devices Magazine*, vol. 21, num. 3, p. 6-20, Mai-Juin 2005.
- [3] J. W. Horton, R. V. Mazza, et H. Dym, "The scanistor : a solid state image scanner," *Proc. IEEE*, vol. 52, num. 12, p. 1513-1528, Déc. 1964.
- [4] P. K. Weimer, G. Sadasiv, J. Meyer, J. E., L. Meray-Horvath, et W. S.Pike, "A self-scanned solid-state image sensor," *Proc. IEEE*, vol. 55, num. 9, p. 1591-1602, Sept. 1967.
- [5] M. Bigas, E. Cabruja, J. Forest, et J. Salvi, "Review of CMOS image sensors," *Microelectron. J.*, vol. 37, num. 5, p. 433-451, 2005.
- [6] E. Fossum, "CMOS image sensors: electronic camera on a chip," *IEDM Tech. Dig.*, p. 17-25, 1995.
- [7] A. J. P. Theuwissen, "CMOS image sensors: State-of-the-art," *Solid-State Electron.*, vol. 52, num. 9, p. 1401-1406, Sept. 2008.
- [8] S. M. Sze, *Physics of Semiconductor Devices*, 3rd éd. New York: Wiley, 1981.
- [9] P. Bouguer, *Essai d'optique sur la gradation de la lumière*, Jombert, 1729.
- [10] A. S. Grove, *Physics and Technology of Semiconductor Devices*, Wiley International, 1967.
- [11] A. Krymski et N. Tu, "A 9-v/lux-s 5000-frames/s 512×512 cmos sensor," *IEEE Trans. Electron Devices*, vol. 50, num. 1, p. 136-143, Janv. 2003.
- [12] P. Martin-Gonthier, P. Magnan, F. Corbiere, M. Estribeau, N. Huger, et L. Boucher, "Dynamic range optimisation of CMOS image sensors dedicated to space applications," *Proc. SPIE*, vol. 6744, 2007.

-
- [13]C. Marques, "Etude et modélisation de la conversion rayonnement lumineux-signal électrique dans les capteurs d'images à pixels actifs," Thèse de Doctorat, ENSAE, 2001.
- [14]S. G. Pyo, S. H. Park, et S. Kim "3D Interconnect Process Integration and Characterization of Back Side Illuminated CMOS Image Sensor with 1.75 μm Pixels," *J. Electrochem. Soc.*, vol. 156, pp. 143-147, 2009.
- [15]A. S. Grove et D. J. Fitzgerald, "Surface effects on pn junctions : characteristics of surface space-charge regions under non equilibrium conditions," *Solid State Electronics*, vol. 9, pp. 783-806, 1966.
- [16]H. Tian, "Noise analysis in CMOS image sensors," Thèse de doctorat, Stanford University, 2000.
- [17]H. Tian, B. Fowler, et A. Gamal, "Analysis of temporal noise in CMOS photodiode active pixel sensor," *IEEE J. Solid-State Circuits*, vol. 36, num. 1, p. 92-101, Janv. 2001.
- [18]Y. Degerli, "Etude, modélisation des bruits et conception des circuits de lecture dans les capteurs d'images à pixels actifs CMOS," Thèse de doctorat, ENSAE, 2000.
- [19]C.-K. Kim, *Charge-coupled devices and systems*, Wiley-Interscience, chap. The physics of charge-coupled devices, p. 1-80, 1979.
- [20]M. J. Kirton et M. J. Uren, "Noise in solid-state microstructures: a new perspective on individual defect, interface states and low-frequency (1/f) noise," *Advances in Physics*, vol. 38, num. 4, pp. 367-468, 1989.
- [21]B. Fowler et X. Liu, "Charge transfer noise in image sensors," *Proc. IISW*, 2007.
- [22]I. Inoue, H. Ihara, H. Yamashita, T. Yamaguchi, H. Nozaki, et R. Miyagawa, "Low Dark Current Pinned Photo-Diode for CMOS Image Sensor," *Eizo Joho Media Gakkai Gijutsu Hokoku*, vol. 23, num. 49, p. 25-30, 1999.

- [23]N. V. Loukianova, H. O. Folkerts, J. P. V. Maas, D. W. E. Verbugt, A. J. Mierop, W. Hoekstra, E. Roks, et A. J. P. Theuwissen, "Leakage current modeling of test structures for characterization of dark current in CMOS image sensors," *IEEE Trans. Electron Devices*, vol. 50, num. 1, p. 77-83, 2003.
- [24]G. Vincent, A. Chantre, et D. Bois, "Electric field effect on the thermal emission of traps in semiconductor junctions," *J. Appl. Phys.*, vol. 50, num. 8, p. 5484-5487, 1979.
- [25]B. Burkey, W. Chang, J. Littlehale, T. Lee, T. Tredwell, J. Lavine, et E. Trabka, "The pinned photodiode for an interline-transfer CCD image sensor," *IEDM Tech. Dig.*, , p. 28-31, 1984.
- [26]J. Michelot, F. Roy, J. Prima, C. Augier, F. Barbier, S. Ricq, P. Boulenc, Z. Essa, L. Pinzelli, H. Leininger, M. Gatefait et J.-E. Broquin, "Back illuminated vertically pinned photodiode with in depth charge storage," *Proc. IISW*, 2011.
- [27][http://www.usphere.com/index.php?title=Effets d%27une explosion solaire cataclysmique](http://www.usphere.com/index.php?title=Effets_d%27une_explosion_solaire_cataclysmique), Décembre 2011.
- [28]P. Lantos, "The sun, the solar wind and their effects on earth's environment," Space radiation environment and its effects on space-craft components and systems, Cepadues, Ed., Toulouse, Juin 2004, p.57-82.
- [29]J. Bourrieau, J. P. David, et L. Levy, Environnement spatial. ISAE, 2009.
- [30]A. Johnston, "Optoelectronic devices with complex failure modes," *IEEE NSREC short course*, 2000.
- [31]S. Bourdarie, "Space radiation environment," *Space radiation environment and its effects on spacecraft components and systems*, Cepadues, Ed., Toulouse, p. 57-82, Juin 2004.
- [32]P. Peyrard, T. Beutier, O. Serres, C. Chatry, R. Eco_et, G. Rolland, D. Boscher, S. Bourdarie, C. Inguibert, P. Calvel, et R. Mangeret, "A toolkit for space environment," *Proc. RADECS*, p. 639-641, 2003.

-
- [33]<http://www.oecd-nea.org/janis/>, Décembre 2011.
- [34]International Commission on Radiation Units and measurements, ICRU, "Average energy required to produce an ion pair," *ICRU report 31*, 1979
- [35]D. Halliday, *Introduction à la physique nucléaire*, Dunod, 1957.
- [36]C. Inguibert, "Radiation-matter interaction," *Space radiation environment and its effects on spacecraft components and systems*, Cepadues Ed., Toulouse, p. 84-107, Juin 2004.
- [37]K. G. Kerris, *Ionizing Radiation Effects in MOS Devices and Circuits*, New York : Wiley-Interscience, chap. Source considerations and testing techniques, p. 443-484, 1989.
- [38]S. Duzellier, "Radiation effects on electronic devices in space, aerospace science and technology," *Aerospace Science and Technology*, vol. 9, p. 93-99, Janv. 2005.
- [39]J. F. Verwey, E. A. Amerasekera, et J. Bisschop, "The physics of SiO₂ layers," *Rep. Prog. Phys.*, vol. 53, p. 1297-1331, 1990.
- [40]E. H. Snow, A. S. Grove, et D. J. Fitzgerald, "Effects of ionizing radiation on oxidized silicon surfaces and planar devices," *Proc. IEEE*, vol. 55, num. 7, p. 1168, Juil. 1967.
- [41]T. R. Oldham et F. B. McLean, "Total ionizing dose effects in MOS oxides and devices," *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 50, p. 483-499, Juin 2003.
- [42]T. P. Ma et P. V. Dressendorfer, *Ionizing Radiation Effects in MOS Devices and Circuits*, New York : Wiley-Interscience, 1989.
- [43]T. R. Oldham et J. M. McGarrity, "Comparison of ⁶⁰Co and 10 keV Xray response in MOS capacitors," *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. NS-30, p. 4377, 1983.

- [44]P. McWorther, S. Miller, et W. Miller, "Modeling the anneal of radiation-induced trapped holes in a varying thermal environment," *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 37, num. 6, p. 1682-1689, Déc. 1990.
- [45]A. Holmes-Siedle et L. Adams, *Handbook of radiation effects*, Oxford science publications, 1994.
- [46]J. Bogaerts, "Radiation-induced degradation effects in CMOS active pixel sensors and design of radiation-tolerant image sensor," Thèse de Doctorat, Katholieke Universiteit Leuven, Avril. 2002.
- [47]G. Anelli, M. Campbell, M. Delmastro, F. Faccio, S. Floria, A. Giraldo, E. Heijne, P. Jarron, K. Kloukinas, A. Marchioro, P. Moreira, et W. Snoeys, "Radiation tolerant VLSI circuits in standard deep submicron CMOS technologies for the LHC experiments : practical design aspects," *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 46, num. 6, p. 1690-1696, 1999.
- [48]P. R. Rao, X. Wang, et A. J. P. Theuwissen, "Degradation of CMOS image sensors in deep-submicron technology due to -irradiation," *Solid-State Electron.*, vol. 52, num. 9, p. 1407-1413, Sept. 2008.
- [49]R. E. Coath, J. P. Crooks, A. Godbeer, M. D. Wilson, Z. Zhang, M. Stanitzki, M. Tyndel et R. A. D. Turchetta, "A low noise pixel architecture for scientific CMOS monolithic active pixel sensors," *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 57, num. 5, pp. 2490–2496, Oct. 2010.
- [50]M. Innocent, "A radiation tolerant 4T pixel for space applications," *Proc. IISW*, 2009
- [51]V. Goiffon, C. Virmontois, P. Magnan, P. Cervantes, M. Gaillardin, S. Girard, P. Paillet et P. Matin-Gonthier "Identification of radiation induced dark current sources in pinned photodiode CMOS image sensors," *Conf. RADECS*, 2011.
- [52]<http://www.caeleste.be/>, Décembre 2011.
- [53]J.-P. Carrere, J. P. Oddou, S. Place, C. Richard, D. Benoit, C. Jenny, M. Gatefait, C. Aumont, A. Tournier, et F. Roy, "Identification of radiation

induced dark current sources in pinned photodiode CMOS image sensors," *Solid-State Electron.*, vol. 65-66, p. 51-56, 2011.

[54]V. Goiffon, "Contribution à une approche structure de la conception des imageurs CMOS en vue de leur durcissement à l'environnement radiatif spatial," Thèse de doctorat, ISAE, 2008.

[55]V. Goiffon, M. Estibean et P. Magnan, "Overview of ionizing radiation effects in image sensors fabricated in a deep-submicrometer CMOS imaging technology," *IEEE Trans. Electron Devices*, vol. 5, p. 2594-2601, 2009.

Chapitre 2

Effets des déplacements atomiques dans le silicium

Plan du chapitre

- 1 Création de défauts induits par les déplacements atomiques
 - 2 Concept de NIEL
 - 3 Effets des défauts électro-actifs dans le silicium
 - 4 Génération de charges dans le silicium de la photodiode intra-pixel
 - 5 Irradiation des photodiodes : le choix des neutrons
 - 6 Identification des défauts : analyse DLTS
 - 7 Résumé et perspectives
-

Les rayonnements spatiaux qui traversent les composants basés en silicium cèdent leur énergie de manière ionisante et non-ionisante. Les effets non-ionisants sont regroupés sous le nom de déplacements atomiques. Ces déplacements peuvent créer des défauts dans le silicium cristallin et ont un impact important sur les composants microélectroniques embarqués dans les systèmes spatiaux [1]-[4]. Ils deviennent d'ailleurs la dégradation principale dans les imageurs CMOS de dernière génération.

Dans ce chapitre, nous définissons les mécanismes des déplacements atomiques induisant la création de défauts stables électriquement actifs dans le silicium. Ensuite, le concept de perte d'énergie non-ionisante, le NIEL (Non-Ionizing Energy Loss) [5]-[8], est introduit pour définir la quantité totale d'énergie fournie au matériau sous forme de déplacements atomiques. La dose de dommage liée aux déplacements atomiques estimée à l'aide du NIEL est aussi définie. Dans les parties suivantes, les effets des défauts électriquement actifs issus des déplacements atomiques dans le silicium sont abordés. La génération

des défauts dans la photodiode intra-pixel est traitée plus particulièrement, car ce phénomène produit une hausse du courant d'obscurité qui est la dégradation dominante dans les imageurs CMOS impactée par les déplacements atomiques. Une cinquième partie est dédiée à la corrélation entre les dégradations électriques induites dans le silicium par les irradiations aux protons, neutrons et rayons γ . De nombreuses photodiodes possédant des variations de facteurs de forme sont réalisées pour cette étude. En environnement spatial, les déplacements atomiques sont essentiellement générés par les protons. Cependant, lors des tests d'irradiations aux protons, les effets ionisants et non-ionisants induits par les protons dégradent simultanément le capteur d'images CMOS. Lors de ces irradiations aux protons, les dégradations dues aux déplacements atomiques sont masquées par les effets ionisants. Basé sur le concept du NIEL, nous montrons dans cette partie que les protons et les neutrons induisent des dégradations électriques similaires. Cette analyse permet de mettre en évidence la pertinence des tests d'irradiations neutrons pour étudier correctement les déplacements atomiques intervenant en environnement spatial qui sont majoritairement induits par les protons. Enfin, la dernière partie de ce chapitre est dédiée à l'identification des défauts issus des effets de déplacements. En effet, la connaissance des défauts dus aux effets de déplacements est un point fort qui permet de définir des règles d'optimisation des composants électroniques afin de minimiser l'impact des déplacements. L'analyse spectroscopique des transitoires de niveau profond (DLTS) est utilisée dans cette partie afin d'obtenir les caractéristiques des défauts présents dans le silicium irradié.

1 Création de défauts induits par les déplacements atomiques

Une particule traversant le silicium cristallin peut rentrer en collision avec un noyau atomique de la maille cristalline par diffusion Coulombienne, diffusion par force nucléaire ou par réaction nucléaire (chap. 1 part.5). Le premier atome percuté est appelé PKA (Primary Knock-on Atom). Suivant l'énergie qu'il reçoit, le PKA peut être déplacé et parcourir une distance plus ou moins importante dans le réseau cristallin. Dans le silicium, une énergie seuil de déplacement, E_d , proche de 21 eV [1], [9] est nécessaire pour que le PKA soit déplacé de son site. L'emplacement vacant que le PKA libère est appelé une lacune. Si cet atome déplacé migre vers une position hors du réseau cristallin alors le défaut résultant est appelé interstitiel. L'ensemble lacune-interstitiel forme une paire de Frenkel. Si le premier atome déplacé possède une énergie supérieure au double de E_d , alors il peut à son tour déplacer d'autres atomes du réseau cristallin. Dans une première

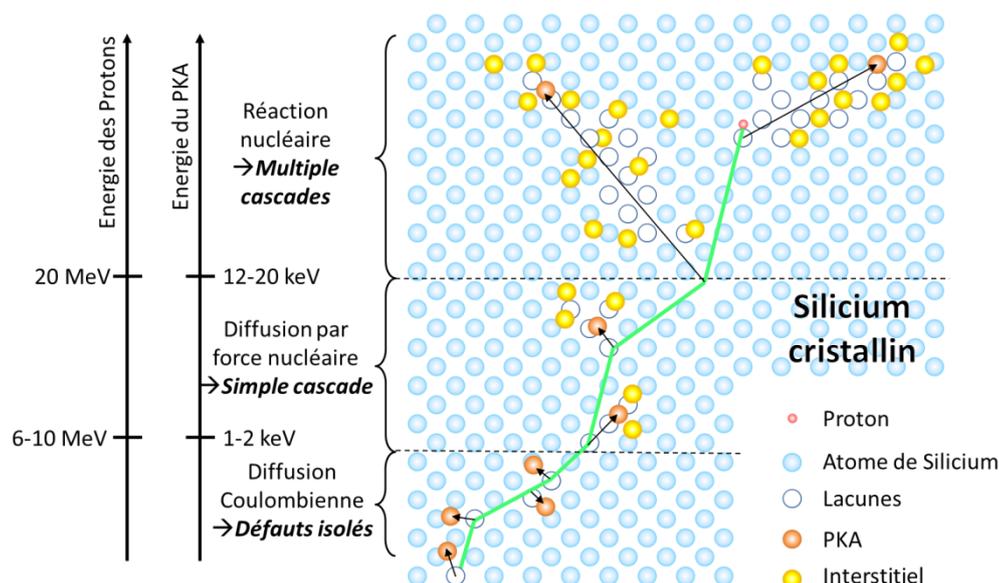


Fig. 2.1 Dommages causés par les effets de déplacement selon l'énergie des protons incidents et du PKA associé dans le silicium cristallin.

approximation, le nombre de paires de Frenkel créé par le PKA peut être estimé en utilisant le principe de Kinching-Pease [10] suivant la théorie des sphères dures. Cependant, il est important de calculer correctement la part d'énergie E_n du PKA qui va être cédée en déplacements atomiques. Cette distinction est importante car l'énergie totale cédée au cristal par cet atome possède à la fois une part ionisante et non-ionisante. E_n peut être calculé avec la formulation de Robinson [11] de la fonction de partition de Lindhard [12]. Le nombre de paires de Frenkel créé peut alors être estimé par [8], [13] :

$$N_{\text{paires}} \approx 0,8 \cdot \frac{E_n}{2 \cdot E_d} \quad (2.1)$$

Cette formule reste valide pour E_n supérieur à $2,5 \times E_d$. Finalement, le nombre total de paires créées par une particule incidente, peut être estimé en utilisant l'énergie cédée sous forme non-ionisante par la particule et ses noyaux de recul associés. Cette somme totale d'énergie non-ionisante correspond au NIEL de la particule dont le concept est développé dans la partie suivante. Lors de l'irradiation du silicium par des particules des cascades de lacune et d'interstitiel peuvent donc être créées et former des amas de défauts. Une différence importante dans la création de défaut apparaît cependant suivant le type et l'énergie de la particule incidente. Dans le cas des irradiations provoquant une majorité d'interactions nucléaires par diffusion Coulombienne, les défauts

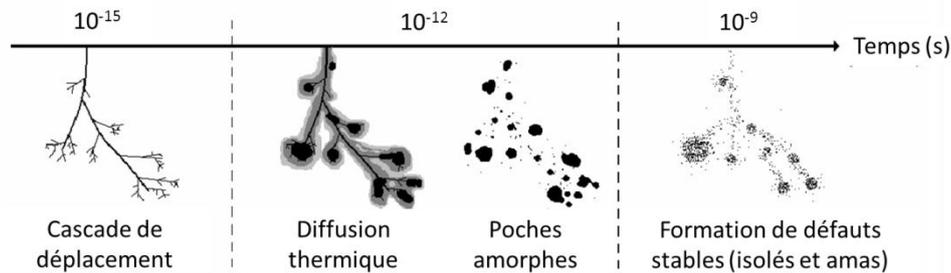


Fig. 2.2 Schéma de principe de la formation de défauts stables issu des interactions de déplacement atomiques à température ambiante [14].

résultants seront principalement des défauts ponctuels, c'est-à-dire des défauts isolés dans le cristal car l'énergie de l'interaction n'est pas suffisante pour que le PKA déplace d'autres atomes. Par contre, lorsque les irradiations entraînent majoritairement des interactions mettant en jeu les forces nucléaires, et provoquent des réactions nucléaires, ces premiers atomes déplacés possèdent une énergie suffisante pour déplacer à leur tour de nombreux atomes voisins, créant des cascades de défauts. La Fig. 2.1 illustre la création des défauts initiaux dans le silicium cristallin après plusieurs impacts de déplacement d'un proton. Nous remarquons que, pour les protons de faible énergie (< 10 MeV), les collisions se font essentiellement par diffusion Coulombienne, alors que dans le cas des protons de plus forte énergie (> 20 MeV), les interactions de réaction nucléaire sont prédominantes. Il faut noter que dans la gamme d'énergie spatiale, les électrons produisent essentiellement des interactions par diffusion Coulombienne. Au contraire des neutrons qui ne peuvent créer des déplacements atomiques uniquement par réactions nucléaires et diffusion par force nucléaire car ils ne possèdent pas de charge.

Le mécanisme de création des défauts stables après une collision de déplacement atomique est illustré en Fig. 2.2. Au bout de quelques picosecondes après l'impact du premier atome, la dissipation l'énergie accumulée s'effectue par vibration des atomes [15] provoquant un pic de chaleur le long de la trace des noyaux de recul. Suivant l'énergie mise en jeu, la température de fusion du silicium cristallin peut être atteinte, ce qui engendre des poches amorphes [16], [17]. Quelques nanosecondes après la collision, la majorité de ces poches amorphes recristallisent. Certaines zones amorphes ayant reçu une forte énergie peuvent subsister dans le silicium irradié [18] formant des amas de défauts. A la température ambiante, une importante partie (85-90 %) des lacunes et des interstitiels initialement créés par les déplacements atomiques se recombine quasi-instantanément (10^{-9} s) [9], [19]. Seule une faible proportion des défauts issus de

la cascade de déplacements vont former des défauts dits stables. En effet, les lacunes et interstitiels qui ne se recombinaient pas vont migrer par diffusion thermique dans le cristal jusqu'à rencontrer une autre entité avec laquelle ils vont se stabiliser. Ces entités peuvent être d'autres lacunes ou interstitiels, mais également des dopants tels que le phosphore ou le bore, ou bien des impuretés introduites dans le silicium durant le procédé de fabrication comme l'oxygène et le carbone. La stabilisation de ces défauts induit la création de nombreux complexes de défaut ponctuel [19] et d'agrégats. Lorsqu'ils sont composés uniquement de défauts lacunaires et interstitiels, ils sont qualifiés de défauts intrinsèques, l'exemple le plus courant est l'ensemble de deux lacunes qui forment une bi-lacune (V_2). Alors que si au moins un dopant ou une impureté le compose, ils sont qualifiés de défauts extrinsèques, nous pouvons citer par exemple, le complexe lacune-phosphore (V-P), nommé centre E dans le silicium. Les défauts ponctuels et les amas de défauts possèdent des propriétés électroniques particulières que nous développerons dans la partie 3 de ce chapitre. Ces complexes de défauts sont dits stables car ils perdurent dans le temps. Cependant, il faut rappeler que leur présence est hors de l'équilibre thermodynamique du silicium cristallin qui tend à retrouver son état fondamental. Par conséquent, le budget énergétique fourni au cristal par la température et la durée, permet le rétablissement de la maille cristalline induisant la disparition des défauts. Ce phénomène est utilisé dans les analyses de recuit afin d'identifier la nature des défauts [19], [20], [21].

2 Concept de NIEL

Afin de quantifier l'énergie cédée à un matériau par les phénomènes non-ionisants, le concept de NIEL est introduit. Ce concept repose sur l'hypothèse que la concentration totale de défauts électro-actifs stables créés par les déplacements atomiques dépend uniquement de l'énergie totale déposée sous forme de déplacement et non pas du type ou de l'énergie initiale de la particule incidente.

Le NIEL est constitué de la part d'énergie nucléaire élastique (Diffusion Coulombienne et diffusion par force nucléaire) et nucléaire inélastique (réactions nucléaires) des irradiations. Par conséquent, il peut être calculé pour les particules hadroniques (protons, neutron, électron,...) par la somme des contributions élastiques et inélastiques :

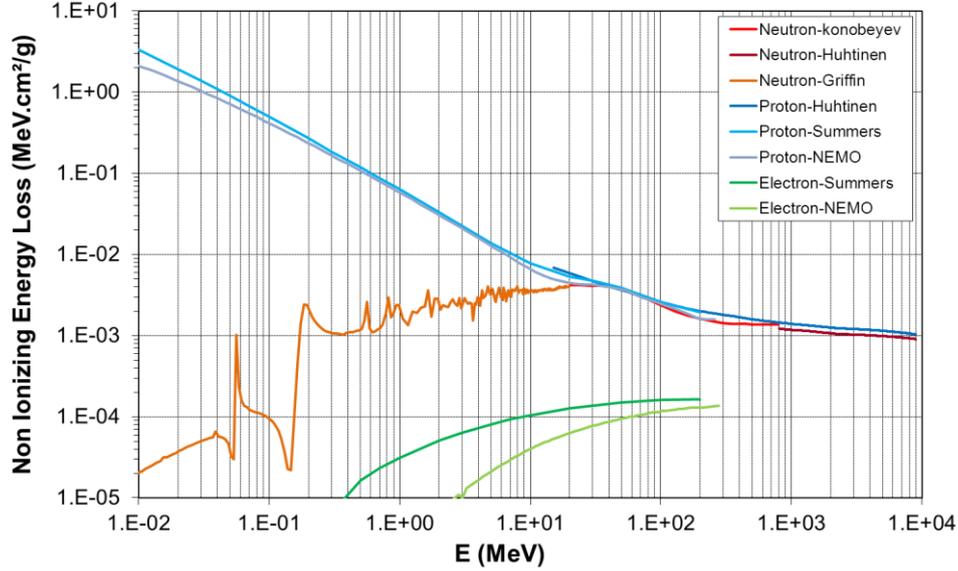


Fig. 2.3 Evolution du NIEL dans le silicium suivant le type et l'énergie de la particule incidente.

$$NIEL = \left(-\frac{dE}{dx} \right)_{\text{nucl.}} = \left(\frac{N}{A} \right) \cdot [\sigma_e \cdot T_e + \sigma_i \cdot T_i] \quad (2.2)$$

où N correspond au nombre d'Avogadro, A à la masse volumique du matériau cible, σ_e et σ_i sont respectivement les sections efficaces d'interactions élastiques et inélastiques, enfin T_e et T_i sont les énergies moyennes de recul associées à ces interactions élastiques et inélastiques. Le NIEL est généralement exprimé en $\text{MeV.cm}^2.\text{g}^{-1}$ tout comme le LET (chap. 1 part. 5). La Fig. 2.3 illustre le NIEL en fonction de l'énergie de la particule incidente. En environnement spatial, les protons proches 60 MeV sont les particules les plus représentatives en prenant en compte les blindages et le milieu hostile. Dans cette gamme d'énergie, les neutrons et les protons possèdent un NIEL très proche, rendant la comparaison entre les deux particules aisée. De plus, le NIEL des neutrons est stable entre 1 et 100 MeV. Concernant le NIEL des électrons, il est faible comparé aux autres particules dans cette gamme d'énergie. Le NIEL d'autres particules peut être calculé [7] ainsi que celui des photons γ ¹.

La dose de déplacement (DDD) peut être estimée à partir de ce concept. En effet, similairement à la dose ionisante (TID) qui correspond au produit du LET par la fluence, la dose de déplacement s'exprime par :

¹ Les rayons Gamma peuvent créer des déplacements atomiques. S'ils possèdent suffisamment d'énergie, ce qui est le cas des rayons Gamma issu des sources de ⁶⁰Co (1,17 ou 1,33 MeV), ils peuvent la communiquer à un électron du réseau pouvant alors déplacer des noyaux d'atomes.

$$DDD = \Phi \cdot NIEL \quad (2.3)$$

où Φ correspond à la fluence, c'est-à-dire le flux intégré des particules incidentes. Cette dose de déplacement est généralement exprimée en $\text{TeV}\cdot\text{g}^{-1}$ dans la gamme de dose des missions spatiales. La DDD est relative à la dégradation sous forme de déplacements atomiques durant l'irradiation d'un matériau ou d'un composant. Après une irradiation, la concentration des défauts induits dans les matériaux ou l'impact sur les performances des composants électroniques sont généralement tracés en fonction de la dose de déplacement afin d'estimer le comportement de leur dégradation par les déplacements atomiques.

3 Effets des défauts électro-actifs dans le silicium

Les déplacements atomiques induisent des défauts dans le volume du silicium. Lorsque le silicium se trouve hors de son équilibre thermodynamique, les défauts interagissent avec les porteurs circulant dans le matériau et provoquent des perturbations au niveau électrique. Suivant leur type, les défauts possèdent des caractéristiques électriques particulières.

Les défauts ponctuels sont dits électro-actifs, s'ils possèdent un niveau d'énergie E_t localisé dans le gap du silicium, c'est-à-dire entre l'énergie de la bande de valence et celle de conduction. Les perturbations induites par les défauts ponctuels se caractérisent par le taux d'émission des charges du défaut vers les bandes, ainsi que l'émission des charges contenues dans les bandes vers les défauts. Ce taux inclut les sections efficaces de capture des charges et le niveau d'énergie E_t du défaut qui dépend de ses états de charge possibles [22]. Le taux d'émission des électrons issu de la théorie de Shockley-Read-Hall est défini par [23] :

$$e_n = \sigma_n \cdot v_{th} \cdot N_C \cdot \exp\left(-\frac{E_C - E_t}{k \cdot T}\right) \quad (2.4)$$

et celui des trous est défini par :

$$e_p = \sigma_p \cdot v_{th} \cdot N_V \cdot \exp\left(-\frac{E_t - E_V}{k \cdot T}\right) \quad (2.5)$$

où $N_{C,V}$ sont respectivement les densités effectives d'états dans la bande de conduction et de valence et $E_{C,V}$ les niveaux d'énergie de la bande de conduction et de valence.

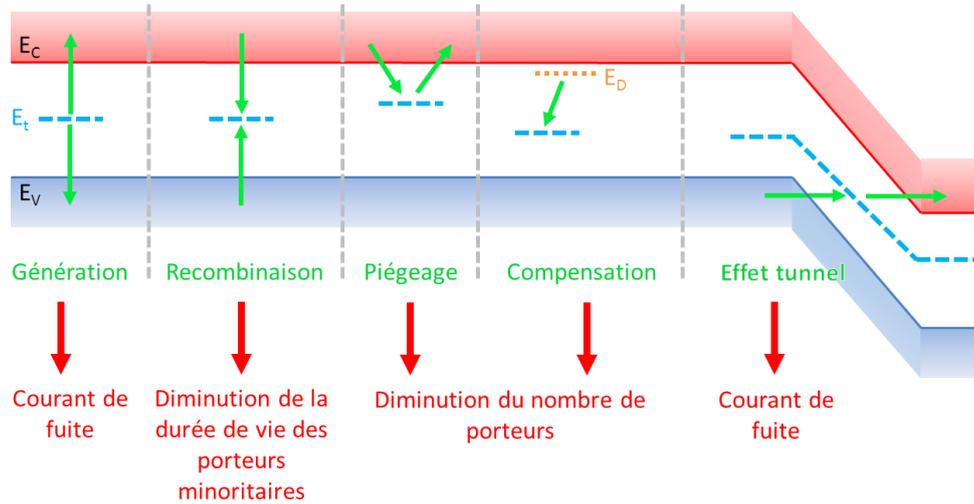


Fig. 2.4 Perturbations électriques induites par les effets de déplacements atomiques.

Concernant les amas de défauts, leurs propriétés sont plus complexes et moins bien connues. Le comportement électrique de l'amas ne correspond pas systématiquement à la somme des comportements des défauts qui le composent. Gossick propose un premier modèle [16], [17] pour définir leurs impacts au niveau électrique. E_t , des études concernant les amas [18], [24], [25] se poursuivent pour bien les définir.

Les perturbations induites par l'ensemble de ces défauts sont définies ci-après et illustrées sur la Fig. 2.4 :

Génération : Ce phénomène apparaît fortement lorsque le produit des électrons et trous libres est nettement inférieur à la densité de porteurs intrinsèques au carré ($np \ll n_i^2$), ce qui est le cas dans une zone de charge d'espace d'une jonction PN polarisée en inverse. Le défaut de niveau d'énergie E_t capte un électron de la bande de valence et l'émet dans la bande de conduction. Ce qui revient à émettre un trou et un électron respectivement dans la bande de valence et de conduction. Il est très important de mentionner que ce phénomène est limité par la transition la moins probable des deux. Nous avons présenté dans le chapitre 1 que le phénomène de génération représente une part importante du courant d'obscurité dans les imageurs CMOS et que le taux de génération est maximisé lorsque le niveau E_t est situé au milieu du gap du silicium.

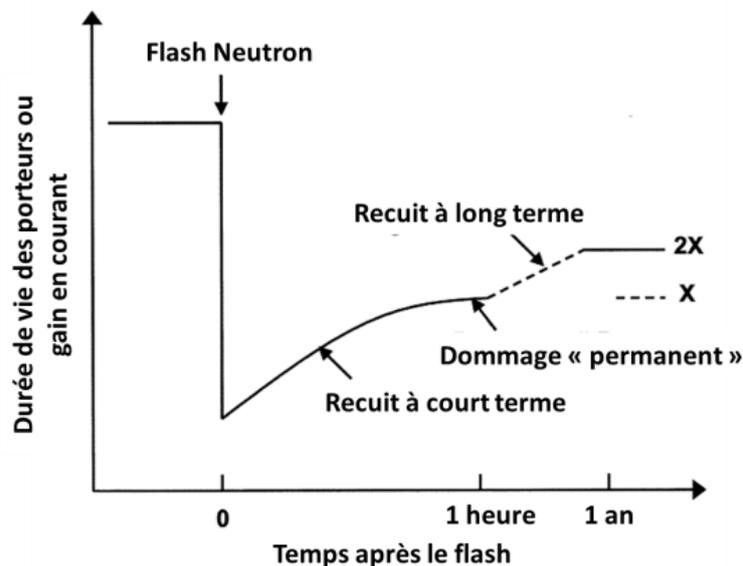


Fig. 2.5 Recouvrement des performances électriques après irradiation provoquant des déplacements atomiques [3].

Recombinaison : Une densité de porteur supérieure à la densité intrinsèque, généralement les zones quasi-neutres d'une jonction PN polarisée en direct, favorise le phénomène de recombinaison. À l'inverse de la génération, la recombinaison correspond à la capture d'un électron de la bande de conduction et à son émission dans la bande de valence par le défaut de niveau d'énergie E_t . Ce qui est équivalent à la capture respective d'un trou et d'un électron dans la bande de valence et de conduction par ce défaut. Ce phénomène est également limité par la transition la moins probable.

Piégeage : Les porteurs libres circulant dans les bandes de conduction et de valences peuvent être capturés par un défaut et être réémis dans la même bande au bout d'un certain temps induisant une modification du mouvement des porteurs.

Compensation : Les niveaux donneurs ionisés à température ambiante peuvent être compensés par le niveau d'énergie d'un défaut. Ce dernier peut capturer l'électron d'un niveau donneur ou le trou d'un niveau accepteur. Cette compensation a également pour effet de diminuer le nombre de porteurs libres.

Effet tunnel : Si la barrière de potentiel pour traverser le gap du silicium devient suffisamment faible, ce qui est généralement le cas lorsqu'un champ électrique

intense est présent (10^6 V.cm^{-1} dans le silicium), des charges peuvent passer par effet tunnel de l'une à l'autre des bandes. Les niveaux d'énergies supplémentaires induits par les défauts situés dans cette zone augmentent le phénomène. Il est important de mentionner que la température a peu d'effet sur ce phénomène.

L'ensemble de ces mécanismes modifie les caractéristiques électriques du silicium cristallin et impacte les performances des composants microélectroniques basés en silicium. Dans le cas des imageurs CMOS, c'est le phénomène de génération, créant un courant de fuite, qui intervient majoritairement dans la dégradation du composant.

Recouvrement des performances : l'ensemble de ces effets sont liés aux défauts induits par les déplacements atomiques. Par conséquent, similairement au recuit des défauts induit par le budget énergétique fourni au silicium après une irradiation, ces effets sont également réduits par l'énergie thermique. Dans le cas des déplacements atomiques, ce recuit permet un recouvrement des performances électriques des composants. La Fig. 2.5 illustre le recouvrement de la durée de vie des porteurs dans un composant après une irradiation aux neutrons. De ce fait, pour toutes les mesures présentées dans cette étude, les mesures sur les composants sont effectuées trois semaines après leur irradiation (dû au temps de décontamination).

4 Génération de charges dans le silicium de la photodiode intra-pixel

Nous avons vu dans la partie 2 du chapitre 1 que le mécanisme de génération de charges (SRH) issu des défauts présents dans la photodiode intra-pixel est responsable d'un courant inverse qui la traverse. Ce courant circulant dans la photodiode, constitué du courant de diffusion et du courant de génération, correspond au courant d'obscurité de l'imageur.

Lorsque le capteur subit des dommages dus aux déplacements atomiques, des défauts électriquement actifs sont créés dans la photodiode, augmentant le taux de génération globale dans la photodiode, ce qui a pour effet d'accroître le courant d'obscurité. Par conséquent, l'augmentation du courant d'obscurité est relative au NIEL et à la dose de déplacement qui quantifie les effets non-ionisants.

Dans cette partie, nous présentons d'abord l'effet de la dose de déplacement sur la hausse du taux de génération de charge dans le silicium. Ensuite, nous discutons de l'évolution en température du courant d'obscurité. Et pour finir,

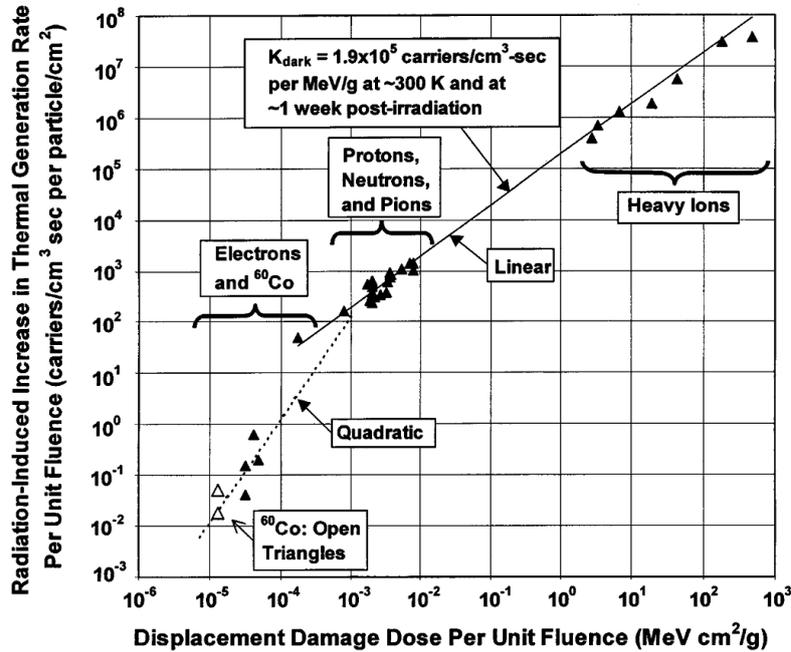


Fig. 2.6 Illustration du facteur de dommage universel établi par Srour [31].

nous adressons les mécanismes d'augmentation du taux de génération des défauts créés par les déplacements atomiques.

4.1 Effet de la dose de déplacement

L'analyse de la hausse du courant d'obscurité suivant la dose de déplacement reçue par le composant permet de mieux comprendre l'impact des mécanismes de déplacements atomiques. De nombreuses études présentent une corrélation entre l'augmentation du courant de fuite dans les composants électroniques et le NIEL et/ou la dose de déplacement [26]-[30]. Plusieurs facteurs reliant ces paramètres sont introduits suivant les communautés scientifiques (physique des particules, radiation spatiales, etc...) et sont repris par Srour [31] qui établit un facteur de dommage universel reliant l'augmentation du courant de fuite à la dose de déplacement. Ce facteur, appelé K_{dark} , est illustré sur la Fig. 2.6 et relie l'augmentation du courant de fuite à la dose de déplacement par :

$$\Delta I_{\text{obs}} = q \cdot K_{\text{dark}} \cdot V_{\text{dep}} \cdot \Phi \cdot \text{NIEL} \quad (2.6)$$

où q est la charge élémentaire et V_{dep} correspond au volume dépeuplé d'où provient le courant de fuite. Le facteur K_{dark} est déduit de l'analyse de nombreux composants (transistors, diode, dispositifs à transfert de charges, etc...), de plusieurs types de particule (proton, neutron, ion lourd, etc...) ainsi que de

nombreuses énergies des particules couvrant une large gamme de doses de déplacement. Par conséquent, dans sa gamme de validité, ce facteur implique qu'indépendamment du type et de l'énergie de la particule, la dose de déplacement reçue par un certain volume dépeuplé est proportionnelle au courant de fuite issu de ce volume. Cela signifie également que peu importe l'état des défauts stables obtenus après irradiation (défaut ponctuel ou agrégat de défaut) le comportement électro-actif produit un courant de fuite identique. De plus, l'ensemble des composants testés dans [31] possède des procédés de fabrication et des niveaux de dopage différents, prouvant que le courant de fuite est probablement dû à des défauts de type intrinsèque. Cette conclusion rejoint les résultats obtenus par Moll [32] qui présume que ces défauts intrinsèques sont vraisemblablement des défauts bi-lacunaires répartis ponctuellement ou en amas.

Sur la Fig. 2.6, la validité de K_{dark} ne semble pas s'appliquer pour les faibles doses de déplacement déposées par des électrons et des rayons Gamma. Cependant, la correction du NIEL par le « NIEL effectif » [33] basé sur des calculs de dynamique moléculaire à faible dose de déplacement permet de retrouver une linéarité entre la hausse du courant de fuite et les faibles doses de déplacement, rendant valide le facteur universel pour des doses au-dessous du $\text{keV.cm}^2.\text{g}^{-1}$.

Les faibles volumes dépeuplés utilisés dans la photodiode intra-pixel de l'imageur CMOS est un net avantage. Tout comme l'échantillonnage de la scène observée par les pixels, le phénomène de déplacements atomiques est également échantillonné par les nombreux volumes dépeuplés des photodiodes de la matrice de pixel. Ainsi, au-delà de l'analyse du courant de fuite moyen dans une large zone dépeuplée, nous verrons, dans le chapitre 3, que la distribution des dégradations liées au déplacement peut être étudiée, apportant davantage de compréhension sur les phénomènes liés aux défauts.

4.2 Evolution en température

L'analyse de la température sur le courant d'obscurité, d'origine thermique, permet d'obtenir des informations sur la nature du courant. En effet, selon son comportement vis-à-vis de la température, nous pouvons déduire s'il provient majoritairement d'un courant de génération ou de diffusion et obtenir des informations quant aux défauts électro-actifs qui sont à son origine.

En chimie lorsqu'un paramètre suit une loi proportionnelle à l'exponentielle de l'inverse de la température, il est déduit une énergie d'activation (E_A) du paramètre. Dans le cas du courant d'obscurité, nous effectuons la même analyse, son évolution avec la température est définie suivant cette loi [34] :

$$I_{\text{obs}} \propto A \cdot \exp\left(-\frac{E_A}{k \cdot T}\right) \quad (2.7)$$

où A est une constante et E_A est l'énergie d'activation du courant d'obscurité. Cependant, cette loi, largement utilisée a quelques inconvénients et ne peut être appliquée que pour certains cas particuliers. Il est donc nécessaire de comparer cette loi avec les évolutions théoriques des courants de génération et de diffusion dans les cas particuliers.

Concernant le courant de diffusion, l'évolution avec la température est définie par ses paramètres dépendants de la température. Son évolution suit donc le carré de la concentration intrinsèque ainsi que la longueur et le coefficient de diffusion. L'évolution du courant de diffusion avec la température est alors définie par :

$$I_{\text{diff}} \propto T^{3+\gamma/2} \cdot \exp\left(-\frac{E_g}{k \cdot T}\right) \quad (2.8)$$

avec E_g l'énergie du gap du silicium et où $\gamma/2$ dépend de l'évolution en température de la longueur et du coefficient de diffusion. Nous remarquons que l'évolution est majoritairement dictée par l'exponentielle et la puissance de la température située devant ayant peu d'impact. Dans ce cas, lorsque l'énergie d'activation est calculée sur cette variation du courant de diffusion, elle est trouvée autour de 1,19 eV.

Dans le cas du courant de génération, l'évolution avec la température est plus complexe et dépend du niveau d'énergie des défauts responsables du courant. Généralement, les défauts considérés sont ceux qui possèdent une énergie égale au milieu du gap du silicium ($E_t \approx E_i$). Dans ce cas, ils ont un taux de génération maximisé et ce sont généralement eux qui s'expriment le plus dans la valeur du courant de génération. Sous l'hypothèse de défaut dont le niveau d'énergie est équivalent au milieu du gap, l'évolution du courant de génération avec la température va suivre la vitesse thermique qui varie suivant $T^{1/2}$ et la concentration intrinsèque qui varie selon $T^{3/2} \cdot \exp(-E_g/2kT)$, la dépendance du courant de génération s'exprime alors dans ce cas par :

$$I_{\text{gen(mg)}} \propto T^2 \cdot \exp\left(-\frac{E_g}{2 \cdot k \cdot T}\right) \quad (2.9)$$

L'énergie d'activation estimée suivant cette dépendance est de 0,61 eV, soit très proche du milieu du gap (0,56 eV). Une évolution similaire apparaît dans l'hypothèse d'un continuum d'énergie des défauts ($I_{\text{gen(int)}}$). Cependant, la

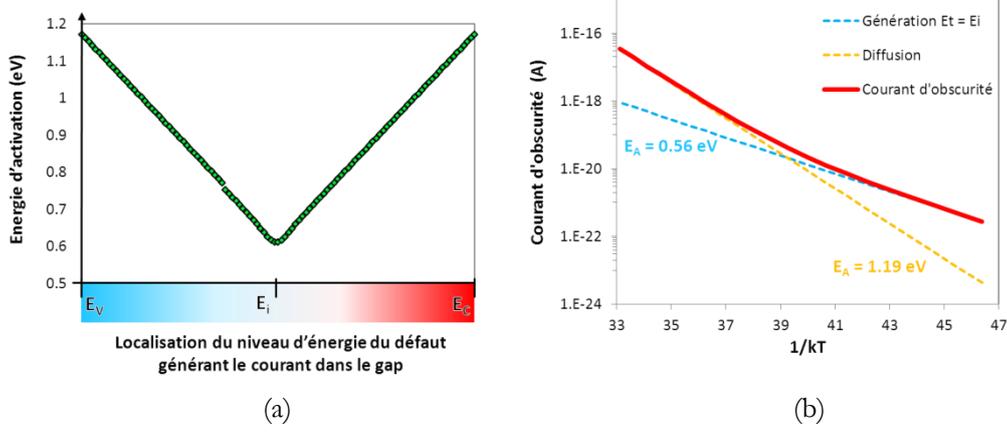


Fig. 2.7 Evolution de l'estimation de l'énergie d'activation suivant le niveau d'énergie E_t du défaut provoquant le courant de génération (a) et tracé d'Arrhenius d'un courant d'obscurité dont le courant de génération est majoritaire à basse température et le courant de diffusion est prépondérant à haute température (b).

température apparaît une fois de plus dans l'équation du courant de génération. Par conséquent, dans cette équation T^2 devient T^3 et l'énergie d'activation calculée est 0,63 eV, également proche du milieu du gap.

Toutefois, ces résultats ne sont que des cas particuliers où l'équation du courant de génération est simplifiée. Si nous considérons maintenant un cas réaliste où le niveau d'énergie du défaut est différent du milieu du gap ($E_t \neq E_i$), alors le courant de génération va suivre l'évolution en fonction de la température suivante :

$$I_{\text{gen}(\neq \text{mg})} \propto T^2 \cdot \frac{\exp\left(-\frac{E_g}{2 \cdot k \cdot T}\right)}{\exp\left(\frac{E_t - E_i}{k \cdot T}\right) + \exp\left(\frac{E_i - E_t}{k \cdot T}\right)} \quad (2.10)$$

De plus, si nous considérons $\Delta E = |E_i - E_t|$ alors :

$$I_{\text{gen}(\neq \text{mg})} \propto T^2 \cdot \frac{\exp\left(\frac{\Delta E - E_g/2}{k \cdot T}\right)}{\exp\left(\frac{2 \cdot \Delta E}{k \cdot T}\right) - 1} \quad (2.11)$$

dans cette équation, pour une valeur ΔE supérieure à 0,05 eV le dénominateur tend vers $\exp(2 \cdot \Delta E / k \cdot T)$ qui est très grand devant 1. C'est-à-dire que pour des

défauts dont l'énergie est éloignée de plus de 0,05 eV du milieu du gap, la dépendance en température devient :

$$I_{\text{gen}(\neq \text{mg})} \propto T^2 \cdot \exp\left(-\frac{E_g/2 - \Delta E}{k \cdot T}\right) \quad (2.12)$$

L'énergie d'activation calculée est donc relative à ΔE . Si nous prenons comme exemple le cas d'un défaut dont la différence de niveau d'énergie est $\Delta E = 0,14$ eV (soit un défaut éloigné de 0,30 eV de l'énergie de la bande de valence ou de conduction), l'énergie d'activation déduite est autour de 0,75 eV. La Fig. 2.7 (a) présente l'évolution de l'énergie d'activation calculée suivant la localisation du niveau d'énergie E_t du défaut.

Dans les cas expérimentaux, plusieurs défauts, dont les niveaux d'énergie sont différents sont présents dans la ZCE. La dépendance en température du courant de génération suit alors la dépendance en température du taux de génération le plus élevé. C'est-à-dire que le type de défaut qui génère le plus de courant applique sa dépendance en température au courant de génération.

De même pour le courant d'obscurité, suivant qu'il soit majoritairement dû au courant de génération ou de diffusion, sa dépendance en température est dictée par la part de courant la plus importante. Par conséquent, lors de l'étude de l'énergie d'activation sur une large gamme de températures, cette énergie peut varier. Généralement le courant de génération est majoritaire à basse température alors qu'à haute température, le courant de diffusion est prépondérant. Sur les tracés d'Arrhenius, un changement de pente apparaît à la transition entre le passage d'un courant majoritaire à l'autre comme le montre Fig. 2.7. (b).

Pour conclure, l'effet de la température, est un outil pratique pour obtenir des informations quant à la nature et l'origine du courant d'obscurité. Cependant, une attention particulière doit être faite lors de l'utilisation de l'énergie d'activation afin de ne pas émettre des interprétations erronées.

4.3 Effet d'augmentation du taux de génération

Certains mécanismes physiques peuvent avoir une influence sur le taux de génération des défauts présents dans la ZCE, modifiant ainsi sur le courant d'obscurité total traversant la photodiode.

