



THÈSE

En vue de l'obtention du

DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ DE TOULOUSE

Délivré par :

Institut Supérieur de l'Aéronautique et de l'Espace (ISAE)

Présentée et soutenue par :

Jean-Marc BELLOIR

le vendredi 18 novembre 2016

Titre :

Spectroscopie du courant d'obscurité induit par les effets de déplacement atomique des radiations spatiales et nucléaires dans les capteurs d'images CMOS à photodiode pincée

École doctorale et discipline ou spécialité :

ED GEET : Micro et nanosystèmes

Unité de recherche :

Équipe d'accueil ISAE-ONERA OLIMPES

Directeur(s) de Thèse :

M. Vincent GOIFFON (directeur de thèse)

M. Philippe PAILLET (co-directeur de thèse)

Jury :

M. Aziz BOUKENTER - Président

M. Arnaud BOURNEL - Rapporteur

M. Vincent GOIFFON - Directeur de thèse

M. Philippe PAILLET - co-directeur de thèse

M. Abdelmadjid MESLI - Rapporteur

M. Cédric VIRMONTAIS

Table des matières

Introduction

vi

Chapitre 1 : Les imageurs CMOS et l'environnement radiatif spatial et nucléaire

1	Fonctionnement des imageurs CMOS.....	3
1.1	Principe de fonctionnement.....	3
1.2	Absorption de la lumière.....	4
1.3	Collection des charges photo générées.....	6
1.4	Conversion de la charge collectée en tension et lecture de l'image.....	8
1.4.1	Cas des imageurs à pixels 3T.....	9
1.4.2	Cas des imageurs à pixels 4T à photodiode enterrée.....	12
2	Critères de performance des imageurs CMOS.....	14
2.1	Efficacité quantique externe.....	14
2.2	Fonction de transfert électro-optique.....	15
2.3	Courant d'obscurité.....	17
2.4	Dynamique.....	18
2.5	Bruits temporels.....	18
2.6	Bruits spatiaux.....	20
2.7	Fonction de transfert de modulation.....	21
3	Environnement radiatif spatial et nucléaire et interactions avec les imageurs CMOS.....	21
3.1	L'environnement radiatif spatial.....	22
3.2	L'environnement radiatif en fusion nucléaire.....	24
3.3	L'interaction des radiations avec les imageurs CMOS.....	25
3.3.1	Interactions des photons.....	26
3.3.2	Interaction coulombienne électronique.....	26
3.3.3	Interaction coulombienne nucléaire.....	27
3.3.4	Choc nucléaire élastique.....	29
3.3.5	Choc nucléaire inélastique.....	30
3.3.6	Le rayonnement de freinage (Bremsstrahlung).....	30
3.4	Puissance de freinage électrostatique, nucléaire et NIEL.....	30
3.4.1	Puissance de freinage électrostatique (LET, Linear Transfer Energy).....	30
3.4.2	Puissance de freinage nucléaire.....	31

Table des matières

3.4.3	NIEL (Non Ionising Energy Loss)	32
3.5	Dose ionisante et dose de déplacement.....	33
4	Effet des radiations sur les performances des imageurs CMOS.....	34
4.1	Effets singuliers de l'ionisation dans le silicium	34
4.2	Effet cumulé de l'ionisation dans les oxydes	35
4.3	Effet cumulé des déplacements atomiques dans le silicium.....	37
4.3.1	Formation des défauts cristallins.....	37
4.3.2	Effet des défauts cristallins sur les performances de l'imageur.....	39
5	Résumé.....	40
6	Bibliographie	41