Les effets Pool-Frenkel et les effets tunnel assistés par phonon [35], représentés en Fig. 2.8, apparaissent lorsque le défaut est localisé dans une zone de fort champ électrique (au-delà de 10^5 V.cm⁻¹). A ce moment, les bandes de conduction et de valence se courbent, diminuant la barrière de potentiel classique

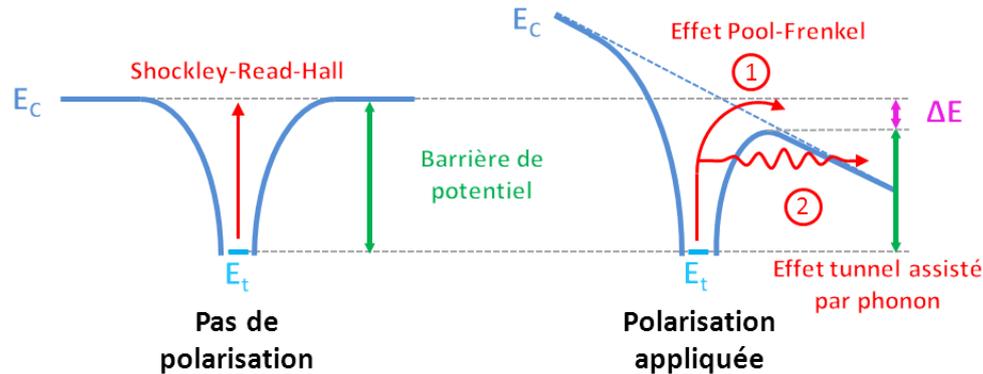


Fig. 2.8 Schéma illustrant les effets Pool-Frenkel et tunnel assisté par phonon dans le cas où un défaut est localisé dans une zone de fort champ électrique.

qui intervient dans le mécanisme de génération de SRH et donnant lieu à une diminution relative de l'énergie nécessaire pour que les électrons passent dans la bande de conduction et les trous dans la bande de valence. Par conséquent, le niveau d'énergie relatif du défaut diminue induisant une augmentation du taux de génération, ce qui a pour effet d'accroître le courant de génération suivant l'importance du champ électrique. Ce phénomène est appelé « Electric field enhancement » (EFE). Lorsque ce mécanisme est avéré et qu'il représente la part majoritaire du courant d'obscurité, l'énergie d'activation est diminuée et peut même être au-dessous de la valeur de milieu de gap de 0,56 eV. Dans [36], [37] les auteurs montrent des valeurs d'énergie d'activation entre 0,3 eV et 0,4 eV dans des pixels à fort courant d'obscurité.

Dans d'autres études, certains auteurs [38], [39] montrent qu'après avoir estimé les concentrations de défaut à l'aide de la spectroscopie des transitoires des niveaux profonds, ils constatent que le mécanisme de génération de Shockley-Read-Hall sous-estime le courant d'obscurité réellement observé. Une alternative au mécanisme de génération de Shockley-Read-Hall est proposée pour relier les concentrations de défaut mesurées au courant d'obscurité expérimental. Cette théorie alternative est basée sur le mécanisme appelé transfert de charge inter-centre (ICT). Ce concept est possible uniquement dans le cas où les défauts sont localisés sous forme d'amas. La proximité physique des défauts dans l'amas permet ainsi des échanges de charges entre défauts. Cette théorie établit donc qu'une paire électron-trou peut être générée grâce à des échanges entre plusieurs niveaux d'énergie dans le gap du silicium. La Fig. 2.9 (a) compare le mécanisme de SRH et celui de l'ICT et la Fig. 2.9 (b) présente un cas applicatif du phénomène, mettant en jeu la bi-lacune (V_2). La bi-lacune est un défaut stable à

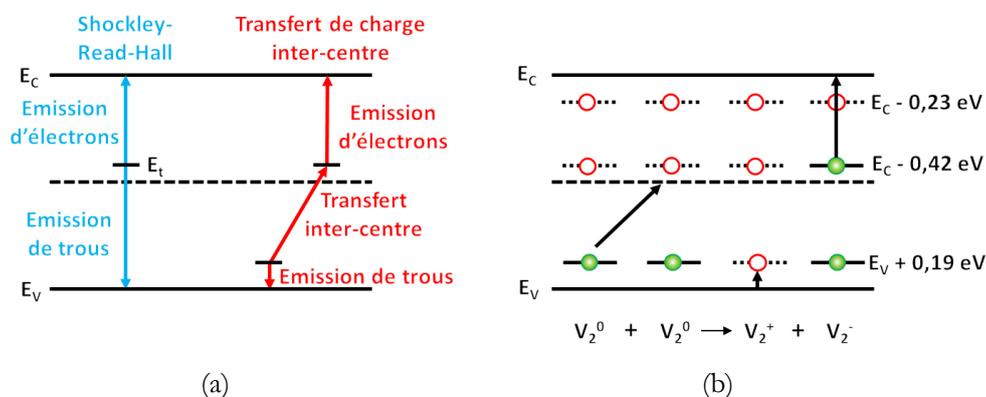


Fig. 2.9 Schéma comparant les mécanismes de génération de Shockley-Read-Hall et de transfert de charge inter-centre (a) et illustration du transfert de charge inter-centre du défaut bi-lacunaire dans le silicium (b) [37].

température ambiante composé de deux lacunes de silicium. Ce défaut présente plusieurs états de charge (+/0/-/--) suivant qu'il ait capturé un trou, qu'il soit vide ou qu'il ait capturé un ou deux électrons. Dans le cas où plusieurs bi-lacunes sont regroupées en amas, deux de ces défauts au niveau de charge (0) peuvent s'échanger un électron, donnant lieu à une bi-lacune chargée (+) et une autre (-). Si ensuite elles émettent respectivement un trou dans la bande de valence et un électron dans la bande de conduction, une paire électron-trou est générée. Suivant les énergies intervenant dans les taux de transfert entre niveaux d'énergies des défauts et ceux avec les bandes de conduction et de valence, le phénomène peut augmenter le taux de génération. Un coefficient d'augmentation du taux de génération est d'ailleurs établi suivant cette théorie [38] et permet de relier correctement le courant d'obscurité mesuré à la concentration de défaut obtenu avec l'analyse DLTS. Cependant, des incertitudes apparaissent dans cette théorie, notamment sur l'aspect des sections efficaces utilisées. En effet, dans [38] les auteurs utilisent par défaut des sections efficaces autour de 10^{15} cm^2 mesurées à l'aide de l'analyse DLTS [40] et considèrent qu'elles sont identiques pour les électrons et les trous. Hors, une première mise en défaut de la théorie réside dans le fait que les études focalisées sur les défauts dans [41] et notamment les bi-lacunes montrent que les sections efficaces des électrons et des trous sont différentes, parfois de plusieurs ordres de grandeur. Un deuxième point important réside dans la mesure des sections efficaces à l'aide de l'analyse DLTS et de leur utilisation pour estimer le courant d'obscurité. Lors d'une analyse DLTS, les sections efficaces mesurées pour les défauts dans la partie haute et basse du gap correspondent respectivement à celle des électrons et des trous,

c'est-à-dire à celle qui a la plus faible barrière de potentiel à passer (voir partie 6 de ce chapitre). A l'inverse, pour le courant de génération, suivant si le défaut est situé dans la partie haute ou basse du gap, les sections efficaces respectivement des trous et des électrons définissent majoritairement le courant. En d'autres termes, la section efficace qui définit le courant de génération est celle qui possède la plus importante barrière de potentiel à passer. Cette section efficace est d'ailleurs quasiment impossible à mesurer avec le système d'analyse DLTS. De plus, même si le transfert entre défaut est facilité par plusieurs niveaux d'énergie dans le silicium, la barrière de potentiel totale pour créer une paire électron-trou reste inchangée. Ces incertitudes prouvent que la théorie de l'ICT doit être utilisée avec précaution.

5 Irradiation des photodiodes : le choix des neutrons

Autour du design des capteurs d'images CMOS réalisés pour cette étude, nous avons profité de l'espace supplémentaire sur le silicium pour réaliser des structures isolées telles que des transistors, des capacités MOS et surtout des photodiodes avec des variations de facteur de forme. Ces composants sont les briques élémentaires des imageurs CMOS. Il est intéressant d'avoir des structures isolées représentatives de ces briques afin de dissocier leur comportement vis-à-vis des irradiations.

Dans cette partie, nous étudions les résultats obtenus des tests d'irradiations sur des photodiodes réalisées avec des règles de dessins et des profils de dopage identiques à la photodiode intra-pixel. La photodiode est la partie sensible du pixel aux effets de déplacements atomiques et aux effets ionisants [42], [43]. Des variations géométriques des photodiodes sont également utilisées afin d'investiguer la localisation des sources de dégradation dues aux irradiations. En plus des irradiations aux protons et aux rayons γ généralement utilisées pour représenter l'environnement spatial pour les tests au sol, nous introduisons les irradiations aux neutrons dans nos campagnes de tests.

Dans le cas des imageurs CMOS à pixels actifs possédant une photodiode conventionnelle, bien que les déplacements soient une part importante des dégradations subies en environnement spatial, ces effets sont moindres devant les effets ionisants. En effet, l'architecture du pixel actif contenant une photodiode conventionnelle maximise l'impact des défauts présents dans les oxydes issus de la dose ionisante. Les dégradations causées par les déplacements atomiques sont alors masquées par la dégradation globale (effet ionisant et effet non-ionisant) et leur étude devient compliquée. Pour pallier ce problème et pouvoir étudier correctement les effets de déplacements atomiques, il faut diminuer l'impact de la

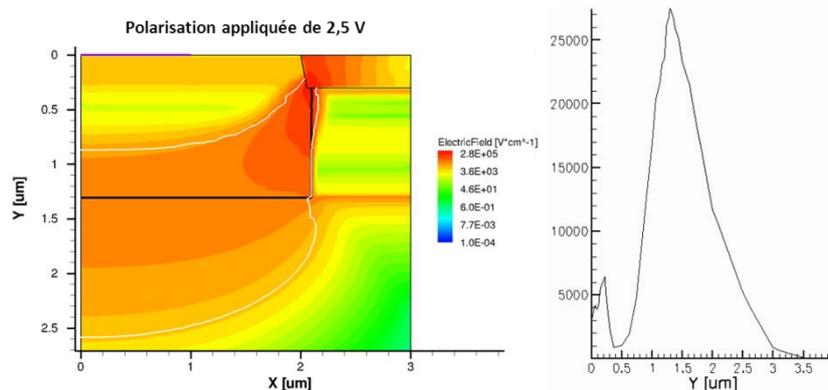


Fig. 2.10 Simulation physique TCAD présentant le champ électrique présent dans une photodiode CIS standard utilisée dans le pixel actif 3T avec un potentiel appliqué de 3,3 V.

dose ionisante durant les tests d'irradiation répliquant l'environnement radiatif spatial. Nous avons considéré deux solutions. La première consiste à utiliser une particule dont l'effet ionisant est moindre durant les campagnes de test d'irradiations. La seconde réside dans l'utilisation de capteurs d'images durcis face à la dose ionisante. Cette seconde solution n'étant pas disponible au début de ces travaux de recherche, nous nous sommes concentrés sur la première voie en utilisant les irradiations aux neutrons, présentant des effets de déplacement similaires aux irradiations aux protons [44], [45]. et ayant un effet ionisant moindre.

Pour finir, une corrélation entre la hausse du courant inverse dans la photodiode due aux irradiations aux protons et aux neutrons est réalisée et cette hausse est également comparée au facteur de dommage universel pour des doses de déplacement identique. Enfin, une localisation des défauts induits par les différents rayonnements utilisés est présentée.

5.1 Champ électrique présent dans la photodiode

Des simulations physiques (TCAD) sont réalisées en utilisant le logiciel Sentaurus, afin d'estimer le champ électrique présent dans les photodiodes réalisées avec les dopages de la technologie CIS dédiée à l'imagerie. La Fig. 2.10 illustre le champ électrique présent dans une photodiode standard d'un pixel actif 3T, identique aux photodiodes isolées.

Cette vue en coupe de la photodiode montre que le champ le plus intense se situe au centre de la ZCE et proche des oxydes d'isolation, et ne dépasse pas 10^5 V/cm². L'utilisation de dopages dédiés à l'imagerie semble donc éviter les forts champs électriques qui peuvent induire les effets d'augmentation du taux de génération [35] (voir partie 4 de ce chapitre).

TABLEAU 2.1
VARIATION GEOMETRIQUE DES PHOTODIODES ISOLEES

Type #	Longueur (μm)	Largeur (μm)	Surface (μm ²)	Périmètre (μm)	P/S (μm ⁻¹)
T1	2000	5	10000	4010	0,401
T2	4000	5	20000	8010	0,4005
T3	800	800	640000	3200	0,005
T4	400	400	160000	1600	0,01
T5	100	100	10000	400	0,04
T6	50	50	2500	200	0,08
T7	500	20	10000	1040	0,104

5.2 Géométrie des photodiodes

Les variations géométriques des photodiodes sont définies dans le Tableau 2.1. Des variations de longueur et de largeur sont réalisées afin d'avoir plusieurs surfaces et périmètres à investiguer. La photodiode de type T1 possède le même facteur de forme (P/S) que la photodiode intra-pixel ainsi que le même nombre de coin afin d'obtenir une comparaison correcte entre elle. Les photodiodes type T1, T5 et T7 possèdent une surface fixe et un périmètre qui varie afin d'investiguer plus particulièrement ce dernier paramètre.

5.3 Effet des irradiations

De nombreuses irradiations sont utilisées pour investiguer les défauts électroactifs induits, responsables de la hausse du courant inverse dans les photodiodes.

TABLEAU 2.2
CARACTERISTIQUES DES IRRADIATIONS DES PHOTODIODES ISOLEES

Puce #	Nom	Particules	Energie (MeV)	Fluence (cm ²)	NIEL (keV.cm ² .g ⁻¹)	DDD (TeV.g ⁻¹)	TID (Gy)
1	IV2	Neutron	22	10 ¹⁰	3,78	37,8	<1
2	IV2	Neutron	0,8	10 ¹³	2,4	24000	<1
3	IV2	Neutron	0,8	5.10 ¹⁴	2,4	1,2.10 ⁶	<1
4	PIR B3	Neutron	0,8	5.10 ¹⁴	2,4	1,2.10 ⁶	<1
5	PIR B5	Neutron	0,8	5.10 ¹⁴	2,4	1,2.10 ⁶	<1
6	PIR P1	Neutron	14	10 ¹²	3,65	3650	<1
7	PIR P2	Neutron	14	10 ¹²	3,65	3650	<1
8	IV2	Proton	100	1,5.10 ¹⁰	2,59	38,9	14
9	PIR B1	Proton	500	10 ¹¹	1,59	159	35,84
10	PIR B2	Proton	500	2,5.10 ¹⁰	1,59	39,75	8,96
11	PIR B4	Proton	100	10 ¹¹	2,59	259	93,76
12	IV2	γ	1,17/1,33	/	/	<1	140
13	IV2	γ	1,17/1,33	/	/	<1	290
14	IV2	γ	1,17/1,33	/	/	<1	500
15	IV2	γ	1,17/1,33	/	/	<1	1000

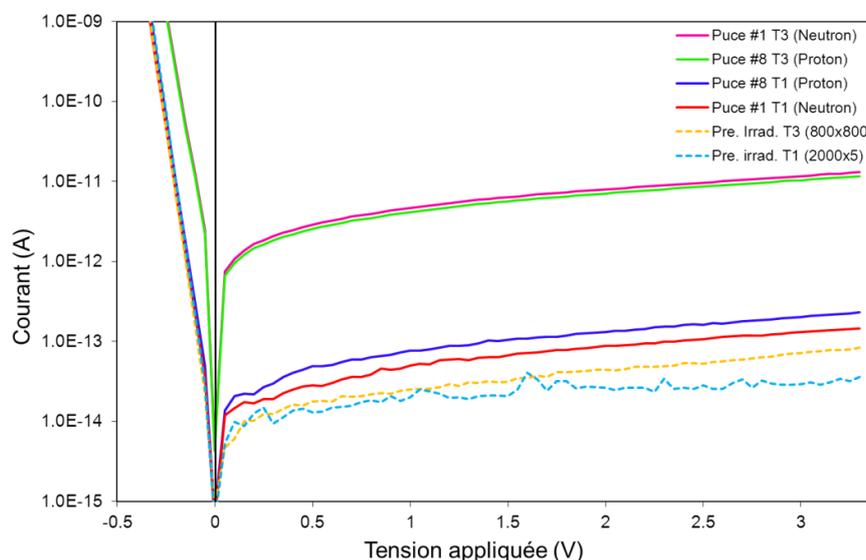


Fig. 2.11 Caractéristiques inverses Courant/Tension de photodiodes irradiées par des protons et des neutrons. Mesures effectuées à 23°C trois semaines après irradiation

Les caractéristiques des tests d'irradiations effectués sur les photodiodes isolées sont présentées dans le Tableau 2.2. Toutes les irradiations ont été réalisées à température ambiante (23°C). Les mesures effectuées sur les photodiodes sont également réalisées à 23°C dans l'ensemble de cette étude, sauf dans le cas des mesures d'énergie d'activation. Les pièces sont stockées après les irradiations afin d'être décontaminées. Par conséquent, les mesures de leurs caractéristiques sont effectuées en général trois semaines après l'irradiation.

Le courant inverse de la photodiode intra-pixel correspond au courant d'obscurité de l'imageur CMOS (voir chapitre 1 partie 2). La Fig. 2.11 illustre la caractéristique inverse Courant/Tension (I/V) de photodiodes irradiées par des neutrons et des protons. Les facteurs de forme des photodiodes représentés sur la figure correspondent au type T1, mettant en avant l'importance du périmètre et au type T3 illustrant majoritairement l'impact de la surface.

Le courant inverse augmente à la suite des deux types d'irradiations. Elles induisent des défauts électro-actifs dans la photodiode, augmentant le taux de génération de charge global. La pente de la caractéristique I/V est dans chaque cas caractéristique d'un courant de génération (voir chapitre 1 partie 2.4), c'est-à-dire que ce sont les défauts présents dans la ZCE qui contribuent majoritairement à ce courant.

Pour une dose de déplacement équivalente (iso-DDD), les irradiations aux neutrons et aux protons induisent une augmentation du courant inverse similaire sur la photodiode de type T3, où la contribution de la surface domine. Ces résultats prouvent que la dégradation surfacique est similaire. Les neutrons ne provoquant quasiment que des déplacements atomiques, les défauts électro-actifs induits par les protons dans le volume de la photodiode semblent être des défauts liés aux déplacements atomiques. Par contre, la photodiode de type T1, dont le facteur de forme est identique à la photodiode intra-pixel, présente une hausse du courant inverse qui diffère pour chacune des particules. L'augmentation due aux neutrons est nettement plus faible que celle due aux protons. Un phénomène périmétrique apparaît avec les protons et semble non lié aux effets de déplacements atomiques. Ce phénomène est vraisemblablement lié à la dose ionisante cédée par les protons. Cette dose ionisante induit des charges piégées dans les oxydes et des états d'interfaces en contact avec la zone de charge d'espace de la photodiode contribuant à l'augmentation du courant inverse. Puisque, le contact entre les oxydes d'isolations et la zone de charge d'espace est localisée le long du périmètre de la photodiode, ce phénomène hausse significativement la contribution périmétrique du courant.

La Fig. 2.12 illustre l'impact de la polarisation inverse lors d'une irradiation aux neutrons. Aucune variation significative n'est observable entre les deux photodiodes irradiées. Par conséquent, le fait d'irradier une zone dépeuplée ou non ne change pas le processus de création des défauts cristallins induits par les déplacements atomiques

5.4 Corrélation avec le facteur de dommage universel

L'évolution de la hausse du courant inverse des photodiodes est étudiée suivant la dose de déplacement reçue par le composant. Sur la caractéristique I/V des photodiodes, nous nous intéressons au courant inverse obtenu pour une polarisation de 2,5V. Ce niveau est celui de la polarisation de la photodiode intra-pixel lors de sa recharge. Par conséquent, le courant inverse à ce point de fonctionnement correspond au courant d'obscurité de la photodiode intra-pixel.

Les valeurs obtenues d'augmentation du courant inverse pour ce point de fonctionnement sont comparées à la hausse du courant de fuite estimée avec le facteur de dommage universel [31]. Cette estimation est faite en utilisant l'équation (2.6). Le volume dépeuplé est déterminé grâce à des simulations physiques (TCAD) en utilisant les profils de dopage des zones N et P de la photodiode ainsi que les implantations P latérales. Ces profils sont issus

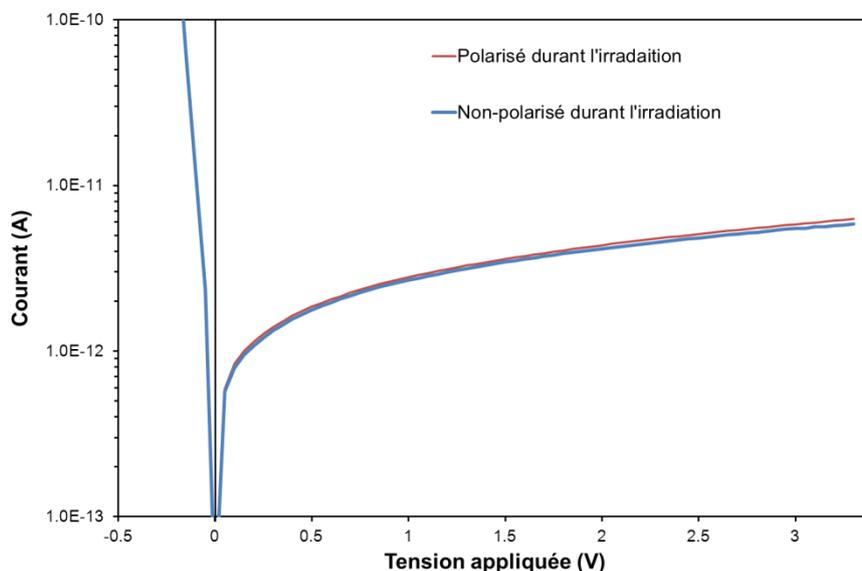


Fig. 2.12 Caractéristiques inverses Courant/Tension de photodiodes irradiées par des neutrons avec et sans polarisation inverse à 3,3 V durant l'irradiation. Mesures effectuées à 23°C trois semaines après irradiation

d'analyses de spectroscopie de masse à ionisation secondaire (SIMS) réalisées sur des structures dédiées, placées sur les mêmes puces de silicium.

La Fig. 2.13 présente les résultats de l'augmentation du courant inverse des photodiodes irradiées aux protons et neutrons, à la polarisation de 2,5 V. A titre de comparaison et afin d'investiguer la contribution des effets de déplacements atomiques, la hausse du courant de fuite estimée avec le facteur de dommage universel est également tracée en trait rouge. Sur l'ensemble de la gamme de dose de déplacement, les irradiations aux neutrons sont en bonne corrélation avec le facteur de dommage universel, confirmant que les neutrons cèdent principalement leur énergie sous forme non-ionisante. Seules les irradiations à très forte fluence et par conséquent, forte dose de déplacement (au-delà de 10000 TeV.g^{-1}) semblent être surestimées par le facteur universel. Cet effet peut-être expliqué par la compensation des dopants (voir partie 3 de ce chapitre) due à la forte concentration de défaut présents. Ces derniers compensent le dopage et une nouvelle concentration de dopant N_{eff} [32] est à considérer, ce qui a pour effet de réduire le volume de la zone de charge d'espace. Cette réduction de taille entraîne que certains défauts sont maintenant situés hors de cette zone et leur influence devient moindre sur le courant total. Il y a donc une diminution apparente du

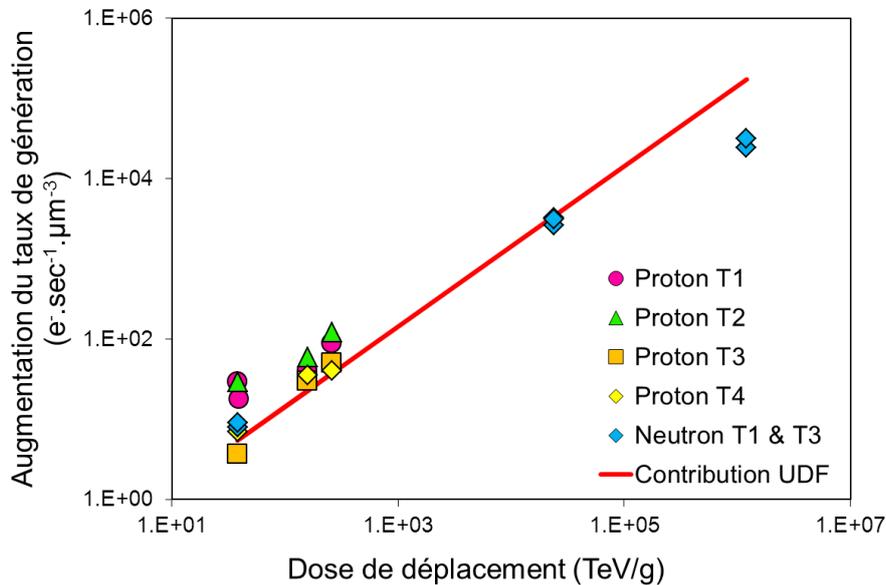


Fig. 2.13 Evolution de l'augmentation du courant inverse des photodiodes irradiées aux protons et neutrons suivant la dose de déplacement. La hausse du courant de fuite due aux déplacements atomiques, estimée avec le facteur de dommage universel de Srour (UDF), est représentée en trait plein rouge à titre de comparaison avec les mesures expérimentales.

nombre de défauts dans la zone de charge d'espace, ce qui provoque la baisse du courant. Le facteur universel ne prenant pas en compte cet effet, il surestime la hausse du courant de fuite par rapport aux résultats expérimentaux.

Dans le cas des irradiations protons, suivant l'importance du périmètre de la photodiode face à sa surface, la hausse du courant est plus ou moins corrélée avec la contribution des déplacements. En effet, dans le cas où le périmètre est prédominant, les défauts résultant des effets de dose ionisante deviennent majoritaires et la hausse du courant inverse est sous-estimée par le facteur universel qui ne prend en compte que les effets de déplacements atomiques. Par contre pour les photodiodes qui possèdent un facteur de forme où le périmètre est moindre devant la surface, l'augmentation du courant inverse est en bonne corrélation avec le facteur de dommage universel, car les effets de la dose ionisante, dépendante du périmètre, sont négligeables.

5.5 Localisation des défauts dus aux déplacements atomiques

La séparation des effets de dose ionisante des effets de déplacements atomiques se fait grâce au couple d'irradiation neutron/ γ . Les neutrons cèdent leur énergie essentiellement sous forme non-ionisante alors que les rayons γ la cèdent majoritairement sous forme ionisante. Ainsi, l'étude des contributions

surfacciques et périmétriques du courant inverse permet de localiser clairement la localisation des défauts induits par la dose de déplacement et par la dose ionisante.

La Fig. 2.14 illustre l'évolution de la densité de courant surfaccique, c'est-à-dire le courant divisé par la surface de la photodiode, en fonction du facteur de forme périmètre divisé par surface pour les deux types d'irradiations. Si le courant inverse est défini par :

$$I = P \cdot I_{peri} + S \cdot I_{surf} + I_0 \quad (2.13)$$

où P et S sont le périmètre et la surface de la photodiode, I_{peri} et I_{surf} correspondent respectivement au courant périmétrique et surfaccique de celle-ci et I_0 définit le courant des autres contributions, tel que les coins ou les contacts métalliques des pads. De même que dans d'autres études [46], nous négligeons cette dernière contribution du fait de la qualité de la technologie utilisée.

Les courbes des graphiques représentées sur la Fig. 2.14 correspondent à la modification de l'équation précédente qui devient :

$$\frac{I}{S} = P \cdot I_{peri} + I_{surf} \quad (2.14)$$

Ainsi, le coefficient directeur de la courbe définit le courant périmétrique et l'ordonnée à l'origine, le courant surfaccique.

Sur le graphique (a), lorsque la dose ionisante induite par les rayons γ augmente, la pente des courbes augmente alors que l'ordonnée à l'origine reste identique. Ce qui signifie que la contribution du courant périmétrique augmente alors que le courant surfaccique reste inchangé. Par contre, sur le graphique (b), où la dose de déplacement est investiguée à l'aide d'irradiation aux neutrons, la pente change très peu tandis que l'ordonnée à l'origine augmente nettement. Dans le cas des déplacements atomiques, c'est l'augmentation du courant surfaccique qui est prépondérante, et le courant périmétrique augmente minoritairement.

Le Tableau 2.3 présente les contributions des courants périmétriques et surfacciques rapportés à une photodiode intra-pixel dont la largeur est de 8 μm et la longueur de 10 μm . Le pourcentage de chacune des contributions est estimé à

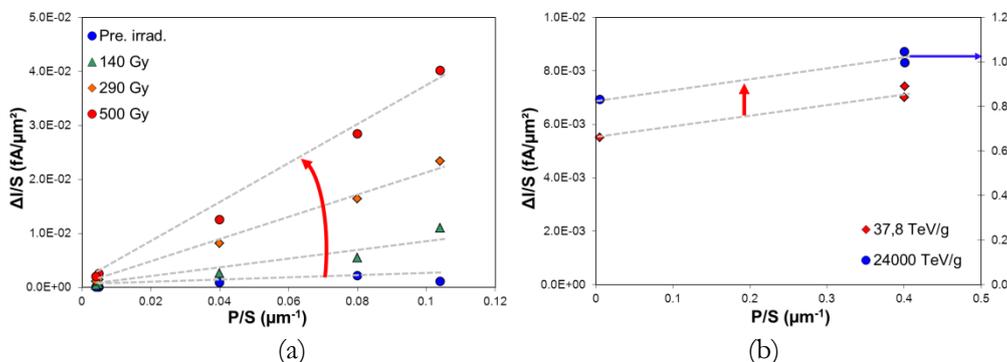


Fig. 2.14 Evolution de la densité de courant surfacique suivant le facteur de forme. Mise en évidence de la part périmétrique et surfacique du courant inverse des photodiodes induit par des rayons γ (a) et des neutrons (b).

l'aide de l'équation (2.14) sur les graphiques associés pour des irradiations pertinentes. L'estimation du courant total de cette photodiode est comparée à la mesure expérimentale issue des capteurs d'images² possédant ce type de photodiode. Les résultats obtenus montrent clairement que les irradiations aux neutrons induisent majoritairement une hausse du courant surfacique (entre 70 et 80 %) provenant du volume de la photodiode ainsi qu'une plus faible hausse du courant périmétrique. Au contraire des irradiations aux protons pour lesquelles la contribution périmétrique du courant est la plus forte (79%). De même pour les irradiations aux rayons γ où la contribution va jusqu'à être essentiellement périmétrique (99 %). Enfin, les estimations du courant obtenues sur les photodiodes isolées sont du même ordre de grandeur et sont proche des mesures expérimentales faites sur les capteurs d'images CMOS ayant subi des irradiations identiques, prouvant la pertinence de cette analyse.

TABLEAU 2.3
CONTRIBUTION DU COURANT PERIMETRIQUE ET SURFACIQUE DANS LA PHOTODIODE DU PIXEL

Puce #	Particules	DDD (TeV.g ⁻¹)	TID (Gy)	% Courant péri.	% Courant surf.	Estimation pixel (fA)	Mesure pixel (fA)
1	Neutron 22 MeV	37,8	<1	27	73	0,26	0,15
2	Neutron 0,8 MeV	24000	<1	21	79	78,37	75
8	Proton 50 MeV	38,9	14	79	21	0,45	0,37
12	γ	<1	140	99	1	3,29	3,67

² Les mesures expérimentales sur le courant d'obscurité des imageurs CMOS sont plus détaillées dans le chapitre 3. Néanmoins, afin d'avoir une comparaison pertinente avec le courant estimé, elles sont ajoutées dans le Tableau 2.3.

Pour conclure correctement sur les résultats, il est important de localiser physiquement ce que représentent les volumes surfacique et périmétrique que nous investiguons. La Fig. 2.15 illustre les vues en coupe de la photodiode mettant en évidence ce que nous considérons comme volume périmétrique et volume surfacique. Les défauts induits par les effets ionisants et de déplacement des différents rayonnements sont également représentés afin de les localiser dans les deux volumes. Les défauts représentés sont uniquement les défauts électro-actifs présents dans la ZCE, contribuant majoritairement au courant inverse. Si nous considérons que le volume périmétrique correspond au volume de ZCE sous l'oxyde d'isolation, recouvrant celle-ci de 1 μm , et que le reste de la ZCE correspond au volume surfacique, nous avons un rapport d'un tiers entre les deux volumes (soit 75 % de volume surfacique et 25 % de volume périmétrique).

Par conséquent, les résultats présentés dans le Tableau 2.3 montrent que les irradiations aux neutrons provoquent des défauts dus aux déplacements atomiques répartis uniformément dans tout le volume dépeuplé. Ils montrent également que la dose ionisante induite par les rayons γ produit uniquement des états d'interfaces localisés dans les oxydes d'isolations en périphérie de la ZCE. Les défauts ponctuels que peuvent induire les rayons γ de forte énergie semblent avoir une contribution négligeable. Enfin, pour les irradiations aux protons, les deux types de défauts sont créés. Nous voyons que dans le cas de doses de déplacement similaires pour des neutrons et des protons, le courant inverse est deux fois supérieur dans le cas des protons. Cela prouve que pour des photodiodes intra-pixel, la dégradation induite par la dose ionisante des protons masque la visibilité de l'impact des effets de déplacements atomiques par ces mêmes particules.

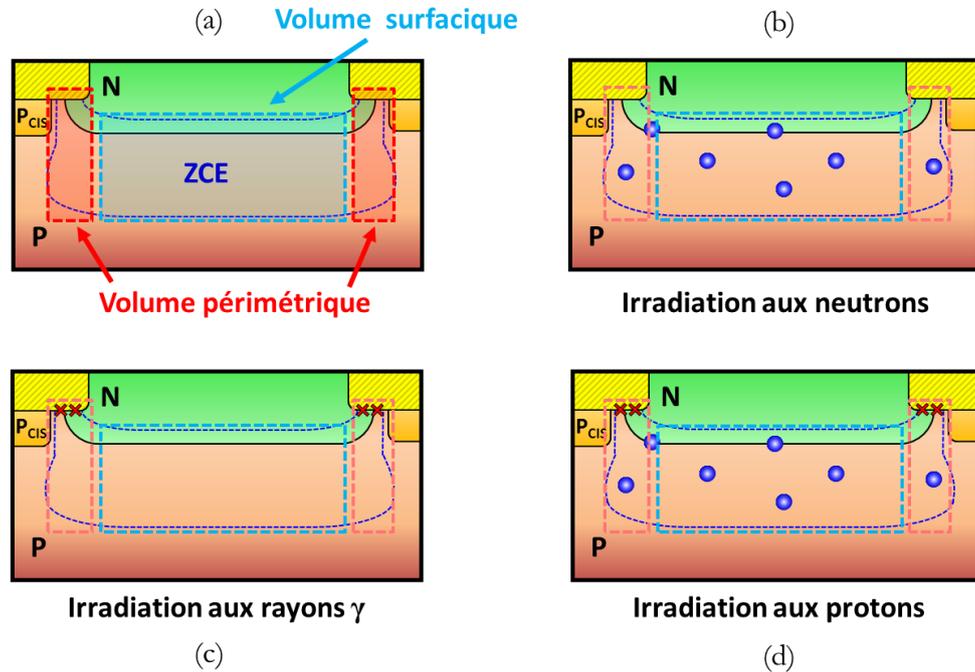


Fig. 2.15 Vues en coupe des photodiodes réalisées pour l'étude. Le découpage entre le volume surfacique et le volume périmétrique est illustré (a) ainsi que la localisation des défauts introduits par les irradiations aux neutrons (b), photons γ (c) et protons (d). Les croix rouges représentent les états d'interfaces et les ronds bleus les défauts dans le silicium. Seuls les défauts électro-actifs présents dans la ZCE sont représentés.

Pour conclure la partie 4, les irradiations aux neutrons semblent prédire correctement les effets des déplacements atomiques que subiront les composants dans un environnement radiatif spatial. Les neutrons permettent de s'affranchir de l'impact de la dose ionisante présente avec les irradiations aux protons. De plus, la hausse courant d'obscurité due aux effets de déplacements atomiques suit le facteur de dommage universel, impliquant que peu importe le type de particule utilisé pour les irradiations, à dose de déplacement équivalente (iso-DDD), les neutrons induisent la même dégradation que les protons. Pour finir, cette hausse du courant due aux déplacements atomiques semble provenir d'un mécanisme de génération de défaut localisé dans la ZCE de la photodiode intra-pixel.

6 Identification des défauts : analyse DLTS

L'identification de la nature des défauts créés par les dommages des déplacements atomiques est un point clef dans l'étude de cet effet. La connaissance de leur nature permet de mieux prédire les dégradations induites et de trouver des voies pour s'en prémunir.

Différentes méthodes existent pour caractériser les paramètres physiques des défauts microscopiques présents dans les semiconducteurs. Dans notre cas, l'important est de connaître le niveau d'énergie du défaut dans le gap du silicium ainsi que ses sections efficaces de capture des charges. Ce couple de paramètres nous permet d'estimer le taux de génération des défauts et comprendre la provenance de la hausse du courant d'obscurité dans le silicium, ce qui est la dégradation majeure des imageurs CMOS soumis aux effets de déplacements atomiques. Par conséquent, nous avons choisi d'utiliser l'analyse DLTS [47]. Cette spectroscopie est une technique puissante pour étudier les niveaux d'énergies des défauts et des impuretés localisées dans le gap des semiconducteurs. Au contraire des analyses de résonance paramagnétique électronique (EPR) [48] et de résonance de spin électronique (ESR), cette technique ne fournit pas des informations directes sur la structure des défauts, mais directement sur la localisation de son niveau d'énergie. C'est une technique utilisant les transitoires de capacité pour identifier les centres piégeant les charges dans la zone de charge d'espace d'une jonction P/N ou d'une diode Schottky. Enfin, l'amélioration de la sensibilité et la forte profondeur d'analyse de cette technique ainsi que la limitation du bruit et des courants de fuite ont nettement amélioré l'analyse des niveaux profonds [47] par rapport aux méthodes utilisées précédemment telles que l'analyse du courant thermiquement stimulé (TSC) et les techniques de courant transitoire (TCT).

Dans cette partie, le principe de l'analyse DLTS est présenté ainsi que les différents modes de fonctionnement utilisés dans ces travaux qui permettent d'investiguer le niveau d'énergie et les sections efficaces de captures des défauts mais aussi leur disposition et leur bi-stabilité. Dans la partie suivante les résultats expérimentaux obtenus sur des diodes dédiées à cette analyse sont décrits et discutés.

6.1 Principe de l'analyse DLTS

La spectroscopie capacitive des transitoires de niveaux profonds (C-DLTS) utilisée dans cette étude, est une méthode de spectroscopie permettant de caractériser des centres de défaut profonds dans les matériaux semiconducteurs.

Cette technique consiste à mesurer des transitoires de capacité sur une large plage de température (de 77 K à 300 K dans notre cas) afin de construire un spectre DLTS. Le traitement de ce spectre fournit les paramètres des défauts que nous cherchons à mesurer, la concentration des défauts N_T présents dans le volume sondé, leur niveau énergie E_t dans le gap du silicium et la section efficace de capture σ_n ou σ_p ³.

6.1.1 Mesure du transitoire de capacité sur une jonction abrupte

Plusieurs composants peuvent être utilisés pour l'analyse DLTS. La mesure de capacité d'une diode à jonction abrupte est présentée dans cette partie, mais le principe reste identique pour des capacités MOS ou des diodes Schottky. L'analyse DLTS est basée sur la mesure de la capacité de la zone dépeuplée dont la profondeur varie suivant la polarisation appliquée sur le dispositif. Dans le cas des jonctions abruptes, la partie du composant qui est explorée correspond à la zone la moins dopée, où la zone dépeuplée va s'étendre plus largement. Il est donc important de séparer les dispositifs P⁺/N et N⁺/P.

Tout d'abord, nous nous intéressons à une diode P⁺/N (Fig. 2.16) qui nous permet de sonder la zone N. Dans un premier temps (1) nous appliquons une polarisation inverse (V_R) sur la diode et nous obtenons une capacité constante (C_R). A ce moment, dus au manque de charges libres, les défauts situés dans la zone de charge d'espace ne peuvent pas capturer de porteurs. C'est pourquoi, dans un deuxième temps, un pulse $V_P < 0 V$ est appliqué aux bornes de la diode (2), réduisant la zone de charge d'espace et engendrant une hausse de la capacité. Ce pulse permet aux défauts qui se trouvent maintenant situés dans la zone quasi-neutre N, de capturer des électrons libres majoritaires si leur niveau d'énergie se situe au-dessous du niveau de Fermi. Ensuite, la polarisation V_R est rétablie aux bornes de la diode. Cependant, due aux électrons piégés par les défauts, la capacité chute au-dessous de la capacité initiale (C_R). Les défauts ayant piégé un électron libre se retrouvent à nouveau dans la zone dépeuplée et, si l'énergie thermique présente le permet, émettent cet électron vers la bande de conduction. Ce processus d'émission de charge provoque un transitoire de capacité. Lorsque toutes les charges sont réémises la capacité revient à son état d'équilibre (C_R).

Le cas de l'injection de porteurs minoritaires dans la partie N est également illustré sur la Fig. 2.16. Dans ce cas, la tension de pulse appliquée est supérieur à zéro volt, c'est-à-dire que la polarisation de la diode devient directe. Par

³ La section efficace de capture obtenue dans l'analyse DLTS est celle des électrons si le défaut est situé dans la partie haute du gap du silicium (entre E_C et E_i), par contre, c'est celle des trous qui est obtenue si le niveau d'énergie du défaut est situé dans la partie basse (entre E_i et E_V).

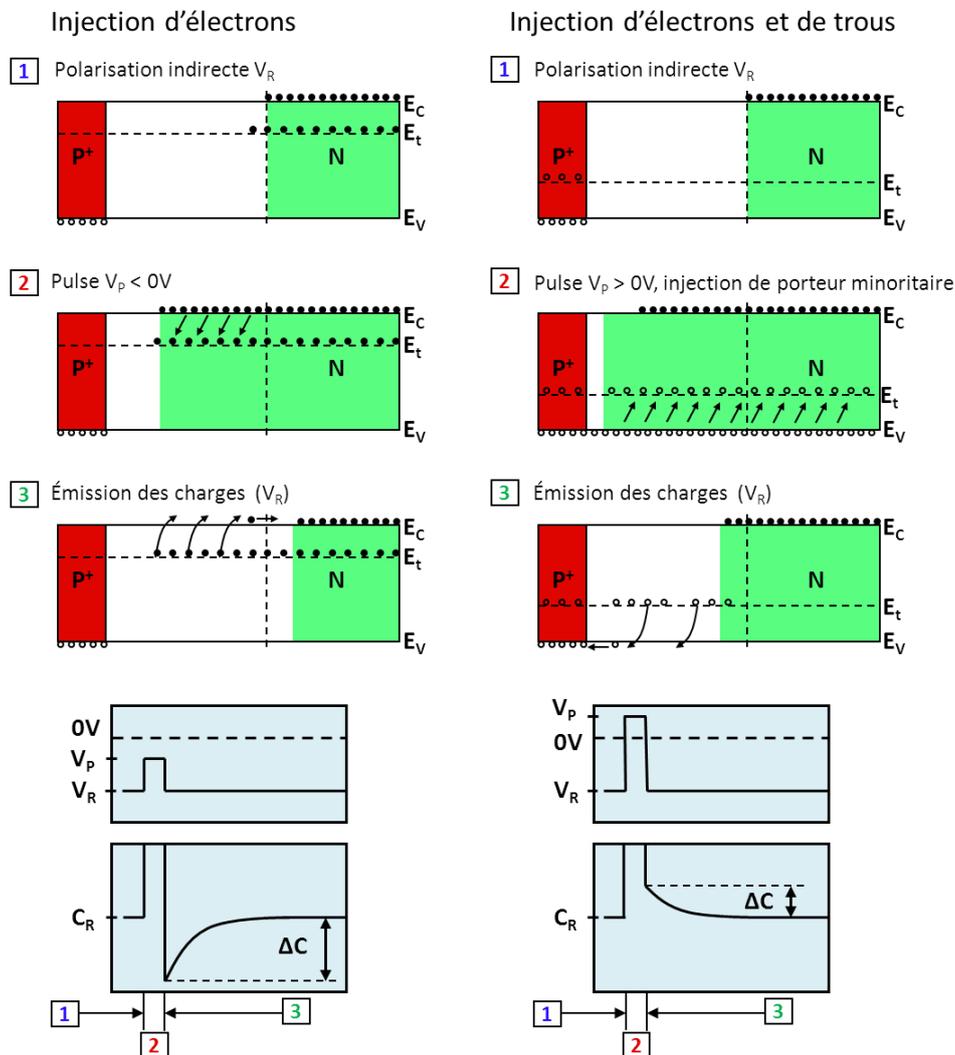


Fig. 2.16 Illustration de la mesure du transitoire de capacité durant l'analyse DLTS sur une diode P^+/N . L'injection de porteurs majoritaires dans la zone N est présentée à gauche et l'addition des porteurs majoritaires et minoritaires est représentée à droite [32].

conséquent, un courant direct circule durant le pulse, permettant aux défauts de capturer également des trous libres minoritaires provenant de la bande de valence. Durant l'injection de minoritaires, il y a une compétition entre la capture des électrons et celle des trous par les défauts [32]. L'émission de charge observée dans le transitoires dépend, dans ce cas, de la charge libre capturée.

La Fig. 2.17 présente la mesure du transitoire de capacité dans une diode N^+/P . Dans ce dispositif, c'est la zone P qui est sondée. Le principe reste identique, la différence est que les porteurs majoritaires ne sont plus les électrons mais les trous. Pour l'injection de porteurs majoritaires, les transitoires de

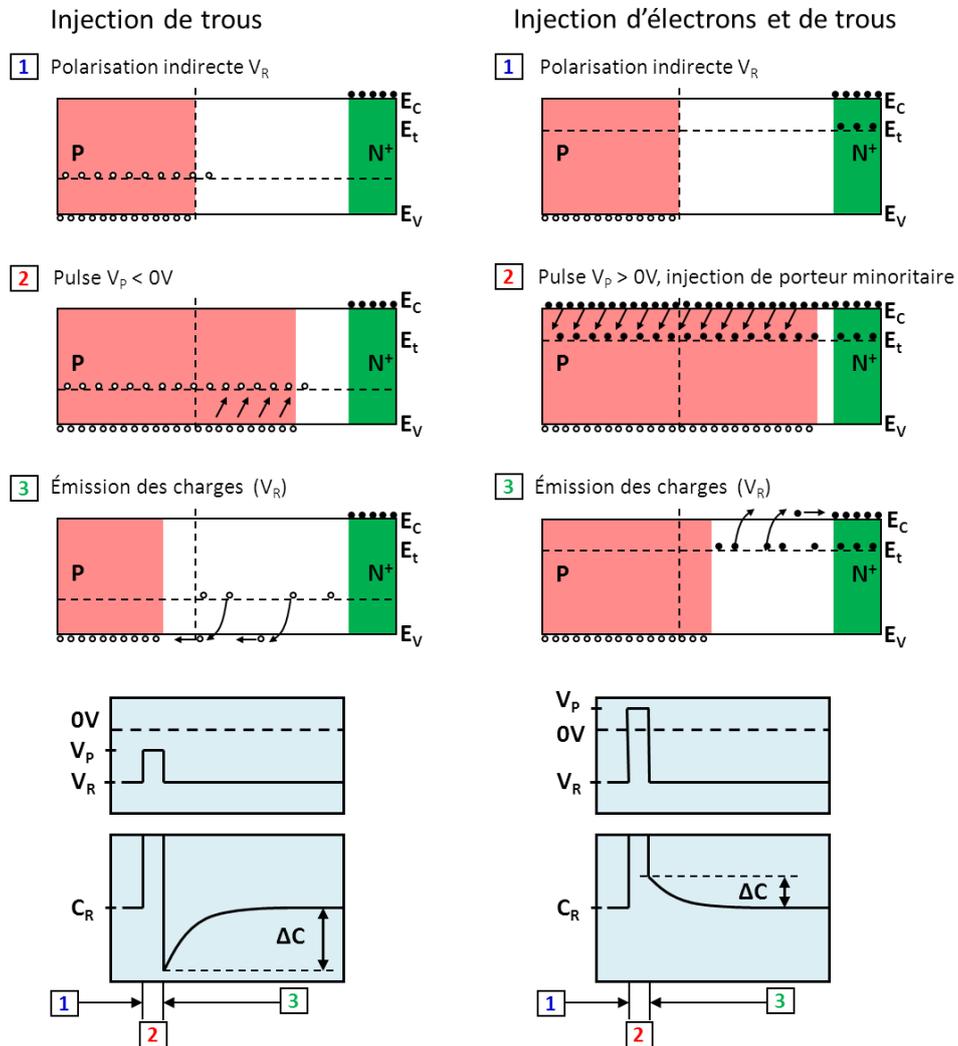


Fig. 2.17 Illustration de la mesure du transitoire de capacité durant l'analyse DLTS sur une diode N^+/P . L'injection de porteurs majoritaires dans la zone P est présentée à gauche et l'addition des porteurs majoritaires et minoritaires est représentée à droite.

capacité sont dus à l'émission de trous piégés dans les centres de défaut vers la bande de valence.

La capacité d'une diode à jonction abrupte polarisée en inverse est définie par [49] :

$$C_R = \frac{S \cdot \epsilon_0 \cdot \epsilon_r}{W_d(V_R)} = S \cdot \sqrt{\frac{\epsilon_0 \cdot \epsilon_r \cdot q \cdot (N)}{2 \cdot (\psi_{bi} + V_R)}} \quad (2.15)$$

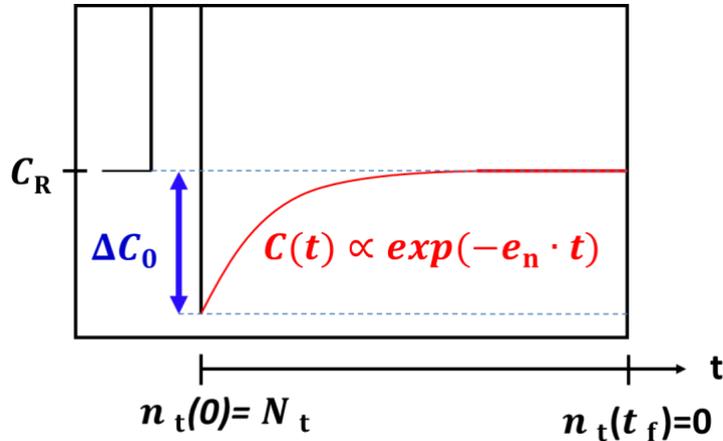


Fig. 2.18 Zoom sur le transitoire de capacité mesuré durant l'émission des électrons dans la zone N dépeuplée d'une diode P⁺/N.

avec S , la surface de la photodiode, ϵ_0 et ϵ_r les permittivités du vide et relatives du silicium, W_d , la profondeur de la zone dépeuplée dépendante de la polarisation inverse, Ψ_{bi} , correspond à la tension de « built in » et N , est la concentration de dopant dans la zone de charge d'espace⁴.

Pour l'ensemble des dispositifs, la capacité évolue durant la phase du transitoire (3). Le comportement exponentiel de la capacité dans le temps de manière est relatif au taux d'émission des charges (voire équation (2.4) et (2.5)) et l'amplitude ΔC du transitoire est proportionnelle à la concentration de défauts électriquement actifs. La Fig. 2.18 illustre le transitoire de capacité de l'émission des électrons dans une zone N dépeuplée. Dans ce cas, la densité de charge capturée par les défauts, n_t , est maximale au début de la phase (3), puis diminue de manière exponentielle jusqu'à ce que tous les défauts aient émis la charge qu'ils avaient piégée durant la phase précédente (2). Sous l'hypothèse que la concentration de défaut soit très petite devant la concentration de dopant ($N_t \ll N_D$), le transitoire de capacité est proportionnel à l'émission de charge :

$$\Delta C(t) \propto n_T(t) = N_t \cdot \exp(-e_n \cdot t) \quad (2.16)$$

La capacité totale de la jonction évolue alors dans le temps suivant [32] :

$$C(t) = C_R + \Delta C_0 \cdot \exp(-e_n \cdot t) \quad (2.17)$$

⁴ La concentration de dopant N correspond à N_D dans le cas d'une diode P⁺/N et correspond à N_A pour une diode N⁺/P.

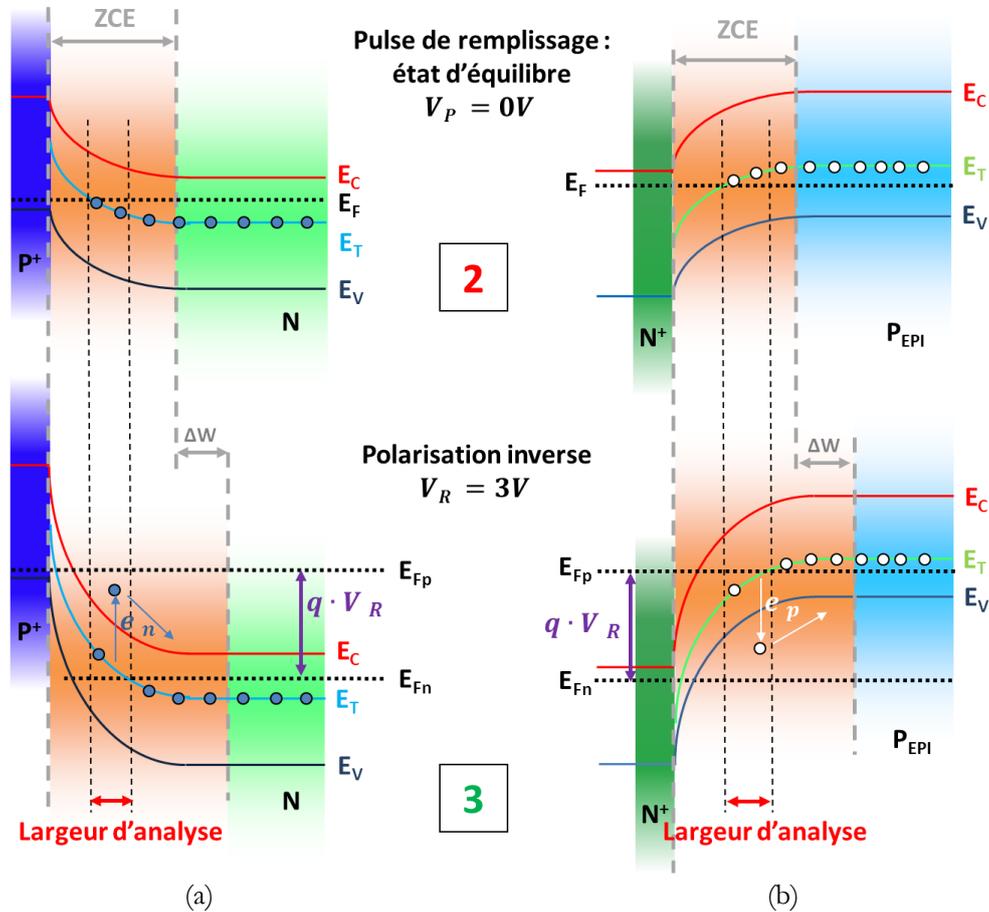


Fig. 2.19 Diagramme des bandes énergétiques de jonction P⁺/N (a) et N⁺/P (b) pendant la phase de remplissage des défauts (2) et pendant l'émission des charges (3) provoquant le transitoire de capacité.

nous pouvons en déduire la concentration de défaut grâce à l'amplitude du transitoire :

$$N_T \approx 2 \cdot N_D \cdot \left(\frac{\Delta C_0}{C_R} \right) \quad (2.18)$$

Dans le cas d'une diode N⁺/P, le principe reste identique pour l'injection de majoritaires, la densité de défaut devient :

$$N_t \approx 2 \cdot N_A \cdot \left(\frac{\Delta C_0}{C_R} \right) \quad (2.19)$$

L'intérêt de mesurer des diodes possédant les deux types de jonction abrupte est de pouvoir sonder l'ensemble du gap du silicium et d'investiguer le comportement d'émission des électrons ainsi que des trous par les défauts. En effet, dans le cas de l'injection de porteurs majoritaires uniquement, les défauts dont le niveau d'énergie E_T est localisé dans la partie haute du gap (entre E_C et E_i), sont plus accessibles avec une jonction P^+/N alors que ceux situés dans la partie basse (entre E_i et E_V) sont plus accessibles avec une jonction N^+/P . La Fig. 2.19 illustre clairement ce point. Dans le cas P^+/N , la zone énergétique sondée est comprise entre E_{Fp} et E_{Fn} qui couvre majoritairement le haut du gap. Au contraire, dans le cas N^+/P , cette même zone sondée correspond au bas du gap. De plus nous remarquons, que plus le niveau d'énergie du défaut se rapproche du milieu du gap, plus la largeur d'analyse devient faible, rendant difficile leur observation, voire quasiment impossible lorsqu'ils sont au-delà du milieu du gap. Il est également intéressant de noter que les niveaux donneurs et accepteurs sont respectivement trop proches des bandes de conduction et de valence pour participer aux transitoires. En effet, les niveaux d'énergie entre E_C et E_{Fn} dans le cas de la jonction P^+/N et ceux situés entre E_{Fp} et E_V pour la jonction N^+/P ne peuvent pas capturer de charge.

L'injection de porteurs minoritaires ajoutée aux majoritaires, réalisée à l'aide d'une tension directe durant le pulse de remplissage, permet également de sonder tout le gap du silicium mais, comme expliqué précédemment, une compétition subsiste entre la capture d'électron ou de trous par les défauts, pouvant masquer l'émission de certains centres de défaut. Les deux types de diodes sont donc nécessaires pour caractériser correctement l'ensemble des niveaux d'énergies des défauts dans le gap.

6.1.2 Evolution en température du transitoire de capacité : Construction du spectre DLTS

La dépendance en température de l'émission des porteurs est définie grâce aux équations (2.4) et (2.5) par :

$$e_{n,p}(T) = A \cdot \exp\left(-\frac{\Delta E'}{k \cdot T}\right) \quad (2.20)$$

où $\Delta E'$ correspond ici à la différence entre le niveau d'énergie de la bande de conduction et le niveau d'énergie du défaut ($E_C - E_t$) pour l'émission d'électrons et à la différence entre le niveau d'énergie de la bande de valence et celui du défaut ($E_t - E_V$) pour l'émission de trous.

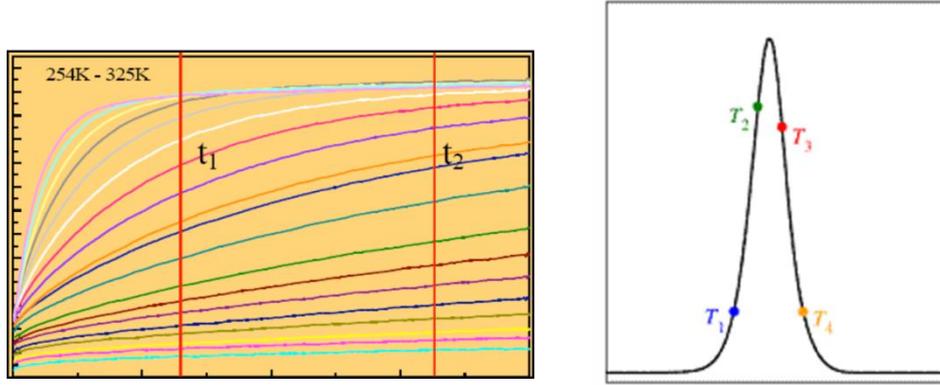


Fig. 2.20 Illustration de la méthode « double boxcar ». Le graphique de gauche représente l'évolution du transitoire de capacité avec la température et celui de droite correspond à un pic du spectre DLTS associé à la différence de capacité mesurée sur la fenêtre d'observation t_1 et t_2 .

Il est très important de remarquer que $\Delta E'$ est bien différent de ΔE (utilisé dans la partie 4.2) correspondant à la différence entre le niveau d'énergie du défaut et l'énergie du milieu du gap du silicium, E_i .

Lorsque la température augmente, le taux d'émission des porteurs va également augmenter, ce qui va induire une variation du transitoire de capacité. Suivant l'équation (2.16), nous voyons que plus la température augmente, plus le transitoire de capacité est rapide. La Fig. 2.20 illustre cette variation et présente la méthode dite « double boxcar » [47]. Cette méthode consiste à mesurer la capacité pendant le transitoire à deux temps différents (t_1, t_2) et d'en faire la soustraction. Cette différence est calculée à l'aide de l'équation (2.17) :

$$C(t_2) - C(t_1) = -\Delta C_0 \cdot [\exp(-e_n \cdot t_2) - \exp(-e_n \cdot t_1)] \quad (2.21)$$

et présente un maximum lorsque le taux d'émission correspond à :

$$e_n(T_{\max}) = \frac{\ln\left(\frac{t_1}{t_2}\right)}{t_1 - t_2} \quad (2.22)$$

A cette valeur du taux d'émission, le spectre DLTS présente un maximum et une température T_{\max} est récupérée, relative au type de défaut observé. La modification de la fenêtre de temps (t_1, t_2), permet d'obtenir d'autres couples (e_n, T_{\max}) pour ce même type de défaut. La Fig. 2.21 (a) illustre l'allure de spectre DLTS construit à l'aide de fenêtres de temps (t_1, t_2) différents.

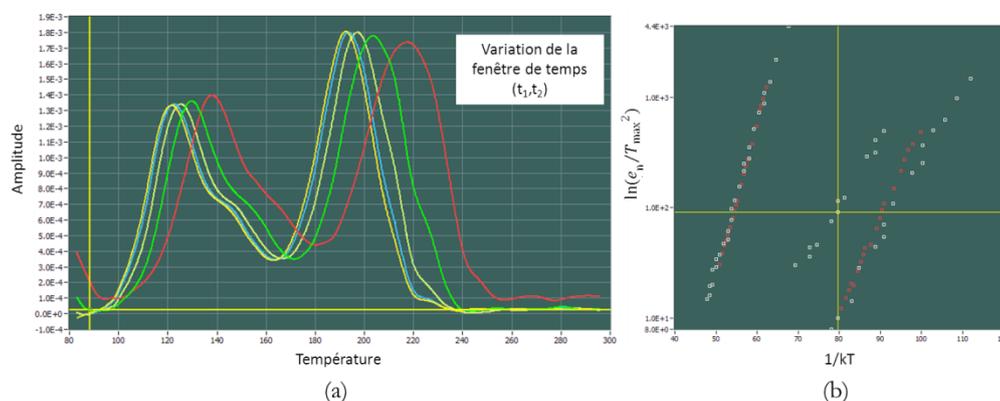


Fig. 2.21 Spectre DLTS pour différentes fenêtres d'observation (t_1, t_2) (a) et tracé d'Arrhenius permettant d'obtenir la localisation du niveau d'énergie et la section efficace de capture du défaut étudié.

6.1.3 Extraction des paramètres du spectre DLTS

Les valeurs de taux d'émission et de température sont ensuite utilisées pour tracer un plot d'Arrhenius. La Fig. 2.21 (b) présente ce type de graphique, le log népérien de (e_n/T_{\max}^2) est tracé en fonction de $(1/k \cdot T_{\max})$. Cette analyse permet d'obtenir la différence d'énergie $\Delta E'$ relative au niveau d'énergie du défaut étudié ainsi que sa section efficace de capture. $\Delta E'$ est calculé à partir de la pente de la courbe alors que σ est déduit de l'ordonnée à l'origine, c'est-à-dire pour $T_{\max} \rightarrow \infty$. Une mesure plus précise de la section efficace de capture peut être obtenue en comparant l'amplitude du pic sur le spectre DLTS avec la durée de pulse de remplissage des défauts [50].

La méthode « double boxcar » n'est pas la seule technique pour traiter l'évolution des transitoires de capacité en fonction de la température. En effet, la méthode « lock-in » [51] a également été développée dans le courant des années 80 et de nombreuses autres méthodes sont apparues par la suite [52], [53] améliorant la précision sur le niveau d'énergie du défaut.

6.2 Identification et caractéristiques des défauts induits

Les diodes conçues spécifiquement pour l'analyse DLTS et le système utilisé sont décrits dans cette partie. Suivi des résultats obtenus issus des puces irradiées à forte fluence permettant d'atteindre le seuil de détection des défauts dans le silicium utilisé. Des variations de technique de mesure sont également utilisées pour obtenir des informations additionnelles sur les défauts, leur bi-stabilité et leur répartition. Enfin une analyse de recuit isochrone est effectuée afin de déterminer précisément les défauts observés dans le silicium.

6.2.1 Caractéristiques des diodes et du système

Les diodes utilisées pour l'analyse DLTS sont également conçues sur les mêmes puces que les imageurs CMOS. Ainsi, de la même manière que pour les photodiodes isolées, les diodes dédiées à l'analyse DLTS sont réalisées sur un substrat et une épitaxie en silicium identique au capteur d'images. De plus, les implantations de dopage utilisées sont également celles des procédés dédiés à l'imagerie. Ces diodes sont carrées et mesurent 800 μm de côté. Un grillage de contact est présent sur la diode afin de réduire la résistance série qui peut être limitante dans l'analyse DLTS.

Les particules utilisées pour irradier ces diodes sont des neutrons de 0,8 MeV et des protons de 50 MeV. Les fluences utilisées sont au-delà de 10^{13} afin de créer suffisamment de défaut pour atteindre le seuil de détection de l'analyse DLTS. Le système DLTS est un système complet délivré par la société « Semetrol » [54]. Il est composé d'un cryostat à azote permettant un balayage en température de 80 à 350 K de l'échantillon. La mesure de capacité est réalisée à l'aide d'un capacimètre « Boonton ». Ce dernier est actuellement le plus rapide sur le marché. Il rend possible l'analyse DLTS qui nécessite des fréquences supérieures au mégahertz. Ainsi, à cette fréquence, les variations de capacité observées proviennent uniquement de la modification de la zone de charge d'espace provoquée par la capture ou l'émission de charges par les défauts. Ce capacimètre sert également à appliquer les polarisations sur l'échantillon. Un logiciel développé sous labVIEW est utilisé pour lancer l'analyse et entrer les différentes caractéristiques de la mesure telles que le temps de remplissage, les polarisations appliquées ou l'incrément de température de l'analyse. Ce logiciel permet également d'enregistrer les transitoires de capacité afin d'effectuer leur analyse et de construire le spectre DLTS. La méthode « double boxcar » est principalement utilisée dans cette étude mais d'autres méthodes sont disponibles dans le logiciel. Enfin, le logiciel permet de tracer les plots d'Arrhenius et de calculer la position du niveau d'énergie et la section efficace de capture des défauts correspondant au pic apparu durant l'analyse. De plus une bibliothèque des défauts est disponible afin de faciliter l'identification des centres de défaut.

6.2.2 Spectres DLTS expérimentaux

Les spectres DLTS présentés dans cette partie permettent d'identifier les défauts induits par effet de déplacement dans le silicium.

La Fig. 2.22 présente un spectre DLTS obtenu sur une diode N⁺/P irradiée par des neutrons de 0,8 MeV à une fluence de 10^{13} cm^{-2} et de 5.10^{14} cm^{-2} . La polarisation inverse appliquée sur la cathode est de 5V alors que celle de

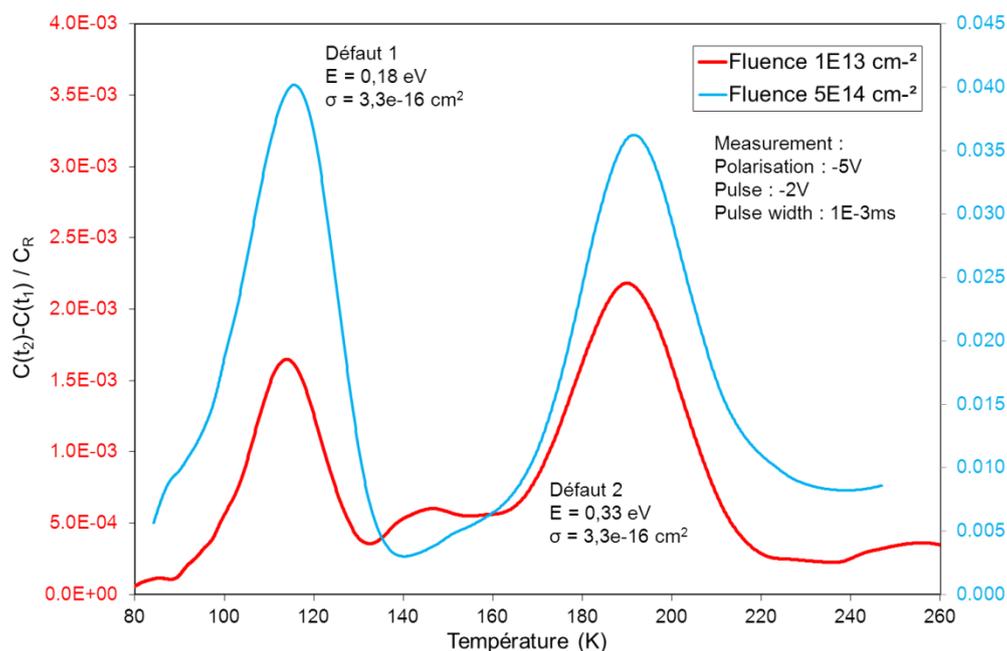


Fig. 2.22 Spectre DLTS des diodes N⁺/P irradiées avec des neutrons de 0,8 MeV à des fluences de 10^{13} cm⁻² et de 5.10^{14} cm⁻². La polarisation inverse est de 5V et celle de remplissage est de 2V. Le temps de remplissage est de 10^{-3} ms. Le couple t_1 et t_2 fournit une fenêtre de 136 Hz.

remplissage est de 2V. Ainsi, la zone P dont le dopage en bore est autour de 10^{15} at.cm⁻³, est sondée. La durée du pulse est de 10^{-3} ms, permettant de remplir la totalité des défauts présents.

Le spectre présente deux pics, le premier autour de 110 K et le second autour de 230 K. La localisation des pics sur l'axe de la température est relative couple (t_1, t_2) qui correspondent à la fenêtre de temps d'observation de la méthode « double boxcar ». La différence d'énergie entre le niveau d'énergie du défaut et l'énergie de la bande de valence ainsi que la section efficace de capture sont calculées à l'aide d'un tracé d'Arrhenius et ajoutés sur le graphique à côté du pic correspondant. Le pic à basse température possède un niveau d'énergie éloigné de 0,18 eV de la bande de valence et une section efficace de capture de trou de $3,3.10^{-16}$ cm². En fonction des résultats des niveaux d'énergie et des sections efficaces présents dans la littérature [20], [32], [41], [55], [56], ce défaut peut correspondre au complexe bi-lacune possédant une charge $V_2(+/0)$. C'est-à-dire que ce complexe piège un trou durant le remplissage et le réémet durant la mesure du transitoire. Le second pic présente une différence d'énergie de 0,33 eV et une section efficace de capture de trou de $3,3.10^{-16}$ cm². Suivant [20], [32], [41], ce défaut peut correspondre à un complexe carbone-oxygène-lacune (C-O_i-V) pouvant également capturer un trou et le rémettre.

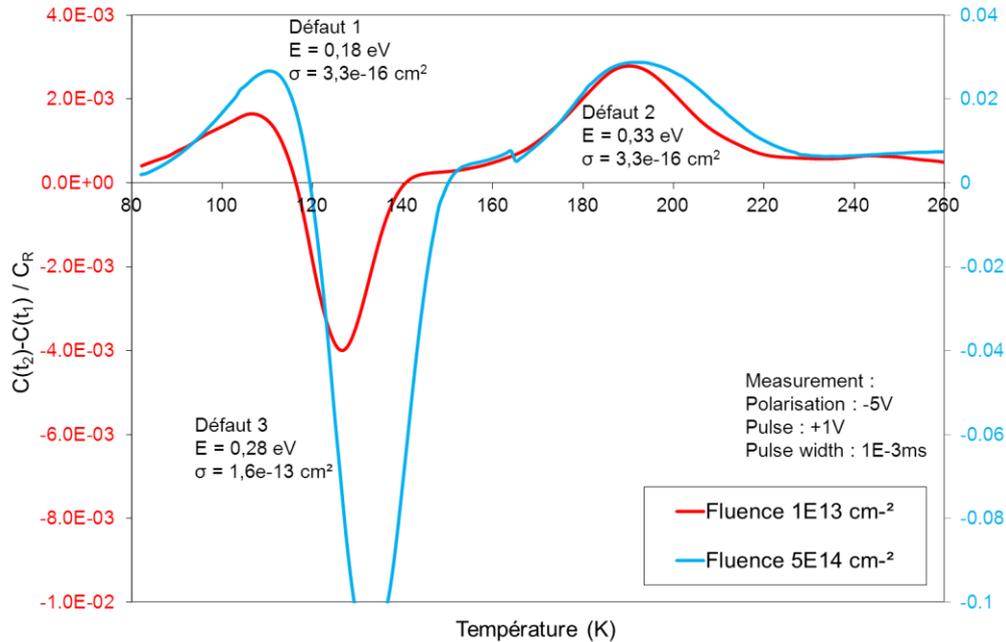


Fig. 2.23 Spectre DLTS des diodes N⁺/P irradiées avec des neutrons de 0,8 MeV à des fluences de 10^{13} cm^{-2} et de $5 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2}$. La polarisation inverse est de 5V et celle de remplissage est de -1V (équivalente à une tension directe de 1V). Le temps de remplissage est de 10^{-3} ms . Le couple t_1 et t_2 fournit une fenêtre de 136 Hz.

Nous tenons à préciser que la polarisation inverse de 2V durant l'analyse présentée en Fig. 2.22 est volontaire, car nous remarquons que pour une polarisation de remplissage de 0V un pic négatif apparaît, comme dans l'étude d'injection de porteur minoritaire (voire Fig. 2.23). La polarisation de remplissage à 0V n'implique pourtant pas d'injection de porteur minoritaire. Nous n'avons pas trouvé dans la littérature de phénomène pouvant expliquer ce phénomène. Cependant, il est probable que la jonction N⁺/P ne soit pas suffisamment abrupte et qu'une épaisseur de la zone N soit sondée lors de l'analyse avec une polarisation inverse passant de 5V à 0V. La profondeur de déplétion étant proportionnelle à la racine de la polarisation appliquée (voir eq. (2.15)), c'est-à-dire que plus la polarisation inverse est élevée, l'augmentation relative de la ZCE est moindre. Par conséquent, nous utilisons une polarisation inverse de 5 V à 2 V pour le remplissage. Ainsi, nous constatons que le pic négatif n'apparaît pas (voir Fig. 2.22) et nous supposons que dans cette gamme de polarisation inverse la zone N sondée devient négligeable.

La Fig. 2.23 présente ensuite les spectres obtenus sur les mêmes diodes mais avec une polarisation directe sur la cathode afin d'injecter des porteurs minoritaires. Cette analyse fait apparaître un nouveau pic négatif. Il correspond à

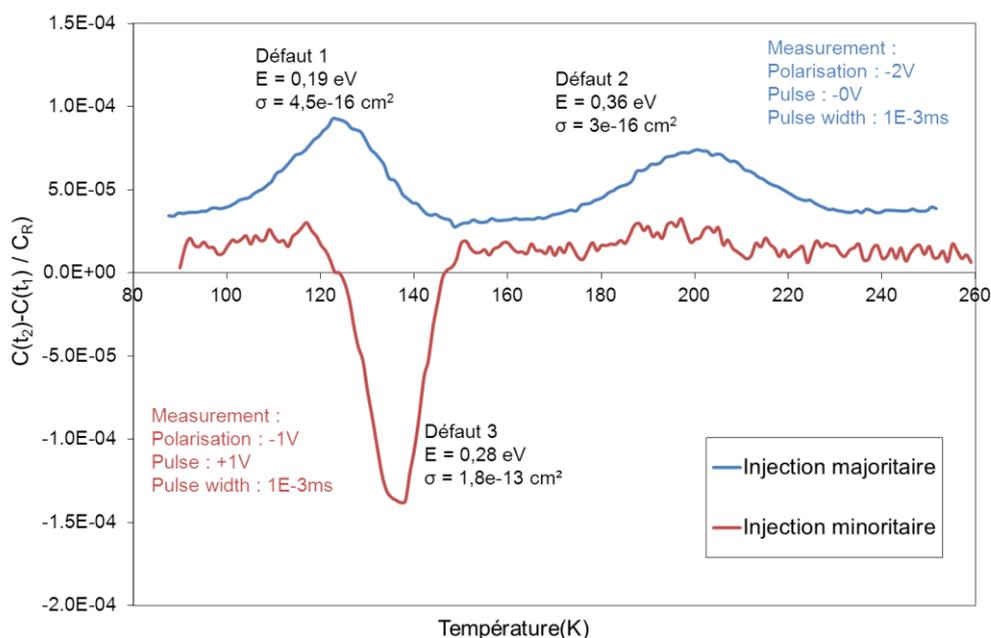


Fig. 2.24 Spectre DLTS des diodes N⁺/P irradiées avec des protons de 60 MeV à des fluences de 10¹² cm⁻² et de 5.10¹⁴ cm⁻². La polarisation inverse est de 2V et celle de remplissage est de 0V. Le temps de remplissage est de 10⁻² ms. Le couple t₁ et t₂ fournit une fenêtre de 136 Hz.

l'émission d'un électron minoritaire capturé pendant le remplissage. La différence d'énergie obtenue dans ce cas représente la différence entre le niveau d'énergie du défaut et l'énergie de la bande de conduction. Cette valeur est de 0,28 eV et la section efficace de capture d'électron est de $1,6 \cdot 10^{-13}$ cm². En comparant une nouvelle fois avec la littérature, [20], [24], [32], [41], ce défaut semble correspondre au défaut bi-lacune possédant la charge V₂(-/-). C'est-à-dire qu'il est dans un état où il possède un électron de piégé et, durant le remplissage, il en capture un second, qu'il réémet durant le transitoire. Dans d'autres études [57], son énergie et sa section efficace correspondent à un défaut à base de bore (B_i-O_j). Il faut donc approfondir les analyses pour définir sa véritable identité.

Nous constatons également que le pic correspondant au défaut 1 diminue, cela s'explique par la compétition entre l'expression du transitoire de capacité des défauts 1 et 3. Le défaut 3 ayant une concentration plus importante, le pic du défaut 2 est atténué.

Enfin, la Fig. 2.24 illustre un spectre DLTS issu d'une diode irradiée aux protons de 100 MeV à une fluence de 10¹² cm⁻². L'analyse des porteurs majoritaire et minoritaire sont présentés avec des durées de pulse de remplissage de 10⁻³ ms. L'identification des défauts montre que les irradiations aux protons et

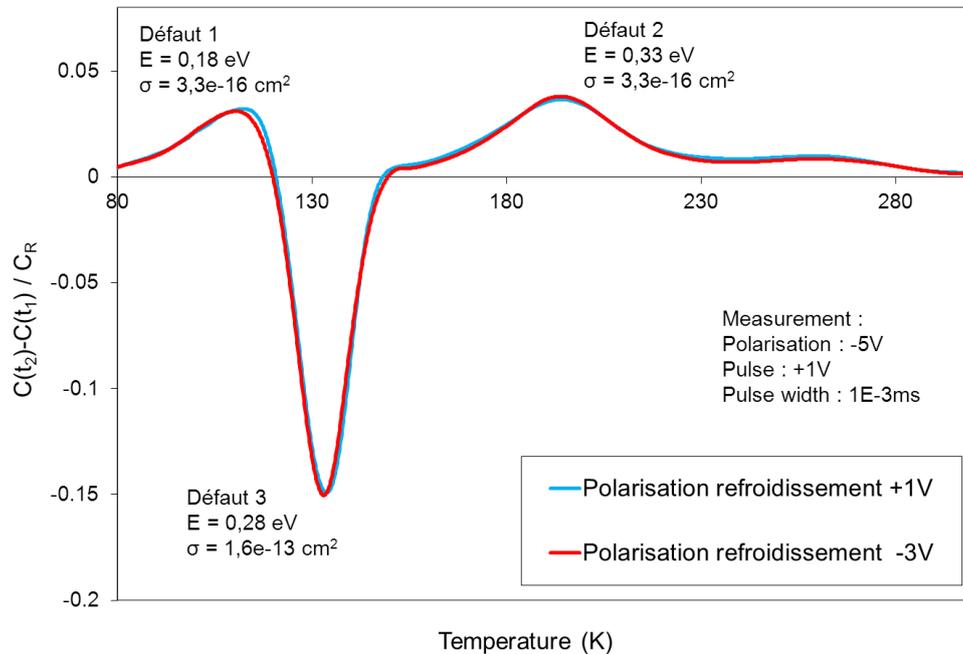


Fig. 2.25 Spectre DLTS d'une diodes N⁺/P irradiée avec des neutrons de 0,8 MeV à une fluences de 5.10^{14} cm⁻². La polarisation inverse est de 5V et celle de remplissage est une polarisation directe de 1V. Le temps de remplissage est de 10^{-2} ms. Le couple t_1 et t_2 fournit une fenêtre de 136 Hz. Durant la phase de refroidissement précédant l'analyse DLTS, La diode subit une polarisation inverse dans le premier cas et une polarisation directe dans le second cas.

aux neutrons induisent des types de défaut similaire. Ces résultats confortent notre choix des irradiations aux neutrons pour étudier les effets de déplacements atomiques de l'environnement radiatif spatial.

6.2.3 Analyse de bistabilité

Un phénomène télégraphique aléatoire du courant d'obscurité (DC-RTS) [58] apparaît dans les imageurs dégradés par les irradiations. Nous revenons plus en détail sur cette variation de signal dans le chapitre 4. Cependant, l'origine de ce phénomène semble provenir de la variation du taux de génération des défauts induits suivant leurs différentes configurations métastables.

Des études [59] traitent de la bistabilité des défauts présents dans le silicium et expliquent la façon de l'explorer grâce aux analyses DLTS. Dans cette partie, nous tentons d'investiguer le comportement bistable de défauts induits par les effets de déplacement à l'aide de l'analyse DLTS. Ainsi, une correspondance pourra être envisagée entre la bistabilité des défauts investiguée à l'aide des mesures DLTS et la métastabilité du courant d'obscurité apparaissant dans les imageurs irradiés.

L'analyse de la bistabilité est expliquée dans [59] et consiste à appliquer une certaine polarisation à la diode durant le refroidissement précédant l'analyse DLTS. Dans un premier cas, nous avons polarisé la diode avec une tension inverse de 3V sur la cathode afin de dépeupler la zone explorée durant l'analyse DLTS et de figer les défauts dans un état particulier. Dans un second cas, nous avons polarisé la diode en direct durant l'irradiation avec une tension de 1V sur l'anode. Ainsi, la zone sondée durant l'analyse est remplie de charge majoritaire durant le refroidissement et fige les défauts dans un autre état particulier, s'ils sont bistables.

Les résultats de cette analyse montrent que les spectres DLTS restent identiques. Cela prouve que les défauts observés ne semblent pas présenter de bistabilité. Par conséquent, nous proposons deux hypothèses. Premièrement, la bistabilité [59] n'est pas liée au phénomène métastable engendrant le DC-RTS ; Ou, au contraire, la bistabilité des défauts est liée au phénomène mais nous n'observons pas de tels défauts, qui peuvent être en trop faible proportion.

6.2.4 Répartition des défauts dans le silicium

Dans cette partie nous utilisons la technique « double pulse DLTS » (D-DLTS) [60] qui permet d'observer la répartition des défauts dans la profondeur. Cette technique est disponible dans le logiciel DLTS utilisé.

La Fig. 2.26 présente la concentration du défaut 1 suivant la profondeur analysée. Nous obtenons des résultats identiques pour tous les défauts présents. Par conséquent, les défauts induits par les effets de déplacement sont répartis de manière uniforme dans le silicium. Ce résultat est réaliste car aux énergies utilisées, les particules cèdent leur énergie non-ionisante de manière uniforme dans la ZCE de la diode.

6.2.5 Etude de recuit isochrone

Les recuits isochrones sont utilisés afin de déterminer la température de recuit des différents types de défauts [19], [25] ce qui permet de les identifier de manière plus efficace. Pour cette étude, nous avons réalisé des recuits de 30 minutes sur les composants. Les paliers de température utilisés vont de 80°C à 240°C avec un pas de 40°C. La première mesure a lieu trois semaines après l'irradiation avec un stockage à température ambiante (23°C) puis, durant l'analyse des recuits, une mesure est effectuée après chaque recuit de 30 minutes. Ainsi nous observons le recuit des défauts suivant le budget d'énergie thermique reçu [21]. Le four utilisé pour l'analyse est préchauffé à la température souhaitée 30 minutes avant d'y enfourner les composants. De plus, pour le retour à la température ambiante, les

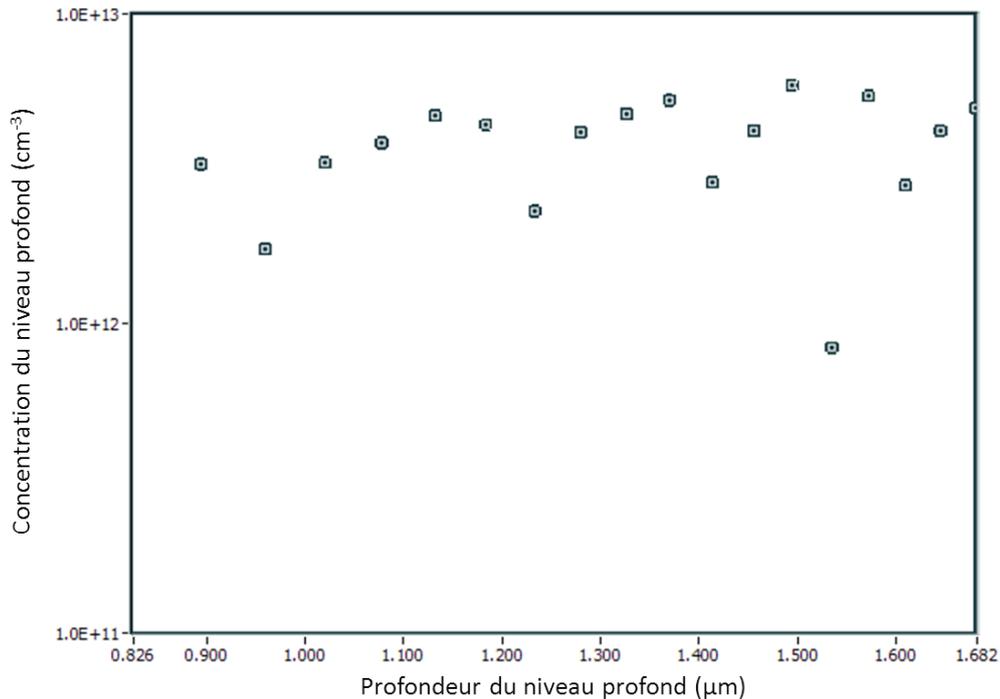


Fig. 2.26 Concentration du défaut 1 suivant la profondeur explorée. La diode analysée est irradiée par des neutrons de 0,8 MeV à une fluence de 10^{13} cm⁻².

composants sont placés sur une plaque métallique dont la température est proche de 0°C. Ces transitions rapides de température permettent de minimiser le budget thermique reçu pendant les rampes de montée et descente et ainsi de maximiser le budget thermique fourni durant les 30 minutes de recuit à la température souhaitée.

La Fig. 2.27 illustre les spectres DLTS de l'analyse de recuit. Nous remarquons que dans cette gamme de recuit les amplitudes des pics correspondants aux défauts 1 et 3 sont nettement modifiées alors que celle du défaut 2 semble diminuer légèrement. Nous rappelons que l'amplitude des pics est relative à la concentration de défaut présent dans le silicium. Par conséquent, la concentration du défaut 2 varie peu sur la gamme des recuits utilisés. Par contre, celle du défaut 3 chute considérablement après le recuit de 200°C, le pic correspondant disparaît. Cela implique que la température de recuit de ce défaut ponctuel est comprise entre 160°C et 200°C. Cette information nous oriente vers une identification possible de ce défaut comme un défaut à base de bore (B_i-O_i) [57]. L'hypothèse du complexe bi-lacunaire de charge, $V_2(-/-)$ est éliminée pour ce défaut car les informations trouvées dans la littérature concernant la température de recuit de la bi-lacune sont données autour de 300°C [20], [24].

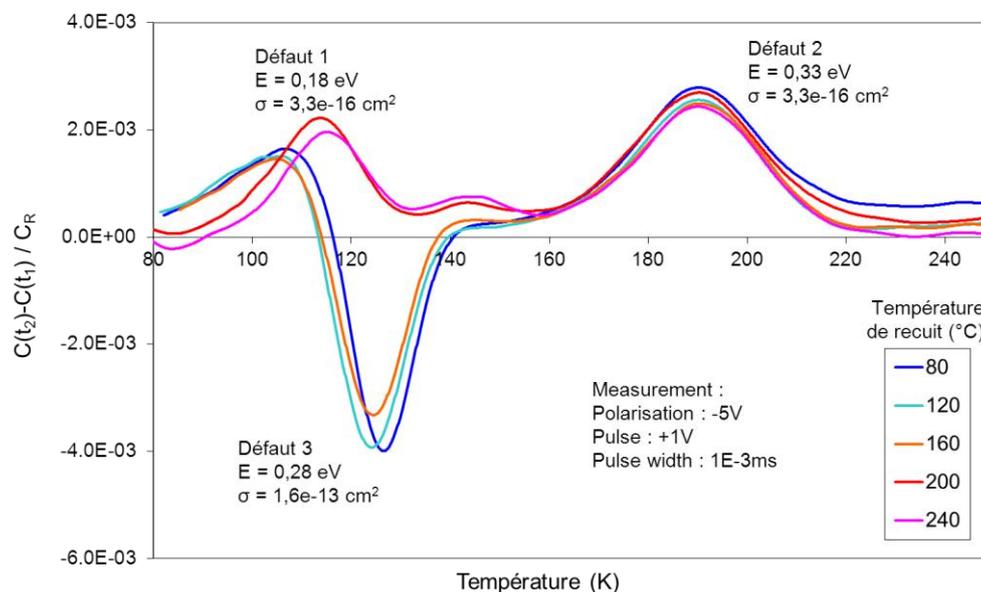


Fig. 2.27 Analyse de recuit isochrone du spectre DLTS d'une diode N⁺/P irradiée avec des neutrons de 0,8 MeV à une fluence de 10^{13} cm⁻². La polarisation inverse est de 5 V et celle de remplissage est une polarisation directe de 1 V. Le temps de remplissage est de 10^{-2} ms. Le couple t_1 et t_2 fournit une fenêtre de 136 Hz. Chaque courbe correspond à la mesure effectuée après chaque recuit de 30 minutes. Un pas de 40°C est utilisé pour l'analyse de recuit qui débute à 80°C jusqu'à 240°C.

Concernant le défaut 1, l'amplitude du pic augmente lorsque le pic du défaut 3 disparaît. Cela est expliqué précédemment par la compétition entre l'expression des pics correspondants aux défauts 1 et 3. Le pic 1 semble diminuer nettement après le recuit à 240°C mais reste toujours présent. Ce défaut étant identifié comme la bi-lacune de charge $V_2(+/0)$, sa température de recuit est autour de 300°C [20], il est donc correct qu'il soit toujours présent à cette température. Nous constatons également qu'après la disparition du pic 3 un nouveau pic apparaît autour de 140°C mais la résolution est trop faible pour obtenir ses caractéristiques.

TABLEAU 2.4
CARACTERISTIQUE DES DEFAUTS INDUITS PAR LES DEPLACEMENTS ATOMIQUES

Défaut #	Niveau d'énergie	Section efficace de capture	Température de recuit (°C)	Identification
1	$E_t - E_V = 0,18eV$	$\sigma_p = 3,3 \cdot 10^{-16} cm^2$	>240 (300 [20])	$V_2(+/0)$ [20]
2	$E_t - E_V = 0,33eV$	$\sigma_p = 3 \cdot 10^{-16} cm^2$	>240 (400 [57])	C_i-O_i-V [57]
3	$E_C - E_t = 0,28eV$	$\sigma_n = 1,6 \cdot 10^{-13} cm^2$	<200 (160 [57])	B_i-O_i [57]

6.3 Conclusion des résultats DLTS

Pour conclure sur l'analyse DLTS, trois complexes de défaut sont identifiés et répertoriés dans le tableau 2.4 et plusieurs points sont démontrés dans cette analyse concernant nos composants :

- La concentration des défauts augmente avec la fluence des particules incidentes.
- Les protons et les neutrons semblent créer le même type de défauts.
- Les défauts étudiés ne présentent pas de comportement bistable visible au DLTS.
- La répartition des défauts dans le volume de la diode apparaît uniforme.
- L'analyse de recuit isochrone apparaît comme un moyen pratique d'obtenir des informations supplémentaires afin d'identifier les défauts présents.

Seuls les défauts dont la concentration atteint le seuil de détection de l'analyse DLTS sont étudiés. Cependant d'autres défauts sont présents à température ambiante dans le silicium et peuvent être responsables de la hausse du courant d'obscurité dans l'imageur. Des mesures complémentaires sur des diodes P⁺/N pourraient être réalisées dans le but d'identifier d'autres défauts.

7 Résumé et perspectives

Ce chapitre illustre la manière dont les déplacements atomiques modifient le réseau cristallin du silicium et engendrent des perturbations électriques. Les concepts de base tels que le NIEL et la dose ionisante sont présentés afin d'être utilisés dans les chapitres suivants. Un accent est mis dans ce chapitre sur l'utilisation des neutrons dans les tests d'irradiations pour étudier les effets de déplacement de l'environnement spatial. Cette particule, crée des défauts dans le volume du silicium de signature DLTS identique aux protons. De plus les effets électriques, et principalement l'augmentation du courant d'obscurité due aux déplacements atomiques, semblent être similaires pour les irradiations protons et neutrons. Les tests neutrons paraissent donc intéressants pour étudier les effets de déplacements atomiques dans les imageurs CMOS sans être gêné par la dose ionisante. Cette dernière dose masque généralement les effets de déplacements atomiques dans les imageurs CMOS, surtout sur les composants contenant un pixel à base de photodiode conventionnelle lue en tension.

Dans ce chapitre nous montrons également que les défauts induits par les déplacements atomiques semblent répartis uniformément dans le volume et que ceux qui sont responsables de la hausse du courant inverse dans la photodiode

intra-pixel sont localisés dans la zone de charge d'espace de celle-ci. Nous montrons également que l'augmentation du courant inverse due aux déplacements atomiques augmente proportionnellement à la dose de déplacement déposée suivant le facteur universel de Srour, K_{dark} .

Ces analyses nous permettent de mieux appréhender les dégradations dues aux déplacements atomiques subis par les capteurs d'images CMOS qui sont présentés dans le chapitre suivant.

Bibliographie

- [1] G. P. Summers, "Displacement damage: Mechanisms and measurements," *IEEE NSREC Short Course*, 1992.
- [2] J. R. Srour et J. M. McGarity, "Radiation effects on microelectronics in space," *Proc. IEEE*, vol. 76, num. 11, 1988.
- [3] J. R. Srour, C. J. Marshall et P. W. Marshall, "Review of Displacement Damage Effects in Silicon Devices," *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 50, num. 3, Juin 2003.
- [4] J. R. Srour et J. W. Palko, "A framework for understanding displacement damage mechanisms in irradiated silicon devices," *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 53, num. 3, Juin 2006.
- [5] J. W. G. P. Summers, E. A. Burke, P. Shapiro, S. R. Messenger et R. J. Walters, "Correlations of particle-induced displacement damage in silicon," *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 34, p. 1134-1139, Déc. 1987.
- [6] J. W. G. P. Summers, E. A. Burke, P. Shapiro, S. R. Messenger et R. J. Walters, "Damage correlations in semiconductors exposed to gamma, electron, and proton radiations," *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 40, p. 1372-1379, Déc. 1993.
- [7] S. R. Messenger, E. A. Burke, M. A. Xapsos, G. P. Summers, R. J. Walters, I. Jun et T. Jordan, "NIEL for Heavy Ions : An Analytical Approach," *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 50, p. 1919-1923, Déc. 2003.
- [8] S. R. Messenger, E. A. Burke, G. P. Summers, M. A. Xapsos, R. J. Walters, E. M. Jackson et B. D. Weaver, "Nonionizing energy loss (NIEL) for Heavy Ions," *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 50, num. 6, p. 1595-1602, Déc. 1999.

- [9] G. R. Hopkinson, "Displacement damage: Analysis and characterization of effects on devices," *Space radiation environment and its effects on spacecraft components and systems*, Cepadues Ed., Toulouse, p. 175-197, 2004.
- [10] G. H. Kinchin et R. S. Pease, "The displacement of atoms in solids by radiation," *Rep. Prog. Phys.*, 1955.
- [11] M. Robinson, "The dependence of radiation effects on the primary recoil energy," *Proc. Int. Conf. Radiation-Induced Voids in Metal*, Albany, NY, p. 397–429, 1972.
- [12] J. Lindhard, V. Nielsen, M. Scharff, et P. V. Thomsen, "Integral equations governing radiation effects (Notes on atomic collisions, III)," *Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk.*, vol. 33, num. N10, p. 1-42, 1963.
- [13] M. J. Norgett, M. T. Robinson et L. M. Torrens, "A Proposed Method of Calculating Displacement Damage Dose Rates," *Nucl. Eng. Design*, vol. 33, p. 50-54, 1974.
- [14] P. Arnolda, "La creation de défauts de déplacements atomiques dans le silicium et son impact sur les composants électroniques à applications spatiales," Thèse de doctorat, ONERA, Université de Toulouse, 2011.
- [15] L. F. Makarenko, F. P. Korshunov, L. I. Murin et M. Moll "Primary defect transformation in high-resistivity p-type silicon irradiated with electrons at cryogenic temperature," *Physica B, Elsevier*, p. 4561-4564, 2009.
- [16] B. R. Gossick et J. Crawford Jr, "Disordered regions in n-type germanium bombarded by fast neutrons," *Bull. Amer. Phys. Soc.*, vol. 3, p. 400, 1958.
- [17] B. R. Gossick, "Disordered regions in semiconductors bombarded by fast neutrons," *J. Appl. Phys.*, vol. 30, num. 8, p. 1214-1218, 1959.
- [18] J. W. Palko et J. R. Srouf, "Amorphous inclusions in irradiated silicon and their effects on material and device properties," *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 55, num. 6, p. 2992–2999, Déc. 2008.
- [19] G. D. Watkins, "Intrinsic defects in silicon," *Mater. Sci. Semiconduct. Process.*, vol. 3, p. 227–235, 2000.

-
- [20] J. Bourgoin M. Lannoo, *Point defects in semiconductors II: experimental aspects*, Springer-Verlag Berlin Heidelberg New York, 1983
- [21] C. Chabrierie "De l'utilisation des recuits isothermes et isochrones pour la caractérisation de structures MOS irradiées," Thèse de doctorat, Université Paris 7, 1997.
- [22] J. Bourgoin M. Lannoo, *Point defects in semiconductors I: theoretical aspects*, Springer-Verlag Berlin Heidelberg New York, 1981.
- [23] S. M. Sze, *Physics of Semiconductor Devices*, 3rd ed. New York : Wiley, 1981.
- [24] R. M. Fleming, C. H. Seager, D. V. Lang, P. J. Cooper, E. Bielejec et J. M. Campbell, "Effects of clustering on the properties of defects in neutron irradiated silicon," *J. Appl. Phys.*, vol. 102, p 043711, 2007.
- [25] R. M. Fleming, C. H. Seager, E. Bielejec, G. Vizkelethy, D. V. Lang et J. M. Campbell, "Defect annealing in neutron and ion damaged silicon: influence of defect clusters and doping," *J. Appl. Phys.*, vol. 107, p. 053712, 2010.
- [26] C. J. Dale, P.W. Marshall, E. A. Burke, G. P. Summers, et G. E. Bender, "The generation lifetime damage factor and its variance in silicon," *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 36, p. 1872-1881, Déc. 1989.
- [27] P. W. Marshall, C. J. Dale, E. A. Burke, G. P. Summers, et G. E. Bender, "Displacement damage extremes in silicon depletion regions," *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 36, p. 1831-1839, Déc. 1989.
- [28] C. J. Dale, P. W. Marshall, et E. A. Burke, "Particle-induced spatial dark current fluctuations in focal plane arrays," *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 37, p. 1784-1791, Déc. 1990.
- [29] P. W. Marshall, C. J. Dale, et E. A. Burke, "Proton-induced displacement damage distributions and extremes in silicon microvolumes," *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 37, p. 1776-1783, Déc. 1990.
- [30] G. Lindstrom, M. Moll, et E. Fretwurst, "Radiation hardness of silicon detectors : A challenge from high-energy physics," *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research*, vol. 426, p. 1-15, 1999.

- [31] J. R. Srouf et D. H. Lo, "Universal damage factor for radiation induced dark current in silicon devices," *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 47, num. 6, p. 2451-2459, Déc. 2000.
- [32] M. Moll, "Radiation damage in silicon particle detectors," Thèse de doctorat, Universität Hamburg, 1999.
- [33] C. Inguibert, P. Arnolda, T. Nuns et G. Rolland, "Effective NIEL in silicon : calculation using molecular dynamics simulation results," *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 57, p. 1915-1923, Août. 2010.
- [34] G. R. Hopkinson, "Radiation effects in a CMOS active pixel sensor," *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 47, num. 6, p. 2480-2484, Déc. 2000.
- [35] G. Vincent, A. Chantre, et D. Bois, "Electric field effect on the thermal emission of traps in semiconductor junctions," *J. Appl. Phys.*, vol. 50, num. 8, p. 5484-5487, 1979.
- [36] J. R. Srouf et R. A. Hartmann, "Enhanced displacement damage effectiveness in irradiated silicon devices," *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 36, num. 6, p. 1825-1830, Déc. 1989.
- [37] J. Bogaerts, B. Dierickx, et R. Mertens, "Enhanced dark current generation in proton-irradiated CMOS active pixel sensors," *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 49, num. 3, p. 1513-1521, Juin 2002.
- [38] S. Watts, J. Matheson, I. Hopkins-Bond, A. Holmes-Siedle, A. Mohammadzadeh, et R. Pace, "A new model for generation-recombination in silicon depletion regions after neutron irradiation," *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 43, num. 6, p. 2587-2594, Déc. 1996.
- [39] K. Gill, G. Hall, et B. MacEvoy, "Bulk damage effects in irradiated silicon detectors due to clustered divacancies," *J. Appl. Phys.*, vol. 82, num. 1, p. 126-136, 1997.
- [40] M. Moll, H. Feick, E. Fretwurst, G. Lindstrom et C. Schutze, "Comparison of defects produced by fast neutrons and CO60 gamma rays in high resistivity silicon detectors using Deep Level Transient Spectroscopy," *Conference on Radiation Effects on Semiconductor Materials, Detectors and Devices*, Firenze, Italy, March 6-8, 1996.