Chapitre 2 : Les sources de courant d'obscurité dans le pixel CMOS

1	Structure électronique du silicium à l'équilibre thermodynamique	49
1.1	Silicium intrinsèque.....	49
1.2	Silicium dopé.....	51
2	Structure de bandes des photodiodes	52
2.1	Photodiode conventionnelle à l'équilibre thermodynamique	52
2.2	Photodiode conventionnelle en polarisation inverse	55
2.3	Cas de la photodiode pincée.....	57
3	Taux de génération thermique dans la photodiode en polarisation inverse	60
3.1	Génération et recombinaison thermique de paires électron-trou : théorie SRH	60
3.2	Régions hors-équilibre de la photodiode en polarisation inverse.....	63
3.3	Taux de génération dans la ZCE	64
3.3.1	Conditions communes à l'intégralité de la ZCE.....	64
3.3.2	Taux SRH dans la région centrale de la ZCE	67
3.3.3	Taux SRH dans les régions périphériques de la zone dépeuplée.....	72
3.4	Taux de génération dans les zones quasi-neutres.....	73
3.5	Taux de génération aux interfaces avec l'oxyde	75
3.6	Effets d'accentuation du taux de génération SRH.....	75
3.6.1	Effet Poole-Frenkel.....	76
3.6.2	Effet tunnel thermiquement assisté.....	77
3.6.3	Transfert de charges entre défauts.....	78
3.7	Résumé.....	78
4	Bilan des courants et de la charge dans la photodiode pincée en fonction de la polarisation 80	
4.1	Polarisation inverse	80
4.1.1	Courant de « génération » dans la ZCE	80

Table des matières

4.1.2	Courant de « diffusion » dans les zones quasi-neutres	82
4.2	Polarisation directe	84
4.2.1	Courant de recombinaison dans la ZCE	85
4.2.2	Courant de diffusion par émission thermoïonique	86
4.3	Variation du courant d'obscurité total en fonction de la température	87
4.4	Charge contenue dans la PPD en fonction de la polarisation	90
4.4.1	Tension de pincement	90
4.4.2	Charge en fonction de la polarisation	92
5	Effet de débordement de courant d'obscurité	94
5.1	Mise en évidence expérimentale du débordement de courant d'obscurité.....	95
5.2	Simulation du débordement de courant d'obscurité en conception technologique assistée par ordinateur (TCAD).....	102
6	Résumé.....	105
7	Bibliographie.....	107

Chapitre 3 : L'effet des chocs nucléaires sur la distribution du courant d'obscurité des imageurs CMOS

1	Introduction : travaux existants et objectifs de l'étude	114
2	Le modèle empirique.....	118
3	Détails expérimentaux.....	122
3.1	Véhicule de test.....	122
3.2	Conditions d'irradiation	124
3.3	Procédure de test du modèle empirique.....	126
4	Résultats expérimentaux	127
4.1	Estimation du volume et de la profondeur dépeuplée des photodiodes	127
4.2	Effet du volume dépeuplé sur la distribution de courant d'obscurité.....	131
4.3	Effet de la DDD sur la distribution de courant d'obscurité.....	133
4.4	Effet de l'énergie de la particule sur la distribution de courant d'obscurité.....	136
4.5	Effet du type de pixel et du type de photodiode sur la distribution de courant d'obscurité.....	140
4.6	Effet du type de particule sur la distribution de courant d'obscurité	142
5	Discussion	145
5.1	Nature de la source élémentaire de courant d'obscurité modélisée par la PDF exponentielle du modèle.....	145
5.2	Origine de la forme exponentielle de la distribution de courant d'obscurité.....	151
6	Résumé.....	158
7	Bibliographie.....	159

Table des matières

Chapitre 4 : La spectroscopie du courant d'obscurité induit par les interactions coulombiennes dans les imageurs CMOS

1	Introduction	170
2	Principe de la spectroscopie du courant d'obscurité	172
3	Choix du type de photodiode et des volumes dépeuplés.....	176
4	Choix de la particule d'irradiation.....	178
5	Premiers résultats de DCS avec les ions hélium.....	181
5.1	Distribution de l'augmentation du courant d'obscurité avant irradiation.....	182
5.2	Distribution de l'augmentation du courant d'obscurité après irradiation	182
5.3	Energie d'activation du courant d'obscurité.....	186
5.4	Recuit isochrone.....	190
5.5	Identité des défauts P3, P4 et P5	194
6	Résultats de DCS avec différents ions	196
6.1	Spectre de DCS après irradiation.....	198
6.2	Recuit isochrone.....	200
7	Dissociation de l'effet des interactions coulombiennes et des chocs nucléaires sur la distribution de courant d'obscurité.....	206
7.1	Neutrons de 22 MeV	208
7.2	Protons de 60 MeV	210
7.3	Effet de l'énergie des protons	213
7.4	Cas des ions plus lourds que l'hélium	214
8	Résumé.....	217
9	Bibliographie	219