-
- [41] A. Hallén, N. Keskitalo, F. Masszi et V. Nàgl, "Life time in proton irradiated silicon," *J. Appl. Phys.*, 79(8) : 33906-3914, 1996.
- [42] J. Bogaerts, "Radiation-induced degradation effects in CMOS active pixel sensors and design of radiation-tolerant image sensor," Thèse de Doctorat, Katholieke Universiteit Leuven, 2002.
- [43] V. Goiffon, "Contribution à une approche structure de la conception des imageurs CMOS en vue de leur durcissement à l'environnement radiatif spatial," Thèse de doctorat, ISAE, 2008.
- [44] G. P. Summers, E. A. Burke, C. J. Dale, E. A. Wolicki, P. W. Marshall et M. A. Gehlhausen, "Correlation of particule-induced displacement damage in silicon," *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. NS-34, num. 6, p. 1134-1139, Déc. 1987.
- [45] A. Ruzin, G. Casse, M. Glaser, A. Zanet, F. Lemeilleur et S. Watts "Comparison of radiation damage in silicon induced by proton and neutron irradiation," *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 40, num. 6, p. 1567-1574, Déc. 1993.
- [46] N. V. Loukianova, H. O. Folkerts, J. P. V. Maas, D. W. E. Verbugt, A. J. Mierop, W. Hoekstra, E. Roks, et A. J. P. Theuwissen, "Leakage current modeling of test structures for characterization of dark current in CMOS image sensors," *IEEE Trans. Electron Devices*, vol. 50, num. 1, p. 77-83, 2003.
- [47] D. V. Lang, "Deep-level transient spectroscopy: a new method to characterize traps in semiconductors," *J. Appl. Phys.*, vol. 45, num 7, p. 3023-3032, 1974.
- [48] G. D. Watkins et J. W. Corbett, "Defects in irradiated silicon: electron paramagnetic resonance and electron-nuclear double resonance of the Si-E center," *Phys. Rev.*, 134 (5A), p. 1359-1377, 1964.
- [49] Kwock, *Complete guide to semiconductor devices*, 2nd ed., John Wiley1 sons, inc., IEEE press.
- [50] A. Ali, M. Shafi et A. Majid, "Electron capture cross-section of AU-Fe complex in silicon," *Physica Scripta*, vol. 74, p. 450-451, 2006.
- [51] L. C. Kimerling, "New developments in defect studies in semiconductors," *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 23, num. 6, p. 1497-1505, Déc. 1976.

- [52]F. Boussaïd, "Contribution à l'étude par spectroscopie DLTS des niveaux profonds induits par une préamorphisation du silicium et réalisation de jonctions ultra-mince p^+/n ," Thèse de doctorat, INSA de Toulouse, 1999.
- [53]L. Rubalo, "Une nouvelle génération d'étude spectroscopique des défauts électroniques dans le silicium : la Laplace DLTS," Thèse de doctorat, Université J. Fourier, Grenoble I, 2001.
- [54]<http://www.semetrol.com/> Décembre 2011.
- [55]N. Zangenberg, J.-J. Goubet, A. N. Larsen, "On-line DLTS investigations of the mono- and di-vacancy in p-type silicon after low temperature electron irradiation," *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B*, vol. 186, p. 71-77, 2002.
- [56]N. Keskitalo, P. Jonsson, K. Nordgren, H. Bleichner et E. Nordlander, "Temperature and injection dependence of the Shockley-Read-Hall lifetime in electron-irradiated p-type silicon," *J. Appl. Phys.*, vol. 83, num 8, p. 4206-4212, 1998.
- [57]L. C. Kimerling, M. T. Asom, J. L. Benton, P. J. Drevinsky et C. E. Cafer, "Interstitial defect reactions in silicon," *Materials Science Forum*, vol. 38-41, p. 141-150, 1989.
- [58]I. H. Hopkins et G. R. Hopkinson, "Random telegraph signals from proton-irradiated CCDS," *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 40, num. 6, p. 1567-1574, Déc. 1993.
- [59]A. Chantre, "Introduction to defect bistability," *Appl. Phys. A*, vol. 48, p. 3-9, 1989.
- [60]H. Lefèvre et M. Schultz, "Double Correlation Technique (DDLTS) for the Analysis of Deep Level Profiles in GaAs and $GaAs_{0.6}P_{0.4}$," *IEEE Trans. Electron Devices*, vol. ED-24, num. 7, p. 973-978, 1977.

Chapitre 3

Effets des déplacements atomiques dans les imageurs CMOS

Plan du chapitre

- 1 Connaissances des effets de déplacements atomiques sur les imageurs CMOS
 - 2 Capteurs d'images CMOS étudiés
 - 3 Effets des déplacements atomiques sur les critères de performance
 - 4 Modélisation de la hausse de la distribution du courant d'obscurité
 - 5 Impact sur le design de l'imageur CMOS
 - 6 Résumé et perspectives
-

L'énergie non-ionisante déposée par les rayonnements spatiaux dans les imageurs CMOS induit des défauts dus aux déplacements atomiques qui dégradent les performances du composant. L'augmentation du courant d'obscurité et sa non-uniformité sont les principaux problèmes rencontrés [1]. Ils provoquent dans le capteur une diminution de la dynamique des pixels.

Dans ce chapitre, nous présentons d'abord l'état de l'art des connaissances concernant l'effet des déplacements atomiques sur les imageurs CMOS. Puis, nous décrivons les capteurs CMOS à photodiode conventionnelle ou enterrée utilisés dans cette étude ainsi que les tests d'irradiations effectués. Ensuite, les résultats expérimentaux concernant les dégradations des principaux critères de performance des capteurs sont exposés. Suivi d'une partie dédiée sur la modélisation de l'augmentation du courant d'obscurité due aux déplacements atomiques. Dans cette partie, nous nous appuyons sur les résultats de modélisation obtenus sur d'autres composants basés en silicium, dont notamment les dispositifs à transfert de charge (CCD) et les dispositifs à injection

de charges (CID). Le modèle expérimental obtenu permet de prédire le comportement de la hausse de la distribution du courant d'obscurité dans les capteurs CMOS étudiés et d'en tirer des conclusions quant à la physique des effets de déplacements atomiques dans le silicium. Pour finir, fort des conclusions obtenues, une dernière partie est consacrée aux voies de durcissement des capteurs d'images CMOS face aux déplacements atomiques. Des règles de dessins pour concevoir les imageurs CMOS sont proposées afin d'atténuer les effets de déplacements atomiques.

1 Connaissances des effets des déplacements sur les imageurs CMOS

Les rayonnements spatiaux qui traversent les imageurs CMOS déposent leur énergie de manière ionisante et non-ionisante. Plusieurs études traitent de l'impact de ces deux effets dans les imageurs CMOS [1]-[27]. Alors qu'une partie importante de ces études est focalisée uniquement sur les effets ionisants [10]-[24], une plus faible proportion concerne uniquement les effets de déplacements atomiques dans les capteurs d'images CMOS [2], [25]-[27]. En effet, la majorité des études sur les déplacements atomiques [1]-[9] est issue de tests d'irradiations aux protons, induisant un cumul des effets ionisants et non-ionisants. Mis à part les imageurs CMOS résistant à la dose ionisante [2], [5], les capteurs d'images CMOS sont généralement sensibles à la dose ionisante et plus particulièrement ceux constitués de pixels à photodiode conventionnelle. Par conséquent, les résultats concernant les effets de déplacement obtenus à la suite d'irradiations aux protons sont plus difficiles à étudier, car ils sont en partie masqués par les effets ionisants.

Dans cette partie nous adressons les effets répertoriés dans la littérature concernant les dégradations des imageurs CMOS par les déplacements atomiques.

1.1 Augmentation du courant d'obscurité

Toutes les études montrent que l'effet principal des déplacements atomiques dans les imageurs CMOS est la hausse du courant d'obscurité. Il est considéré que cette dégradation provient essentiellement de la photodiode intra-pixel. Les études montrent que cette hausse du courant est d'autant plus importante que la taille de la zone photosensible est grande et que le NIEL et la dose de déplacement déposée est importante, ce qui est en bonne corrélation avec le facteur universel de dommage [28], établi dans les composants basés en silicium. De plus, les mesures précises de ce courant en fonction de la température

montrent qu'il provient d'un phénomène classique de génération de Shockley-Read-Hall dans la zone de charge d'espace de la photodiode [1]. L'identification des défauts induits par les déplacements atomiques est toujours en cours d'investigation. Le phénomène d'universalité [28] suggère des défauts intrinsèques et plus spécifiquement des défauts à base de bi-lacune [29].

Certains cas [2], suggèrent une augmentation du taux de génération à cause de champs électriques intenses (voir part. 4.3 chap. 2) en addition du mécanisme de Shockley-Read-Hall. Ces cas apparaissent dans des imageurs CMOS dont le nœud technologique du processus de fabrication est supérieur à $0,25\ \mu\text{m}$ et non dédié à l'imagerie. Les implantations formant la zone photosensible sont donc non-dédiées et des champs intenses sont présents. Les défauts localisés dans ces parties de fort champ électrique de la zone photosensible voient leur taux de génération augmenter dû aux champs et apportent davantage de courant d'obscurité.

Suivant l'ensemble des études, l'impact des déplacements atomiques semble donc proportionnel à la surface photosensible, confortant les résultats issus du chapitre 2 dans les diodes isolées. Les défauts induits par les déplacements atomiques sont répartis uniformément dans le silicium cristallin et ceux localisés dans la zone de charge d'espace de la photodiode contribuent majoritairement à la hausse du courant d'obscurité. Ce phénomène est différent de l'effet de la dose ionisante (voir part. 5 chap. 1), où les défauts contribuant au courant proviennent du périmètre de la photodiode dans les imageurs à pixels actifs utilisant une photodiode conventionnelle [6] et plus généralement du contact entre la zone de charge d'espace et les oxydes (interface Si/SiO₂) [10]-[24]. Les défauts induits par la dose ionisante contribuant à la hausse du courant sont vraisemblablement des états d'interfaces. L'interface Si/SiO₂ entre la zone de charge d'espace de la photodiode et les oxydes étant diminuée dans les capteurs à photodiode enterrée, l'impact de la dose ionisante est nettement diminué dans ce type de dispositif, notamment dans la gamme d'énergie du spatial (voir Fig. 1.21). La hausse du courant due aux déplacements atomiques devient alors prédominante et son étude indispensable pour les futures missions spatiales. A ce jour, une seule étude connue reporte le comportement des imageurs à pixels actifs, utilisant une photodiode enterrée, irradiés par des protons [7].

L'investigation de la hausse du courant d'obscurité dans les imageurs à pixels actifs possédant des photodiodes conventionnelles et enterrées est donc importante, afin de mieux comprendre cet effet qui devient limitant pour les futures applications spatiales.

1.2 Non-uniformité du courant d'obscurité

Les probabilités d'occurrences des interactions non-ionisantes induites par un rayonnement sont dépendantes de la nature de l'interaction. Dans la gamme d'énergie du spatial, les protons réagissent par diffusion coulombienne nucléaire, diffusion par force nucléaire et par réaction nucléaire. Alors que les chocs par diffusion coulombienne nucléaire possèdent une section efficace d'interaction importante, mais engendrent peu de défauts stables, les autres réactions, et surtout les réactions nucléaires, sont moins fréquentes, mais engendrent davantage de défauts stables. De plus, la zone liée à l'impact des dégradations des déplacements atomiques est la zone de charge d'espace de la photodiode intra-pixel. Ce volume est très faible, de l'ordre de la dizaine de micromètres cube, c'est pourquoi nous parlons de microvolume. Par conséquent, suivant le calcul des probabilités d'interaction, les chocs élastiques vont impacter l'ensemble des microvolumes, alors que les chocs inélastiques plus rares ne touchent que certains pixels. Les dégradations sur le courant d'obscurité sont alors, en plus de son augmentation moyenne, une déformation de son histogramme. Sur la distribution du courant d'obscurité, une queue de pixel chaud apparaît. Cette zone de l'histogramme est généralement attribuée aux chocs inélastiques [1], c'est-à-dire aux réactions nucléaires. Sa forme est également attribuée aux effets de champ électrique intense dans les imageurs CMOS réalisés avec des processus de fabrication non-dédiés à l'imagerie [2]-[4]. Dans ce cas les pixels chauds sont des pixels possédant des défauts induits par la dose de déplacement dans une zone de fort champ électrique.

Les travaux de Bogaerts et ses co-auteurs sur des APS CMOS durcis à la dose ionisante sont les seuls travaux connus modélisant physiquement l'histogramme de la hausse du courant d'obscurité due aux déplacements atomiques dans les imageurs CMOS. Ce modèle prend en compte les effets de fort champ électrique présent dans ce type d'imageurs, qui sont réalisés avec des implantations non dédiées à l'imagerie. Le modèle se base sur la théorie développée par Cheryl et Paul Marshall ainsi que leurs co-auteurs [30], [31]. Cette théorie s'appuie sur la proportionnalité entre l'énergie déposée de manière non-ionisante dans le microvolume photosensible et la hausse du courant d'obscurité induite dans ce volume. Les sections efficaces d'interactions élastiques et inélastiques sont prises en compte afin de calculer le nombre d'interactions subies par microvolume. Ensuite, lors de la construction de la distribution de l'énergie de dommage cédée au microvolume, les parts d'énergie déposées par interaction élastique et inélastique sont additionnées. Le nombre d'interactions élastiques est

généralement important dans les microvolumes considérés, impliquant une distribution gaussienne de l'énergie de dommage. Par contre, le nombre d'interactions inélastiques moyen pour les dimensions des microvolumes généralement considérés étant faible (<1), cela implique l'utilisation d'une loi de Poisson afin de construire la distribution d'énergie de dommage reçu par le microvolume. Dans leur approche, la densité de probabilité (PDF) de l'énergie déposée par microvolume est comparée à la PDF de la hausse du courant d'obscurité pour en déduire un facteur de proportionnalité. Ce facteur est proche de 2 nA par MeV dans le CID étudiés dans ces travaux.

Cette théorie est reprise par Robbins [33] qui l'applique à des CCD irradiés aux protons. La modification apportée dans ces travaux est l'utilisation de loi Gamma pour construire les PDF à la place de la loi normale utilisée précédemment. Cette amélioration permet d'avoir une meilleure corrélation entre les résultats de mesures du courant d'obscurité et l'estimation de l'énergie non-ionisante déposée. Le facteur de conversion estimé dans ce cas est proche du facteur de dommage universel [28]. Une autre étude [34] réutilise cette théorie sur des CCD commerciaux irradiés aux protons et montre à nouveau sa pertinence.

L'inconvénient de cette méthode réside dans le calcul de la distribution de l'énergie de dommage dans le microvolume. En effet, suivant l'énergie ou le type de particule, les sections efficaces d'interaction varient ainsi que l'énergie déposée, il faut donc calculer à chaque fois une nouvelle distribution pour chaque test réalisé. De plus, cette méthode ne prend pas en compte les effets de dose ionisante. Les imageurs CMOS à photodiode conventionnelle non durcis face à la dose ionisante ne peuvent donc pas utiliser cette méthode après les tests d'irradiations aux protons. Le seul moyen d'utiliser ce modèle pour étudier les effets de déplacements atomiques dans les imageurs de ce type est donc d'avoir un composant durci ou bien d'utiliser des particules induisant une dose ionisante négligeable. Cependant il faut remarquer que ce modèle a uniquement été utilisé dans le cadre de tests d'irradiation aux protons.

D'autres méthodes de traitement de la déformation de la distribution du courant d'obscurité induit par les déplacements atomiques existent dans les imageurs CMOS [8], [25]. Cependant, elles ne s'appuient pas sur un modèle physique. Elles consistent à modéliser la pointe de pixels chauds par une fonction exponentielle. Sur un graphique semi-logarithmique, la queue de distribution s'apparente alors à une pente. La fonction exponentielle fournit le coefficient directeur de cette droite, relatif à la densité de courant dans la queue de pixel, et l'ordonnée à l'origine apparaît comme une information liée au nombre de défauts électro-actifs présents dans la zone photosensible du pixel.

Finalement, il est donc nécessaire de définir un modèle adéquat pour prédire la dégradation du courant d'obscurité dans les capteurs d'images CMOS réalisés avec des technologies dédiées à l'imagerie en nous appuyant sur les modèles utilisés précédemment.

1.3 Baisse du rendement quantique

Les capteurs d'images CMOS irradiées par des protons présentent parfois une baisse du rendement quantique externe [3], [4], [5]. Cet effet est généralement attribué à la dose ionisante qui diminue la transmission des couches supérieures à la zone photosensible. Cependant, il apparaît que ce phénomène est lié également à une baisse du gain dans ce type d'APS CMOS [5]. D'autres études sur des imageurs à photodiode conventionnelle et enterrée, irradiés par des rayons X ou γ [10], [15], présentent le même phénomène et suggèrent une baisse de la transmission des couches supérieures au silicium. Bien que les auteurs laissent la porte ouverte à d'autres explications, telles que la recombinaison en surface, la responsabilité de la dose ionisante semble avérée. Cependant, lors d'irradiation à forte fluence, au-delà de 10^{13} particules.cm⁻², et notamment pour des irradiations aux neutrons utilisés pour les expériences de physique des particules [26], une baisse de la sensibilité est également observée. Cette dégradation issue des déplacements atomiques est attribuée à la diminution de la durée de vie des porteurs minoritaires [35], ce qui est fortement lié à la détérioration du rendement quantique dans ces imageurs.

Une attention particulière à la chute du rendement quantique due aux déplacements atomiques est faite dans nos travaux.

1.4 Signal télégraphique aléatoire du courant d'obscurité

En plus de la hausse du courant d'obscurité moyen et de la déformation de l'histogramme, une autre particularité du courant d'obscurité se manifeste dans les capteurs d'images CMOS subissant des effets de déplacements atomiques. Ce phénomène est une fluctuation du courant d'obscurité dans le temps, dénommé signal télégraphique aléatoire (RTS). La Fig. 3.1 illustre le signal télégraphique aléatoire obtenu sur un imageur CMOS irradié aux neutrons de 14 MeV. Cette fluctuation est un problème majeur des applications nécessitant une calibration. En effet, elle perturbe la stabilité du palier de bruit du détecteur, engendrant une erreur probable sur la calibration. Cet effet est discuté en détail dans le chapitre 4 de cette étude.

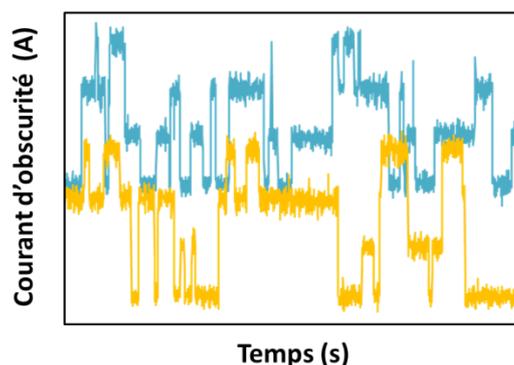


Fig. 3.1 illustration d'un signal télégraphique aléatoire du courant d'obscurité issu d'un capteur d'images CMOS irradié aux neutrons de 14 MeV.

2 Capteur d'images CMOS étudiés

Cette partie présente les différents capteurs d'images CMOS analysés dans cette étude ainsi que les caractéristiques des tests d'irradiation effectués pour répliquer l'environnement radiatif spatial.

2.1 Véhicule de test

Les technologies sélectionnées pour concevoir les imageurs CMOS de cette étude sont des procédés $0,18\ \mu\text{m}$ dédiés à l'imagerie, aussi appelés procédés CIS. Ces procédés font partie des technologies accessibles les plus avancées via les multi-projets¹. La caractéristique de ces procédés est l'utilisation d'implantations dédiées à l'imagerie. En effet, le dopage de la zone photosensible est adapté pour une collection optimale des charges photogénérées. De plus, ces procédés rendent disponibles les photodiodes enterrées utilisées dans les pixels actifs 4T (voir part. 3.2.3 chap. 1).

La partie photosensible des imageurs à pixels actifs 3T est donc une photodiode conventionnelle réalisée sur une épitaxie ou un substrat de dopage P considéré faible ($\approx 10^{14}\ \text{cm}^{-3}$), où une zone N_{CIS} vient être implantée en surface pour former une jonction N/P. Le dopage N_{CIS} est plus fort ($\approx 10^{17}\ \text{cm}^{-3}$) et possède dans ce cas, un gradient vertical optimisé pour l'imagerie. La zone de charge d'espace de la photodiode s'étend donc principalement dans la zone P qui doit avoir une concentration d'impuretés faible afin d'assurer une bonne diffusion des charges photogénérées. Au niveau latéral, des oxydes d'isolation en tranché (STI) et des implantations P_{CIS} à dopage fort ($\approx 10^{17}\ \text{cm}^{-3}$) limitent l'extension de la zone de charge d'espace. Le dopage P_{CIS} est également utilisé

¹ La conception des imageurs CMOS réalisés durant ces études a été traitée via la société Europractice.

comme caisson pour la réalisation des transistors NMOS intra-pixel, il possède donc un dopage en surface adapté aux tensions de seuil souhaitées des transistors.

Concernant les pixels actifs 4T à photodiode enterrée, la zone photosensible est un sandwich P/N/P vertical où l'implant de surface P est fortement dopé ($\approx 10^{18} \text{ cm}^{-3}$), la zone N moins dopée et le dopage P de l'épitaxie est encore plus faible. Cet agencement est optimisé pour créer un puits de potentiel. Le quatrième transistor de ce pixel est constitué d'une grille entre la zone photosensible et le nœud de lecture. Le dopage sous cette grille est également réalisé avec plusieurs dopages pour assurer un transfert des charges optimales du nœud de collection vers le nœud de lecture. Dans ce cas, il est important de noter que la ZCE recouvre toute la zone N, s'étend dans l'épitaxie de dopage P et a un contact très limité avec les interfaces oxyde-silicium.

Les transistors de la zone pixel et ceux du circuit de lecture sont conçus pour fonctionner avec des tensions d'alimentation de 3,3V. Nous choisissons la tension maximale disponible dans cette technologie car l'imageur nécessite de larges plages de variations de tension. Cependant, cela implique que la taille des transistors ne doit pas être la taille minimale autorisée par la technologie afin de conserver des champs électriques compatibles à un fonctionnement correct du capteur.

Le Tableau 3.1 présente l'ensemble des capteurs d'images conçus par le laboratoire CIMI et caractérisé dans cette étude. Le nombre de pixels par capteur n'excède pas 256×256 sur ces puces de test. Les zones photosensibles possèdent des variations géométriques d'un capteur à l'autre, ce qui est particulièrement intéressant pour l'étude des déplacements atomiques. La Fig. 3.2 illustre les photographies des puces étudiées.

TABLEAU 3.1
CARACTERISTIQUES DES CAPTEURS D'IMAGES ETUDIÉES

Puce	Code	Matrice de pixel	Type de pixel	Pas des pixels	Surface photodiode	Périmètre photodiode	CVF ($\mu\text{V}/e^-$)
ICARE V3	IC	128×128	3T	10 μm	74 μm^2	33,4 μm^2	8
PIRATE	PI	128×128	3T	10 μm	10 μm^2	14 μm^2	8
DONE	DO	128×128	3T	7 μm	34 μm^2	23,4 μm^2	12
ULTIRAD	UL	256×256	4T	7 μm	6,3 μm^2	10 μm^2	80

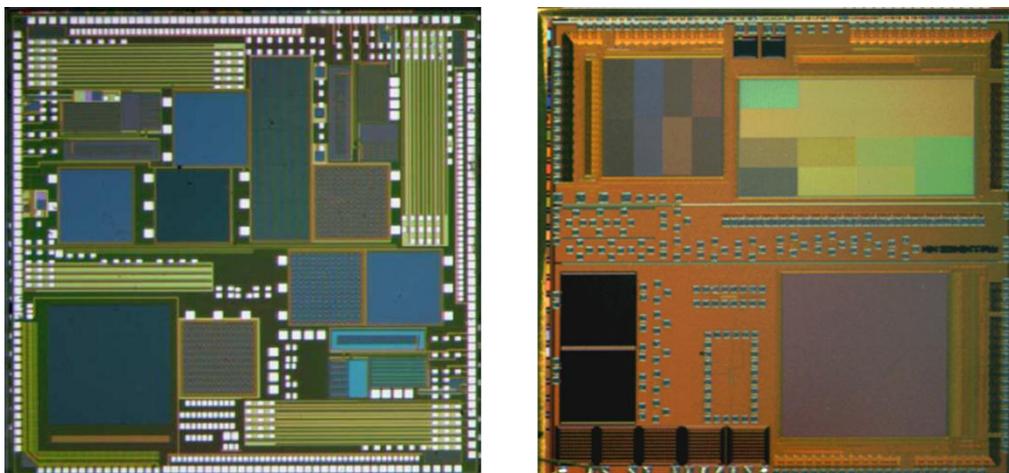


Fig. 3.2 Photographie des véhicules de test analysés durant cette étude.

2.2 Caractéristiques des irradiations

L'ensemble des irradiations effectuées durant cette étude sont présentées dans le Tableau 3.2. Cette étude étant focalisée sur les effets de déplacements atomiques, une large gamme de dose de déplacement est investiguée, couvrant l'ensemble des applications spatiales. Des doses de déplacement supérieures aux doses du spatial sont également examinées afin d'augmenter les effets de déplacements et de mieux comprendre les phénomènes physiques associés. A cause des créneaux de temps disponibles limités sur les sites d'irradiation, les flux de particules utilisés pour les irradiations sont généralement plus forts que ceux rencontrés en environnement spatial, mais semblent répliquer correctement les effets de déplacements atomiques [36]. Ces flux sont compris entre 5×10^6 et $1 \times 10^8 \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ pour l'ensemble des irradiations sauf pour le composant IC 4 irradié à Rochester dont la DDD est déposée en quelques femto secondes. Ce flux spécifique, au-delà de $1 \times 10^{24} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$, est utilisé dans le cas d'étude nucléaire et nous permet d'obtenir des informations sur les forts débits de doses de déplacement.

Les expositions à ces flux de particules sont effectuées à la température ambiante et les composants sont non-polarisés, les effets de déplacement étant considérés peu sensibles à la polarisation [37]. Les caractérisations des capteurs d'images ont lieu en moyenne trois semaines après les irradiations, c'est la période de décontamination radioactive des composants réalisée à température ambiante.

TABLEAU 3.2
CARACTERISTIQUES DES IRRADIATIONS REALISEES

Puce	Particules	Sites	Energie (MeV)	Fluence (cm ⁻²)	DDD (TeV.g ⁻¹)	TID (Gy(SiO ₂))
IC 1	Neutron	UCL ²	22	1×10 ⁹	3,9	<1
IC 2	Neutron	UCL	22	1×10 ¹⁰	39	<1
IC 3	Neutron	Rochester	14	1×10 ¹⁰	39	<1
IC 4	Neutron	CEA DAM ³	14	5×10 ¹⁰	182	<1
IC 5	Neutron	CEA DAM	14	1×10 ¹¹	365	<1
IC 6	Neutron	CEA DAM	14	5×10 ¹¹	1825	<1
IC 7	Neutron	CEA DAM	0,8	1×10 ¹³	24000	<1
IC 8	Proton	KVI ⁴	50	5×10 ⁹	19	8
IC 9	Proton	KVI	50	8,8×10 ⁹	34	14
IC 10	Proton	TRIUMF ⁵	100	1,5×10 ¹⁰	39	14
IC 11	Proton	TRIUMF	500	2,5×10 ¹⁰	40	9
IC 12	Proton	KVI	184	2,4×10 ¹⁰	48	14
IC 13	Proton	KVI	50	2×10 ¹⁰	78	32
IC 14	Proton	TRIUMF	500	1×10 ¹¹	159	36
IC 15	Proton	TRIUMF	100	1×10 ¹¹	259	93
PI	Neutron	CEA DAM	14	5×10 ¹⁰	182	<1
DO	Neutron	CEA DAM	14	1,1×10 ¹⁰	40	<1
UL 1	Neutron	CEA DAM	14	5×10 ¹⁰	182	<1
UL 2	Proton	UCL	120	5×10 ⁹	12	4
UL 3	Proton	UCL	120	2×10 ¹⁰	48	16

3 Effets des déplacements atomiques sur les critères de performance

L'impact des déplacements atomiques est principalement la création de défauts stables dans le silicium cristallin. Dans cette partie nous étudions cet effet non-ionisant sur les critères de performance des imageurs CMOS. Au vu des études précédentes, une investigation particulière de l'augmentation du courant d'obscurité en fonction du NIEL et de la dose de déplacement est présentée. Suivie par les effets observés sur le rendement quantique externe et le facteur de conversion des capteurs. Ces deux derniers critères subissant peu les impacts de déplacements atomiques, nous présentons les résultats obtenus aux doses déposées les plus élevées.

² Université Catholique de Louvain (Centre des ressources du cyclotron), Belgique.

³ CEA DAM Valduc, SAMES (neutron de 14 MeV) et PROSPERO (neutron de 0,8 MeV), France.

⁴ Kernfysisch Versneller Instituut, Pays Bas.

⁵ Proton and neutron irradiation facility, Vancouver, Canada.

3.1 Courant d'obscurité

Le courant d'obscurité est le courant qui circule dans la photodiode intrapixel lorsque celle-ci n'est pas éclairée, c'est-à-dire que le capteur ne subit aucune excitation lumineuse. Dans ce cas, le signal de sortie du capteur correspond à la tension d'obscurité (voir éq. 1.4) et s'exprime :

$$V_{\text{out}} = CVF \cdot \frac{I_{\text{obs}} \cdot t_{\text{int}}}{q} + V_{\text{off}} \quad (3.1)$$

La mesure de ce signal pour plusieurs temps d'intégration permet de tracer un graphique où la pente est relative au courant d'obscurité. Dans le régime linéaire du capteur le courant d'obscurité est calculé par :

$$I_{\text{obs}} = \frac{q}{CVF} \cdot \frac{dV_{\text{out}}}{dt_{\text{int}}} \quad (3.2)$$

Nous tâchons de minimiser le pas de variation du temps d'intégration durant cette mesure afin de réduire l'erreur due à la mesure de la dérivée. Il est important de noter que le courant d'obscurité varie avec la polarisation appliquée sur la photodiode. Cependant, cette variation est suffisamment faible lors de la mesure du courant d'obscurité pour être négligée. Une attention particulière est tout de même faite pour les pixels dits « chauds », dont le courant d'obscurité est nettement plus fort que la valeur moyenne par pixel. Dans ce cas, plusieurs mesures sont faites pour adapter la gamme de temps d'intégration pour les pixels chauds et les autres afin d'optimiser la gamme de signal de sortie utilisée.

La Fig. 3.3 introduit l'impact des effets de déplacements atomiques sur le courant d'obscurité des imageurs CMOS. La distribution du courant d'obscurité des pixels actifs 3T est tracée avant et après irradiation aux protons de 100 MeV et aux neutrons de 22 MeV. Les doses de déplacements déposées sont identiques pour les deux irradiations (iso-DDD), elles atteignent $39 \text{ TeV} \cdot \text{g}^{-1}$. Les protons déposent en plus une dose ionisante atteignant $14 \text{ Gy}(\text{SiO}_2)$.

Les résultats des deux irradiations présentent une queue de pixels chauds typique des effets de déplacement. Des images prises dans le noir avant et après irradiation sont ajoutées sur la figure. Elles illustrent l'impact sur l'image de la non-uniformité induite par les déplacements atomiques qui se transcrit par des pixels à plus fort niveau de signal (points blancs sur l'image après irradiation).

Les queues de pixels chauds observées semblent identiques pour les deux irradiations, confirmant la similitude entre les effets de déplacement induits par

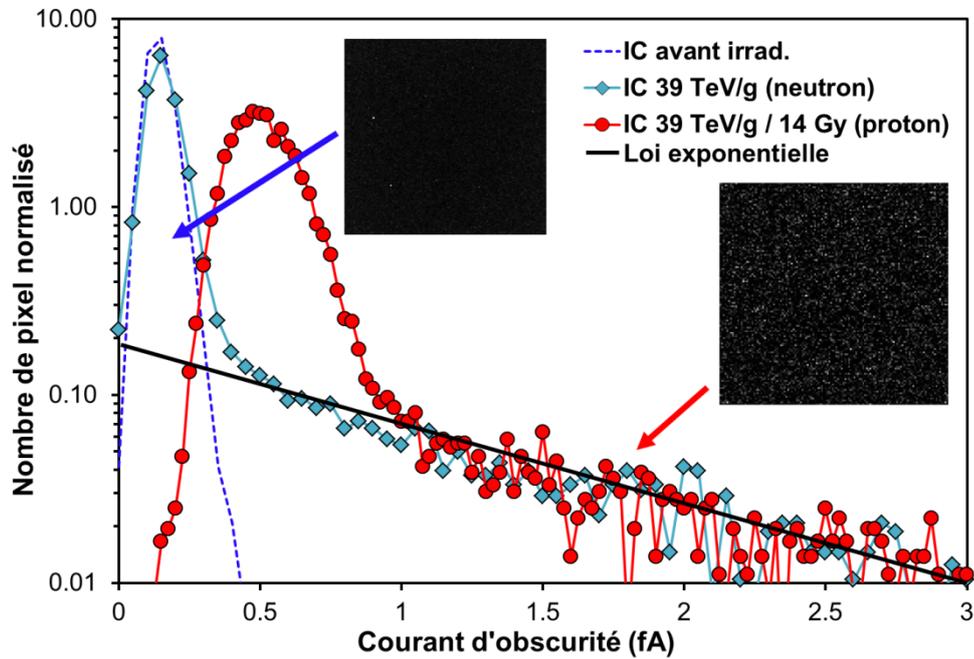


Fig. 3.3 Evolution du courant d'obscurité du capteur d'images IC après irradiation aux protons et aux neutrons à une dose de déplacement similaire (iso-DDD). Une image prise avant irradiation montre l'homogénéité de la réponse des pixels alors qu'une image prise après une irradiation aux protons ou aux neutrons présente de nombreux pixels chauds, illustré sur l'image par des points blancs (fort signal d'obscurité). Une loi exponentielle est tracée pour montrer la similarité de la queue de pixel chaud dans les deux cas d'irradiation.

les deux types de particules à cette énergie. De plus, un comportement exponentiel de cette queue est observé et mis en évidence par l'ajout d'une fonction exponentielle modélisant cette partie de la distribution. Par contre, une divergence notable apparaît entre les deux irradiations au début des histogrammes, et plus exactement dans la partie gaussienne qui représente la majorité de la population des pixels. Nous observons dans le cas des neutrons, que cette majorité reste inchangée, et que seule la queue de pixels chauds est ajoutée par rapport aux résultats pré-irradiation. Les pixels contenus dans la gaussienne ne semblent pas être impactés par l'irradiation. Dans le cas des protons, non seulement la queue de pixels chauds apparaît, mais l'ensemble de la population des pixels voit son courant d'obscurité augmenter. Cette différence est principalement due aux effets de la dose ionisante dans les imageurs CMOS à pixels actifs 3T. En effet, la TID, atteignant $14 \text{ Gy}(\text{SiO}_2)$ ici, est la principale responsable de l'augmentation globale de la distribution [6]. Mais ce n'est pas la seule différence entre les deux irradiations, comme le rappelle le schéma de la Fig. 3.4, les interactions élastiques des protons possèdent une part de diffusion coulombienne nucléaire que les neutrons ne possèdent pas. Cette part est

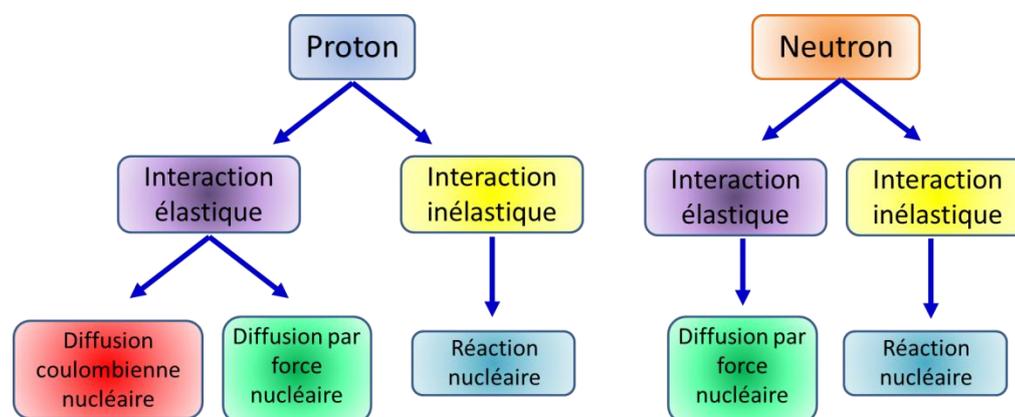


Fig. 3.4 Schéma des interactions non-ionisantes des protons et des neutrons dans le silicium pour la gamme d'énergie du spatial.

significative et représente la majeure partie de la section efficace d'interaction élastique des protons dans la gamme d'énergie du spatial [30]. Cependant, l'énergie déposée par ce type interaction élastique devient faible comparée aux autres interactions non-ionisantes pour des protons d'énergie supérieure à 20 MeV [38]. Par conséquent, la gaussienne au début de l'histogramme des protons, présentant la majeure partie de la population des pixels, est donc augmentée par les effets de dose ionisante mêlés aux interactions élastiques par diffusion coulombienne nucléaire. Cette partie de la courbe est donc complexe à traiter.

L'histogramme de la Fig. 3.3 est normalisé, c'est à dire que son intégrale vaut 1. Nous choisissons cette représentation pour toutes les distributions présentées dans cette étude afin de pouvoir comparer les histogrammes ayant des classes (bin) de courant d'obscurité différentes et de comparer facilement les distributions issues des modèles aux distributions expérimentales.

Dans la suite de cette partie, nous tentons de mieux comprendre l'impact des effets de déplacement sur le courant d'obscurité en investiguant en détail la hausse du courant d'obscurité moyen des pixels. Ensuite nous nous focalisons sur les déformations de l'histogramme du courant d'obscurité. Enfin nous examinons l'énergie d'activation du courant d'obscurité dans l'ensemble des pixels des composants irradiés.

3.1.1 Courant d'obscurité moyen par pixel

Le courant d'obscurité moyen sur l'ensemble des pixels des matrices irradiées est investigué. Bien que la distribution du courant ne soit pas uniforme, la moyenne du courant d'obscurité permet de comparer l'impact des déplacements atomiques observés dans les pixels avec des composants de taille nettement supérieure tels que des diodes isolées ou des jonctions de transistor. Ainsi, tout

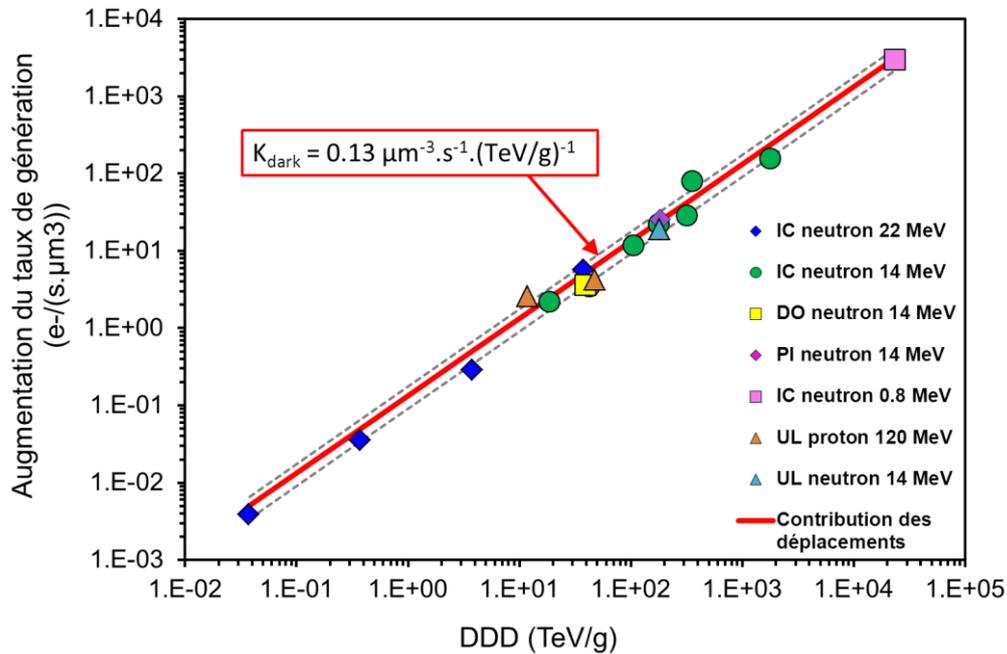


Fig. 3.5 Evolution l'augmentation du taux de génération moyen suivant la dose de déplacement reçue par le capteur d'images. La courbe rouge représente l'estimation de l'augmentation du taux de génération avec le facteur de dommage universel [28].

comme avec les photodiodes isolées, étudiées dans le chapitre 2, nous pouvons comparer cette moyenne au facteur de dommage universel [28]. Nous rappelons que ce facteur implique une proportionnalité entre la hausse du courant de fuite et la dose de déplacement. Il implique également que ce courant provient d'un mécanisme classique de génération de Shockley-Read-Hall issu de défaut présent dans la zone de charge d'espace des composants.

La Fig. 3.5 illustre l'augmentation du taux de génération moyen dans les pixels irradiés suivant la dose de déplacement. Le taux de génération correspond au courant divisé par le volume de la zone de charge d'espace de la photodiode. Il est utilisé ici afin de pouvoir tracer sur le même graphique les résultats de l'ensemble des composants étudiés qui possèdent des tailles de pixel différentes et donc des volumes dépeuplés différents. Les résultats présentés sont majoritairement issus des irradiations aux neutrons sur les imageurs à pixels actifs 3T, mais aussi des irradiations aux protons et aux neutrons sur les imageurs à pixels actifs 4T. La courbe rouge représente la contribution des déplacements à la hausse du courant, calculée avec le facteur de dommage universel à 23 °C. Ces résultats montrent une très bonne corrélation avec le facteur de dommage universel, prouvant que la hausse du courant d'obscurité induite pas les effets de déplacement est proportionnelle à la dose de déplacement et que ce courant est

majoritairement dû à un mécanisme classique de génération de Shockley-Read-Hall. Ces résultats supportent également les conclusions du chapitre 2 et confirment que l'augmentation du courant d'obscurité due à la dose de déplacement dans les imageurs CMOS provient essentiellement de défauts stables créés dans la zone de charge d'espace de la photodiode intra-pixel.

La dose ionisante ayant un impact important sur la hausse du courant d'obscurité, les résultats des imageurs CMOS à pixels actifs 3T irradiés aux protons ne sont pas ajoutés sur cette figure. Leur valeur de hausse du courant d'obscurité est environ un ordre de grandeur supérieur à la contribution du facteur de dommage universel [27]. Par contre, les résultats issus des capteurs d'images à pixels actifs 4T, peu sensible à la dose ionisante sont présentés. Ces capteurs reflètent l'impact de la dose de déplacement déposée par les protons. Ils mettent donc en évidence que la dose de déplacement, qu'elle soit déposée par les neutrons ou par les protons provoque une dégradation similaire du courant et cela, bien que les interactions des deux particules soient différentes (voir Fig. 3.3).

Le bon accord de l'ensemble des résultats avec le facteur de dommage universel prouve une nouvelle fois la pertinence de son utilisation. La bonne corrélation avec les résultats issus des irradiations aux protons sur les capteurs d'images à pixels actifs 4T prouve aussi que ces particules impactent le courant uniquement par effet non-ionisant.

3.1.2 Distribution du courant d'obscurité dans les imageurs à pixels actifs 3T à photodiode conventionnelle

Etudier un phénomène physique dans un imageur est particulièrement intéressant. En effet, ce phénomène est échantillonné par le grand nombre de pixels de la matrice et nous fournit une grande statistique. De plus, ces capteurs sont d'autant plus adaptés au cas des déplacements atomiques car les probabilités d'interaction créant des défauts sont faibles dans la gamme d'énergie et de fluence mise en jeu pour les applications spatiales. Les résultats issus de chaque pixel mettent donc en évidence la non-uniformité du phénomène.

3.1.2.1 Irradiation aux protons

La Fig. 3.6 présente l'ensemble des résultats issus des irradiations aux protons sur les capteurs d'images à pixels actifs 3T. De nombreuses énergies et fluences sont investiguées, fournissant plusieurs couples DDD et TID. Ce que nous tentons de mettre en évidence grâce à ce graphique, c'est le comportement toujours exponentiel de la queue de pixels chauds qui semble se décaler proportionnellement à la dose de déplacement reçue par le composant. Cet

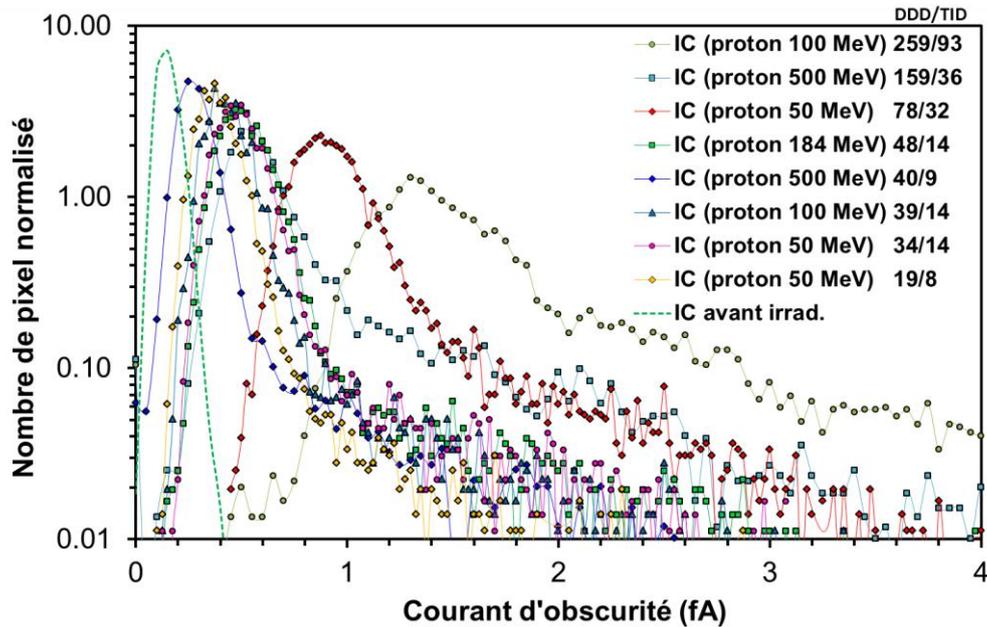


Fig. 3.6 Distribution du courant d'obscurité en fonction de la dose de déplacement déposé par des protons dans les capteurs d'images à pixels actifs 3T. La dose ionisante jouant un rôle important dans ce type d'imageur, elle est également incluse.

aspect est très important dans notre étude sur les déplacements atomiques, et il prouve la pertinence de l'utilisation de la dose de déplacement.

Le début de l'histogramme étant majoritairement impacté par l'addition de la dose ionisante et des interactions non-ionisantes par diffusion coulombienne nucléaire, nous ne nous focalisons pas sur cette partie. Nous notons toutefois que le shift de la gaussienne correspond au modèle de hausse du courant d'obscurité dû à la dose ionisante dans des composants identiques [6]. Cette corrélation implique que l'augmentation du courant d'obscurité due aux interactions élastiques par diffusion nucléaire coulombienne est faible comparée aux autres contributions dans les gammes d'énergie des protons utilisés. Nous remarquons tout de même sa contribution sur les composants IC(8) & (11). Pour les deux irradiations, la dose ionisante est équivalente, environ 9 Gy (SiO_2), et les énergies de particule et de dose de déplacement sont différentes. Nous voyons que la queue de pixel chaud augmente avec l'augmentation de la dose de déplacement. Par contre le shift de la gaussienne est légèrement plus fort pour les protons de 50 MeV que ceux de 500 MeV. La part d'interaction élastique par diffusion nucléaire coulombienne étant plus forte pour les protons de 50 MeV [30], nous pouvons estimer que ce shift est dû à ce type d'interaction coulombienne. Il est

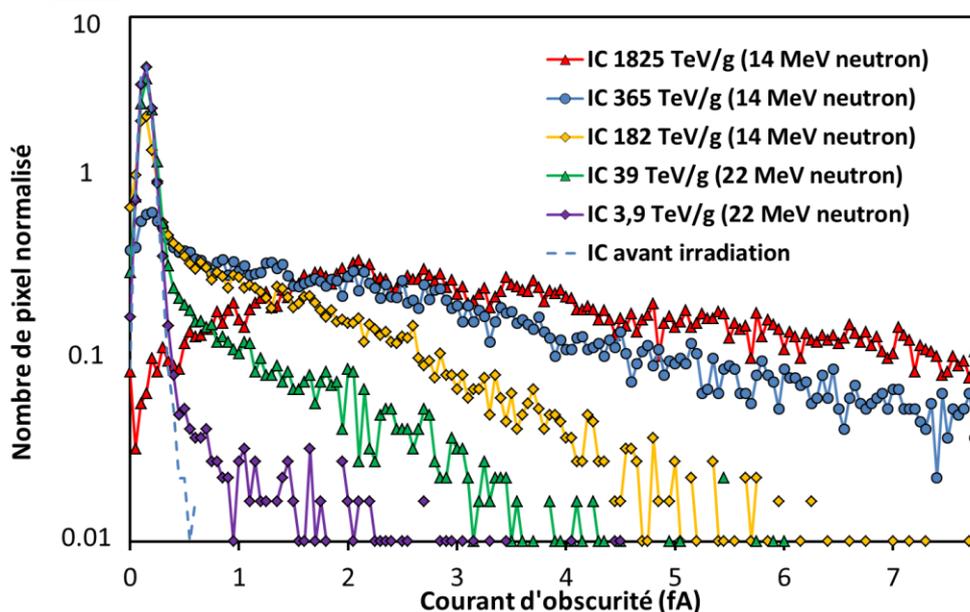


Fig. 3.7 Distribution du courant d'obscurité en fonction de la dose de déplacement déposée par des neutrons dans les capteurs d'images à pixels actifs 3T.

important de remarquer que ces conclusions sont à pondérer par le fait que l'erreur sur les doses déposées est approximativement autour de 5% sur l'ensemble des sites d'irradiations.

3.1.2.2 Irradiation aux neutrons

Nous rappelons que les neutrons sont choisis afin d'apporter essentiellement des effets de déplacement. De plus ils représentent correctement les effets de déplacement induits par les protons en environnement spatial (voir chapitre 2) et la hausse du courant moyen induit par la dose de déplacement des protons.