Conclusions et perspectives	225
------------------------------------	-----

Liste des publications	235
-------------------------------	-----

Annexe : Modèle analytique pour la prédiction de la distribution de courant d'obscurité générée par les interactions coulombiennes	239
---	-----

Glossaire

APS	Active Pixel Sensor
CCD	Charge Coupled Device
CDS	Correlated Double Sampling
CIS	CMOS Image Sensor
CMOS	Complementary Metal Oxide Semiconductor
CVF	Charge-to-Voltage conversion Factor
DC-RTS	Dark Current Random Telegraph Signal
DCS	Dark Current Spectroscopy
DDD	Displacement Damage Dose
DLTS	Deep Level Transient Spectroscopy
DCNU	Dark Current Non Uniformity
EFE	Electric Field Enhancement
EFWC	Equilibrium Full Well Capacity
EQE	External Quantum Efficiency
FTM	Fonction de transfert de modulation
FWC	Full Well Capacity
IQE	Internal Quantum Efficiency
LET	Linear Energy Transfer
MOSFET	Metal Oxide Semiconductor Field Effect Transistor
NIEL	Non Ionizing Energy Loss
PDF	Probability Density Function
PKA	Primary Knock on Atom
PPD	Pinned PhotoDiode
SKA	Secondary Knock on Atom
PRNU	Photo-Response Non Uniformity
RTS	Random Telegraph Signal
SNR	Signal-to-Noise Ratio
SRH	Shockley-Read-Hall
SRIM	Stopping and Range of Ions in Matter
TID	Total Ionizing Dose
UDF	Universal Damage Factor
ZCE	Zone de Charge d'Espace

Introduction

L'ÊTRE HUMAIN est depuis toujours à la conquête de nouvelles découvertes et inventions. Pour assurer sa sécurité, améliorer sa qualité de vie, connaître ses origines ou comprendre le monde qui l'entoure, l'être humain conçoit des outils et des techniques toujours plus élaborés. Au fil de l'évolution, son intelligence lui a permis de dévoiler de nombreux secrets de l'univers et d'en exploiter les puissances. L'innovation technique atteint aujourd'hui un niveau de complexité élevé dans de nombreux domaines scientifiques, notamment concernant les outils qui permettent de réaliser l'étape incontournable de chaque découverte : l'observation.

L'observation d'un objet ou d'un phénomène physique consiste à mesurer la perturbation mécanique, thermique, électromagnétique ou quantique produite dans l'environnement. En particulier, l'observation nécessite souvent d'obtenir une image de l'objet ou des effets du phénomène physique dans une partie donnée du spectre électromagnétique. Pour cela, l'être humain a complété ses cônes et ses bâtonnets par des outils d'imagerie et d'observation complexes, permettant à la fois de réaliser des images sur une plus grande partie du spectre électromagnétique mais aussi de voir plus petit et plus loin.

Dans le domaine de l'imagerie en lumière visible, d'abord photographique puis filmée, les innovations sont nombreuses et de longue date. Tout débute par l'invention du sténopé, évoqué pour la première fois dans le « Traité d'optique » d'Alhazen en 1021. Constitué d'une simple chambre noire percée d'un trou, le sténopé est le dispositif physique le plus simple capable de former une image. Au début du XIX^{ème} siècle, le sténopé est complété par des processus chimiques capables de fixer l'image d'une scène sans avoir recours au dessin ou à la peinture, et pour la première fois de manière permanente en 1826. En 1839, Louis Daguerre parvient à affiner la méthode de fixation de l'image et à inventer le premier système d'imagerie complet : le daguerréotype. La même année, ce dispositif est déjà envisagé comme outil d'imagerie spatial ; la première image nette de la Lune sera d'ailleurs obtenue dès 1840. Tandis qu'une myriade d'améliorations techniques permet d'augmenter la qualité des images (et d'y apporter les couleurs) durant les décennies suivantes, les appareils photographiques sont embarqués sur des systèmes volants de plus en plus élaborés au fil des inventions aéronautiques. Installé en 1858 dans des ballons, en 1909 dans l'avion des frères Wright puis en 1946 sur la fusée V2, l'appareil photographique couplé aux engins volants permet d'observer notre planète vue du ciel et d'ouvrir la voie à l'imagerie spatiale. C'est chose faite en 1959, lorsque la sonde spatiale Explorer 6 capture les premières images de la Terre depuis l'espace.

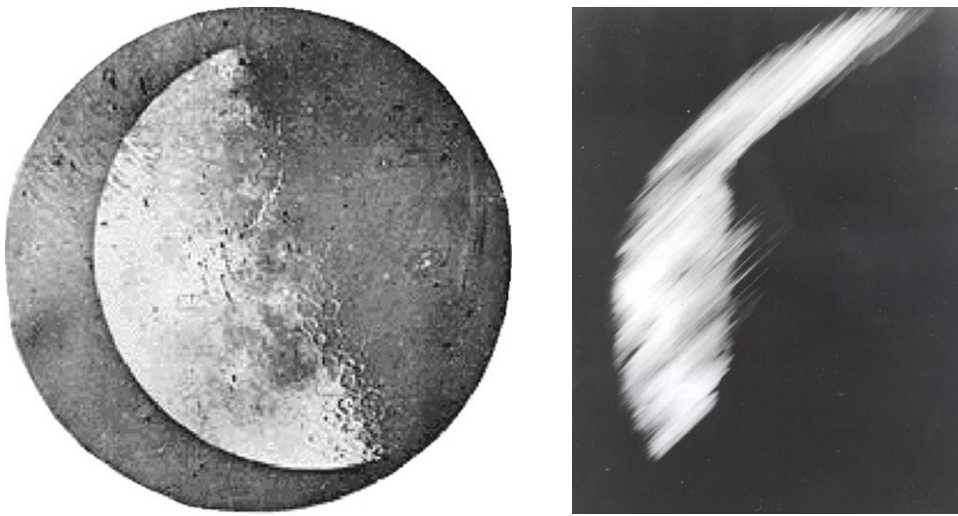


Fig. 1 : Première photographie de la Lune en 1840 (à gauche) et première image de la Terre depuis l'espace (altitude de 27 000 km) prise par Explorer 6 en 1959 (à droite).

Dix ans plus tard, les progrès de l'électronique sur silicium permettent de réaliser des dispositifs sensibles à la lumière visible et capables d'enregistrer numériquement une image. Les CCDs [1] (pour Charge Coupled Device en anglais) sont les premiers imageurs numériques, inventés en 1970. Ils remplacent rapidement les films photographiques pour les applications spatiales grâce à leur simplicité d'utilisation et leur meilleure résistance aux radiations, tandis que les caméras à tubes (inventées en 1927 [1]) restent marginalement utilisées du fait de leur encombrement et leur consommation électrique importants mais aussi de leur fragilité. Depuis, les CCDs restent les imageurs les plus utilisés pour les applications spatiales malgré l'introduction des imageurs CMOS (pour Complementary Metal Oxide Semiconductor en anglais) au milieu des années 1990. D'abord fabriqués à partir des procédés standards CMOS, ces imageurs CMOS (ou CIS pour CMOS Image Sensor en anglais) bénéficient d'une consommation électrique fortement réduite par rapport aux CCDs, d'une meilleure résistance aux radiations et de la possibilité d'intégration de fonctions de traitement d'image directement sur l'imageur. Cependant, les CIS ne sont pas utilisés pour les applications spatiales dès leur apparition du fait de leurs moindres performances optiques face aux CCDs ; seuls quelques senseurs stellaires sont envoyés dans l'espace dans les années qui suivent. Au milieu des années 2000, des procédés de fabrication CMOS dédiés à l'imagerie (procédés « CIS ») sont développés et permettent aux CIS de produire des images de qualité comparable à celles des CCDs [2]. Depuis, les CIS sont envisagés dans un nombre croissant d'instruments spatiaux. Aussi, grâce à l'essor économique inépuisable du marché CMOS et aux innovations incessantes qui en découlent, les CIS ont indirectement profité d'améliorations technologiques importantes. Egalement, le faible coût de production de ces imageurs CMOS et l'arrivée des téléphones portables ont permis leur démocratisation et leur intégration massive dans les appareils électroniques grand public, propulsant encore davantage leur développement et l'amélioration de leurs performances.