La Fig. 3.7 illustre l'évolution du courant d'obscurité dans les imageurs à pixels actifs 3T après irradiation aux neutrons. Nous observons pour les faibles doses de déplacement qu'une partie importante des pixels reste au niveau du courant d'obscurité mesuré avant irradiation. L'apparition de la queue de pixels chauds est la seule déformation observée pour les doses jusqu'à 300 TeV.g^{-1} . Pour les doses supérieures, l'ensemble des pixels semble touché. Afin de mettre en évidence la queue de pixels chauds, nous traçons l'évolution de l'augmentation du courant d'obscurité après sur la Fig. 3.8. Les résultats montrent clairement que plus la dose de déplacement augmente, plus la queue de pixels chauds s'étend vers des valeurs élevées de courant. Nous constatons également que cette queue garde toujours une allure exponentielle. A la plus forte dose (1825 TeV.g^{-1}) cet

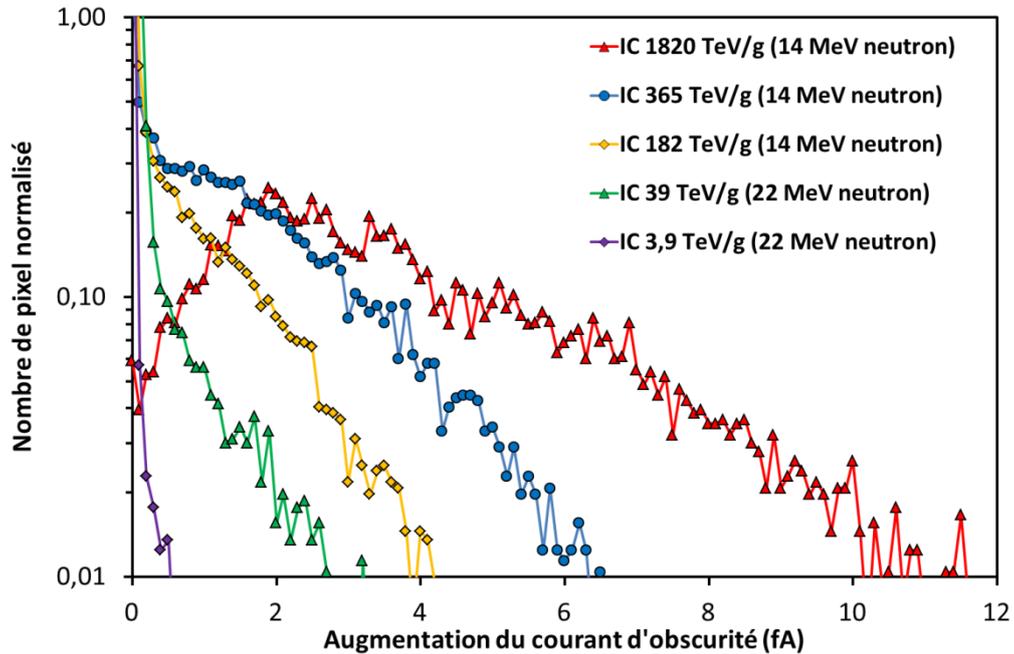


Fig. 3.8 Distribution de la hausse du courant d'obscurité en fonction de la dose de déplacement déposée par des neutrons dans les capteurs d'images à pixels actifs 3T.

aspect exponentiel commence à se déformer et le courant d'obscurité de tous les pixels est augmenté. Cela signifie que des effets de déplacements atomiques ont impacté l'ensemble de la population des pixels. La déformation du comportement exponentiel à cette dose peut aussi être expliquée par le fait qu'un grand nombre d'interactions ont lieu dans les pixels de la queue de pixels chauds.

3.1.2.3 Effet du flux de neutron

Une collaboration poussée avec le CEA DAM de Bruyères-le-Châtel a permis de tester nos composants face à un flash de neutrons issu d'une expérience de physique nucléaire. Alors que les flux généralement utilisés sur les sites d'irradiation sont autour de $1 \times 10^7 \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$, le composant exposé au flash a reçu un flux de plus de $1 \times 10^{14} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$. Nous comparons sur la Fig. 3.9 les distributions du courant d'obscurité pour une dose de déplacement déposée identique ($39 \text{ TeV} \cdot \text{g}^{-1}$) mais avec des flux totalement différents.

Alors que la différence entre les deux flux est de plus de 7 ordres de grandeur, les distributions de courant d'obscurité sont similaires. Cette expérience montre une nouvelle fois la pertinence de l'utilisation de la dose de déplacement et montre que le flux n'a pas d'influence sur la dégradation du courant d'obscurité induite par les déplacements atomiques.

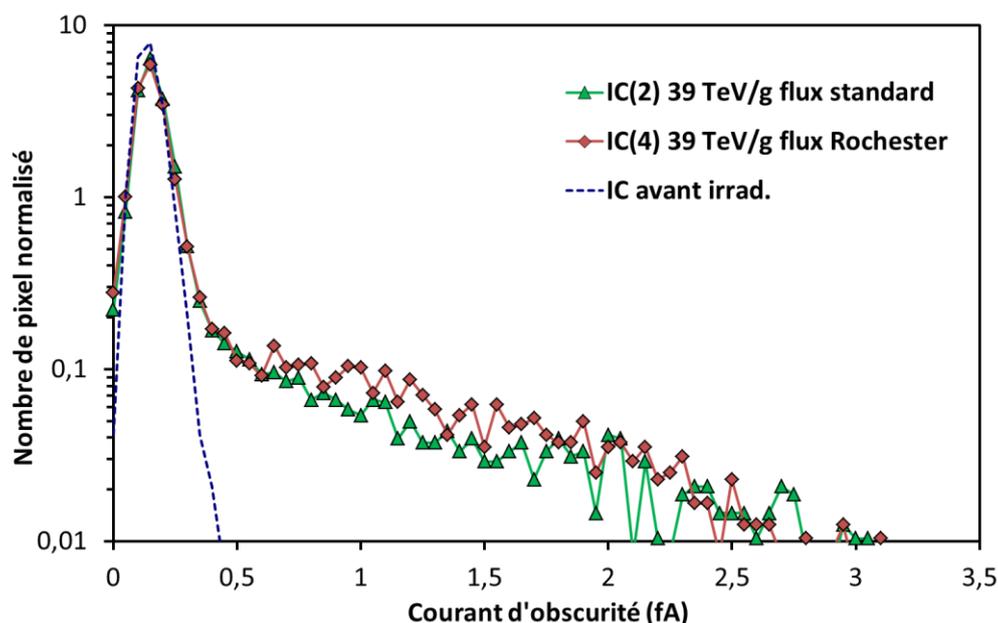


Fig. 3.9 Distribution du courant d'obscurité en fonction de la dose de déplacement déposée par des neutrons de 14 MeV dans les capteurs d'images à pixels actifs 3T. Les triangles verts correspondent à un flux standard autour de $1 \times 10^7 \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ et les losanges rouges correspondent à un flux de plus de $1 \times 10^{14} \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ utilisé dans le cadre d'expérience de physique nucléaire.

3.1.3 Distribution du courant d'obscurité dans les imageurs à pixels actifs 4T

La Fig. 3.10 illustre le comportement des imageurs CMOS à pixels actifs 4T utilisant une photodiode pinned, face à des irradiations aux protons et aux neutrons. L'étude des effets de déplacement dans ce type de composant est quasiment pionnière. Seules des mesures rapportées de tests aux protons semblent exister dans la littérature [7]. Par contre plusieurs études montrent la robustesse de ces composants face à la dose ionisante [15], [22] (et voir part 5.3.3 chap. 1).

Les volumes des zones de charge d'espace des photodiodes enterrées étant très faibles (deux ordres de grandeur au-dessous des composants IC), les doses utilisées ne fournissent pas un nombre de pixels impactés suffisant pour avoir une statistique correcte, même pour l'irradiation aux neutrons de 14 MeV déposant $182 \text{TeV} \cdot \text{g}^{-1}$. Cependant, sur la Fig. 3.10, nous observons tout de même un comportement exponentiel de la distribution. Ce résultat montre une fois encore que les dégradations des neutrons et des protons sont similaires.

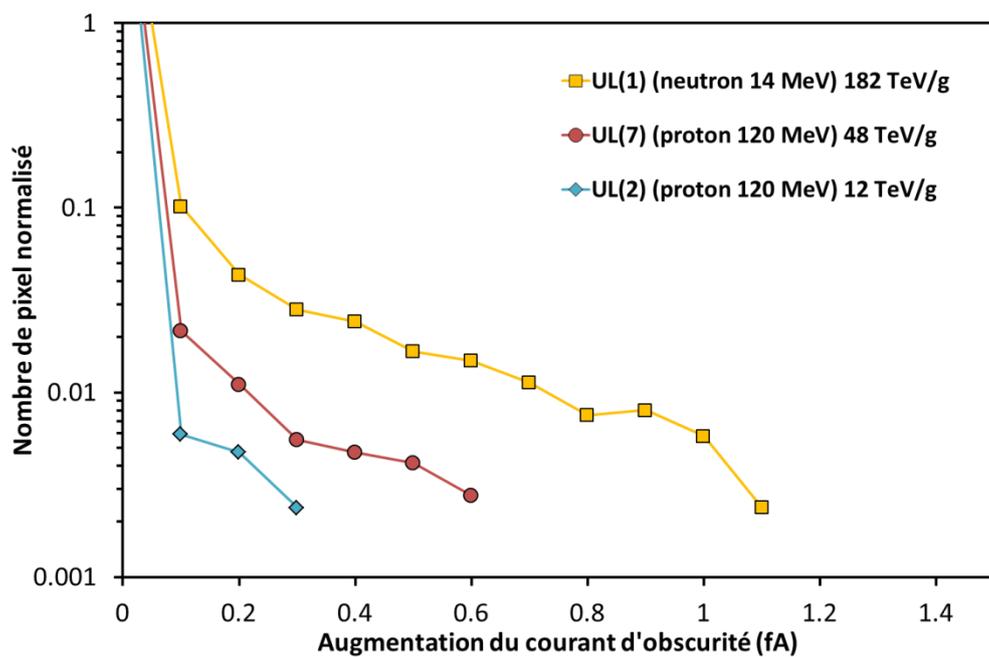


Fig. 3.10 Distribution du courant d'obscurité en fonction de la dose de déplacement déposé par des protons et des neutrons dans les capteurs d'images à pixels actifs 4T.

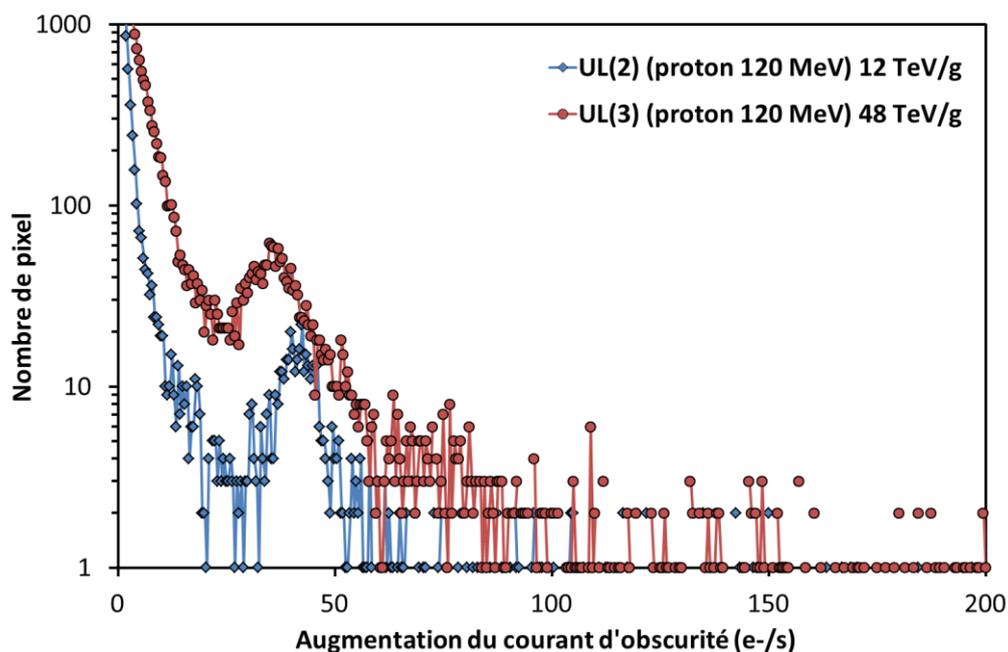


Fig. 3.11 Zoom sur la distribution du courant d'obscurité en fonction de la dose de déplacement déposé par des protons dans les capteurs d'images dont les pixels contiennent une photodiode enterrée. Le courant étant faible, nous choisissons de l'exprimer en e^-/s .

Un résultat particulièrement innovant apparaît sur la Fig. 3.11 lorsqu'un zoom est effectué sur le début de l'histogramme de hausse du courant d'obscurité. Le courant devenant très faible dans ces composants, nous choisissons de le tracer en e^-/s^6 afin d'avoir une meilleure visibilité. Sur cette figure, nous observons une irrégularité au tout début de l'histogramme. Un pic apparaît au milieu du comportement exponentiel autour de $40 e^-/s$ dans les deux cas d'irradiation aux protons. Ce pic implique qu'un nombre significatif de pixels possède une dégradation identique produisant cette valeur de courant. Le taux de génération est fixe, impliquant un défaut particulier dans les pixels formant ce pic. Afin d'avoir plus d'informations sur ce phénomène, une étude en température est nécessaire.

3.1.4 Energie d'activation du courant d'obscurité

L'énergie d'activation du courant d'obscurité (voir part. 4.2 chap. 2) est calculée dans chaque pixel des composants irradiés. Ce paramètre apporte des informations sur l'origine du courant d'obscurité présent dans les pixels et nous permet d'obtenir des informations sur les défauts à l'origine de ce courant. Une large gamme de températures, de -10°C à 60°C , est explorée pour obtenir les graphiques de la Fig. 3.12.

Les résultats obtenus sur le graphique de gauche sont similaires à tous les capteurs d'images à pixels actifs 3T. Leur énergie d'activation est centrée sur une valeur du milieu du gap du silicium, même pour les valeurs de courant d'obscurité les plus élevées (pixels chauds). Ce comportement implique que le courant majoritaire provient d'un mécanisme classique de génération de Shockley-Read-Hall issu de défauts stables situés dans la zone de charge d'espace de la photodiode intra-pixel. Il est important de remarquer qu'aucun phénomène d'augmentation du taux de génération n'est observé, ni à cause d'un champ électrique intense [2], ni à cause de transfert de charge inter-centre [39], [40] qui aurait pour effet de réduire l'énergie d'activation dans les pixels où ils occurrent. Ce résultat est important car il montre que dans les composants étudiés, nous observons essentiellement l'impact des déplacements atomiques sans que d'autres effets liés aux radiations interagissent. Cela est un avantage pour comprendre les phénomènes physiques uniquement dus aux effets de déplacement.

⁶ Nous rappelons que $1 \text{ fA} = 6250 e^-/s$.

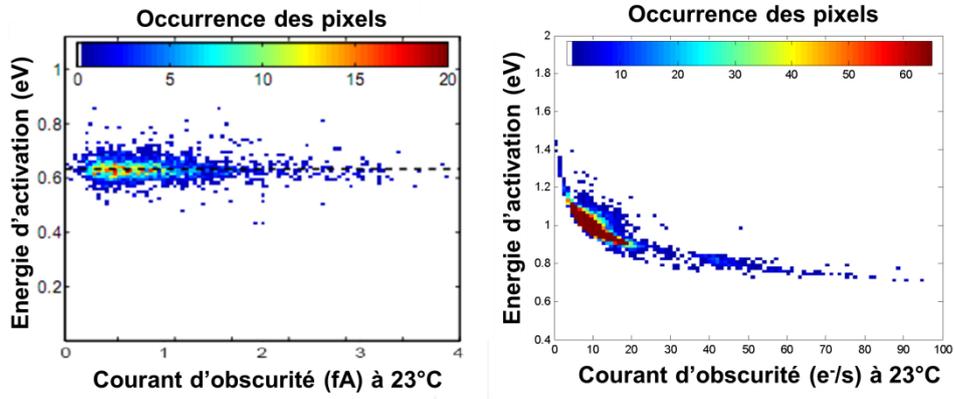


Fig. 3.12 Illustration de l'énergie d'activation des pixels impactés par une dose de déplacement de 39 TeV.g^{-1} (graphique de gauche, pixels actifs 3T) et 48 TeV.g^{-1} (graphique de droite, pixels actifs 4T). Cette énergie est tracée en fonction du courant d'obscurité à 23°C . La couleur des points représente le nombre de pixels pour une combinaison énergie/courant.

Les résultats obtenus sur les imageurs CMOS à pixels actifs 4T sont différents. Tout d'abord, le courant d'obscurité par pixel est extrêmement faible dans ces composants. Avant irradiation, le courant moyen est situé autour de 10 à $20 \text{ e}^-/\text{s}$. Nous rappelons qu'un défaut localisé dans la zone de charge d'espace, dont le niveau d'énergie est situé au milieu du gap du silicium et possédant des sections efficaces de 10^{-15} cm^2 , s'apparentant à un état d'interface, génère $35 \text{ e}^-/\text{s}$ suivant le mécanisme classique de SRH. Les défauts induisant le courant d'obscurité dans les composants 4T semblent donc avoir un taux de génération plus faible ou se situer en dehors de la zone de charge d'espace. Le graphique à droite de la Fig. 3.12 nous présente l'énergie d'activation d'un capteur irradié aux protons de 120 MeV à une dose de déplacement de 48 TeV.G^{-1} . Les pixels du début de l'histogramme ne sont pas impactés par les effets de déplacement et correspondent donc au courant avant irradiation. Nous remarquons que l'énergie d'activation de ce courant est autour de 1 eV , correspondant au gap entier du silicium. Ce résultat implique que le courant provient essentiellement de la diffusion des charges générées par les défauts localisés hors de la zone de charge d'espace. La photodiode semble donc n'avoir aucun défaut présent dans son volume dépeuplé, ou du moins des défauts générant nettement moins de courant que les défauts situés en dehors.

Si nous regardons les pixels impactés par les déplacements, situés dans la queue de distribution, un mécanisme différent semble apparaître. L'énergie d'activation chute progressivement vers le milieu du gap du silicium lorsque le courant d'obscurité augmente. Un mécanisme de génération par des défauts localisés dans la zone de charge d'espace se manifeste. Les déplacements

atomiques ont donc pour effet de créer des centres de défauts stables dans le volume dépeuplé de la photodiode et ces défauts génèrent des charges par mécanisme de Shockley-Read-Hall.

Focalisons nous alors sur le pic situé à 40 e⁻/s. L'énergie d'activation du courant vaut 0,8 eV, signifiant un type de défaut situé dans la zone de charge d'espace qui possède un niveau d'énergie éloigné d'environ 0,2 eV du milieu du gap. Ces pixels pourraient contenir un ou plusieurs défauts (suivant leur section efficace de capture) possédant ce niveau d'énergie. Les caractéristiques des défauts issus de la littérature [29], semblent converger vers le défaut bi-lacunaire dont la charge est $V_2(0/-)$.

Dans l'hypothèse de la présence d'un unique défaut bi-lacune $V_2(0/-)$ dans le pixel, la section efficace de capture des trous de ce défaut peut être calculée. Nous rappelons que ce défaut bi-lacune est situé dans la partie haute du gap du silicium et que son taux de génération est limité par la section efficace de capture de trou. Cette section n'est pas disponible lors d'une analyse DLTS, où nous obtenons uniquement la section efficace des électrons pour les défauts situés dans le haut de la bande interdite. Le calcul de cette section efficace en utilisant l'équation (1.11) donne $\sigma_p = 1,5 \cdot 10^{-13} \text{ cm}^2$. De plus, en considérant dans ce cas 1 seul défaut dans le volume sa concentration serait de $2,5 \cdot 10^{-11} \text{ at. cm}^{-3}$.

Ces résultats montrent la potentialité de l'étude des déplacements atomiques dans les imageurs CMOS à pixels actifs 4T. Des études plus approfondies pourraient identifier le type des défauts induits par les déplacements atomiques et permettre de modéliser complètement le phénomène.

Pour conclure, sur l'impact des déplacements atomiques sur le courant d'obscurité, nous remarquons qu'il est augmenté de manière significative dans la gamme de doses du spatial. Nous rappelons que cette hausse induit une diminution de la dynamique des pixels du capteur d'images.

Cette dégradation apparaît de manière identique dans les imageurs CMOS à pixels actifs à photodiode conventionnelle et enterrée. Un comportement universel de l'augmentation du courant d'obscurité moyen avec la dose de déplacement est observé. Des queues de pixels chauds sont visualisées sur les distributions du courant d'obscurité, possédant un comportement exponentiel qui augmente et se déforme avec la dose de déplacement. Des expériences atypiques nous permettent de constater que le flux a peu d'impact sur la dégradation.

Enfin, grâce aux mesures d'énergie d'activation du courant d'obscurité, nous pouvons affirmer que les effets de déplacement créent des défauts dans le

volume cristallin du silicium et leur concentration semble proportionnelle à la dose de déplacement. Le courant d'obscurité étant essentiellement un courant de génération provenant d'un mécanisme classique de génération de Shockley-Read-Hall, nous pouvons affirmer que les défauts situés dans la zone de charge d'espace de la photodiode intra-pixel contribuent majoritairement à la hausse du courant d'obscurité due aux déplacements atomiques. Cet effet est d'autant plus visible dans les imageurs à pixels actifs 4T. En effet, le courant d'obscurité avant irradiation est constitué d'un courant de diffusion alors qu'après irradiation ce courant devient un courant de génération.

L'étude de ces capteurs à photodiode enterrée à l'avantage sérieux de permettre l'observation des pixels contenant une quantité faible de défauts électro-actifs. Ce type de pixels rend possible une étude de spectroscopie du courant d'obscurité [41]-[45] permettant d'accéder à la nature exacte des défauts électro-actifs.

3.2 Rendement quantique externe

Le rendement quantique externe est défini comme le rapport du nombre d'électron collectés sur le nombre de photons incidents à la surface des pixels analysés (voir part. 2.2 chap. 1) [46]. Pour calculer ce paramètre, il faut comparer le courant photonique traversant les pixels au flux de photons incidents. Durant cette mesure, le capteur est éclairé uniformément par une source cohérente, issue d'une sphère intégrante. Le flux de photon est incrémenté sur une large gamme afin de mesurer le signal de sortie sur toute la plage de linéarité du capteur :

$$V_{\text{out}} = \alpha \cdot \varphi(\lambda) \quad (3.3)$$

L'opération est renouvelée pour chaque longueur d'onde examinée. Le courant photonique est ensuite calculé en utilisant le facteur de conversion :

$$I_{\text{photo}} = \frac{V_{\text{out}}}{CVF} \quad (3.4)$$

et le flux de photons est mesuré avec un photomètre placé à une distance, identique à celle du capteur, de la source.

Le rendement quantique externe correspond donc à la dérivée du signal de sortie par rapport au flux incidents divisés par le CVF :

$$EQE(\lambda) = \frac{1}{CVF} \cdot \frac{dV_{\text{out}}}{d\varphi(\lambda)} \quad (3.5)$$

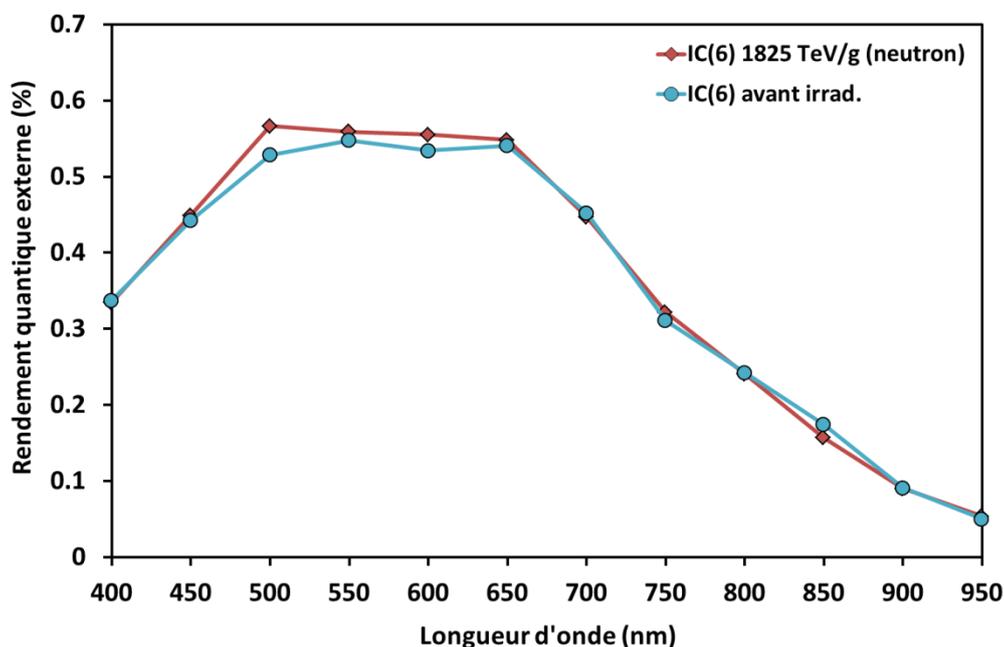


Fig. 3.13 Evolution du rendement quantique externe du capteur IC 6 irradié aux neutrons de 14 MeV. La dose de déplacement déposée atteint 1825 TeV.g⁻¹.

Le rendement quantique externe est généralement exprimé en pourcent. Il est important de remarquer que dans ces équations ainsi que dans l'ensemble de cette étude, le *CVF* inclut le gain du circuit de lecture du capteur.

La Fig. 3.1 illustre le rendement quantique externe sur la bande spectrale du visible. Nous observons un maximum autour de 0,55 % entre 500 nm et 650 nm. Pour les longueurs d'onde plus faibles, une chute apparaît. Elle est due à la faible profondeur de pénétration de ces photons qui sont davantage susceptibles de ne pas atteindre le silicium et d'avoir leur charge photogénérée qui se recombine en surface, c'est-à-dire à l'interface Si/SiO₂. Concernant les longueurs d'onde au-delà de 650 nm, le rendement quantique diminue également plus la longueur d'onde élevée. Ce phénomène est relatif à l'épaisseur et la résistivité de l'épitaxie ou du substrat où la photodiode est conçue. En effet, plus la résistivité est forte, plus la zone de charge d'espace de la photodiode s'étendra en profondeur et collectera des photons de longueur d'onde élevée, soit directement grâce à son champ intrinsèque, soit par phénomène de diffusion. Dans le cas d'une épitaxie, le substrat situé au-dessous est généralement fortement dopé, les charges photogénérées dans le substrat ont donc une forte probabilité d'être recombinées. La jonction épitaxie-substrat représente donc la limite à laquelle les charges ne sont plus collectées. Plus l'épitaxie est faible plus le rendement quantique au-delà de 650 nm est faible.

Les pixels des imageurs CMOS possédant au minimum trois ou quatre transistors intra-pixels, le facteur de remplissage de la zone photosensible du pixel est plus faible que celui des dispositifs à transfert de charge (CCD). Ce facteur de remplissage est pris en compte dans le calcul du rendement quantique externe, c'est pourquoi les résultats obtenus en CMOS sont généralement plus faibles qu'en CCD. Cependant, des méthodes existent pour augmenter ce rendement en CMOS (voir part. 2.2 chap. 1)

L'irradiation de ce composant par des neutrons de 14 MeV à une dose de déplacement de 1825 TeV.g⁻¹ (dose supérieure à celle du spatial) montre que les effets de déplacements atomiques n'impactent pas ce paramètre. Les variations observées sur le graphique sont de l'ordre de l'incertitude de mesure. Ce résultat est particulièrement intéressant car il montre que les capteurs d'images CMOS réalisés avec des procédés de fabrication dédiés à l'imagerie sont résistants aux effets de déplacements atomiques jusqu'à cette dose de déplacement.

3.3 Facteur de conversion charge-tension

Plusieurs méthodes existent pour calculer le facteur de conversion [47]-[49]. La méthode la plus simple et rapide [47], nommée « mean-variance », consiste à éclairer de manière uniforme la matrice de pixels à plusieurs flux et de mesurer pour chacun d'eux la moyenne du signal de sortie et son écart-type. Le bruit mesuré en sortie est alors défini par :

$$\sigma_{\text{out}}^2 = CVF^2 \cdot (\sigma_{\text{gre}}^2 + \sigma_{\text{rst}}^2) + \sigma_{\text{lec}}^2 \quad (3.6)$$

où le CVF inclut le gain de la chaîne de lecture, σ_{gre}^2 correspond au bruit de grenaille de la photodiode⁷, σ_{rst}^2 est le bruit de recharge et σ_{lec}^2 correspond au bruit de lecture du circuit. En admettant que la tension de décalage est compensée, l'équation (1.2) et la propriété établie que σ_{gre}^2 correspond au nombre de charges collectées dans la photodiode pendant le temps d'intégration, nous permet d'exprimer le bruit de sortie par :

$$\sigma_{\text{out}}^2 = CVF^2 \cdot \left(\frac{V_{\text{out}}}{CVF} + \sigma_{\text{rst}}^2 \right) + \sigma_{\text{lec}}^2 \quad (3.7)$$

Le facteur de conversion est alors obtenu grâce à la dérivée du bruit en sortie suivant le signal de sortie :

⁷ Ce bruit correspond essentiellement au bruit de grenaille photonique dans le cas d'un éclairage du capteur.

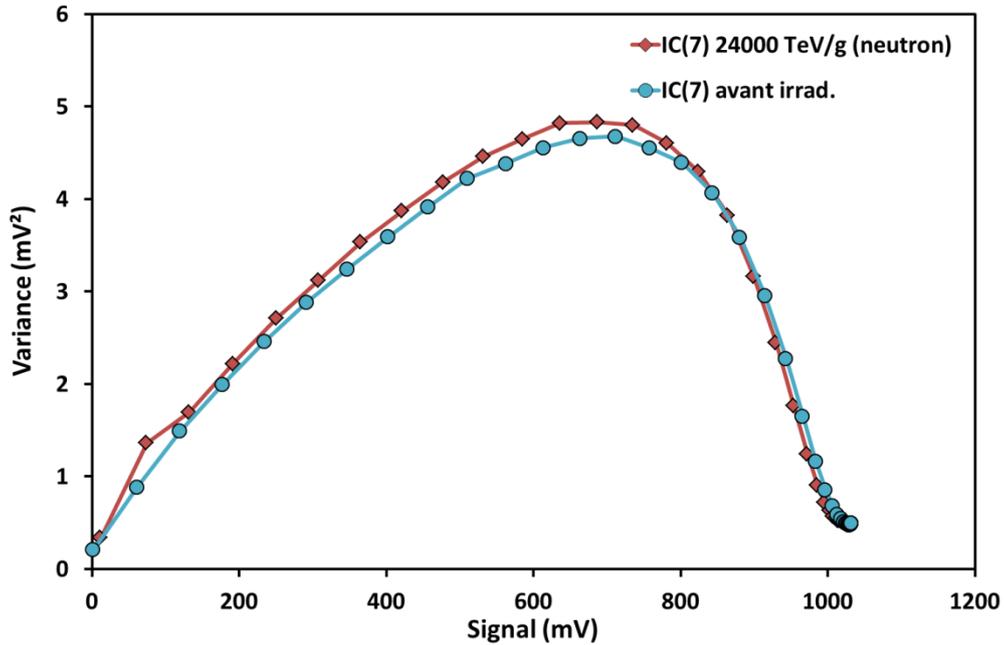


Fig. 3.14 Evolution de la variance du bruit de lecture suivant le signal avant et après irradiation aux neutrons de 0,8 MeV. La dose de déplacement déposée atteint 24000 TeV.g⁻¹.

$$CVF = \frac{d\sigma_{out}^2}{dV_{out}} \quad (3.8)$$

La Fig. 3.14 illustre le graphique de la variance du bruit suivant le signal. Le CVF correspond à la pente entre ces deux paramètres. La limite d'utilisation de cette méthode est induite par la linéarité approximative de cette courbe sur la gamme de signal utile. C'est pourquoi nous utilisons également la méthode Pain [49] qui prend en compte les pentes locales sur toute la courbe et permet d'obtenir le CVF sur toute la gamme de signal utile comme le montre la Fig. 3.15. Cette méthode est plus précise mais beaucoup moins rapide que la méthode « mean-variance ».

Sur les Fig. 3.14 et Fig. 3.15, nous constatons qu'après avoir reçu une dose de déplacement d'environ 24000 TeV.g⁻¹, le CVF calculé reste inchangé, aux incertitudes de mesure près. Cela implique que l'ensemble de la chaîne de lecture intra et extra-pixel, ne subit pas de dégradations notables dues aux effets de déplacement et ce pour des doses bien au-delà des doses du spatial. La fonction de transfert électrique et les transistors fonctionnent correctement dans leur zone d'utilisation, aucune variation de tension de seuil ne semble apparaître.

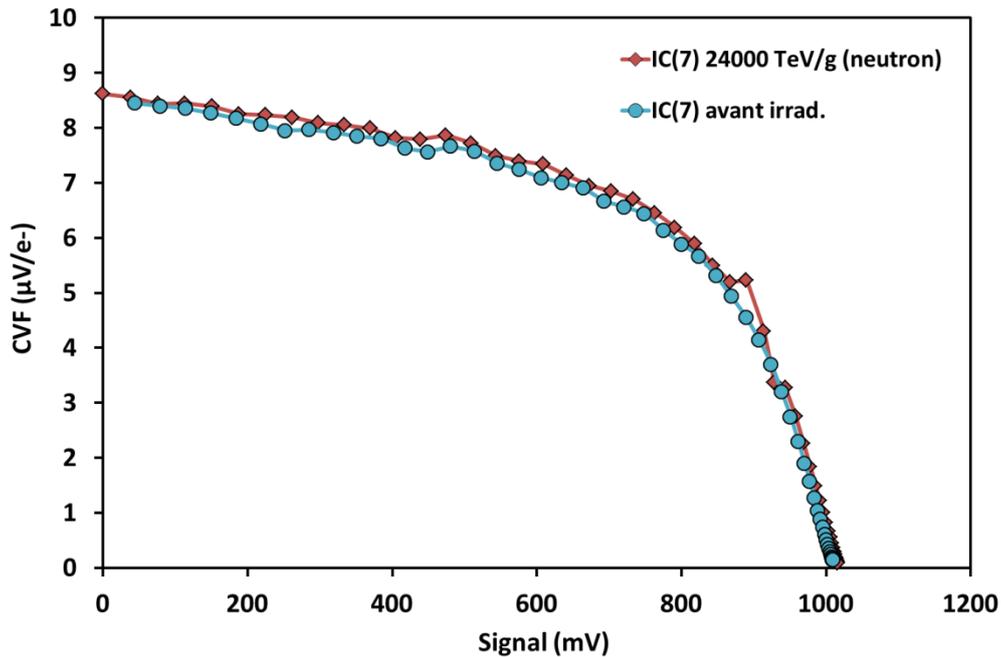


Fig. 3.15 Evolution du facteur de conversion charge-tension dans le capteur IC 7 irradié aux neutrons de 0,8 MeV. La dose de déplacement déposée atteint 24000 TeV.g⁻¹.

Pour conclure, sur l'impact des déplacements atomiques sur les critères de performance des imageurs, nous pouvons affirmer que dans la gamme d'énergie du spatial, les effets de déplacement induits par les protons et les neutrons impactent uniquement le courant d'obscurité. Le rendement quantique externe et l'ensemble du circuit de lecture ne sont pas impactés dans nos composants CMOS. Leur comportement reste identique, même après avoir reçu des doses de déplacement nettement supérieures à celles généralement utilisées dans les tests de qualification répliquant l'environnement spatial.

4 Modélisation de la hausse de la distribution du courant d'obscurité

Un intérêt particulier est porté sur la distribution du courant d'obscurité après irradiation non-ionisante pour plusieurs raisons. Tout d'abord, sa modélisation aide à mieux comprendre les phénomènes physiques associés aux effets de déplacement. Ensuite, ces modèles permettent de prédire l'impact des déplacements atomiques pour une mission donnée. Enfin, la compréhension du phénomène nous permet de proposer des voies de durcissement des capteurs d'images CMOS face aux déplacements atomiques.

Dans cette partie, nous tentons d'appliquer dans un premier temps le modèle physique existant, basé sur l'énergie de dommage, dans le cas des irradiations aux protons sur les composants. Cependant, connaissant la sensibilité des pixels actifs 3T face à la dose ionisante déposée par les protons, une attention particulière doit être faite car le modèle ne prend pas en compte la TID. Dans un second temps, nous adaptons ce modèle aux irradiations aux neutrons, en prenant en compte les sections efficaces d'interaction de ces particules. Nous comparons ce modèle aux résultats expérimentaux obtenus sur les capteurs d'images à pixels actifs 3T.

Ces approches ayant des inconvénients, nous proposons une nouvelle modélisation basée sur l'universalité du phénomène de déplacement dans les composants microélectroniques et sur le comportement exponentiel visualisé sur le nombre important de composants testés. Cette approche prédit correctement la dégradation du courant d'obscurité dans les composants étudiés subissant des effets de déplacement.

4.1 Modélisation physique basée sur l'énergie de dommage

Cette méthode est développée à la base par Cheryl et Paul Marshall ainsi que leurs co-auteurs [30]-[32]. Elle consiste à construire une distribution d'énergie de dommage due aux interactions élastiques et inélastiques des déplacements atomiques et de la comparer à la distribution normalisée de la hausse du courant d'obscurité. Pour expliquer correctement cette méthode, il faut introduire des concepts de statistique et de probabilité. Tout d'abord, il faut considérer les deux distributions à comparer telles que des densités de probabilité (PDF). De plus, à chacune d'elle nous associons une variable aléatoire. Nous assumons dans ce cas que les deux variables aléatoires sont proportionnelles suivant :

$$\Delta I_{\text{obs}} = \beta \cdot E_{\text{dom}} \quad (3.9)$$

où ΔI_{obs} correspond à la variable aléatoire de la hausse du courant d'obscurité due au déplacement et E_{dom} correspond à la variable aléatoire de l'énergie de dommage cédée par les déplacements atomiques et qui induit la hausse du courant.

Cette théorie assume que la hausse du courant d'obscurité provient essentiellement du volume dépeuplé de la zone photosensible du composant, ce qui rejoint les conclusions émises dans les parties précédentes de cette étude. Par conséquent, l'énergie de dommage doit être estimée pour le microvolume concerné. Il faut donc calculer le nombre d'interactions moyennes subies dans ce

microvolume pendant l'irradiation et le multiplier par l'énergie de dommage pour une unique interaction, afin d'obtenir l'énergie de dommage totale reçue.

Le nombre d'interactions moyennes par microvolume s'exprime par :

$$\lambda = \Phi \cdot \sigma \cdot N_{\text{at}} \cdot V_{\text{dep}} \quad (3.10)$$

où Φ est la fluence des particules incidentes, σ est la section efficace d'interaction, N_{at} correspond à la concentration d'atomes de silicium dans le cristal et V_{dep} est le volume dépeuplé.

L'énergie de dommage par interaction est plus compliquée à déterminer. Il faut procéder à des simulations de Monte Carlo pour les obtenir. Ces simulations consistent à répéter un nombre de fois important une même expérience afin de fournir un résultat global de l'énergie par interaction. Le code de calcul GEANT4 [50] développé par le CERN permet ce type de simulation. Certains auteurs [2], [30], indiquent leurs résultats de simulations pour les énergies de protons couvrant la gamme des énergies du spatial.

Pour les irradiations aux protons, il faut séparer les interactions élastiques et inélastiques qui possèdent des sections efficaces d'interaction et des énergies de dommage par interaction très éloignées. La variable aléatoire associée à l'énergie de dommage reçue dans le microvolume s'exprime alors :

$$E_{\text{dom}} = E_{\text{él}} + E_{\text{inél}} = \lambda_e \cdot E_e + \lambda_i \cdot E_i \quad (3.11)$$

où $E_{\text{él}}$ et $E_{\text{inél}}$ correspondent aux variables aléatoires associées à l'énergie de dommage élastique et inélastique cédée dans le microvolume, alors que E_e et E_i sont les variables aléatoires associées à l'énergie élastique et inélastique par interaction issue des codes de calcul. Nous rappelons que suivant les lois de probabilité, si les deux variables aléatoires sont indépendantes, leur addition correspond au produit de convolution de leur PDF.

Une attention particulière doit être faite lorsque le microvolume considéré devient trop faible. En effet, si le volume est trop faible, il ne peut pas contenir l'énergie déposée par une interaction. Cette énergie se dissipe autour de ce volume induisant une erreur d'estimation de l'énergie réellement déposée dans ce volume. En d'autres termes, si une interaction induit un amas de défauts de volume nettement supérieur au microvolume considéré, le calcul est faussé.

Les imageurs étudiés dans ces travaux et dans les études utilisant ce modèle possèdent des volumes dépeuplés entre la centaine et le millier de micromètres cube. Pour ces volumes, le nombre moyen d'interactions élastiques reste important dans la gamme d'énergie des protons utilisés. La part d'énergie de

dommages élastiques correspond donc à la multiplication du nombre d'interactions élastiques moyenne dans le volume par l'énergie d'une interaction élastique. Par contre, le nombre moyen d'interactions inélastiques est faible et peut passer sous l'unité. Afin de prendre en compte correctement le faible nombre d'interactions inélastiques dans le microvolume, il est nécessaire d'introduire une loi de Poisson pour calculer les N interactions inélastiques :

$$Poisson(N, \lambda_i) = \frac{\lambda_i^N}{N!} \cdot \exp(-\lambda_i) \quad (3.12)$$

Cette loi pondère la part d'énergie de dommages inélastiques, dont la PDF s'exprime alors par :

$$\begin{aligned} f_{E_{inél},N}(x) &= Poisson(0, \lambda) \times \delta_{0x} \\ &+ Poisson(1, \lambda_i) \times f_{E_i}(x) \\ &+ Poisson(2, \lambda_i) \times f_{E_i} * f_{E_i}(x) \\ &+ Poisson(3, \lambda_i) \times f_{E_i} * f_{E_i} * f_{E_i}(x) + .. \end{aligned} \quad (3.13)$$

où δ_{0x} est le kronecker delta égal à l'unité lorsque le nombre d'interaction N est nul.

Cette particularité de l'approche permet de modéliser correctement la queue de pixels chauds sur la distribution du courant d'obscurité après irradiation aux protons.

La construction de la distribution de l'énergie de dommage total reçue dans le microvolume peut alors être construite en additionnant les contributions élastiques et inélastiques. La PDF de cette énergie de dommage dans le microvolume correspond à :

$$f_{E_{dom}}(x) = f_{E_{él}}(x) * f_{E_{inél},N}(x) \quad (3.14)$$

Dans les études [30]-[32], les auteurs utilisent la loi Normale pour construire les PDF :

$$f(x) = \frac{1}{\sigma \cdot \sqrt{2 \cdot \pi}} \cdot \exp\left(-\frac{1}{2} \cdot \left(\frac{x - M}{\sigma}\right)^2\right) \quad (3.15)$$

où M et σ sont respectivement la moyenne et l'écart-type de la distribution. Cette fonction fournit une bonne modélisation de l'augmentation du courant

d'obscurité et le facteur de proportionnalité estimé dans cette étude vaut $\beta \approx 2 \text{ nA.cm}^{-2}$. Une mauvaise corrélation du modèle apparaît toutefois à faible fluence dans ces travaux.

Pour résoudre ce problème, une autre approche est développée par Robbins [33] et reprise par les auteurs utilisant ce modèle par la suite [2], [34]. Plutôt que d'utiliser la loi Normale, ils utilisent la loi Gamma :

$$f(x) = x^{k-1} \cdot \frac{\exp\left(-\frac{x}{\theta}\right)}{\Gamma(k) \cdot \theta^k} \quad (3.16)$$

où la moyenne et l'écart-type de cette loi valent :

$$M = k \cdot \theta \quad \text{et} \quad \sigma^2 = k \cdot \theta^2 \quad (3.17)$$

L'utilisation de cette loi pour construire la distribution de l'énergie de dommage cédée dans le microvolume permet de mieux modéliser la distribution de l'augmentation du courant d'obscurité. Le facteur β extrait dans cette étude [33] semble en parfait accord avec le facteur de dommage universel [28] obtenu sur de nombreux composants microélectroniques irradiés.

La Fig. 3.16 illustre ce modèle sur le composant IC(15) irradié par des protons de 100 MeV. Les données utilisées pour la moyenne et la variance sont présentées dans le Tableau 3.3. Elles sont estimées à partir de [2], [30], [31]. Le modèle basé sur des distributions gaussiennes est représenté en bleu et celui basé sur des distributions Gammas est en rouge. Le facteur de conversion entre le courant d'obscurité et l'énergie est basé sur le facteur de dommage universel est vaut $9,89 \text{ fA.MeV}^{-1}$.

Les deux modèles sous-estiment la distribution expérimentale car ils ne prennent pas en compte la dose ionisante qui a un impact significatif sur ce type d'imageur CMOS. Toutefois, l'utilisation de la distribution Gamma semble mieux prédire la forme exponentielle de la queue de pixel chaud.

TABLEAU 3.3
CARACTERISTIQUES DES INTERACTIONS PROTON DE 100 MEV

Interaction	Sections efficaces (10^{-24} cm^2)	Moyenne de l'énergie de dommage (keV)	Variance de l'énergie de dommage(MeV^2)
Elastique	210	0,2814	$\approx 18^8$
Inélastique	0,4417	139	1831,51

⁸ Estimé à l'aide des références [2], [30], [31].

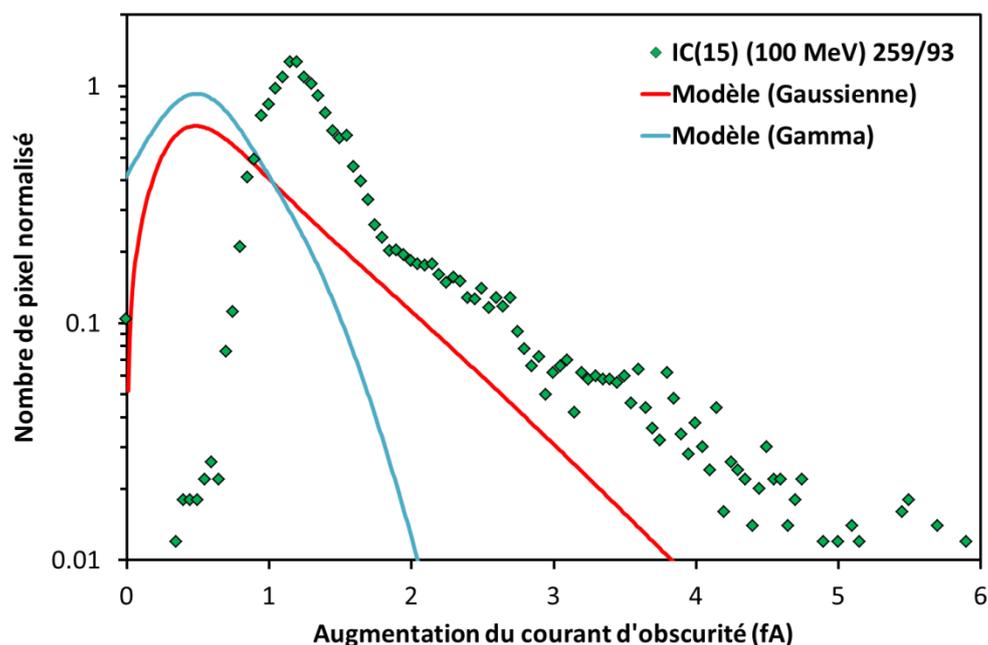


Fig. 3.16 Modélisation de la hausse du courant d'obscurité issu de l'irradiation aux protons de MeV par le modèle Marshall basé sur la loi Normale et la loi Gamma.

Afin d'investiguer d'avantage ce modèle, nous l'adaptions aux irradiations aux neutrons. Les irradiations aux neutrons n'apportant qu'une part négligeable d'effet ionisant, ils sont donc idéals pour mettre en valeur l'impact des effets de déplacements atomiques dans les imageurs CMOS sensibles à la dose ionisante.

La différence majeure à prendre en compte concerne la section efficace d'interaction élastique des neutrons qui est nettement plus faible que celle des protons. Cet écart est dû aux types d'interactions possibles des neutrons dans les énergies investiguées. Comme le rappelle la Fig. 3.4, les neutrons n'ont pas de charge et par conséquent n'interagissent pas par diffusion coulombienne nucléaire. Pour les neutrons de la gamme d'énergie de 1 MeV à 22 MeV, les chocs élastiques correspondent uniquement à la diffusion par force nucléaire et les chocs inélastiques aux réactions nucléaires.

Les sections efficaces des neutrons de 14 MeV et 22 MeV sont calculées à l'aide de GEANT4 et sont illustrées dans le Tableau 3.4. Nous constatons que le nombre d'interactions est proche de l'unité, il faut donc utiliser également la loi de Poisson dans ce cas afin de pondérer la distribution de l'énergie de dommage.

Pour construire la distribution de l'énergie de dommage cédée dans le microvolume du pixel, nous utilisons le code de calcul GEANT4. Ce code nous

TABLEAU 3.4
CARACTERISTIQUES DES INTERACTIONS NEUTRON

Energie (MeV)	Sections efficaces (10^{-24} cm^2)	Fluence (cm^{-2})	Dose de déplacement (TeV.g^{-1})	Nombre d'interaction moyenne par pixel IC
14	2,99	1.10^{11}	365	2,39
14	2,99	5.10^{10}	182	1,20
22	2,86	1.10^{10}	39	0,23

fournit la distribution de l'énergie de recul des premiers atomes percutés (PKA) par les particules incidentes. Chaque élément de recul est ensuite séparé par sa masse atomique afin de calculer l'énergie de dommage qu'il cède dans le silicium. Ce calcul est effectué à l'aide de la formulation de Robinson [51] de la fonction de partition de Lindhard [52]. Ces équations fournissent la part de l'énergie déposée en déplacement en fonction de l'énergie de l'élément de recul. Le cumul de toutes ces énergies permet d'estimer l'énergie de dommage moyenne totale par interaction. La distribution de cette énergie pour des neutrons de 15 MeV est illustrée sur la Fig. 3.17.

En fonction du nombre d'interaction moyen par pixel et de la distribution de l'énergie de dommage totale par interaction, nous pouvons calculer la distribution de l'énergie cédée sous forme de déplacement aux pixels. En utilisant la loi de Poisson à cause du faible nombre d'interaction par pixel nous obtenons :

$$\begin{aligned}
 f_{E_{\text{dom}},N}(x) &= \text{Poisson}(0, \lambda) \times \delta_{0x} \\
 &+ \text{Poisson}(1, \lambda) \times f_E(x) \\
 &+ \text{Poisson}(2, \lambda) \times f_E * f_E(x) \\
 &+ \text{Poisson}(3, \lambda) \times f_E * f_E * f_E(x) + \dots
 \end{aligned} \tag{3.18}$$

La densité de probabilité $f_E(x)$ est représentée sur la Fig. 3.17 pour des neutrons de 15 MeV.

La modélisation des résultats expérimentaux pour différentes irradiations aux neutrons est illustrée sur la Fig. 3.18. Le facteur de conversion, entre la hausse du courant d'obscurité et l'énergie de dommage, est calculé à partir du facteur de dommage universel et vaut $9,89 \text{ fA.MeV}^{-1}$.

Ces résultats montrent une bonne corrélation entre le modèle adapté et les mesures expérimentales, surtout pour les valeurs les plus importantes de courant d'obscurité. Une divergence est toutefois remarquée au début de la distribution.

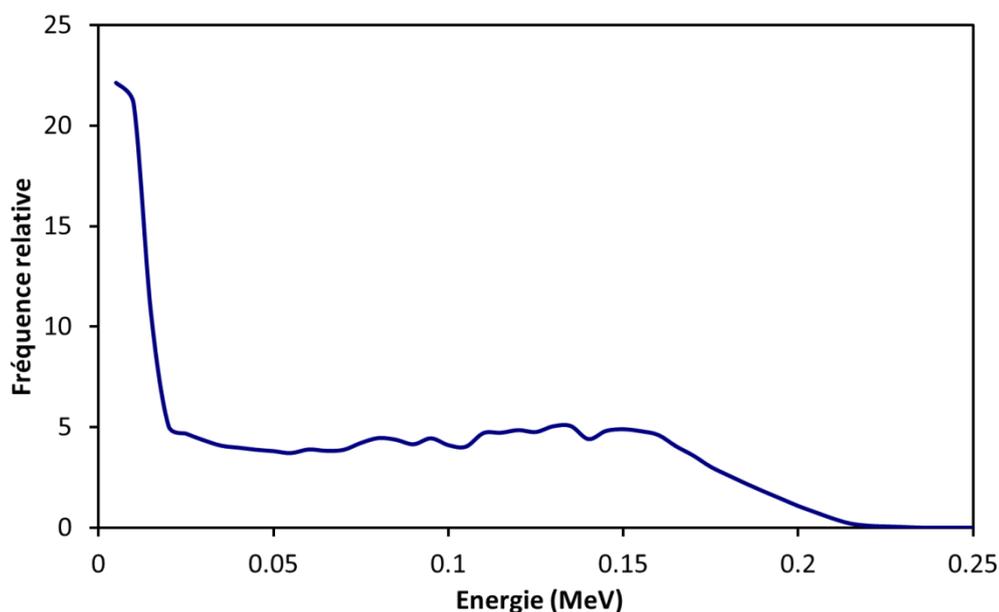


Fig. 3.17 Distribution de l'énergie de dommage par interaction pour des neutrons de 15 MeV.

En effet, une bosse apparaît dans le modèle qui n'est pas présente sur les mesures expérimentales. Cette divergence est attribuée à la distribution d'énergie par interaction, issu du code GEANT4. Cette distribution semble être réalisée sur un nombre trop faible d'échantillons. Une amélioration de cette distribution peut être faite en construisant cette distribution avec un nombre d'échantillons plus important.

Le modèle investigué dans cette partie semble prédire correctement les effets de déplacement sur la hausse du courant d'obscurité dans les microvolumes de silicium. Cependant, dans le cas des imageurs CMOS à pixels actifs utilisant une photodiode conventionnelle, un problème survient du fait de leur forte sensibilité à la dose ionisante. En effet, ce modèle physique ne prenant pas en compte les effets ionisants, il ne peut fondamentalement pas prédire correctement la hausse du courant d'obscurité après les irradiations aux protons dans ces dispositifs. L'adaptation du modèle aux irradiations aux neutrons fonctionne et les résultats expérimentaux sont modélisés correctement.

Pour conclure, le point gênant de ce modèle est sa difficulté à mettre en œuvre. En effet, il faut un temps important pour construire la distribution d'énergie de dommage cédée dans le pixel et des simulations de Monte-Carlo sont nécessaires pour chaque type et énergie de particules utilisées pour l'irradiation. C'est pourquoi, dans la partie suivante, nous tentons de mettre en

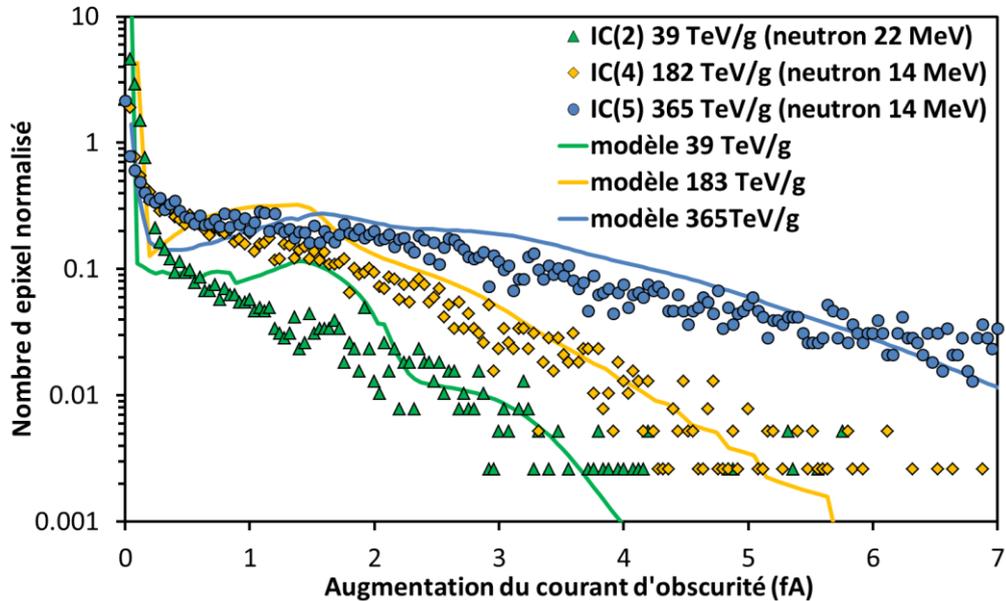


Fig. 3.18 Modélisation de la hausse du courant d'obscurité après irradiation aux neutrons en utilisant le modèle Marshall adapté aux neutrons.

place un modèle générique adapté à la gamme de dose de déplacement des missions spatiales.

4.2 Création d'un nouveau modèle basé sur la loi exponentielle

Nous développons dans cette partie une nouvelle approche afin de modéliser la hausse de la distribution du courant d'obscurité dans les imageurs CMOS subissant des effets de déplacement.

Dans l'approche précédente, l'énergie de dommage cédée à un microvolume est calculée à l'aide des différents types d'interactions subis et de l'énergie qu'elles déposent dans le volume. La distribution de cette énergie de dommage est alors comparée à la hausse de courant d'obscurité et un facteur de proportionnalité est déduit. Par conséquent, ce facteur englobe la création de paire de Frenckel dans le volume, leur diffusion pour former des défauts stables et le taux de génération qu'ils produisent. Cette méthode fonctionne correctement, mais une partie importante de la physique des déplacements atomiques est masquée par le facteur de proportionnalité.

Dans l'approche que nous développons ici, nous procédons de la manière inverse. C'est-à-dire que nous investiguons d'abord le résultat expérimental final pour en déduire une distribution possible des défauts stables induits par les

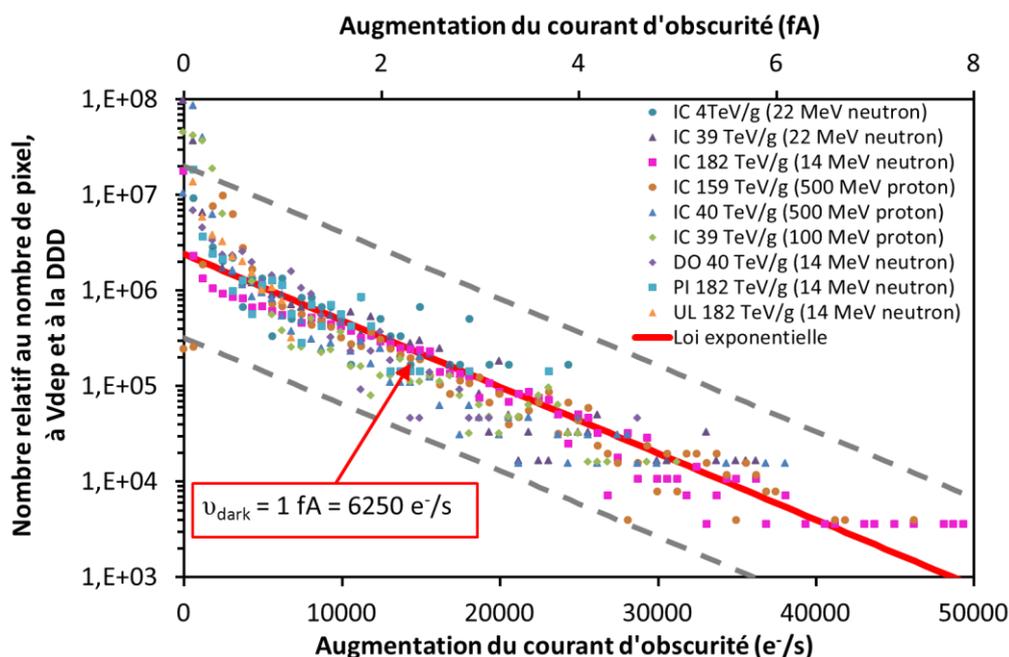


Fig. 3.19 Normalisation des distributions de la hausse du courant d'obscurité due aux déplacements atomiques par le nombre de pixel, le volume dépeuplé et à la dose de déplacement.

déplacements atomiques. Cette distribution nous permet ensuite de modéliser les distributions dans tous les composants testés.

Dans un premier temps, nous analysons un large nombre de résultats expérimentaux en faisant varier le type de particule et leur énergie, tout en restant dans la gamme des déplacements atomiques du spatial. Nous constatons alors que les distributions de la hausse du courant d'obscurité due aux déplacements atomiques présentent toujours un comportement exponentiel. De plus, ce comportement semble évoluer proportionnellement à la dose de déplacement (voir les Fig. 3.6, Fig. 3.7 et Fig. 3.8), c'est-à-dire que la queue de pixel chaud semble se décaler vers les valeurs de courant élevé à mesure que la DDD augmente. Cependant, pour des valeurs de dose au-dessous de $300 \text{ TeV}\cdot\text{g}^{-1}$ dans nos composants, l'aspect exponentiel semble fixe et ne commence à se déformer que pour des doses supérieures. Ensuite, sous les hypothèses du facteur universel [28], nous normalisons les distributions par le nombre de pixels, le volume dépeuplé de la photodiode et la dose de déplacement. Le résultat de cette normalisation est présenté dans la Fig. 3.19 pour des DDD n'excédant pas $300 \text{ TeV}\cdot\text{g}^{-1}$. Une allure exponentielle identique pour toutes les distributions apparaît. Nous utilisons la loi exponentielle pour modéliser cette distribution :

$$f(x) = \lambda \cdot \exp(-\lambda \cdot x) \quad (3.19)$$

où $1/\lambda$ représente ici la moyenne de la distribution exponentielle. La valeur de cette moyenne est estimée à $v_{\text{dark}} = 1$ fA soit 6250 e^-/s sur la figure.

Grâce à ce facteur v_{dark} , nous pouvons déduire une distribution exponentielle typique du taux de génération des défauts induits par les effets de déplacements atomiques dans nos composants. Cette distribution peut s'apparenter à une densité de probabilité relative au taux de génération des défauts induits dans cette gamme de dose de déplacement. Un problème se pose néanmoins pour les doses de déplacement supérieures à 300 TeV.g⁻¹.

Nous concluons que cette distribution reste valide pour une quantité de défaut induit donnée. Lorsque nous augmentons la dose de déplacement la distribution se déforme à cause de l'ajout d'un nombre supérieur de défauts électriquement actifs. Il faut donc construire un modèle permettant de prédire le courant d'obscurité induit par les plus fortes doses de déplacement.

4.3 Construction du modèle

Pour construire ce modèle, nous considérons que la densité de probabilité exponentielle déduite précédemment est la base du modèle. Elle reflète le taux de génération pour une création de défaut minimal par pixel (que nous normalisons à 1). Cependant, durant l'irradiation, la création de défaut est aléatoire d'un pixel à l'autre. C'est-à-dire qu'un pixel peut recevoir plusieurs interactions induisant des défauts alors que d'autres peuvent ne subir aucune interaction. Par conséquent, si nous considérons que l'augmentation du courant d'obscurité due à une quantité spécifique de défaut créée par pixel est une variable aléatoire indépendante liée à la densité de probabilité de la loi exponentielle. Alors nous pouvons introduire d'autres variables aléatoires correspondant à une quantité double de défaut. La densité de probabilité associée à cette nouvelle variable correspond à la convolution de la densité de probabilité de la loi exponentielle par elle-même. Ainsi, nous pouvons construire la densité de probabilité correspondant à des quantités plus importantes de défaut par pixel en utilisant la densité de probabilité exponentielle de base. Cependant, nous estimons que le nombre de quantité minimale de défaut est faible. Par conséquent, tout comme les interactions inélastiques dans le modèle précédent, ce nombre va devoir être pondéré par une loi de Poisson défini par :

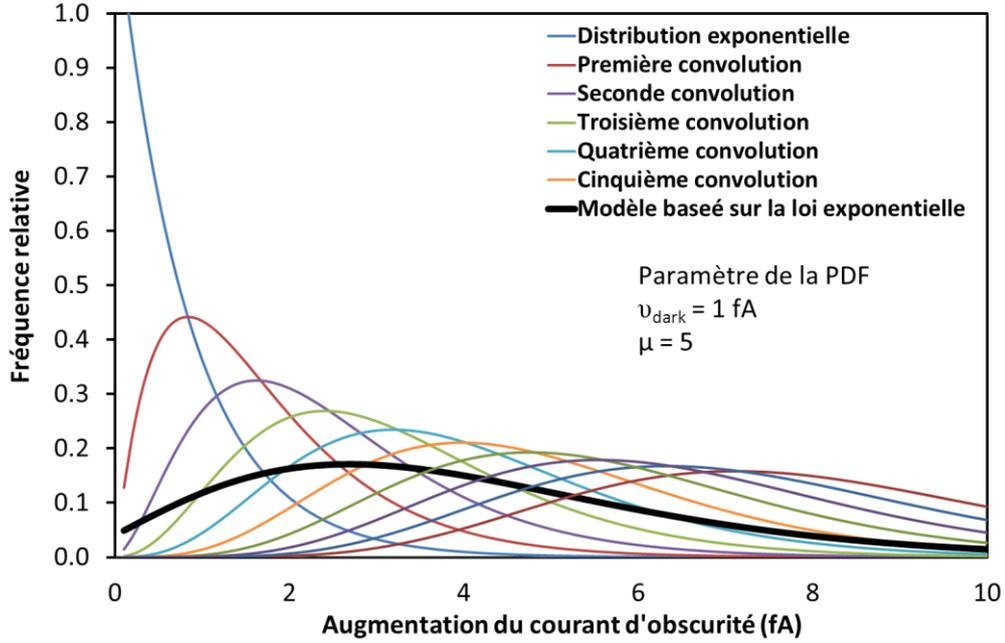


Fig. 3.20 Illustration de la densité de probabilité exponentielle pour $v_{\text{dark}} = 1$ fA et de ses convolutions par elle-même. Le modèle basé sur cette distribution exponentielle et pondéré par la loi de Poisson est représenté en noir pour $\mu = 5$.

$$Poisson(N_q, \mu) = \frac{\mu^{N_q}}{N_q!} \cdot \exp(-\mu) \quad (3.20)$$

où μ est le nombre moyen de quantité minimal de défauts créés par pixel. La distribution de la hausse du courant d'obscurité est donc calculée par :

$$\begin{aligned} f_{\Delta I_{\text{obs}, N_q}}(x) &= Poisson(1, \mu) \times f_{v_{\text{dark}}}(x) \\ &+ Poisson(2, \mu) \times f_{v_{\text{dark}}} * f_{v_{\text{dark}}}(x) \\ &+ Poisson(3, \mu) \times f_{v_{\text{dark}}} * f_{v_{\text{dark}}} * f_{v_{\text{dark}}}(x) + \dots \end{aligned} \quad (3.21)$$

où $f_{v_{\text{dark}}}$ correspond à la densité de probabilité de la distribution exponentielle de base. La Fig. 3.20 illustre les densités de probabilité pour de la loi exponentielle convoluée par elle-même, représentant à chaque fois une quantité de défaut supplémentaire par pixel. Le courant d'obscurité issu du modèle est également pour un nombre μ qui vaut 5.

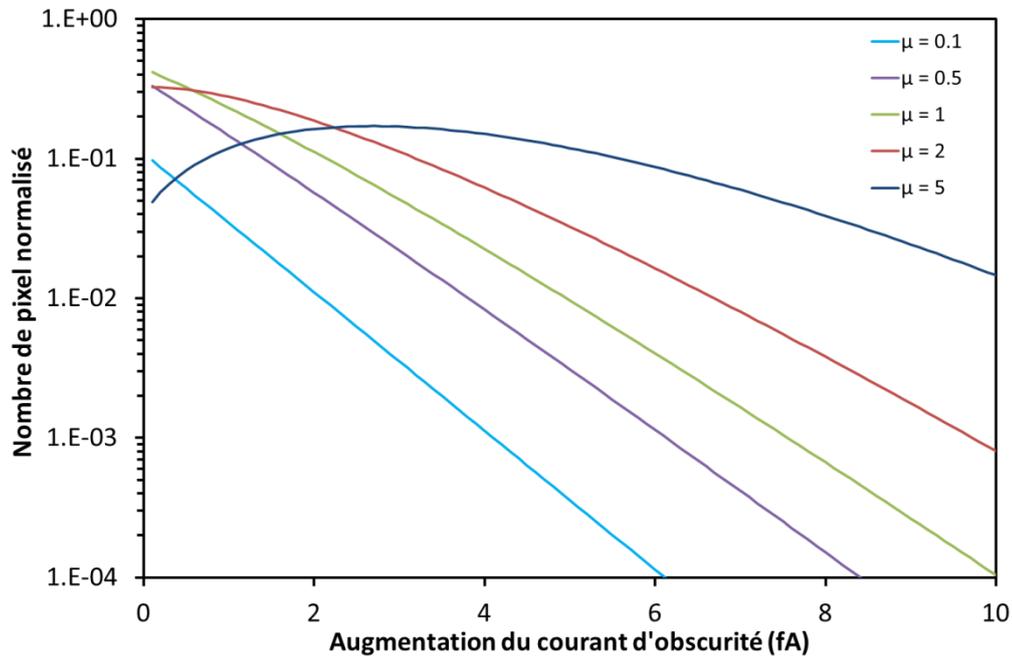


Fig. 3.21 Construction de l'augmentation du courant d'obscurité pour plusieurs μ .

La Fig. 3.21 présente ensuite l'évolution du courant d'obscurité en faisant varier μ . Nous constatons une déformation de la forme exponentielle lorsque μ augmente, c'est-à-dire que la quantité de défaut s'élève.

Dans le but d'investiguer le caractère physique de μ , sa valeur est extraite sur l'ensemble de nos résultats expérimentaux faite sur les composants à pixels actifs possédant une photodiode lue en tension. Afin d'avoir une comparaison adaptée à tous nos capteurs, le facteur μ est normalisé par le volume dépeuplé de la photodiode intra-pixel.

La Fig. 3.22 illustre cette analyse en reportant les résultats des irradiations aux neutrons et aux protons. Une proportionnalité semble apparaître entre la dose de déplacement et le facteur μ normalisé par le volume dépeuplé. Un facteur de proportionnalité peut être déduit de cette analyse :

$$\mu = \gamma_{\text{dark}} \cdot V_{\text{dep}} \cdot DDD \quad (3.22)$$

où V_{dep} est le volume dépeuplé de la photodiode intra-pixel. Le facteur γ_{dark} correspond au nombre moyen de quantité de défaut induit par une dose de

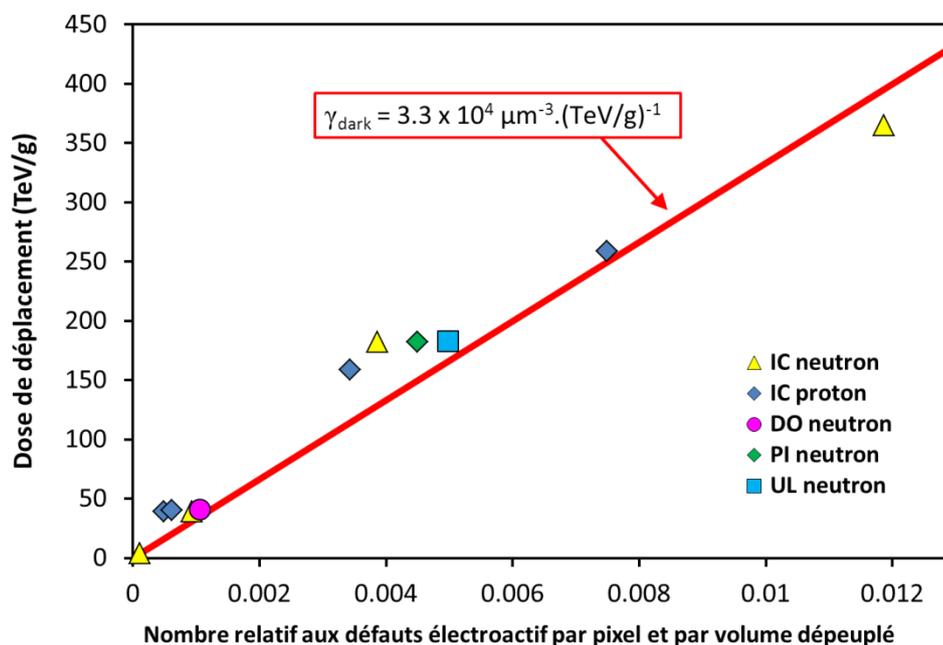


Fig. 3.22 Relation entre le paramètre μ normalisé par le volume de la zone dépeuplé de la photodiode et la dose de déplacement.

déplacement dans le volume dépeuplé. La valeur estimée de ce facteur est de $3,3 \times 10^4 \mu\text{m}^{-3} \cdot \text{g} \cdot \text{TeV}^{-1}$.

Finalement, nous avons conçu un modèle simpliste en nous basant uniquement sur deux facteurs dans les dispositifs que nous étudions.

4.4 Comparaison du modèle aux résultats expérimentaux

Le modèle développé dans la partie précédente est basé sur un couple de deux facteurs qui permettent de prédire l'augmentation de la queue de pixel chaud du courant d'obscurité due aux déplacements atomiques.

La Fig. 3.23 présente la comparaison entre ce modèle et les résultats des tests aux neutrons. Nous observons un accord correct entre le modèle et les mesures. Les neutrons déposant essentiellement de la dose de déplacement, cet accord est tout à fait justifié.

La Fig. 3.24 illustre la comparaison du modèle avec les résultats des tests d'irradiation aux protons. Comme expliqué précédemment, les protons déposent, en plus de la dose de déplacement, une dose ionisante. Cet effet ionisant a un impact significatif dans les imageurs CMOS étudiés. Cependant, la queue de distribution des pixels chauds, typique des déplacements atomiques semble correctement prédite par notre modèle. Une divergence est par contre observée au début de l'histogramme, où l'impact de la dose ionisante est prépondérant.

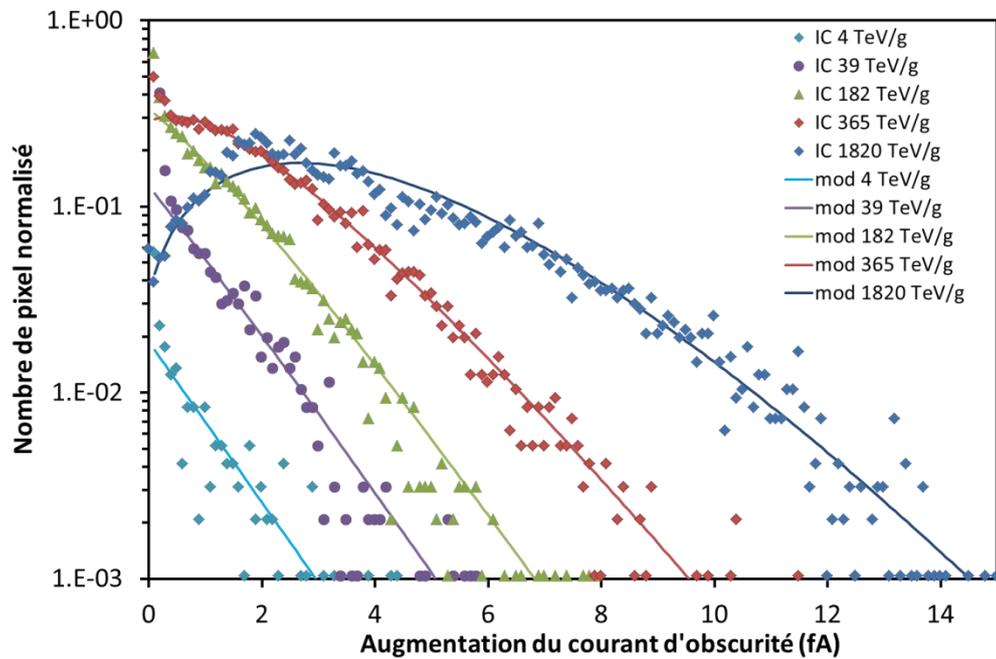


Fig. 3.23 Comparaison du modèle avec les résultats expérimentaux des composants irradiés aux neutrons.

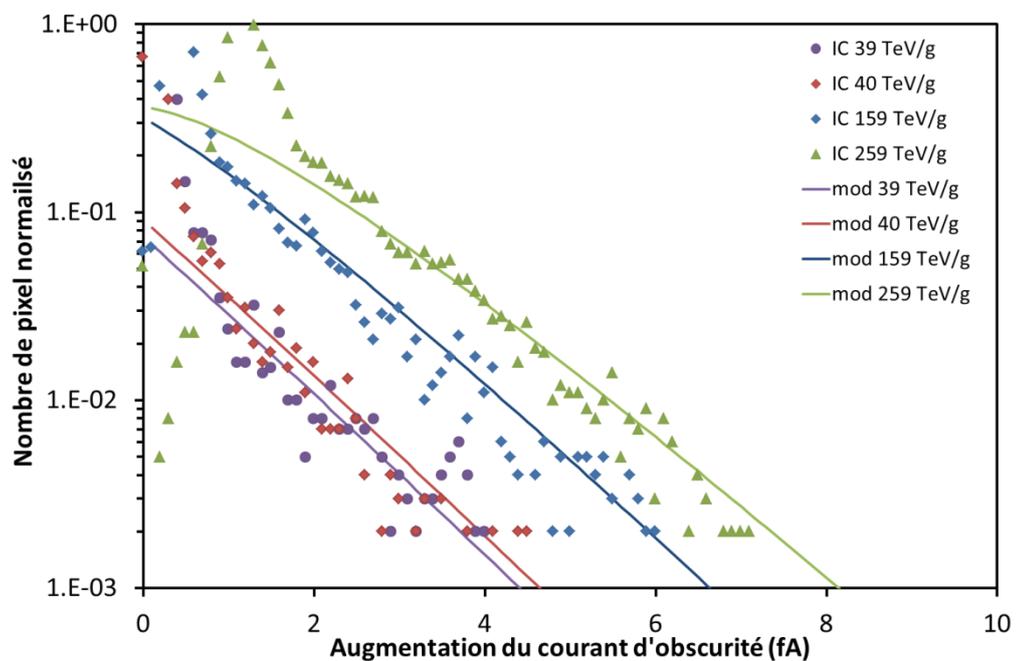


Fig. 3.24 Comparaison du modèle avec les résultats expérimentaux des composants irradiés aux protons.

Pour conclure sur ce modèle, nous voyons qu'avec seulement deux paramètres nous pouvons prédire les queues de pixels chauds issus des effets de déplacements atomiques dans les imageurs CMOS étudiés. Ce modèle couvre la gamme d'énergie des protons de 50 à 500 MeV pour des doses de déplacement relatives aux missions spatiales.

5 Impact sur le design de l'imageur CMOS

Nous observons clairement dans cette étude que les phénomènes de déplacements atomiques sont fortement liés au volume de la zone de charge d'espace de la photodiode intra-pixel. Il est évident que la diminution de ce volume engendre une diminution proportionnelle des effets de déplacement. Tout comme pour le durcissement face à la dose ionisante, un compromis est à faire une nouvelle fois entre l'impact des déplacements atomiques et les autres critères de performance du capteur d'images CMOS.

Une remarque concernant les capteurs dit « full depleted », qui possède une zone de charge espace sur toute la profondeur de leur épitaxie. Ces capteurs seront donc fortement impactés par les effets de déplacements atomiques.

6 Résumé et perspectives

Les déplacements atomiques sont investigués dans les imageurs CMOS à pixels actifs. Nous constatons que cet effet est proportionnel à la zone de charge d'espace de la photodiode intra-pixel.

Les irradiations aux neutrons apparaissent comme de très bons candidats pour étudier les effets de déplacements atomiques dans ces dispositifs, ils permettent de s'affranchir de la dose ionisante déposée par les protons.

Nous avons vu que la hausse du courant d'obscurité moyen des imageurs CMOS due aux effets de déplacement suit le facteur universel de dommage.

Pour une dose de déplacement équivalente la queue de distribution des pixels chauds est similaire quel que soit l'énergie ou le type de particule ainsi que le flux incident des particules.

Nous avons investigué les modèles de prédiction existant en constatant leur inconviénients et nous avons mis au point un nouveau modèle de prédiction basé sur un couple de deux paramètres. Ce modèle induit une proportionnalité de la forme de la queue de distribution du courant d'obscurité avec la dose de déplacement déposée.

Bibliographie

- [1] G. R. Hopkinson, "Radiation Effects in a CMOS Active Pixel Sensor," *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 47, num. 6, p. 2480-2484, Déc. 2000.
- [2] J. Bogaerts, B. Dierickx, et G. Meynants, "Enhanced dark current generation in proton-irradiated CMOS active pixel sensors," *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 49, num. 3, p. 1513-1521, Juin 2002.
- [3] J. Bogaerts, "Radiation-induced degradation effects in CMOS active pixel sensors and design of radiation-tolerant image sensor," Thèse de Doctorat, Katholieke Universiteit Leuven, Avr. 2002.
- [4] J. Bogaerts, B. Dierickx, G. Meynants, et D. Uwaerts, "Total Dose and Displacement Damage Effects in a Radiation-Hardened CMOS APS," *Trans. Electron Devices.*, vol. 50, num. 1, p. 84-90, 2003.
- [5] G. R. Hopkinson, "Radiation Effects on a radiation-tolerant CMOS Active Pixel Sensor," *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 51, num. 5, p. 2753-2762, Déc. 2004.
- [6] V. Goiffon, "Contribution à une approche structure de la conception des imageurs CMOS en vue de leur durcissement à l'environnement radiatif spatial," Thèse de doctorat, ISAE, 2008.
- [7] M. Innocent, "A radiation tolerant 4T pixel for space applications," *Proc. ISSW*, 2009.
- [8] M. Beaumel, D. Herve, et D. Van Aken, "Cobalt-60, proton and electron irradiation of a radiation-hardened active pixel sensor," *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, 57, num. 4, p.2056-2065, Août 2010.
- [9] C. Virmontois, I. Djite, V. Goiffon, M. Estribeau, et P. Magnan, "Proton and γ -ray irradiation on deep sub-micron processed CMOS image sensor," *Proc. ISROS*, p. 217-222, 2009.
- [10] B. Hancock et G. Soli, "Total dose testing of a CMOS charged particle spectrometer," *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 44, num. 6, p. 1957-1964, Déc. 1997.

-
- [11]M. Cohen et J.-P. David, "Radiation-Induced Dark Current in CMOS Active Pixel Sensors," *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 47, num. 6, p. 2485-2491, Déc. 2000.
- [12]E.-S. Eid, T. Y. Chan, E. R. Fossum, R. H. Tsai, R. Spagnuolo, J. Deily, W. B. Byers, et J. C. Peden, "Design and Characterization of Ionizing Radiation-Tolerant CMOS APS Image Sensors up to 30 Mrd (Si) Total Dose," *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 48, num. 6, p. 1796-1806, Déc. 2001.
- [13]B. Pain, B. R. Hancock, T. J. Cunningham, S. Seshadri, C. Sun, P. Pedadda, C. J. Wrigley, et R. C. Stirbl, "Hardening CMOS imagers: radhard-by-design or radhard-by-foundry," *Proc. SPIE*, vol. 5167, p. 101-110, 2004.
- [14]M. Deveaux, J. Berst, W. de Boer, M. Caccia, G. Claus, G. Deptuch, W. Dulinski, G. Gaycken, D. Grandjean, L. Jungermann, J. Riestler, et M. Winter, "Charge collection properties of X-ray irradiated mono-lithic active pixel sensors," *Nucl. Instr. Meth. A*, vol. 552, p. 118-123, 2005.
- [15]P. R. Rao, X. Wang, et A. J. P. Theuwissen, "Degradation of CMOS image sensors in deep-submicron technology due to γ -irradiation," *Solid-State Electron.*, vol. 52, num. 9, p. 1407-1413, Sep. 2008.
- [16]V. Goiffon, P. Magnan, O. Saint-Pé, F. Bernard, et G. Rolland, "Total dose evaluation of deep submicron CMOS imaging technology through elementary device and pixel array behavior analysis," *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 55, num. 6, p. 3494-3501, Déc. 2008.
- [17]V. Goiffon, M. Estibean et P. Magnan, "Overview of ionizing radiation effects in image sensors fabricated in a deep-submicrometer CMOS imaging technology," *IEEE Trans. Electron Devices*, vol. 5, p. 2594-2601, 2009.
- [18]R. E. Coath, J. P. Crooks, A. Godbeer, M. D. Wilson, Z. Zhang, M. Stanitzki, M. Tyndel, et R. A. D. Turchetta, "A low noise pixel architecture for scientific CMOS monolithic active pixel sensors," *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 57, num. 5, p. 2490-2496, Oct. 2010.
- [19]J. P. Carrere, J. P. Oddou, C. Richard, C. Jenny, M. Gatefait, S. Place, C. Aumont, A. Tournier, et F. Roy, "New mechanism of plasma induced

- damage on CMOS image sensor: Analysis and process optimization, " *Solid-State Electron.*, vol. 65-66, p.51-56, Sep. 2010.
- [20] V. Goiffon, C. Virmontois, P. Magnan, S. Girard, and P. Paillet, "Analysis of Total Dose Induced Dark Current in CMOS Image Sensors from Interface State and Trapped Charge Density Measurements" *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 57, num. 6, p. 3087-3094, Déc. 2010.
- [21] J. Tan, B. Büttgen, and A. Theuwissen, "4T CMOS image sensor pixel degradation due to X-ray radiation," *Proc. IISW*, 2011.
- [22] V. Goiffon, C. Virmontois, P. Magnan, P. Cervantes, M. Gaillardin, S. Girard, P. Paillet et P. Matin-Gonthier "Identification of radiation induced dark current sources in pinned photodiode CMOS image sensors," *Conf. RADECS*, 2011.
- [23] S. Place, J. Carrere, P. Magnan, V. Goiffon, et F. Roy, "Radiation effects on CMOS image sensors with sub-2 μ m pinned photodiodes," *Conf. RADECS*, 2011.
- [24] V. Goiffon, P. Cervantes, C. Virmontois, F. Corbiere, P. Magnan, et M. Estribeau, "Generic radiation hardened photodiode layouts for deep submicron CMOS image sensor processes," *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 58, num. 6, p. 3076-3084, Déc. 2011.
- [25] A. M. Chugg, R. Jones, M. J. Moutrie, J. R. Armstrong, D. B. S. King, et N. Moreau, "Single particle dark current spikes induced in CCDs by high energy neutrons," *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 50, num. 6, p. 2011-2017, 2003.
- [26] M. Deveaux, G. Claus, G. Deptuch, W. Dulinski, Y. Gornushkin et M. Winter, "Neutron radiation hardness of monolithic active pixel sensors for charged particle tracking," *Nucl. Instr. Meth. A*, vol. 512, p. 71-76, 2003.
- [27] C. Virmontois, V. Goiffon, P. Magnan, S. Girard, C. Inguibert, S. Petit, G. Rolland, et O. Saint-Pe, "Displacement damage effects due to neutron and proton irradiations on CMOS image sensors manufactured in deep sub-micron technology, " *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 57, num. 6, pp. 3101-3108, Déc. 2010.

-
- [28]J. R. Srouf et D. H. Lo, "Universal damage factor for radiation induced dark current in silicon devices," *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 47, num. 6, p. 2451-2459, Déc. 2000.
- [29]M. Moll, "Radiation damage in silicon particle detectors," Thèse de doctorat, Universität Hamburg, 1999.
- [30]C. J. Dale, L. Chen, P. J. McNulty, P. W. Marshall et E. A. Burke, "A Comparison of Monte Carlo and Analytic Treatments of Displacement Damage in Si Microvolumes," *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 41, num. 6, p. 1974-1983, Déc. 1994.
- [31]P. W. Marshall, C. J. Dale, E. A. Burke, G. P. Summers, et G. E. Bender, "Displacement damage extremes in silicon depletion regions," *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 36, num. 6, p. 1831–1839, Déc. 1989.
- [32]P. W. Marshall, C. J. Dale et E. A. Burke, "Proton-induced displacement damage distributions and extremes in silicon microvolumes," *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 37, num. 6, p. 1776–1783, Déc. 1990.
- [33] M. S. Robbins, "High-energy proton-induced dark signal in silicon charge coupled devices," *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 47, p.2473–2479, Déc. 2000.
- [34]R. Germanicus, S. Barde, L. Dusseau, G. Rolland, C. Barillot, F. Saigné, R. Ecoffet, P. Calvel, J. Fesquet et J. Gasiot, "Evaluation and Prediction of the Degradation of a COTS CCD Induced by Displacement Damage," *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 49, p.2830–2835, Déc. 2002.
- [35]G. P. Summers, "Displacement damage: Mechanisms and measurements," *IEEE NSREC Short Course*, 1992.
- [36]A. Penquer, M. Boutillier, G. Rolland, O. Gilard, B. Fougny et F. Porez, "Analysis of CCD dark current degradation in orbit," *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 56, num. 4, p. 2142-2148, Août 2009.

- [37]G. R. Hopkinson, "Displacement damage: Analysis and characterization of effects on devices," *Space radiation environment and its effects on spacecraft components and systems*, Cepadues Ed., Toulouse, p. 175-197, 2004.
- [38]C. Inguibert et R. Gigante, "NEMO: A code to compute NIEL of protons, neutron, electron and heavy ions," *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 53, num. 4, Août 2006.
- [39]S. Watts, J. Matheson, I. Hopkins-Bond, A. Holmes-Siedle, A. Mohammadzadeh, et R. Pace, "A new model for generation-recombination in silicon depletion regions after neutron irradiation," *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 43, num. 6, p. 2587-2594, Déc. 1996.
- [40]K. Gill, G. Hall, et B. MacEvoy, "Bulk damage effects in irradiated silicon detectors due to clustered divacancies," *J. Appl. Phys.*, vol. 82, num. 1, p. 126-136, 1997.
- [41]R. D. McGrath, J. Doty, G. Lupino, G. Ricker et J. Vallerga, "Counting of deep-level traps using a charge-coupled device," *IEEE Trans. Electron Devices*, vol. ED-34, num. 12, p. 2555-2557, Déc. 1987.
- [42]W. C. McColgin, J. P. Lavine, J. Kyan, D. N. Nichols et C. V. Stancampiano, "Dark current quantization in CCD image sensors," *Conf. IEEE IEDM*, 1992.
- [43]H. I. Kwon, I. M. Kang, B-G. Park, J. D. Lee et S. S. Park, "The analysis of dark signals in the CMOS APS imagers from the characterization of test structures," *IEEE Trans. Electron Devices*, vol. 51, num. 2, p. 178-184, Fév. 2004.
- [44]C. Tivarus et W. C. McColgin, "Dark current spectroscopy of irradiated CCD image sensors," *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 55, num. 3, p. 1719-1724, Juin 2008.
- [45]F. Domengie, "Etude des défauts électriquement actifs dans les matériaux des capteurs d'image CMOS," Thèse de doctorat, Université de Grenoble, 2011.

-
- [46]A. El Gamal et H. Eltoukhy, "CMOS image sensors," *IEEE Circuits and Devices Magazine*, vol. 21, num. 3, p. 6-20, Mai-Juin 2005.
- [47]B. P. Beecken et E. R. Fossum, "Determination of the conversion gain and the accuracy of its measurement for detector elements and arrays," *Applied optics*, vol. 35, p. 3471-3477, Juil. 1996.
- [48]B. Fowler, A. El Gamal, D. Yang, et H. Tian, "A method for estimating quantum efficiency for CMOS image sensors," *Proc. SPIE*, vol. 3301, p. 178-185, 1998.
- [49]B. Pain et B. Hancock, "Accurate estimation of conversion gain and quantum efficiency in CMOS imagers," *Proc. SPIE*, vol. 5017, p. 94, 2003.
- [50]Geant4.cern.ch, Janvier 2012.
- [51]M. Robinson, "The dependence of radiation effects on the primary recoil energy," *Proc. Int. Conf. Radiation-Induced Voids in Metal*, Albany, NY, p. 397-429, 1972.
- [52]J. Lindhard, V. Nielsen, M. Scharff, et P. V. Thomsen, "Integral equations governing radiation effects (Notes on atomic collisions, III)," *Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk.*, vol. 33, num. N10, p. 1-42, 1963.

Chapitre 4

Le signal télégraphique aléatoire du courant d'obscurité

Plan du chapitre

- 1 Le signal télégraphique aléatoire dans les imageurs CMOS
 - 2 Caractérisation du signal télégraphique aléatoire induit par les doses radiatives
 - 3 Origine du signal télégraphique aléatoire du courant d'obscurité
 - 4 Premiers résultats de fluctuation du courant d'obscurité dans les imageurs CMOS à photodiode enterrée
 - 5 Extrapolation des caractéristiques dans les imageurs en silicium et voies d'atténuation du phénomène
 - 6 Résumé et perspectives
-

Les applications d'imagerie spatiale requièrent des circuits intégrés capables d'être opérationnels dans le milieu hostile associé à la mission. Un problème important pour les capteurs d'images CMOS est l'augmentation du courant d'obscurité avec les radiations. Les études de l'effet des radiations présentent également des fluctuations discrètes du courant d'obscurité après les irradiations, appelées signal télégraphique aléatoire (RTS) [1]. Ce phénomène est le principal problème des applications nécessitant une calibration.

Nous allons voir dans ce chapitre que plusieurs types de fluctuation existent dans les imageurs CMOS. Nos efforts se concentrent sur le signal télégraphique aléatoire du courant d'obscurité (DC-RTS) des imageurs à pixels actifs utilisant une photodiode conventionnelle. Dans ces dispositifs, ces fluctuations sont fortement liées aux doses radiatives. Une première partie est dédiée à l'explication du phénomène et aux moyens de le caractériser. La suite du chapitre est focalisée

sur la compréhension de l'impact des déplacements atomiques sur ce type de fluctuation. Parallèlement aux résultats présentés issus des études en dose de déplacement, nous comparons les résultats issus de l'analyse en dose ionisante afin de mieux valoriser et de mieux comprendre le phénomène dû aux déplacements atomiques. L'influence de la dose de déplacement et de la dose ionisante sur le nombre de pixels est présentée. Suivi d'une méthode de discrimination du RTS induit par les deux doses, utilisant un paramètre caractéristique de ce signal. Ensuite, des analyses particulières utilisant des variations de conception des imageurs CMOS sont utilisées afin de définir la localisation et l'origine des phénomènes aléatoires induits par les doses. Finalement, une première étude du phénomène dans les imageurs à pixels actifs 4T est présentée suivie d'une extrapolation des résultats aux imageurs CMOS, avec des propositions de voies d'atténuation du signal télégraphique aléatoire grâce à des variations des règles de dessin des imageurs.

1 Le signal télégraphique aléatoire dans les imageurs CMOS

Cette partie présente le signal télégraphique aléatoire au travers des études précédentes ainsi que les méthodes de mesure utilisées afin de l'analyser et de déduire ses paramètres caractéristiques.

1.1 Définition du signal télégraphique aléatoire

Deux types de signal télégraphique aléatoire apparaissent dans les capteurs d'images CMOS et leur localisation est présentée sur la Fig. 4.1. Le premier correspond à une augmentation du bruit de lecture induite par des fluctuations discrètes de la conductance du canal du transistor suiveur (SF) intra-pixel [2]-[4]. Ce phénomène est expliqué par le piégeage et l'émission de charges par les défauts présents dans l'oxyde du canal du MOSFET. Par conséquent, il est appelé MOSFET-RTS et plus généralement SF-RTS dans les imageurs CMOS. Le second type de RTS correspond à une variation discrète du courant d'obscurité issue de la photodiode intra-pixel [5]-[12]. Il est induit par un centre de génération-recombinaison (G-R) de SRH métastable localisé dans la zone de charge d'espace de la photodiode. Il est établi que les effets de déplacements atomiques induits par des protons, provoquent des centres de DC-RTS localisés dans le réseau cristallin du silicium [1]. Parallèlement, il est démontré [5], que la dose ionisante peut générer des centres G-R SRH métastables aux interfaces Si/SiO₂ pouvant amener du DC-RTS dans les imageurs CMOS.

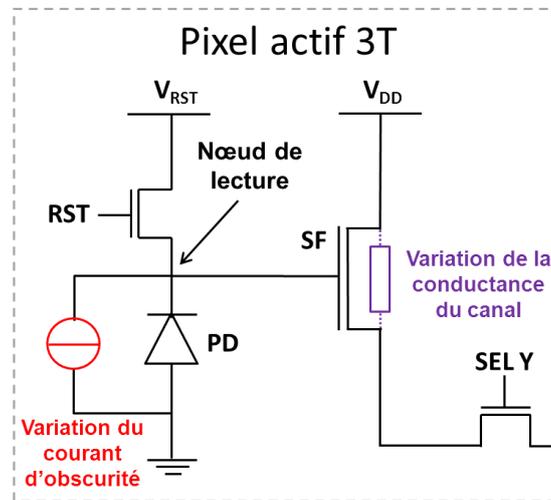


Fig. 4.1 Diagramme schématique d'un pixel actif 3T. La localisation des deux types de RTS parasite est mise en évidence. Le DC-RTS provient d'une variation aléatoire du courant d'obscurité dans la photodiode et le MOSFET-RTS (SF-RTS) provient de la modification de la conductance dans le canal du transistor suiveur.

Le SF-RTS est indépendant du temps d'intégration alors que la variation de la tension du signal d'obscurité provoquée par les fluctuations du courant d'obscurité est proportionnelle à ce temps d'intégration. Par conséquent, les deux types de RTS peuvent être dissociés en regardant leur évolution avec le temps d'intégration. La Fig. 4.2 présente un DC-RTS pour plusieurs temps d'intégration. Le capteur d'images utilisé est irradié avec des neutrons de 14 MeV et la DDD atteint $39 \text{ TeV}\cdot\text{g}^{-1}$. L'amplitude du RTS semble proportionnelle au temps d'intégration prouvant que le RTS observé correspond à un DC-RTS. Les amplitudes RTS observées avant et après irradiation aux rayons X et γ dans le même type de composant [5] sont également proportionnelles au temps d'intégration. Ce premier résultat montre que le RTS étudié dans nos travaux correspond au DC-RTS par opposition au SF-RTS [2]-[4]. Une autre indication prouvant que le RTS que nous étudions n'est pas du SF-RTS est donnée par les constantes de temps observable. Celles que nous étudions sont deux ordres de grandeurs plus longues que les moins rapides du SF-RTS qui peuvent passer au travers du filtre passe-haut induit par le double échantillonnage [5]. C'est-à-dire que les constantes de temps que nous observons ne peuvent pas provenir du SF-RTS qui est un bruit de lecture et par conséquent qui est filtré par l'échantillonnage.

Le DC-RTS est étudié dans les imageurs depuis de nombreuses années [5]-[12] et impacte de façon importante la calibration des détecteurs dédiés aux

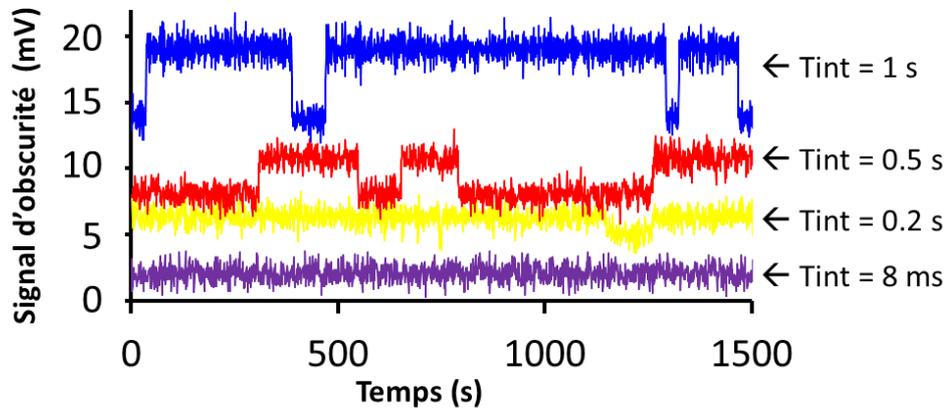


Fig. 4.2 Illustration du DC-RTS d'un pixel en fonction des différents temps d'intégration. L'amplitude du DC-RTS apparaît proportionnelle au temps d'intégration. Le capteur est irradié avec des neutrons de 14 MeV et la dose de déplacement atteinte est de $39 \text{ TeV}\cdot\text{g}^{-1}$.

applications d'imagerie et de radiométrie spatiales. Il est généralement accepté que ces fluctuations discrètes sont issues du changement aléatoire du taux de génération relatif au courant d'obscurité, causé par le changement de charge ou de structure de complexes de défauts particuliers situés dans la ZCE de la photodiode intra-pixels. A la suite de tests d'irradiation aux protons, les études précédentes suggèrent que le nombre de centres de génération de DC-RTS est proportionnel avec le NIEL élastique [1], [6], ou avec le NIEL total (élastique + inélastique) [7], [11]. In [8] les auteurs montrent que la dose ionisante déposée par des protons ne peut être responsable de telles fluctuations, signifiant que le DC-RTS provient uniquement de centres de G-R SRH situés dans le volume du silicium cristallin et en aucun cas ne peut être localisée aux interfaces Si/SiO₂. De plus, les augmentations par champ électrique intense [13] (voir part. 4.3 chap. 2) sont considérées comme jouant un rôle dans les mécanismes du DC-RTS. Dans cette hypothèse, les complexes de défauts responsables du DC-RTS sont supposés être localisés dans les zones de fort champ électrique où l'intensité du champ électrique est relative à l'augmentation du taux de génération du défaut. D'autres explications possibles mettent en cause le transfert de charge inter-centre [14] (voir part. 4.3 chap. 2) qui a lieu entre des complexes de défauts situés dans le même amas de défaut.

Ensuite, dans [11], un pic inexplicable sur la distribution des amplitudes du DC-RTS est observé. Ce pic est fortement influencé par la fluence des protons. Il a été démontré très récemment, que ce pic est dû au DC-RTS induit par la TID créant des centres G-R SHR métastables à l'interface entre la ZCE de la photodiode et les oxydes [5]. Les défauts métastables sont principalement

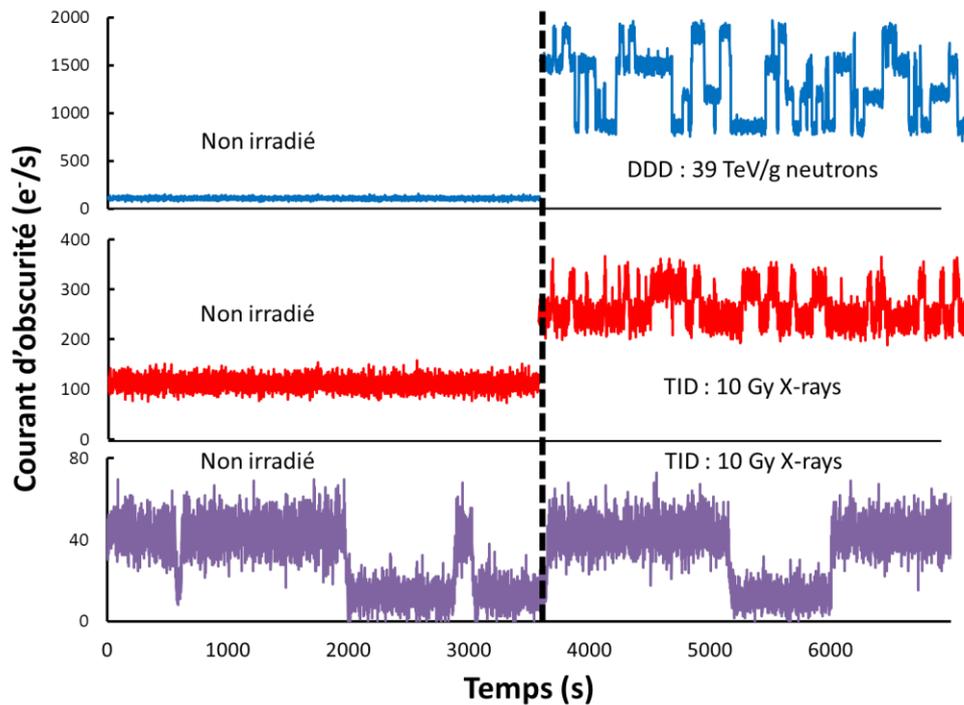


Fig. 4.3 Représentation temporelle du courant d'obscurité de pixel présentant du DC-RTS avant et après irradiation. Des neutrons de 14 MeV et des rayons X de 10 keV sont utilisés pour obtenir respectivement la dose de déplacement et la dose ionisante.

localisés dans les oxydes d'isolation entourant la photodiode intra-pixels. Ces informations signifient que des défauts différents peuvent être à l'origine du DC-RTS dans un même pixel. La Fig. 4.3 représente temporellement les fluctuations du courant d'obscurité. Le phénomène intervient à la fois avant irradiation (courbe mauve du bas), après irradiation aux rayons X (courbe rouge au centre) déposant uniquement de la dose ionisante et après irradiation aux neutrons (courbe bleue du haut) fournissant uniquement des déplacements.

Dans les capteurs d'images CMOS, les dégradations effectives induites par la dose ionisante sont essentiellement des états d'énergie situés dans les oxydes d'isolation (voir part. 5.3 chap. 1) alors que pour la DDD, ce sont des défauts dans le volume du silicium. Pour participer de manière effective au courant d'obscurité, ces défauts sont localisés dans la zone de charge d'espace de la photodiode intra-pixels comme le montre la Fig. 4.4. Ce sont ces défauts qui peuvent agir comme centres de génération de Shockley-Read-Hall métastables et donner lieu à ce type de fluctuation.

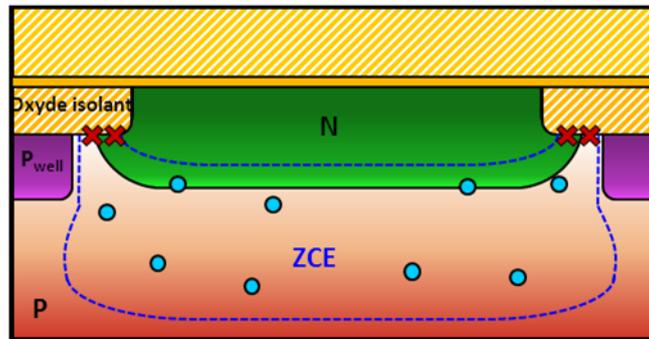


Fig. 4.4 Vue en coupe de la photodiode d'un pixel actif 3T. La ZCE est délimitée par les pointillés bleus. Seuls les défauts métastables provoquant le DC-RTS sont représentés, les ronds bleus représentent les défauts dans le volume issu des déplacements atomiques et les croix rouges correspondent aux états d'interfaces induits par la TID.

1.2 Principe de la mesure

Les capteurs d'images étudiés pour l'analyse RTS sont les mêmes que ceux étudiés dans la chapitre 3 pour l'étude du courant d'obscurité. Cependant, nous choisissons des irradiations particulières pour cette analyse. Le Tableau 2.1 définit les caractéristiques des irradiations utilisées sur les 10 composants testés. Des irradiations aux neutrons et aux rayons X et γ sont utilisées afin de séparer respectivement, les effets non-ionisants des dommages de déplacements atomiques des effets de dose ionisante.

Le DC-RTS est détecté en utilisant une méthode automatisée détaillée dans [11], [15]. Cette technique utilise une détection classique de front. La mesure temporelle du courant d'obscurité de chaque pixel passe au travers de ce filtre numérique de détection de front. Lorsqu'un pixel présente une fluctuation, il est détecté suivant le seuil fixé. Ce seuil est relatif au bruit temporel moyenné de chaque pixel. L'algorithme traite ensuite le signal en déterminant le nombre et la valeur des niveaux discrets de courant d'obscurité, l'amplitude maximale de transition et le nombre de transitions total durant la durée d'observation. Chaque pixel est scanné pour obtenir une cartographie spatiale des caractéristiques mesurées. Le temps d'observation est fixé à 10 heures et le courant d'obscurité est mesuré toutes les 2 secondes pour chaque analyse. La gamme de tension du signal de sortie est adaptée afin d'assurer une linéarité correcte entre le signal en obscurité et le temps d'intégration.

TABLEAU 2.1
CARACTERISTIQUES DES IRRADIATIONS SUR LES COMPOSANTS

Capteurs RTS	Particules et énergies	TID (Gy(SiO ₂))	DDD (TeV.g ⁻¹)
IC 1	10 keV X-rays	3 et 10	<< 1
IC 2	Co ⁶⁰ γ-rays	30, 100 et 300	<< 1
IC 3	14 MeV Neutron	<< 1	39
IC 4	14 MeV Neutron	<< 1	182
IC 5	14 MeV Neutron	<< 1	365
IC 6	500 MeV Proton	9	39
IC 8	100 MeV Proton	93	259
DV 1	10 keV X-rays	10	<< 1
DV 2	14 MeV Neutron	<< 1	39

Dans cette hypothèse de linéarité, le courant d'obscurité peut s'exprimer de la manière suivante :

$$I_{\text{obs}}(t) = \frac{V_{\text{out}}(t, t_{\text{int } 2}) - \bar{V}_{\text{out}}(t_{\text{int } 1})}{t_2 - t_1} \cdot \frac{1}{CVF} \quad (4.1)$$

où $\bar{V}_{\text{out}}(t_{\text{int } 1})$ est le signal moyen sur 100 acquisitions au temps d'intégration minimum, $t_{\text{int } 1} = 8 \text{ ms}$. $V_{\text{out}}(t, t_{\text{int } 2})$ est la tension du signal de sortie du pixel au temps t avec un temps d'intégration $t_{\text{int } 2} > t_{\text{int } 1}$. $V_{\text{out}}(t, t_{\text{int } 2})$ est mesuré toutes les 2 secondes durant les 10 heures d'expérience. Le CVF correspond au gain de conversion charge-tension et inclut le gain de la chaîne de lecture. Le courant d'obscurité est relatif au nœud de lecture illustré sur la Fig. 4.1. Durant les 10 heures d'expériences la température est maintenue à 22°C sur le composant.

2 Caractérisation du signal télégraphique aléatoire induit par les doses radiatives

De nombreux paramètres caractérisant le DC-RTS peuvent être mesurés. Les principales observées dans la littérature [1], [5]-[12] sont le nombre de pixels présentant ce phénomène, les amplitudes crête à crête du signal et les constantes de temps. Dans notre cas, la technique de mesure utilisée possède une résolution importante nous permettant de visualiser aisément les niveaux du DC-RTS. Pour cette raison nous choisissons de caractériser, pour chaque composant, le nombre de pixels DC-RTS, le nombre de niveaux DC-RTS par pixel, l'amplitude maximale de transition entre deux niveaux et le temps moyen entre deux transitions.

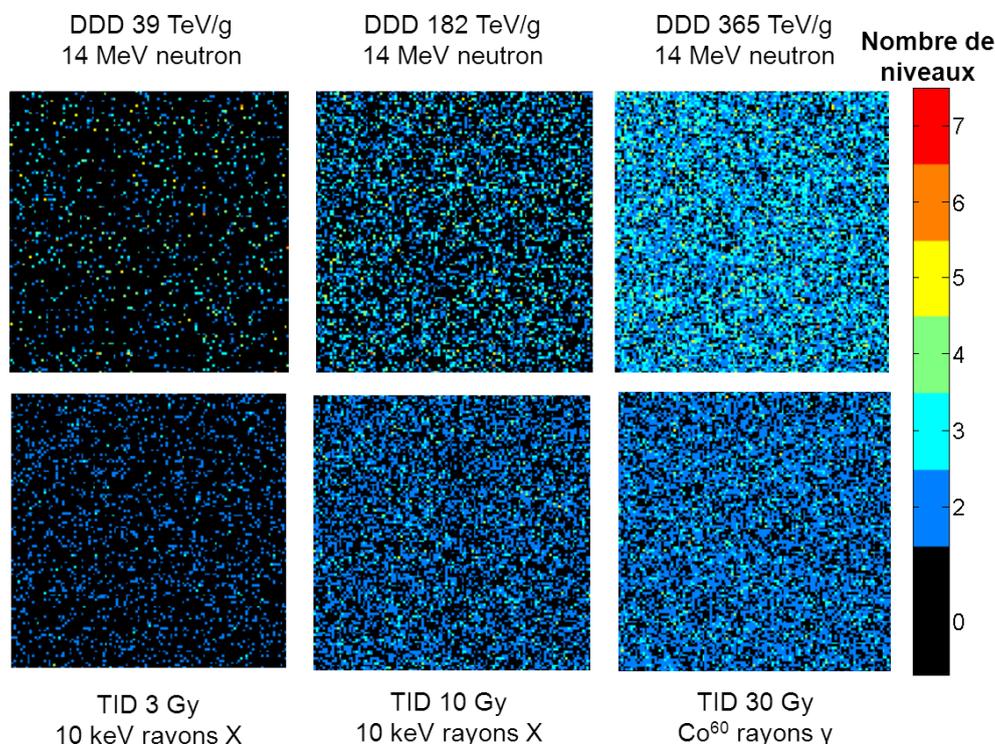


Fig. 4.5 Cartographie des pixels DC-RTS détectés pour plusieurs doses de déplacement (neutrons) et pour plusieurs doses ionisantes (rayons X et γ). Le temps d'intégration est de 0,5 seconde, l'intervalle d'échantillonnage est de 2 secondes et la mesure dure 10 heures. La couleur des pixels illustre le nombre de niveaux DC-RTS détectés par signal.

2.1 Evolution du nombre de pixel DC-RTS avec les doses radiatives

Les cartographies des pixels DC-RTS détectés après expositions aux neutrons et rayons X et γ sont présentées sur la Fig. 4.5. Le nombre de pixels détecté augmente avec les deux doses, DDD et TID. La couleur des pixels représente le nombre de niveaux DC-RTS pour chaque pixel. Le composant irradié avec des neutrons à la plus faible dose de déplacement (39 TeV.g^{-1}) présente des pixels possédant un grand nombre de niveau RTS. Au contraire, pour la dose ionisante la plus faible ($3 \text{ Gy}(\text{SiO}_2)$), une majorité de pixels DC-RTS ne présentant que 2 niveaux apparaît. Il est important de noter que les pixels exhibant un comportement RTS avant irradiation présentent des DC-RTS similaires à ceux observés après irradiation aux rayons X et γ . La Fig. 4.6 met en avant le phénomène d'augmentation des pixels DC-RTS avec les doses ionisantes et non-

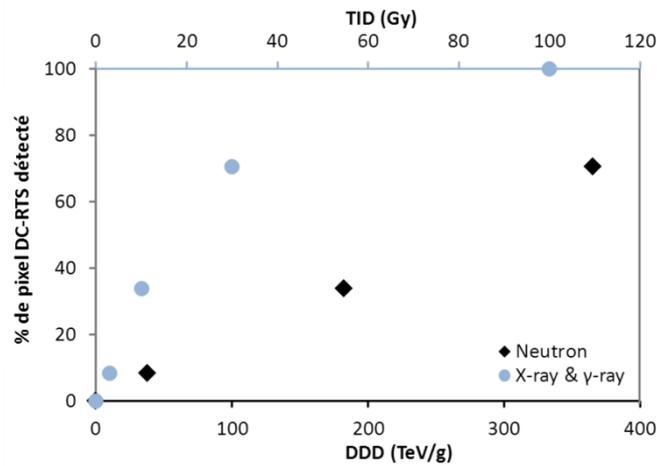


Fig. 4.6 Evolution du pourcentage de pixels DC-RTS détectés. Les deux doses agissent sur ce pourcentage. Les DDD sont obtenues avec des neutrons de 14 et 22 MeV et les TID correspondent aux rayons X de 10 keV au-dessous de 30 Gy (SiO_2) et au rayons γ pour les TID de 30 Gy (SiO_2) et au-dessus.

ionisantes. Suivant la TID, le pourcentage de pixels DC-RTS détectés augmente rapidement, approximativement 30 % tous les 10 Gy (SiO_2). La majorité des pixels de la matrice sont RTS à partir de 20 Gy (SiO_2). Au-delà de cette TID nous observons que la courbe commence à saturer. Cela ne veut pas dire que l'introduction de centre DC-RTS diminue, cette saturation est due à l'augmentation du seuil de détection des pixels DC-RTS à cause de l'augmentation du bruit de grenaille induite par la TID. L'augmentation du seuil entraîne la perte de détection des pixels DC-RTS présentant de faibles amplitudes. En d'autres termes, lorsque la TID atteint 30-40 Gy (SiO_2) nous pouvons considérer que l'ensemble des pixels possède du DC-RTS induit par la dose ionisante mais certains pixels ne sont pas détectés à cause d'un trop fort courant d'obscurité. Concernant la dose de déplacement, le pourcentage de pixels détectés augmente linéairement avec la dose, environ 0,2 % par TeV.g^{-1} dans la gamme de 0 à 365 TeV.g^{-1} . Cette corrélation confirme les résultats des études précédentes quant à la proportionnalité entre le nombre de pixels DC-RTS et la dose de déplacement [7], [11].

2.2 Nombre de niveaux DC-RTS

La distribution du nombre de niveaux par pixel DC-RTS est sur la Fig. 4.7 pour différentes doses de déplacement (a) et différentes doses ionisantes (b). Les nombres de niveaux supérieurs à 2 sont induits, soit par la somme de deux ou plusieurs centres DC-RTS bi-niveau soit par des centres DC-RTS multi-niveaux

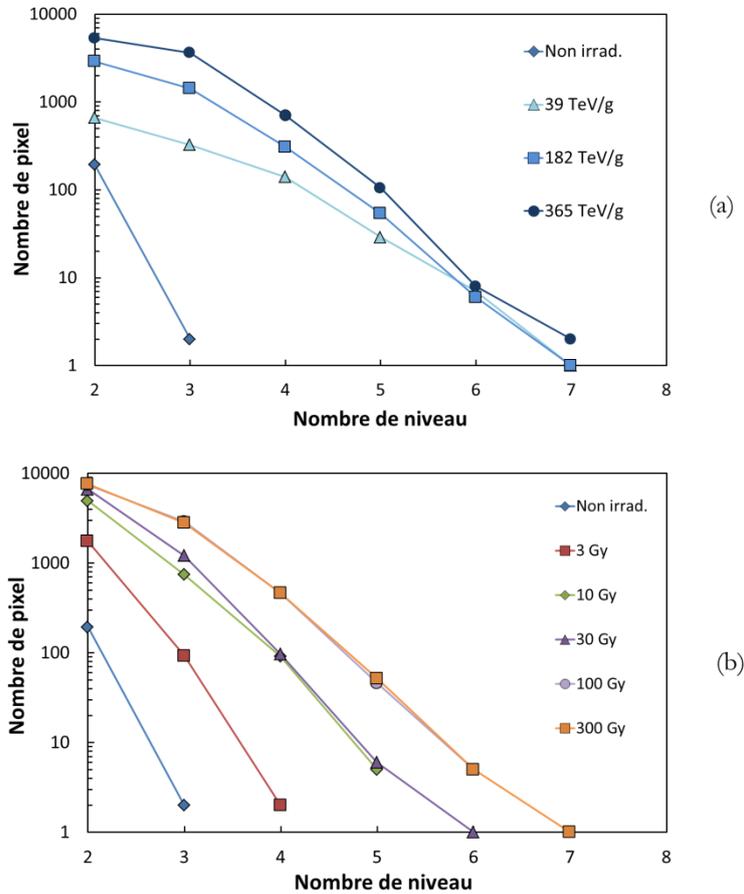


Fig. 4.7 Distribution du nombre de niveaux pour plusieurs DDD (a) et pour plusieurs TID (b). Des neutrons de 14 et 22 MeV sont utilisés pour la DDD alors que des rayons X et γ sont utilisés pour la TID.

[11] et leur combinaison ou soit par la combinaison de ces deux types de centres [12]. Sur la Fig. 4.7 (a), un large nombre de niveaux (7 niveaux) apparaît dès les faibles doses de déplacement (39 TeV.g^{-1}) alors que sur la Fig. 4.7 (b), le nombre maximum de niveaux semble augmenter avec la TID. Cela suggère que les déplacements atomiques engendrent plus largement des centres multi-niveaux dans le volume du silicium tandis que la TID induit des centres bi-niveaux qui en s'accumulant forment des pixels DC-RTS avec un plus grand nombre de niveaux. Pour finir, si nous prenons comme exemple les distributions obtenues pour les deux doses maximales (dose de déplacement de 365 TeV.g^{-1} et dose ionisante de 300 Gy), nous remarquons que les distributions sont similaires et nous ne pouvons pas discriminer les deux effets produisant du DC-RTS.

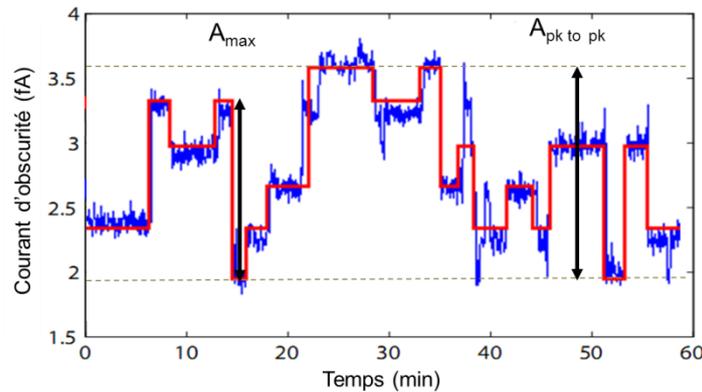


Fig. 4.8 Illustration d'un DC-RTS mettant en évidence l'amplitude maximale entre deux transitions (A_{\max}) et l'amplitude crête à crête (A_{cc}). Alors que A_{\max} ne prend en compte qu'un seul centre, A_{cc} prend en compte tous les centres du pixel DC-RTS qui s'expriment.

2.3 L'amplitude maximale entre deux transitions

L'amplitude maximale entre deux transitions (A_{\max}) d'un DC-RTS est explorée pour les deux doses radiatives. Ce paramètre correspond à la plus grande transition observée entre deux niveaux du DC-RTS pour chaque pixel. Cette amplitude provient essentiellement d'un unique centre RTS qui possède la plus grande variation de taux de génération. Il ne faut pas confondre cette amplitude avec l'amplitude crête à crête (A_{cc}) du DC-RTS qui prend en considération tous les centres DC-RTS présents dans le pixel. La Fig. 4.8 illustre la comparaison entre les deux amplitudes sur un DC-RTS.

La Fig. 4.9 présente les distributions statistiques de A_{\max} pour chaque pixel des différents capteurs testés. La partie (a) correspond aux doses de déplacements obtenues à l'aide de neutrons de 14 et 22 MeV et la partie (b) est relative à la TID déposée avec des rayons X et γ . Nous constatons que les déplacements atomiques induisent des amplitudes importantes au-delà de $10 \text{ ke}^-/\text{s}^1$. Par contre, les amplitudes maximales induites par la dose ionisante restent nettement au-dessous, autour de $2 \text{ ke}^-/\text{s}$ pour la dose la plus forte (300 Gy (SiO_2)). Cette différence est un premier point de différenciation entre le DC-RTS induit par les déplacements atomiques et celui induit par la dose ionisante.

La chute du nombre de pixels en début de distribution n'est pas considérée car elle est due au seuil de détection de la méthode. Ce seuil est relatif au bruit de grenaille qui augmente avec les doses radiatives. Par conséquent, les plus faibles

¹ Sur la distribution complète qui n'est pas représentée pour cause de clarté, les amplitudes maximales observées atteignent jusqu'à $30 \text{ ke}^-/\text{s}$.

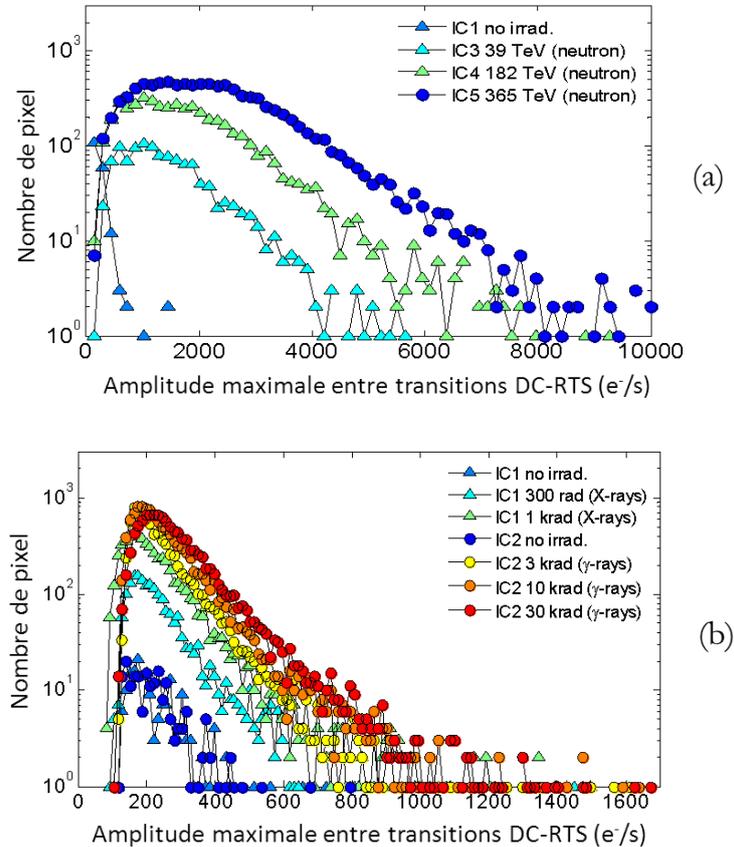


Fig. 4.9 Distribution des amplitudes maximales entre transitions des pixels DC-RTS. Les résultats issus de la dose de déplacement sont présentés à gauche (a) et ceux issus de la dose ionisante à droite (b). Pour les deux effets une pente caractéristique apparaît.

amplitudes ne peuvent être détectées suivant l'augmentation de ce bruit avec les doses, ce qui explique la forme particulière de la distribution.

Un autre aspect de ces distributions est la pente exponentielle caractéristique de chacun des phénomènes. En effet, les distributions dues à la dose de déplacement présentent toutes une pente exponentielle de même facteur moyen. Identiquement, les distributions induites par la dose ionisante présentent une autre pente qui est également caractéristique de son phénomène. La Fig. 4.10, met en évidence les deux pentes caractéristiques. Les distributions peuvent être modélisées par une pente sur l'axe semi-logarithmique permettant la détermination d'une amplitude moyenne du courant d'obscurité, $1/\lambda$, en utilisant le comportement exponentiel suivant :

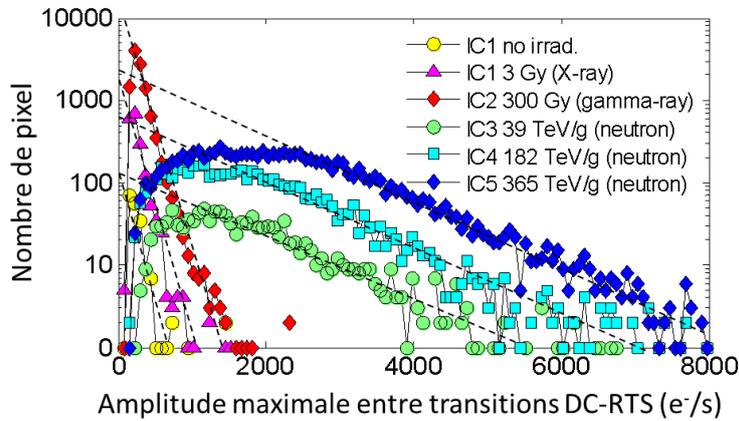


Fig. 4.10 Distribution des amplitudes maximales entre transitions des pixels DC-RTS induits par DDD et TID. Observation de la différence des pentes caractéristiques de l'amplitude induite par DDD et par TID.

$$f(x) = k \cdot \lambda \cdot \exp(-\lambda \cdot x) \quad (4.2)$$

où $1/\lambda$ correspond à la moyenne de la loi exponentielle et k est une constante.

Les effets de déplacements atomiques induisent une pente caractéristique dont la valeur moyenne de l'amplitude du courant d'obscurité est d'environ 1200 e⁻/s. Cette valeur est donc relative aux défauts présents dans la zone de charge d'espace de la photodiode intra-pixels. Comme expliqué précédemment, ces centres métastables sont des défauts présents dans le silicium cristallin et sont indépendants de la technologie utilisée et du type et de l'énergie de la particule qui irradie le capteur (voir part. 4 chap. 2). Par conséquent, la valeur moyenne de l'amplitude peut être applicable à d'autres capteurs d'images CMOS basés en silicium.

La pente issue des composants non irradiés est similaire à la pente caractéristique du DC-RTS induit par la TID. La valeur déduite de l'amplitude moyenne du courant d'obscurité est de 110 e⁻/s pour le phénomène issu de la TID. Le DC-RTS présent avant irradiation et induit par la dose ionisante semble provenir de centres de génération métastables identiques. Ces centres sont certainement des états d'interfaces contenus dans les oxydes d'isolation entourant la ZCE de la photodiode intra-pixels [5]. La valeur de l'amplitude moyenne peut donc être liée à l'oxyde d'isolation utilisé et peut varier d'une technologie CMOS à une autre.

Afin de d'éprouver la méthode de discrimination des deux effets par l'analyse des pentes, nous introduisons des résultats obtenus après irradiation aux protons. Ces particules déposant à la fois de la dose de déplacement et de la dose

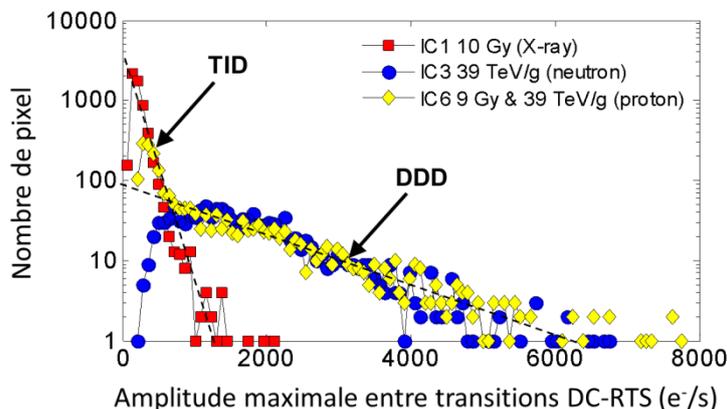


Fig. 4.11 Distribution des amplitudes maximales entre transitions des pixels DC-RTS induits par DDD et TID. Les résultats de l'analyse d'un composant irradié aux protons sont représentés en losange jaune. L'irradiation aux protons de 500 MeV dépose une DDD de 39 TeV.g^{-1} et une TID de 9 Gy (SiO_2). Pour comparaison les résultats des neutrons à la DDD identique et les résultats des rayons X à la TID identique à l'irradiation proton sont ajoutés sur le graphique. De plus les pentes caractéristiques du DC-RTS induit par la DDD et la TID sont également représentées.

ionisante, nous montrons comment dissocier les deux types de DC-RTS dans un même composant. La Fig. 4.11 illustre les résultats des irradiations aux protons. Les doses déposées par les protons sont $\text{DDD} = 39 \text{ TeV.g}^{-1}$ et $\text{TID} = 9 \text{ Gy}$ (SiO_2). Afin de comparer aux résultats apportant uniquement de la DDD et uniquement de la TID, nous ajoutons les résultats obtenus avec des irradiations aux neutrons ($\text{DDD} = 39 \text{ TeV.g}^{-1}$) et aux rayons X ($\text{TID} = 10 \text{ Gy}$ (SiO_2)). La courbe de losange jaune des protons présente deux tendances une première similaire à la pente caractéristique du DC-RTS induit par la TID et une seconde identique à celle du DC-RTS induit par la DDD. De plus les résultats des neutrons et des rayons X coïncident respectivement avec la part de doses de déplacement et de doses ionisantes des protons. Par conséquent, la première partie de la courbe des protons révèle le DC-RTS induit par la TID, provoqué par des centres métastables présents dans les oxydes d'isolation. Et, la seconde partie révèle le DC-RTS issu de la DDD, provoqué par des centres métastables présents dans le volume de la ZCE de la photodiode.

L'énergie d'activation (E_a) de l'amplitude maximale entre deux transitions est déterminée et présentée sur la Fig. 4.12 pour chaque pixel DC-RTS. La gamme de température sondée durant les analyse RTS commence à 0°C et montre jusqu'à 33°C , quatre points de mesure sont utilisés ($T = 0^\circ\text{C}, 11^\circ\text{C}, 22^\circ\text{C}$ et 33°C) afin d'obtenir la dépendance en température du DC-RTS et de calculer l'énergie d'activation avec :

$$A_{\max} \propto A \cdot \exp\left(-\frac{E_A}{k \cdot T}\right) \quad (4.3)$$

Une linéarité correcte est obtenue sur les tracés d'Arrhenius de chaque pixel. L'énergie d'activation est relative à l'origine des mécanismes du courant d'obscurité (voir part. 4 chap. 2). A_{\max} correspond à la soustraction du courant d'obscurité du niveau faible à celui du niveau fort de la transition. Ainsi, l'énergie d'activation fournit des informations sur le courant d'obscurité du niveau haut du DC-RTS². C'est-à-dire sur le comportement du centre métastable lorsqu'il est dans sa configuration fournissant le taux de génération maximum. Les études précédentes expliquent que ce niveau haut est relatif à des mécanismes de génération particuliers tels que l'EFE [13] ou le transfert de charge inter-centres [14]. Cependant, ces principes induisent que l'énergie d'activation doit être diminuée par rapport à celle du courant d'obscurité moyen, voir qu'elle passe au-dessous du niveau d'énergie du milieu du gap du silicium [8]. Les résultats présentés dans [16], montrent clairement que l'énergie d'activation calculée est autour du milieu du gap du silicium (0.56 eV) et cela même pour les plus fortes amplitudes. Cela suggère fortement qu'un mécanisme classique de génération de SRH a lieu à ce niveau et que ni l'EFE [13], ni le transfert de charge inter-centres [14], ne semblent impliqués dans le DC-RTS induit par la DDD et la TID. L'utilisation des technologies CIS dédiées à l'imagerie permet d'avoir une photodiode intra-pixels dont le champ électrique est faible (voir part. 5 Chap. 2). Cela est dû aux implantations optimisées de ces technologies induisant une disparition de l'EFE.

Certaines énergies d'activations, correspondantes à des amplitudes moyennes sur la Fig. 4.12, ont une valeur supérieure au milieu du gap et sont attribuées à un problème de mesure. Lorsque la température diminue, les constantes de temps de passage d'un niveau à l'autre augmentent, c'est-à-dire que pour une même durée totale d'observation, à des températures plus faibles, certains niveaux n'apparaissent pas. Ainsi, l'amplitude maximale détectée à une température élevée n'est pas forcément détectée à basse température. Il en résulte que suivant la température nous n'observons pas la même transition. A basse température, l'amplitude maximale détectée peut être plus faible, ce qui provoque une augmentation de l'énergie d'activation calculée. Pour les fortes amplitudes, nous avons vérifié les signaux temporels afin d'assurer la valeur d'énergie d'activation.

² En assumant que le courant d'obscurité du niveau haut de DC-RTS est nettement supérieur au courant d'obscurité de fond.

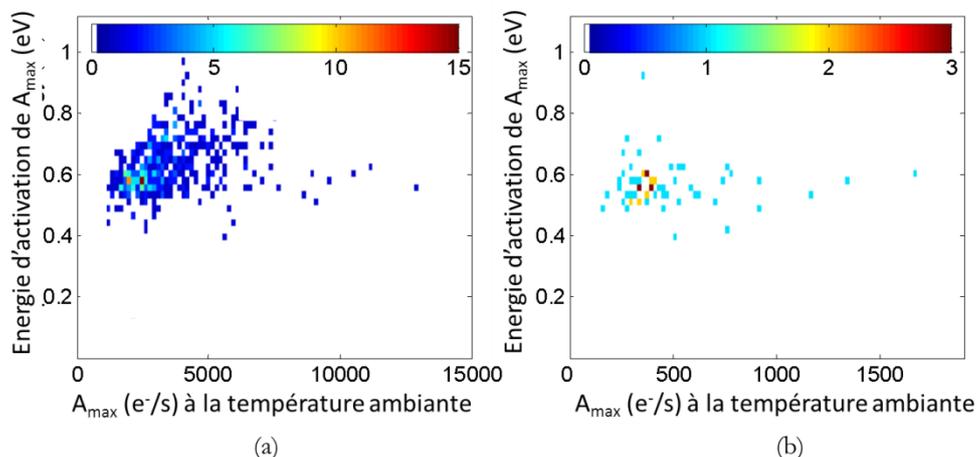


Fig. 4.12 Distribution de l'énergie d'activation de l'amplitude maximale de transitions pour une dose de déplacement de 39 TeV.g^{-1} (a) et pour une dose ionisante de 3 Gy (SiO_2).

2.4 Temps moyen entre transitions

L'un des paramètres les plus importants dans la caractérisation du DC-RTS est le temps moyen entre chacune des transitions d'un DC-RTS. En effet, ce paramètre fournit des informations sur le temps que mettent les centres métastables à changer de configurations. Une première approche est développée dans ce travail concernant le temps moyen entre toutes les transitions. Comme discuté dans [11], une telle analyse ne donne pas accès aux constantes de temps des changements de configuration. Néanmoins, elle fournit une bonne vue d'ensemble des caractéristiques temporelles de chaque pixel DC-RTS sans avoir à traiter et analyser un grand nombre de données correspondant à chaque transition de chaque pixel DC-RTS.

Le temps moyen entre transitions est déduit du temps total d'observation divisé par le nombre de transition total du DC-RTS de chaque pixel. Dans le cas où le DC-RTS possède uniquement deux niveaux, ce temps moyen représente l'inverse de la constante de temps de changement d'état du centre bi-stable. Par contre, si le pixel possède deux ou plusieurs centres métastables dans la ZCE de sa photodiode, cette analyse révèle la constante de temps du centre qui possède le changement le plus rapide. Enfin, dans le cas d'un unique centre de DC-RTS multi-stable dans le pixel, l'analyse révèle une constante de temps de la moyenne des différentes configurations.

La Fig. 4.13 (a) illustre le temps moyen entre transitions des pixels DC-RTS induits par la DDD. Une allure identique est observée pour les différentes doses de déplacement sur le graphique semi-logarithmique présentant un temps moyen

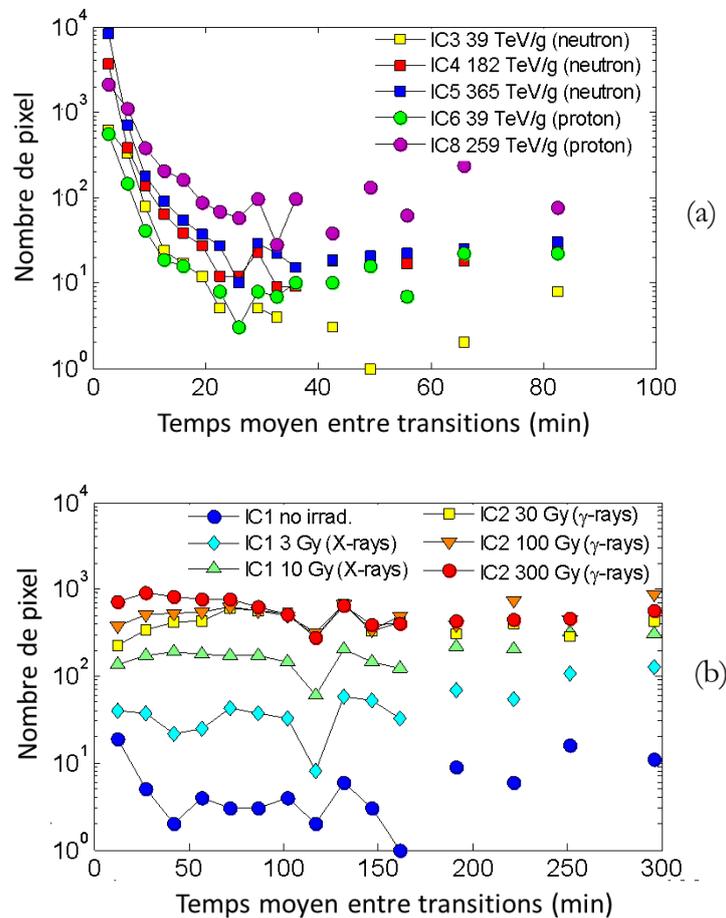


Fig. 4.13 Distribution du temps moyen entre transition des pixels DC-RTS pour une dose de déplacement de 39 TeV.g^{-1} (a) et pour une dose ionisante de 3 Gy (SiO_2).

inter-transition faible autour de 4 secondes. Concernant la dose ionisante, la Fig. 4.13 (b) montre qu'au contraire du DC-RTS induit par la DDD, le DC-RTS induit par la TID possède une distribution qui reste stable sur toute la gamme de temps moyen entre transitions. Les points au-delà de 40 minutes pour la Fig. 4.13 (a) et au-delà de 150 minutes pour la Fig. 4.13 (b) ne sont pas considérés car ils correspondent à trop peu de transitions par pixel DC-RTS. Ces valeurs délivrent une estimation des constantes de temps erronée.

En conclusion, ce paramètre semble pouvoir fournir des informations concernant l'impact des déplacements atomiques sur le DC-RTS. Il permet de discriminer rapidement les DC-RTS issus de la dose de déplacement et de la dose ionisante dans les imageurs CMOS.

3 Origine du signal télégraphique aléatoire du courant d'obscurité

Dans cette partie nous abordons en détail l'investigation des défauts responsables du DC-RTS induit par les doses radiatives. Les deux premières sections présentent les résultats obtenus grâce à des variations de règle de dessin des imageurs CMOS. Ces variations permettent de localiser les défauts métastables. La dernière section est dédiée à l'analyse des recuits isochrones également effectuée sur les défauts dans le chapitre 2 et sur le courant d'obscurité dans le chapitre 3.

3.1 Variation de design impactant le DC-RTS induit par DDD

Les défauts responsables du DC-RTS induit par la dose de déplacement sont définis comme des centres métastables situés dans le silicium cristallin de la photodiode intra-pixel et plus particulièrement dans sa zone de charge d'espace [1]. La modification de la taille de cette zone de la photodiode doit donc impacter ce DC-RTS. Par conséquent, nous réalisons une variation des règles de dessin de l'imageur CMOS afin de mieux comprendre l'impact des effets de déplacement sur ce phénomène. Dans cette variation, l'architecture de la photodiode reste similaire à la photodiode standard, mais nous réduisons volontairement la surface de la photodiode d'un facteur 6. La Fig. 4.14 illustre les deux architectures étudiées. La diminution d'un facteur 6 de la surface engendre une diminution de la ZCE (délimitée en pointillés bleus sur la vue en coupe) du même facteur car la profondeur de ZCE est identique dans les deux architectures. Les résultats issus de l'irradiation aux neutrons ($DDD = 39 \text{ TeV.g}^{-1}$) des deux composants montrent que le nombre de pixels DC-RTS est nettement diminué dans le cas de l'architecture possédant la faible surface. Le rapport du décompte du nombre de pixels DC-RTS entre les deux architectures est calculé à 6. C'est-à-dire que le nombre de pixels DC-RTS est réduit du même facteur que le volume de la zone dépeuplée. Pour conclure le DC-RTS induit par la DDD semble proportionnel au volume de la ZCE intra-pixel. Ces résultats confirment les hypothèses de la distribution uniforme de défauts métastables responsables du DC-RTS induit par la DDD [7], [11].

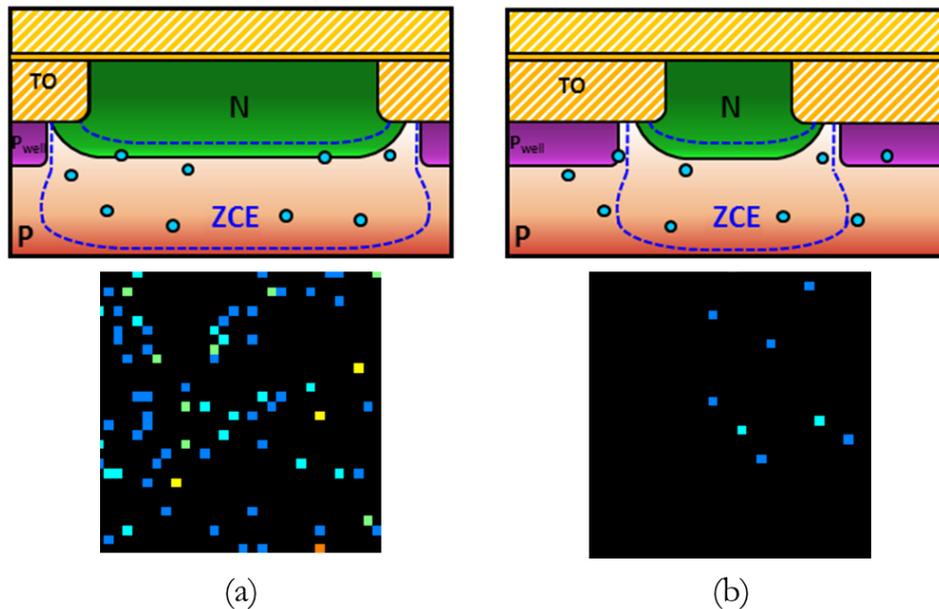


Fig. 4.14 Vue en coupe de la photodiode possédant une architecture standard (a) et celle ayant une réduction de surface de la photodiode d'un facteur 6. La cartographie du DC-RTS obtenue après irradiation aux neutrons ($DDD = 39 \text{ TeV}\cdot\text{g}^{-1}$), est présentée au-dessous de chaque architecture.

3.2 Variation de design impactant le DC-RTS induit par TID

Les états d'interfaces métastables présents dans les oxydes d'isolation en contact avec la ZCE de la photodiode intra-pixel semble être la source majeure du DC-RTS induit par la TID dans les CIS standard [5]. Afin de comprendre et confirmer ce phénomène, nous étudions deux architectures de photodiode intra-pixel différentes. La première correspond à l'architecture standard alors que le second possède des oxydes d'isolation éloignés de la photodiode. Entre les deux architectures la taille de la photodiode reste identique. Ces deux architectures sont représentées sur la Fig. 4.15. Dans le cas de l'architecture standard la ZCE est en contact avec les oxydes en tranché qui isolent la photodiode des autres composants. Par contre, dans le cas de l'architecture à oxyde reculé, la ZCE n'est plus en contact avec les oxydes d'isolation. Cependant, elle reste tout de même en contact avec l'oxyde de surface³ comme illustré sur la Fig. 4.15. Les deux architectures sont soumises à des rayons γ dont la TID déposée atteint 100 Gy (SiO_2). La cartographie de l'analyse RTS présentée sous chaque architecture révèle une importante diminution du nombre de pixels DC-RTS grâce à l'architecture à oxyde reculé. Ces résultats confirment que les états d'interfaces

³ Ces oxydes font partie des couches diélectriques pré-métalliques.

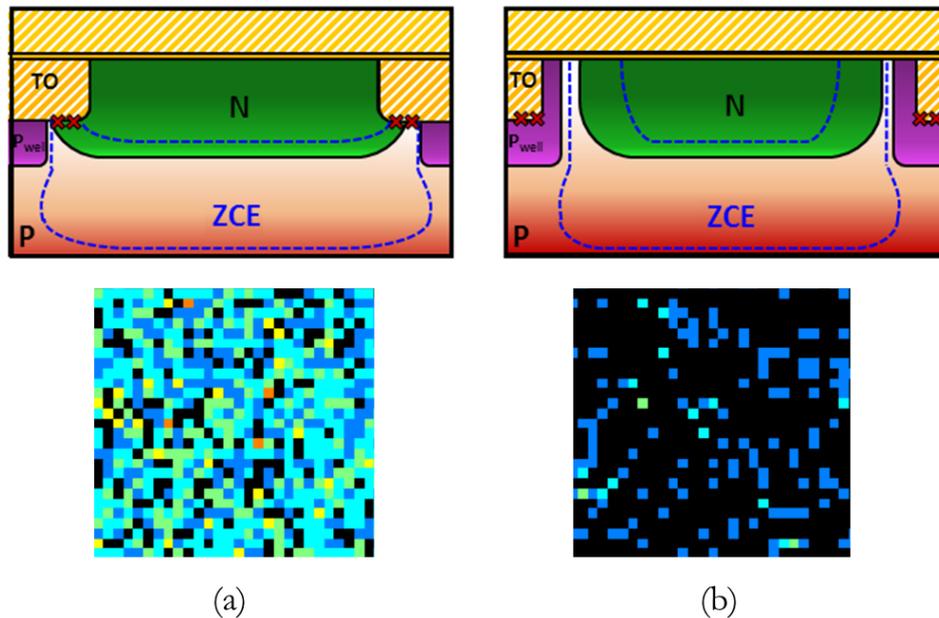


Fig. 4.15 Vue en coupe de la photodiode possédant une architecture standard (a) et celle ayant une architecture avec oxyde reculé (b). La cartographie du DC-RTS obtenue après irradiation aux rayons X (TID = 100 Gy (SiO_2)), est présentée au-dessous de chaque architecture.

métastables localisés dans les oxydes d'isolation sont bien responsables du DC-RTS induit par la TID. De plus, un nombre non négligeable de pixels DC-RTS subsistent dans l'architecture à oxyde reculé. Ces pixels DC-RTS sont vraisemblablement dus aux états d'interfaces métastables présents dans l'oxyde de surface. Cela prouve que le DC-RTS induit par la TID est dépendant de la qualité et du type d'oxyde en contact avec la ZCE de la photodiode. Cette conclusion peut expliquer pourquoi le DC-RTS induit par la TID n'est pas observé dans [8], où les oxydes utilisés sont de type et de forme différents. Dans ces travaux les oxydes utilisés sont de type LOCOS. Une autre possibilité que ce phénomène n'est pas visualisé dans les technologies précédentes et que le niveau de courant d'obscurité est beaucoup plus fort, engendrant un fort bruit de grenaille pouvant empêcher la détection du DC-RTS induit par la TID.

3.3 Analyse de recuit du DC-RTS induit par DDD

L'identification des défauts responsables de la hausse du courant d'obscurité dans les imageurs basés en silicium est toujours une interrogation [16]. En effet, les défauts ou les amas de défauts électro-actifs responsables de l'augmentation du courant d'obscurité ne sont pas clairement définis. Cependant, sous l'hypothèse du facteur universel de dommage [17], peu importe le type de dopage

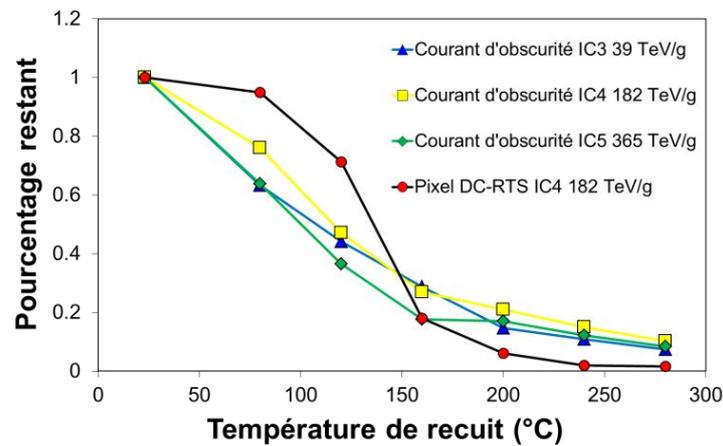


Fig. 4.16 Evolution du pourcentage restant de la hausse du courant d'obscurité moyen et du nombre de pixels DC-RTS après recuit isochrone.

et sa concentration, les composants basés en silicium présentent une hausse du courant de fuite similaire pour une même DDD reçue. Sachant que le taux de génération, relatif au courant de fuite, est proportionnel à la concentration de défauts électro-actifs [15], il apparaît que pour une dose de déplacement donnée, une concentration équivalente de défauts électro-actifs est créée. De plus, comme la hausse du courant de fuite semble indifférente du type et de la concentration de dopant, ces défauts sont certainement des défauts intrinsèques (voir part. 1 Chap. 2).

Les analyses de recuit apparaissent comme un outil pratique pour identifier les défauts ponctuels dans le silicium [18]. En effet, les défauts ponctuels sont connus pour recuire avec la température et de nombreuses études [18] définissent leur température exacte de recuit lors d'analyse isochrone et isotherme. Les défauts métastables induits par les déplacements atomiques font partie de l'ensemble des défauts électro-actifs créés par la dose de déplacement. Afin de comparer ces défauts, nous corrélons les résultats d'analyse de recuit isochrone de la hausse du courant d'obscurité moyen avec le nombre de pixels détecté comme DC-RTS.

La Fig. 4.16 présente l'évolution du pourcentage restant, après irradiations aux neutrons, de la hausse du courant d'obscurité moyen et du nombre de pixels DC-RTS après recuit isochrone. Nous rappelons que le recuit dure 30 minutes et que la gamme des températures débute à 80°C et monte jusqu'à 280°C par pas de 40°C. Les mesures de courant d'obscurité et de détection RTS sont effectuées après chaque recuit. La courbe des carrés jaunes représentant le courant et celle des ronds rouges représentant le nombre de pixels, DC-RTS sont issues du même composant irradié par des neutrons à une dose de déplacement de 182

TeV.g⁻¹. Comme expliqué ci-dessus, dans le cas de la hausse du courant d'obscurité, le pourcentage restant est proportionnel aux défauts électro-actifs induisant ce courant, alors que dans le cas des pixels DC-RTS, le pourcentage restant est relatif aux nombres de défauts électro-actifs métastables. Nous soulignons à nouveau que ces défauts métastables font partie des défauts électro-actifs induisant le courant d'obscurité.

Les résultats de la Fig. 4.16 montrent que pour des doses de déplacement différentes, l'évolution du pourcentage restant du courant d'obscurité est similaire sur la gamme de température analysée. Par contre, ce comportement est différent des comportements connus des recuits des défauts ponctuels [18]. En effet, sur la figure 4 de cette référence, nous observons un comportement abrupt pour chacun des défauts ponctuels sur la gamme de température, dès le passage à sa température de recuit le pourcentage de défaut ponctuel chute brutalement. Dans notre cas, les courbes du courant d'obscurité diminuent de manière moins rapide. Ce comportement particulier peut être attribué à la cinétique de recuit des amas de défauts [19]. Dans cette hypothèse, les défauts en périphérie de l'amas sont recuits en premier et l'amas recuit de manière plus lente que les défauts ponctuels donnant un aspect d'étalement de la température de recuit des défauts.

Une autre hypothèse est possible pour décrire cet effet, il peut être lié à une combinaison de défauts dont les températures de recuit sont proches. Cependant, au regard des défauts ponctuels présentés dans [18] dont les températures de recuit sont proches de celles que nous observons sur la Fig. 4.16, une incohérence apparaît. Les défauts ponctuels proches de la température observée dans nos résultats sont tous des défauts extrinsèques, c'est-à-dire à base de dopant ou d'impureté. Ces défauts ne sont pas en accord avec l'hypothèse du facteur universel de dommage.

La bi-lacune peut être un candidat possible mais sa température de recuit est autour de 270°C, bien au-delà de ce que nous observons [18]. Cependant, la bi-lacune peut exister sous différents états de charge (+/0/-/--) [20]. Malheureusement, peu de travaux traitent de la température de recuit des différents états de charge de la bi-lacune. Un recuit isochrone est reporté dans [20]. L'analyse montre que les états de charge V₂(+) et V₂(-) présentent une température de recuit autour de 280°C. Les études récentes de Fleming [21], [22] présentent des recuits isochrones de concentration de défaut dans des transistors npn et pnp après irradiation aux neutrons. L'analyse DLTS est utilisée dans ces études. Les résultats sont particulièrement intéressants dans notre discussion, ils montrent qu'un défaut, relatif à « deep peak » sur le spectre DLTS est proche de la température de recuit que nous observons dans nos composants. Ce pic

contient le défaut bi-lacune de charge $V_2(-/0)$, des cascades et des amas de bi-lacune et quelques complexes lacune-phosphore (P-V). Ces travaux sont en corrélation avec le rôle possible des amas de bi-lacune responsables de la hausse du courant d'obscurité induite par la dose de déplacement.

Les défauts métastables relatifs au DC-RTS induit par la DDD font partie des défauts électro-actifs induisant la hausse du courant d'obscurité. Cependant, comme nous pouvons le voir sur la Fig. 4.16, le comportement de la courbe des pixels DC-RTS, n'est pas identique à celui du courant d'obscurité. En effet, la courbe des pixels DC-RTS reste stable plus longtemps pour les faibles températures de recuit, puis elle diminue de façon plus abrupte que celle du courant d'obscurité après le recuit à 160°C. Ce comportement est proche de celui observé dans l'étude du DC-RTS dans les CCD [10] et, par conséquent, correspond à un défaut plus spécifique que celui responsable de la hausse du courant d'obscurité. Cela veut dire que parmi les défauts qui induisent la hausse du courant d'obscurité, un défaut particulier est à l'origine du DC-RTS induit par la dose de déplacement.

D'autres études [6], [10], suggèrent que le centre P-V peut être responsable du DC-RTS induit par la DDD. Dans [6], le changement de configuration de centre P-V expliqué dans [23], est associé à un changement du taux de génération du défaut provoquant un DC-RTS à deux niveaux. De plus, le centre P-V a une température de recuit à 127°C, c'est-à-dire proche de celle observée sur la Fig. 4.16. Par conséquent, ce centre métastable peut expliquer le DC-RTS induit par la DDD. Néanmoins, dans nos capteurs d'images CMOS, nous observons de nombreux DC-RTS possédant des multi-niveaux, ce qui implique que le défaut métastable doit avoir plus de deux configurations différentes. Pour être défini comme l'unique défaut responsable de DC-RTS induit par la DDD, le centre P-V doit induire plusieurs changements de configuration induisant autant de taux de génération différents.

Une dernière explication [8] peut venir du transfert de charge inter-centre [14] dans un amas de bi-lacune, où l'échange $V_2(0) + V_2(0) \rightarrow V_2(+) + V_2(-)$ a lieu. Cependant, ce transfert de charge n'est possible que s'il ne modifie pas l'énergie d'activation car, comme expliqué dans la partie 2 de ce chapitre, aucune diminution de l'énergie d'activation n'est observée dans nos composants.

Pour conclure quant à l'origine du DC-RTS induit par la DDD, il est déduit de l'analyse de recuit que des défauts ponctuels tels que les centres P-V ou des amas de défauts, tels que des amas de bi-lacune sont responsables du phénomène dans le silicium. Les multi-niveaux ne sont pas expliqués par l'étude de la bi-stabilité du centre P-V [23] et sont probablement liés à des changements de

configuration des bi-lacunes ou des amas de défauts bi-lacunaire comme suggéré dans [24]. L'auteur, dans cette étude, observe le comportement du DC-RTS dans des CCD à canal P où il n'y a pas présence de Phosphore. Enfin, afin de confirmer la responsabilité des amas de bi-lacune, la bi-stabilité du pic présent dans l'analyse DLTS [22] relative aux complexes de bi-lacune peut être investigué.

4 Premiers résultats de fluctuation du courant d'obscurité dans les imageurs CMOS à photodiode enterrée

Le phénomène de fluctuation du courant d'obscurité est investigué dans les capteurs d'images CMOS à photodiode enterrée (voir part. 3.2.3 chap. 1). Des irradiations aux protons de 120 MeV déposent une dose de déplacement de 48 TeV.g^{-1} et une dose ionisante de 15 Gy (SiO_2) sur le composant. L'analyse des fluctuations possède les mêmes caractéristiques que celle utilisée sur les capteurs à pixels actifs utilisant une photodiode conventionnelle de la partie précédente. La seule différence concerne le fonctionnement du capteur à photodiode enterrée et plus particulièrement la tension de polarisation de la grille de transfert durant le temps d'intégration [25]. Celle-ci est de 0V dans un cas et de -0,5V dans l'autre. L'impact de cette polarisation a un effet important sur le courant d'obscurité des composants à photodiode enterrée. Par conséquent, pour une polarisation de grille de 0V, les défauts apparents sont localisés à la fois dans le volume de la photodiode mais également proches de la grille de transfert, dans les oxydes d'isolation en contact avec la zone de charge d'espace de la photodiode. Par contre, pour une polarisation de -0,5V sur la grille, les états d'interfaces dans les oxydes d'isolation situés autour de la grille n'étant plus en contact avec les zones de charge d'espace, ils ne participent plus au courant d'obscurité et par conséquent n'induisent plus de fluctuations.

La Fig. 4.17 illustre la cartographie d'un capteur à pixels actifs à photodiode enterrée U2 (voir Tableau 3.2). Ce composant est irradié aux protons, la dose de déplacement déposée atteint 12 TeV.g^{-1} et la dose ionisante atteint 4 Gy(SiO_2). La cartographie (a) présente les résultats obtenus avec une polarisation de 0V sur la grille de transfert, un nombre important de pixels à deux niveaux DC-RTS apparaissent. Tandis que sur la cartographie (b) qui illustre les résultats avec une polarisation de -0,5V, peu de niveaux sont présents en comparaison et le nombre de niveau DC-RTS semble homogène entre 2 et 4 niveaux. Cette chute du nombre de pixels DC-RTS en passant la polarisation de 0V à -0,5V est expliquée par l'impact des états

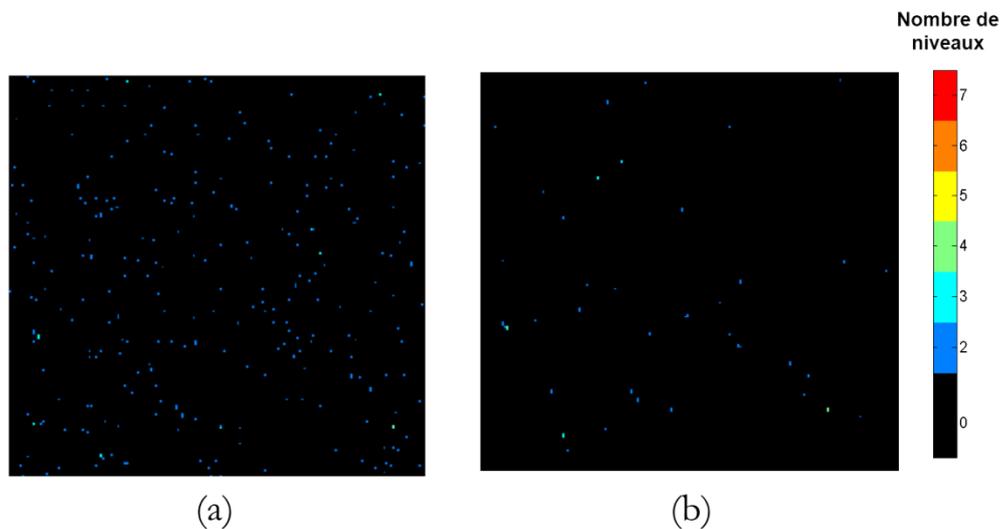


Fig. 4.17 Cartographie des pixels DC-RTS détectés sur un imageur CMOS 4T à photodiode « pinned ». Le composant est irradié aux protons de 120 MeV, la DDD atteint $12 \text{ TeV}\cdot\text{g}^{-1}$ et la TID 4 Gy (SiO_2). La mesure RTS est faite avec une tension de grille de transfert de 0 V (a) et de -0,5 V (b) durant l'intégration.

d'interfaces métastables localisés dans les oxydes d'isolation autour de la grille de transfert. Ces résultats montrent à nouveau l'importance de la tension d'accumulation sous la grille de transfert pendant le temps d'intégration pour réduire le courant d'obscurité et ses fluctuations associées. De plus, ils mettent en évidence que les états d'interfaces présents dans ces oxydes d'isolation peuvent avoir un comportement métastable qui provoque le signal télégraphique aléatoire du courant d'obscurité. Dans ce cas, c'est assurément un DC-RTS induit par la dose ionisante déposée par les protons. Concernant les pixels DC-RTS subsistant à une polarisation de -0,5V sur la grille, ils sont probablement dus aux défauts de volume induits par les déplacements atomiques.

La Fig. 4.18 présente la distribution des amplitudes maximales entre transitions des pixels DC-RTS pour les deux polarisations. La pente obtenue à la polarisation de 0V (ronds rouges) est plus abrupte que celle issue de la polarisation -0,5V (losanges bleus), prouvant une origine différente des fluctuations dans les deux cas de polarisation. Suivant les résultats obtenus dans la partie précédente sur les pixels actifs 3T, nous constatons qu'à une polarisation de 0V, les centres métastables qui s'expriment sont majoritairement des états d'interfaces induits par la dose ionisante et dont la localisation dans le pixel actif à photodiode enterrée est au niveau des oxydes d'isolation entourant la grille de transfert. Dans le cas de la polarisation à -0,5V, la zone de charge d'espace n'étant plus en contact avec ces oxydes, le nombre de pixels DC-RTS chute et le peu de centre restant peut être attribué aux défauts localisés dans le volume de la zone de

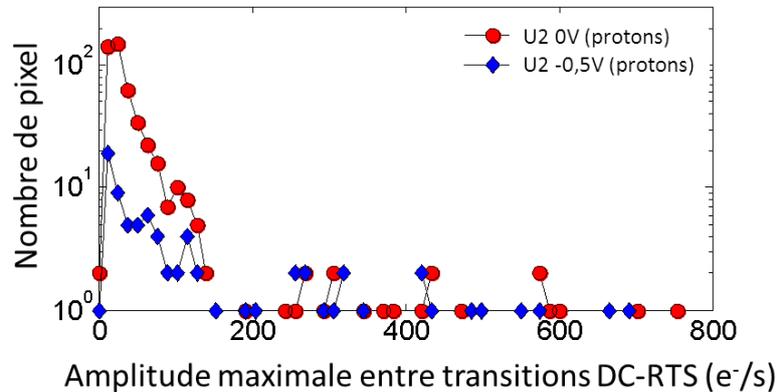


Fig. 4.18 Distribution des amplitudes maximales entre transitions des pixels DC-RTS. Le capteur possède des pixels actifs 4T est irradié avec des protons de 120 MeV. La mesure RTS est faite avec une tension de grille de transfert de 0 V (ronds rouges) et de -0,5 V (losanges bleus).

charge d'espace de la photodiode. Cependant, dans ce dernier cas, la statistique des pixels DC-RTS est trop faible, due à la dose de déplacement peu élevée. Par conséquent, le nombre de pixels DC-RTS induits par la dose de déplacement n'est pas suffisant pour être comparé à la droite caractéristique du DC-RTS induit par les déplacements présentés dans la partie précédente.

5 Extrapolation des caractéristiques dans les imageurs en silicium et voies d'atténuation du phénomène

L'étude présentée dans les parties précédentes souligne l'intérêt d'identifier des paramètres caractéristiques du phénomène DC-RTS, afin d'en dissocier les origines. Nous constatons aujourd'hui que des centres de défaut de plusieurs types peuvent être à l'origine du phénomène. Dans le cas des effets de déplacements atomiques, qui est l'objet majeur de cette étude, les centres métastables induits proviennent du volume du silicium cristallin et plus exactement sont localisés dans la zone de charge d'espace de la photodiode. Similairement à la hausse de courant d'obscurité due aux effets de déplacement [17], le type exact de défauts produisant les fluctuations induit par la dose de déplacement n'est pas clairement identifié. De fortes présomptions, soulignées par plusieurs travaux [1], [6]-[11], visent les défauts intrinsèques, notamment les bi-lacunes (V_2) et les amas de bi-lacune, mais aussi le centre Lacune-Phosphore (P-V) spécifiquement attribué au signal télégraphique aléatoire dans [6]. Les défauts intrinsèques, probablement responsables du courant d'obscurité et du phénomène DC-RTS induit par la dose de déplacement, sont indépendants de la technologie utilisée et ne dépendent que du silicium cristallin. Par conséquent, il

est compliqué de se prémunir contre de tels défauts. La pente caractéristique issue de la distribution des amplitudes maximales entre transitions, liée à ce type de défauts intrinsèques, peut être une pente indépendante de la technologie, et donc s'appliquer sur d'autres imageurs en silicium.

La maîtrise de ces caractéristiques peut mener à une prédiction du phénomène pouvant guider le choix des règles de dessin d'un imageur pour une application donnée. Lors de la sélection d'un imageur pour une mission d'imageries spatiales, un compromis est fait entre les différentes caractéristiques du capteur telles que le rendement quantique, la fonction de transfert de modulation ou encore le bruit. Pour prendre en compte le phénomène DC-RTS induit par la dose de déplacement, il faut tenir compte de sa proportionnalité avec le volume dépeuplé de l'élément photosensible et de son amplitude en courant qui est constante.

Un premier exemple d'utilisation concerne les applications où la taille du pixel peut être diminuée pour augmenter la résolution spatiale. La zone de charge d'espace du pixel est alors minimisée, induisant une diminution du nombre de pixels DC-RTS. Cependant, le courant d'obscurité, relatif au palier de bruit de grenaille, est également diminué, rendant plus importante l'impact des amplitudes des fluctuations dans ces pixels. En d'autres termes, pour ce type d'application, la réduction de la taille de la zone de charge d'espace de la photodiode intra-pixel diminue nettement le nombre de pixels DC-RTS. Cependant, les pixels touchés par le phénomène voient leur signal fortement impacté par le DC-RTS. Ce qui est le cas des imageurs CMOS à pixels actifs 4T dont la photodiode est généralement de petite taille [26]-[28]. La stabilité du palier de bruit de ces pixels est alors peu stable. Pour des applications pouvant tolérer quelques pixels défectueux sur l'ensemble des pixels, la diminution de la zone de charge d'espace est une bonne méthode pour réduire le nombre de pixels DC-RTS.

Un second exemple d'utilisation, plus limité par ce phénomène, correspond aux applications faible flux nécessitant une calibration. Dans ce cas, les temps d'intégration sont plus longs et le palier de bruit induit par le courant d'obscurité est important et doit être stable sur l'ensemble des pixels. Dans ce cas, une méthode de diminution de l'impact du DC-RTS consiste à augmenter la taille de la zone de charge d'espace de la photodiode. Cela augmente le nombre de pixels DC-RTS, mais aussi le courant d'obscurité global du pixel. Le but étant de masquer les amplitudes du DC-RTS, qui sont fixes dans le silicium, par le bruit de grenaille qui devient important. Les amplitudes ont alors peu d'impact sur le palier de bruit du pixel et celui-ci devient stable pour l'ensemble des pixels. Cette technique peut être facilement mise en place dans des imageurs CMOS à pixels

actifs 3T mais entraîne une diminution du facteur de conversion charge-tension et une perte de la dynamique au profit de la stabilité.

Enfin, concernant le DC-RTS induit par la dose ionisante, les résultats issus des parties précédentes montrent que ce phénomène est dépendant des oxydes en contact avec la ZCE de la photodiode intra-pixel. Il est donc dépendant de la technologie CMOS utilisée pour concevoir l'imageur. Il est présent dans les procédés CMOS utilisant des tranchées d'isolation (STI), mais n'est pas observé dans les procédés utilisant des oxydes dit « LOCOS » [8]. Nos résultats, issus des capteurs d'images utilisant des règles de dessins à oxyde reculé dans le pixel, montrent que leur présence est également probable dans les oxydes PMD surplombant la zone photosensible. Dans tous les cas, le moyen de se prémunir du DC-RTS induit par la dose ionisante est de limiter, voire de supprimer le contact entre la zone de charge d'espace de la photodiode et les oxydes l'entourant, durant le temps d'intégration. C'est le cas de la photodiode enterrée (voir part. 3.2.3 chap. 1) lorsqu'elle est correctement polarisée [25], le DC-RTS induit par la dose ionisante semble disparaître, dans la gamme d'énergie de la dose ionisante des missions spatiales.

Pour conclure, le phénomène DC-RTS est un facteur limitant des applications spatiales. Cependant, suivant l'objectif de la mission, il peut être limité lors de la conception de l'imageur grâce à des compromis sur les règles de dessin.

6 Résumé et perspectives

Ce chapitre met en avant le phénomène de signal télégraphique aléatoire du courant d'obscurité présent dans les imageurs CMOS. Les fluctuations du courant d'obscurité sont caractérisées dans des capteurs d'images CMOS à photodiode conventionnelle ou enterrée. Deux types de signal télégraphique aléatoire du courant d'obscurité apparaissent. Le premier est dû à la dose de déplacements atomiques et le second à la dose ionisante. L'amplitude maximale entre transitions DC-RTS apparaît comme le paramètre adapté pour discriminer le DC-RTS induit par la dose de déplacement et celui induit par la dose ionisante. Le DC-RTS induit par la DDD provient de centres métastables localisés dans le volume du silicium cristallin de la photodiode intra-pixel et apparaissent comme indépendants de la technologie. Concernant le DC-RTS induit par la dose ionisante étudiée en parallèle, nous constatons que ce phénomène est dépendant des oxydes utilisés dans la technologie et provient des états d'interfaces métastables localisés au contact de la zone de charge d'espace de la photodiode et

des oxydes. Enfin des propositions de règles de dessin pouvant réduire l'impact du DC-RTS sont proposées pour des cas particuliers d'applications scientifiques.

Cette étude ouvre la voie de nouvelles perspectives concernant l'étude du phénomène RTS. Notamment au niveau de la compréhension du phénomène physique, la détermination des constantes de temps entre chaque niveau du DC-RTS et le calcul de son énergie d'activation permettra une identification plus aisée des défauts responsables du DC-RTS. En effet, l'énergie d'activation permet alors de déterminer la barrière de potentiel du défaut métastable pour passer d'un état à un autre. Cette identification des défauts métastables permettra une prédiction poussée du phénomène et une potentialité de rendre les composants plus résistants ou moins sensible.

Bibliographie

- [1] I. H. Hopkins et G. R. Hopkinson, "Random telegraph signals from proton-irradiated CCDs," *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 40, num. 6, p. 1567-1574, Déc. 1993.
- [2] M. J. Kirton et M. J. Uren, "Noise in solid-state microstructures: a new perspective on individual defect, interface states and low-frequency ($1/f$) noise," *Advances in Physics*, vol. 38, no. 4, p. 367-468, 1989.
- [3] C. Leyris, F. Martinez, M. Valenza, A. Hoffmann, J. Vildeuil, et F. Roy, "Impact of random telegraph signal in CMOS image sensors for low-light levels," *Proc. ESSCIRC*, p. 376-379, 2006.
- [4] J. Janesick, J. T. Andrews et T. Elliott, "Fundamental performance differences between CMOS and CCD imagers; Part I," *Proc. of SPIE*, vol. 6276, p. M1-M19, 2006.
- [5] V. Goiffon, P. Magnan, P. Martin-Gonthier, C. Virmontois, et M Gaillardin, "Evidence of a novel source of random telegraph signal in CMOS image sensors," *IEEE Elec. Dev. Let.*, vol. 32, num. 6, p. 773-775, Juin 2011.
- [6] I. H. Hopkins et G. R. Hopkinson, "Further measurements of random telegraph signals in proton irradiated CCDs," *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 42, num. 6, p. 2074-2081, Déc. 1995.

- [7] G. R. Hopkinson, V. Goiffon, et A. Mohammadzadeh, "Random telegraph signals in proton irradiated CCDs and APS," *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 55, num. 4, p. 2197-2204, Août 2008.
- [8] J. Bogaerts, B. Dierickx et R. Mertens, "Random telegraph signals in a radiation-hardened CMOS active pixel sensor," *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 49, num. 1, p. 249-257, Fév. 2002.
- [9] T. Nuns, G. Quadri, J.-P. David, O. Gilard, et N. Boudou, "Measurements of random telegraph signal in CCDs irradiated with protons and neutrons," *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 53, num. 4, p. 1764-1771, Août 2006.
- [10] T. Nuns, G. Quadri, J.-P. David, et O. Gilard, "Annealing of proton-induced random telegraph signal in CCDs," *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 54, num. 4, p. 1120-1128, Août 2007.
- [11] V. Goiffon, P. Magnan, O. Saint-Pé, F. Bernard, et G. Rolland, "Multi level RTS in proton irradiated CMOS image sensors manufactured in a deep submicron technology," *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 56, num. 4, p. 2132-2141 Août 2009.
- [12] A. M. Chugg, R. Jones, M. J. Moutrie, J. R. Armstrong, D. B. S. King, and N. Moreau, "Single particle dark current spikes induced in CCDs by high energy neutrons," *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 50, num. 6, p. 2011-2017, Déc. 2003.
- [13] G. Vincent, A. Chantre, et D. Bois, "Electric field effect on the thermal emission of traps in semiconductor junctions," *J. Appl. Phys.*, vol. 50, num. 8, p. 5484-5487, Août 1979.
- [14] S. Watts, J. Matheson, I. Hopkins-Bond, A. Holmes-Siedle, A. Mohammadzadeh, et R. Pace, "A new model for generation-recombination in silicon depletion regions after neutron irradiation," *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 43, num. 6, pp. 2587--2594, Déc. 1996.
- [15] V. Goiffon, "Contribution à une approche structure de la conception des imageurs CMOS en vue de leur durcissement à l'environnement radiatif spatial," Thèse de doctorat, ISAE, 2008.

-
- [16]C. Virmontois, V. Goiffon, P. Magnan, S. Girard, C. Inguibert, S. Petit, G. Rolland, et O. Saint-Pe, "Displacement damage effects due to neutron and proton irradiations on CMOS image sensors manufactured in deep sub-micron technology," *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 57, num. 6, p. 3101-3108 Déc. 2010.
- [17]J. R. Srour et D. H. Lo, "Universal damage factor for radiation-induced dark current in silicon devices," *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 47, num 6, p. 2451-2459, Déc. 2000.
- [18]G. D. Watkins, "Intrinsic defects in silicon," *Mater. Sci. Semiconduct. Process.*, vol. 3, p. 227-235, 2000.
- [19]J.W. Palko et J. R. Srour, "Amorphous inclusions in irradiated silicon and their effects on material and device properties," *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 55, num. 6, p. 2992-2999, Déc. 2008
- [20]G. D. Watkins et J. W. Corbett, "Defects in irradiated silicon: electron paramagnetic resonance of the divacancy," *Phys. Rev.*, 138 (2A), p. 543-555, 1965.
- [21]R. M. Fleming, C. H. Seager, D. V. Lang, P. J. Cooper, E. Bielejec et J. M. Campbell, "Effets of clustering on the properties of defects in neutron irradiated silicon," *J. Appl. Phys.*, vol. 102, p. 043711, 2007.
- [22]R. M. Fleming, C. H. Seager, E. Bielejec, G. Vizkelethy, D. V. Lang et J. M. Campbell, "Defect annealing in neutron and ion damaged silicon: influence of defect clusters and doping," *J. Appl. Phys.*, vol. 107, p. 053712, 2010.
- [23]G. D. Watkins et J. W. Corbett, "Defects in irradiated silicon: electron paramagnetic resonance and electron-nuclear double resonance of the Si-E center," *Phys. Rev.*, 134 (5A), p. 1359-1377, 1964.
- [24]G. R. Hopkinson, "Proton damage effects in P-channel CCDS," *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 46, num. 6, p. 1790-1796, Déc. 1999.
- [25]T. Watanabe, J-H Park, S. Aoyama, K. Isobe et S. Kawahito, "Effects of Negative-Bias Operation and Optical Stress on Dark Current in CMOS

- Image Sensors," *IEEE Trans. Electron Devices*, vol. 57, num. 7, p. 1512-1518, Juil. 2010.
- [26]A. J. P. Theuwissen, "CMOS image sensors: state-of-the-art," *Solid-State Elec.*, vol. 52, p. 1401-1406, 2008.
- [27]P. R. Rao, X. Wang et A. J. P. Theuwissen, "Degradation of CMOS image sensors in deep-submicron technology due to γ -irradiation," *Solid-State Elec.*, vol. 52, p. 1407-1413, 2008.
- [28]R. E. Coath, J. P. Crooks, A. Godbeer, M. D. Wilson, Z. Zhang, M. Stanitzki, M. Tyndel et R. A. D. Turchetta, "A low noise pixel architecture for scientific CMOS monolithic active pixel sensors," *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 57, num. 5, p. 2490-2496, Oct. 2010.

Conclusions

LES CAPTEURS D'IMAGES CMOS sont des candidats sérieux pour les applications d'imagerie spatiale de demain. Ce choix est principalement dû à leur faible consommation de puissance, la possibilité d'intégrer de nombreuses fonctions intelligentes dans les pixels et autour du composant ainsi que leurs excellentes performances électro-optiques atteintes grâce aux avancées technologiques des procédés de fabrication CMOS dédiés à l'imagerie. L'inconvénient de l'avancée constante de ces dispositifs est qu'elle nécessite un suivi continu de leur comportement face à l'environnement radiatif spatial [1], [2]. De nombreuses études concernent les effets de la dose ionisante sur les imageurs CMOS mais peu de travaux sont dédiés aux effets de déplacements atomiques. Pourtant, les toutes dernières technologies d'imageurs CMOS et notamment les détecteurs constitués de pixels à photodiode enterrée révèlent une sensibilité plus importante aux effets de déplacement qu'aux effets ionisants.

L'objectif de cette étude a donc été de se focaliser sur le comportement des imageurs CMOS à pixels actifs, contenant soit une photodiode conventionnelle lue en tension, soit une photodiode enterrée, face aux effets de déplacements atomiques. Ce phénomène non-ionisant étant majoritairement concentré dans le silicium cristallin des composants, l'architecture de notre étude est articulée de manière à présenter d'abord l'impact des déplacements atomiques dans le silicium cristallin. A l'aide de dispositifs élémentaires, essentiellement des diodes, nous mettons en évidence la création de défauts stables uniformément répartis dans le volume du silicium et agissant comme centre de génération de SRH. L'identification de ces défauts est investiguée à l'aide de la spectroscopie des transitoires de niveaux profonds. Cette partie met également en avant la similarité des dégradations de déplacement induites par des protons et des neutrons à des doses de déplacement identiques. La suite du manuscrit est consacrée à l'impact des déplacements atomiques dans les capteurs d'images CMOS constitués de pixels actifs à photodiode conventionnelle et photodiode enterrée, réalisés à l'aide

de procédés dédiés à l'imagerie. Les critères de performances des capteurs sont examinés avant et après les tests d'irradiations. Seul le courant d'obscurité est dégradé par les effets de déplacement, engendrant une perte de la dynamique des pixels. Le rendement quantique externe ainsi que le gain de conversion charge-tension des composants ne sont pas impactés par les déplacements atomiques, même à des doses de déplacement dépassant largement la gamme des missions spatiales. Une attention particulière est alors menée sur la hausse du courant d'obscurité due aux déplacements atomiques. Les matrices de pixels fournissant une statistique intéressante, la distribution de l'augmentation du courant est d'abord modélisée par une méthode existante issue des études sur les CID et les CCD. Ce modèle semble prédire correctement les déplacements mais s'avère très consommant en temps car il nécessite des simulations pour chaque type et énergie de particule incidente. Nous avons donc développé une nouvelle modélisation basée sur le comportement exponentiel des distributions dans nos composants après irradiation aux protons et aux neutrons. Ce modèle prédit correctement la distribution de la hausse de courant d'obscurité due aux déplacements atomiques et de nouveaux éléments susceptibles de faire progresser la compréhension de cet effet dans le silicium. Il est important de souligner que la hausse du courant dans les capteurs d'images analysés ne présente pas de phénomène d'augmentation du taux de génération par effet de champs électrique intense ou par transfert de charge inter centre. Par conséquent, nous observons directement l'expression des défauts stables créés par les déplacements atomiques. Ces dispositifs fournissent donc une distribution de hausse du courant d'obscurité représentative de la distribution des taux de génération des défauts stables. Le modèle qui en découle représente donc les déplacements atomiques seuls (sans phénomène d'amplification). Enfin un ultime volet de cette étude est dédié au signal télégraphique aléatoire. Ce phénomène jusqu'à présent typique des imageurs irradiés aux protons est dissocié entre le DC-RTS induit par la dose ionisante et le DC-RTS induit par la dose de déplacement. Un paramètre de discrimination efficace, l'amplitude maximale de transition entre niveaux, est déterminé. De plus, une investigation poussée des défauts métastables responsables du phénomène est menée.

Les contributions notables de cette étude à l'état de l'art des effets de déplacements atomiques dans le silicium et les imageurs CMOS sont les suivants :

Effet des déplacements atomiques dans le silicium

- Les défauts stables induits par les déplacements atomiques sont répartis de manière uniforme dans le volume du silicium servant à concevoir les composants MOS.
- Ce sont majoritairement les défauts stables situés dans le volume de la zone de charge espace des diodes qui participent par mécanisme classique de SRH à la hausse du courant de génération.
- Les déplacements atomiques induisent les centres de défaut $V_2(+/0)$, B_i , O_i et C_i-O_i-V qui sont détectés à l'aide de l'analyse spectroscopique des transitoires de niveaux profonds (DLTS). Les déplacements atomiques induisent inévitablement d'autres défauts contribuant également au courant de fuite. La présence du centre $V_2(+/0)$ implique la création de bi-lacunes possédant d'autres états de charge.
- Les irradiations aux neutrons répliquent les déplacements atomiques des protons d'énergie de 50 à 500 MeV, pour des doses de déplacement identiques et dans la gamme des missions spatiales.
- Le courant de fuite issu des défauts créés par déplacements atomiques est proportionnel à la dose de déplacement suivant le facteur de dommage universel [1].

Effet des déplacements atomiques dans les imageurs CMOS

- Le courant d'obscurité moyen induit par les effets de déplacements atomiques dans les imageurs constitués de pixels à photodiodes conventionnelles lue en tension et photodiodes enterrées, suit la loi du facteur de dommage universel [1]. C'est-à-dire qu'à dose de déplacement équivalente et pour des volumes dépeuplés comparables, la valeur moyenne de l'augmentation du courant d'obscurité peut être prédite.
- Après irradiation, la distribution du courant d'obscurité, des deux types de capteurs d'images CMOS étudiés, possède une queue de pixels chauds

induite par les déplacements atomiques. Cette distribution exponentielle de pixel semble également être indépendante de la technologie.

- Les protons d'énergie de 50 à 500 MeV et les neutrons de 14 à 20 MeV possèdent des NIEL proches. Dans cette gamme d'énergie et pour une dose de déplacement identique, les deux particules induisent une hausse similaire de la distribution du courant obscurité des pixels chauds. Cette queue de distribution, dont le comportement semble exponentiel, semble augmenter de manière proportionnelle à la dose de déplacement.
- Pour une fluence donnée, le flux de particules incidentes utilisé lors des tests d'irradiations répliquant l'environnement radiatif n'a pas d'effet sur la dégradation observée du courant d'obscurité. (dans la gamme de $10^6 \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ à $10^{24} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$)
- Dans les imageurs CMOS à photodiode conventionnelle, le rendement quantique externe ainsi que le facteur de conversion comprenant le gain du circuit de lecture ne sont pas impactés par les effets de déplacement, même à des doses de déplacement nettement supérieures aux doses des missions spatiales.
- La normalisation par le nombre de pixels, le volume dépeuplé et la dose de déplacement des distributions de la hausse du courant d'obscurité, dans l'ensemble des composants testés, fait ressortir une distribution exponentielle typique aux effets de déplacement. Cette distribution est à la base du modèle développé dans cette étude pour prédire la distribution du courant d'obscurité suivant la dose de déplacement reçue.
- Le faible volume des photodiodes enterrées conduit à une probabilité de défaut de déplacement par pixel très faible devant la probabilité observée dans les photodiodes conventionnelles lues en tension. Ce résultat supporte les conclusions de la proportionnalité des effets de déplacement avec le volume dépeuplé.
- Les effets de la dose ionisante déposée par les protons dans la gamme étudiée sont négligeables devant les effets de déplacement pour les imageurs constitués d'une photodiode enterrée, si la grille de transfert est polarisée correctement durant le temps d'intégration. Par conséquent, contrairement à ce que l'on observe dans les imageurs constitués d'une

photodiode lue en tension, les irradiations protons peuvent permettre d'étudier les effets de dose de déplacement séparément des effets de dose ionisante.

Signal télégraphique aléatoire du courant d'obscurité dans les imageurs CMOS

- Le signal télégraphique aléatoire du courant d'obscurité induit par la dose de déplacement et la dose ionisante sont comparés pour la première fois dans cette étude.
- Le DC-RTS induit par la DDD provient des défauts métastables localisés dans le volume de la zone de charge espace de la photodiode intra pixel.
- Le DC-RTS induit par la TID provient des états d'interfaces métastables localisés dans la zone de charge espace de la photodiode intra pixel, au contact Si/SiO₂.
- Aucun effet d'augmentation du phénomène à cause de fort champ électrique ou de transfert inter-centre n'intervient dans le mécanisme de génération du courant n'est observé.
- L'amplitude maximale de transition entre niveaux des fluctuations semble être un paramètre clef pour discriminer les deux phénomènes. Des pentes caractéristiques sur les graphiques semi-logarithmiques sont obtenues et dépendent du phénomène observé. La dose de déplacement induit une pente dont le coefficient vaut 1200 e⁻/s alors que la pente induit par la dose ionisante vaut 110 e⁻/s.
- Le moyen de réduire l'occurrence du phénomène issu de la dose de déplacement correspond à une réduction de la taille de la zone de charge d'espace.
- Le moyen de réduire l'occurrence du phénomène issu de la dose ionisante correspond au recul des oxydes d'isolation par rapport à la zone de charge d'espace de la photodiode.

- Dans les capteurs d'images à pixels actifs constitués de photodiodes enterrées, l'accumulation de la grille de transfert pendant l'intégration permet de supprimer le contact entre la zone de charge d'espace et les oxyde d'isolation, ce qui a pour effet de supprimer le DC-RTS induit par la TID.

Bibliographie

- [1] J. Bogaerts, "Radiation-induced degradation effects in CMOS active pixel sensors and design of radiation-tolerant image sensor," Thèse de Doctorat, Katholieke Universiteit Leuven, Avr. 2002.
- [2] V. Goiffon, "Contribution à une approche structure de la conception des imageurs CMOS en vue de leur durcissement à l'environnement radiatif spatial," Thèse de doctorat, ISAE, 2008.
- [3] J. R. Srour et D. H. Lo, "Universal damage factor for radiation induced dark current in silicon devices," *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 47, num. 6, p. 2451-2459, Déc. 2000.

Perspectives

Les conclusions de cette étude ouvrent la voie à de nouvelles perspectives sur l'analyse des déplacements atomiques dans le silicium et dans les imageurs CMOS.

Tout d'abord, le calcul de l'énergie d'activation du courant d'obscurité dans les imageurs montre que les défauts contribuant majoritairement à ce courant ont un niveau d'énergie proche du milieu de la bande interdite du silicium. Les mesures DLTS réalisées durant cette étude n'ont pas permis de mettre en évidence des niveaux d'énergie proches du milieu de la bande interdite. Ces analyses DLTS pourraient être étendues pour espérer révéler ces défauts et mettre en évidence un lien direct entre l'analyse DLTS et les mesures de courant d'obscurité. Cela est en principe possible en augmentant le temps d'observation des transitoires de capacité sans avoir besoin d'augmenter trop fortement la température d'analyse. Des tests de bistabilité de ces défauts pourraient également être investigués afin de comparer la bistabilité de configuration des défauts avec les phénomènes de fluctuation du courant d'obscurité dans les imageurs.

Concernant les imageurs CMOS, le modèle développé permettant la prédiction de la hausse du courant d'obscurité des pixels chauds doit être testé sur un large nombre de capteurs d'images CMOS basés en silicium, afin d'éprouver sa validité. Une attention particulière doit cependant être faite concernant ce modèle car il ne prend en compte que les effets de déplacement. Tout effet supplémentaire tel que l'augmentation du taux de génération par des champs électriques intenses ou des transferts inter-centres doivent être pris en compte s'ils se manifestent.

Un autre point intéressant consiste à investiguer le comportement des déplacements atomiques dans les imageurs CMOS constitués de pixels à photodiode enterrée dont le volume dépeuplé est très faible ($<5 \mu\text{m}^3$) et dont le nombre de pixels est important. Ce type de détecteur aura pour effet

d'échantillonner davantage les effets de déplacement et de maximiser la statistique. Nous avons vu que dans le capteur possédant une photodiode lue en tension avec une large zone dépeuplée, le courant d'obscurité avant irradiation est de l'ordre de 0,14 fA soit 875 e⁻/s, ce courant est principalement dû à des défauts déjà présents dans la zone de charge d'espace. L'apport de nouveaux défauts induits par phénomène de déplacements atomiques contribue à augmenter le nombre de défauts de manière non-uniforme dans chaque pixel, cela se traduit par une distribution du courant possédant une queue de pixel exponentielle. Or, nous observons que les défauts présents dans les pixels à photodiode enterrée sont moins nombreux et que lorsque le volume de la zone de charge d'espace diminue, ce nombre de défauts présents est quasiment nul (seuls des défauts dont l'énergie est loin du milieu du gap et dont le comportement électro-actif est faible comparé au courant de diffusion sont présents). C'est pourquoi nous observons un courant de diffusion, qui est issu des défauts hors de la zone de charge d'espace. Dès qu'un défaut est créé par déplacement atomique dans ce petit volume, il est nettement plus visible que s'il est noyé dans un grand volume possédant un nombre important de défauts. Une discrétisation du courant est alors observée par pixel et se traduit par des pics sur la distribution du courant comme nous l'avons vu dans cette étude. Ceci est communément appelé la spectroscopie du courant d'obscurité [1]. Cette technique est très efficace dans le cas de contaminant métallique, nous observons distinctement plusieurs pics qui correspondent à un nombre figé de défauts par pixel [2]. Cependant, cette technique est plus délicate dans le cas des déplacements atomiques issus de l'environnement spatial. En effet, plusieurs types de défauts sont créés par les déplacements atomiques. Ces défauts sont essentiellement intrinsèques au silicium, comme le suggère le facteur universel [3], mais induisent autant de taux de génération différents qu'ils sont nombreux. Ceci pourrait expliquer pourquoi nous observons toujours un comportement exponentiel de la distribution du courant d'obscurité dans les capteurs utilisant des photodiodes enterrées. Par contre, la concentration sur le début de la distribution de la hausse du courant permet d'observer ces pics. Ces pics seront d'autant plus visibles et résolus si le volume de la zone de charge espace est faible et que le nombre de pixels est élevé.

La maîtrise de cette technique pourrait permettre d'identifier clairement les défauts induits par les déplacements atomiques, ce qui fournirait des informations utiles pour la modélisation du phénomène. Enfin, cette connaissance accrue de l'effet des déplacements atomiques permettrait sans doute de trouver un moyen plus efficace de se prémunir de cette dégradation.

Bibliographie

- [1] R. D. McGrath, J. Doty, G. Lupino, G. Ricker et J. Vallerga, "Counting of deep-level traps using a charge-coupled device," IEEE Trans. Electron Devices, vol. ED-34, num. 12, p. 2555-2557, Déc. 1987.

- [2] F. Domengie, "Etude des défauts électriquement actifs dans les matériaux des capteurs d'image CMOS," Thèse de doctorat, Université de Grenoble, 2011.

- [3] [28] J. R. Srour et D. H. Lo, "Universal damage factor for radiation induced dark current in silicon devices," IEEE Trans. Nucl. Sci., vol. 47, num. 6, p. 2451-2459, Déc. 2000.

Liste des publications

Revues (1er auteur) :

C. Virmontois, V. Goiffon, P. Magnan, S. Girard, S. Petit, G. Rolland et O. Saint-Pé, "Total Ionizing Dose versus Displacement Damage Dose Induced Dark Current Random Telegraph Signals in CMOS Image Sensors," IEEE Transactions on Nuclear Science, vol. 58, n° 6, pp.3085-3094, Déc. 2011.

(Récompensé par : Outstanding student paper award NSREC 2011)

C. Virmontois, V. Goiffon, P. Magnan, S. Girard, C. Inguibert, S. Petit, G. Rolland et O. Saint-Pé, "Displacement damage effects due to neutron and proton irradiations on CMOS image sensors manufactured in deep submicron technology," IEEE Transactions on Nuclear Science, vol. 57, n° 6, pp. 3101-3108, Déc. 2010.

Revues (co-auteur) :

V. Goiffon, P. Cervantes, **C. Virmontois**, F. Corbière, P. Magnan et M. Estribeau, "Generic Radiation Hardened Photodiode Layouts for Deep Submicron CMOS Image Sensor Processes," IEEE Transactions on Nuclear Science, vol. 58, n° 6, Déc.2011.

V. Goiffon, P. Magnan, P. Martin-Gonthier, **C. Virmontois** et M. Gaillardin, "Evidence of a novel source of random telegraph signal in CMOS image sensors," IEEE Electron Device Letters, vol. 32, n° 6, pp. 773-775, Juin 2011.

V. Goiffon, **C. Virmontois**, P. Magnan, S. Girard, P.Paillet, "Analysis of total dose-induced dark current in CMOS image sensors from interface state and trapped charge density measurements," IEEE Transactions on Nuclear Science, vol. 57, n° 6, pp. 3087-3094, Déc. 2010.

Revue (en cours de relecture) :

C. Virmontois, V. Goiffon, P. Magnan, S. Girard, O. Saint-Pé, S. Petit, G. Rolland, "Similarities Between Proton and Neutron Induced Dark Current Distribution in CMOS Image Sensors," IEEE Transactions on Nuclear Science (2012).

V. Goiffon, **C. Virmontois**, P. Magnan, P. Cervantes M. Gaillardin, S. Sylvain et P. Paillet, "Identification of Radiation Induced Dark Current Sources in Pinned Photodiode CMOS Image Sensors," IEEE Transactions on Nuclear Science (2012).

Congrès internationaux : (ordre chronologique)

C. Virmontois et al, "Radiation Effects on CMOS Image Sensors"

Workshop CMOS Image Sensors for High Performance Applications 2011, Toulouse, France.

Présentation orale

V. Goiffon, **C. Virmontois** et al, "Investigation of Dark Current Random Telegraph Signal in Pinned Photodiode CMOS Image Sensors"

IEEE International Electron Devices Meeting (IEDM 2011), 05-07 Déc 2011, Washington, USA.

C. Virmontois, V. Goiffon, P. Magnan, S. Girard, S. Petit, G. Rolland et O. Saint-Pé, "Influence of Displacement Damage Dose on Dark Current Distribution of Irradiated CMOS Image Sensors,"

Radiation Effects on Components and Systems 2011, Seville, Espagne.

Présentation orale

V. Goiffon, **C. Virmontois** et al. "Identification of Radiation Induced Dark Current Sources in Pinned Photodiode CMOS Image Sensors,"

Radiation Effects on Components and Systems 2011, Seville, Espagne.

C. Virmontois, V. Goiffon, P. Magnan, S. Girard, S. Petit, G. Rolland et O. Saint-Pé, "Total Ionizing Dose versus Displacement Damage Dose Induced Dark Current Random Telegraph Signals in CMOS Image Sensors,"

IEEE Nuclear and Space Radiation Effects Conference 2011, Las Vegas, USA.

Présentation orale, (Récompensé avec la revue associée par : Outstanding student paper award NSREC 2011)

V. Goiffon, P. Cervantes, **C. Virmontois**, F. Corbière, P. Magnan et M. Estribeau, "Generic Radiation Hardened Photodiode Layouts for Deep Submicron CMOS Image Sensor Processes,"
IEEE Nuclear and Space Radiation Effects Conference 2011, Las Vegas, USA.

V. Goiffon, **C. Virmontois**, et al. "New Source of Random Telegraph Signal in CMOS Image Sensors,"
Proceeding of international image sensor workshop, IISW, 2011, Hokkaido, Japon.

V. Goiffon, **C. Virmontois**, et al. "Radiation Damages in CMOS Image Sensors: Testing and Hardening Challenges Brought by Deep Sub-Micrometer CIS Processes,"
Proceeding of SPIE remote sensing 2010, Toulouse, France.

C. Virmontois, V. Goiffon, P. Magnan, S. Girard, C. Inguibert, S. Petit, G. Rolland et O. Saint-Pé, "Displacement damage effects due to neutron and proton irradiations on CMOS image sensors manufactured in deep submicron technology,"
IEEE Nuclear and Space Radiation Effects Conference 2010, Denver, USA.
Présentation poster

V. Goiffon, **C. Virmontois** et al, "Analysis of total dose-induced dark current in CMOS image sensors from interface state and trapped charge density measurements,"
IEEE Nuclear and Space Radiation Effects Conference 2010, Denver, USA

C. Virmontois et al, "Ionization and Displacement Damage on Deep Sub-Micron CMOS Image Sensors,"
Workshop CMOS Image Sensors for High Performance Applications 2009, Toulouse, France.
Présentation orale

C. Virmontois, V. Goiffon, P. Magnan, "Proton and Gamma-Ray Irradiation on Deep Sub-Micron Processed CMOS Image Sensors,"
Proceeding International Symposium on Reliability of Optoelectronic for Space 2009, ISROS, Cagliari, Italie, 2009
Présentation orale

Congrès nationaux :

C. Virmontois et al, "Etude des dégradations des capteurs d'images CMOS en environnement spatial radiatif,"
Journées CNES jeune chercheur 2010, Toulouse
Présentation orale et poster

C. Virmontois et al, " Conception d'imageurs CMOS durcis face à l'environnement radiatif spatial,"

Journées de l'école doctorale GEET 2011, Toulouse

Présentation orale

Analyse des effets des déplacements atomiques induits par l'environnement radiatif spatial sur la conception des imageurs CMOS

L'IMAGERIE spatiale est aujourd'hui un outil indispensable au développement durable, à la recherche et aux innovations scientifiques ainsi qu'à la sécurité et la défense. Fort de ses excellentes performances électro-optiques, de son fort taux d'intégration et de la faible puissance nécessaire à son fonctionnement, le capteur d'images CMOS apparaît comme un candidat sérieux pour ce type d'application. Cependant, cette technologie d'imageur doit être capable de résister à l'environnement radiatif spatial hostile pouvant dégrader les performances des composants électroniques. Un nombre important d'études précédentes sont consacrées à l'impact des effets ionisants sur les imageurs CMOS, montrant leur robustesse et des voies de durcissement face à de telles radiations. Les conclusions de ces travaux soulignent l'importance d'étudier les effets non-ionisants, devenant prépondérant dans les imageurs utilisant les dernières évolutions de la technologie CMOS. Par conséquent, l'objectif de ces travaux de thèse est d'étudier l'impact des effets non-ionisants sur les imageurs CMOS. Ces effets, regroupés sous le nom de déplacements atomiques, sont étudiés sur un nombre important de capteurs d'images CMOS et de structures de test. Ces dispositifs sont conçus avec des procédés de fabrication CMOS différents et en utilisant des variations de règle de dessin afin d'investiguer des tendances de dégradation commune à la technologie d'imager CMOS. Dans ces travaux, une équivalence entre les irradiations aux protons et aux neutrons est mise en évidence grâce à des caractéristiques courant-tension et des mesures de spectroscopie transitoire de niveau profond. Ces résultats soulignent la pertinence des irradiations aux neutrons pour étudier les effets non-ionisants. L'augmentation et la déformation de l'histogramme de courant d'obscurité ainsi que le signal télégraphique aléatoire associé, qui devient le facteur limitant des futures applications d'imagerie spatiale, sont évalué et modélisés. Des paramètres génériques d'évaluation des effets des déplacements atomiques sont mis en évidence, permettant de prévoir le comportement des capteurs d'images CMOS en environnement radiatif spatial. Enfin, des méthodes d'atténuation et des voies de durcissement des imageurs CMOS limitant l'impact des déplacements atomiques sont proposées.

Mots clés : Capteur d'images CMOS, effets non-ionisants, déplacements atomiques, courant d'obscurité, signal télégraphique aléatoire.

Analysis of displacement damage effects on CMOS image sensor design

TODAY, space imaging is an essential tool for sustainable development, research and scientific innovation as well as security and defense. Thanks to their good electro-optic performances and low power consumption, CMOS image sensors are serious candidates to equip future space instruments. However, it is important to know and understand the behavior of this imager technology when it faces the space radiation environment which could damage devices performances. Many previous studies have been focused on ionizing effects in CMOS imagers, showing their hardness and several hardening-by-design techniques against such radiations. The conclusions of these works emphasized the need to study non-ionizing effects which have become a major issue in the last generation of CMOS image sensors. Therefore, this research work focuses on non-ionizing effects in CMOS image sensors. These effects, also called displacement damage, are investigated on a large number of CMOS imagers and test structures. These devices are designed using several CMOS processes and using design rule changes in order to observe possible common behaviors in CMOS technology. Similarities have been shown between proton and neutron irradiations using current-voltage characteristics and deep level transient spectroscopy. These results emphasize the relevance of neutron irradiations for an accurate study of the non-ionizing effects. Then, displacement damage induced dark current increase as well as the associated random telegraph signal are measured and modeled. Common evaluation parameters to investigate displacement damage are found, allowing imager behavior prediction in space radiation environment. Finally, specific methods and hardening-by-design techniques to mitigate displacement damage are proposed.

Key words: CMOS image sensor, non-ionizing effects, displacement damage, dark current, random telegraph signal.