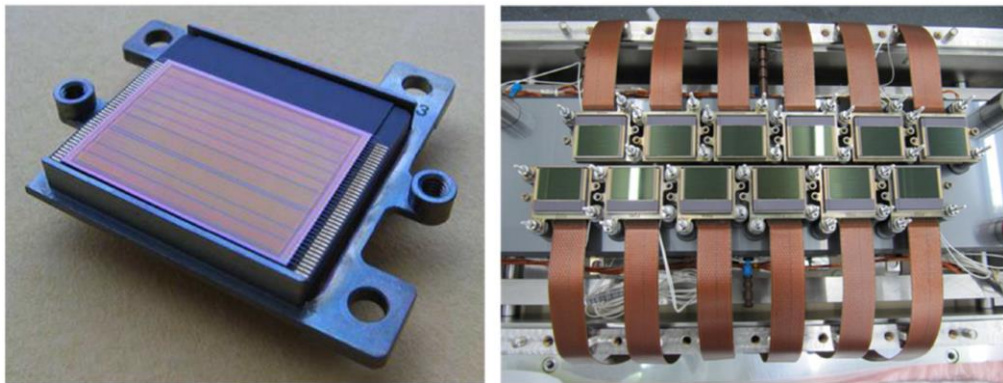


Figure 2 : Imageur CMOS développé par l'ISAE pour Sentinel-2 (à gauche) et assemblage de douze de ces imageurs au plan focal du satellite (à droite).

Aujourd'hui, les CIS sont déjà utilisés comme système d'imagerie dans plusieurs instruments spatiaux. Par exemple, deux CIS développés par l'équipe CIMI (Conception d'Imageurs Matriciels Intégrés) de l'ISAE sont actuellement en orbite autour de la Terre : le premier [3] dans l'instrument GOCI (Geostationary Ocean Color Imager) du satellite coréen COMS (Communication, Ocean, and Meteorological Satellite) mis en orbite en 2010 et le second dans l'instrument multispectral MSI [4] de Sentinel-2 (dont le premier satellite, Sentinel-2A, a été lancé en juin 2015). Des CIS sont également en développement pour réaliser les images de futures missions de premier plan, comme par exemple pour l'instrument Supercam [5] de la prochaine mission Mars Rover de la NASA en 2020. Au-delà des applications spatiales qui permettent de surveiller et d'étudier la planète ou l'espace, les CIS sont également utilisés dans un nombre croissant de domaines scientifiques sur Terre comme par exemple la recherche nucléaire militaire ou civile. En effet, grâce à leur résistance accrue aux radiations par rapport aux CCDs, des CIS sont par exemple employés au LMJ (Laser Mégajoule) du CEA pour observer le plasma produit lors de la fusion nucléaire. Il est également envisagé d'utiliser des CIS dans le futur laboratoire international de fusion nucléaire pour l'énergie ITER.

Malgré leur résistance intrinsèque accrue aux radiations face aux CCDs, les CIS sont tout de même sujets à des dégradations importantes de leurs performances, et en particulier de leur courant d'obscurité, lorsqu'ils sont exposés à des environnements radiatifs particulièrement hostiles comme l'espace ou les expériences nucléaires. Le courant d'obscurité d'un pixel est un facteur limitant majeur des performances photographiques puisqu'il fixe le signal minimal mesurable par ce pixel. Ainsi, son augmentation conduit irrémédiablement à la réduction de la sensibilité et de la dynamique du pixel, deux critères majeurs conditionnant la qualité d'une image. Selon le type et l'énergie des particules de l'environnement radiatif, celles-ci peuvent provoquer de l'ionisation ou des déplacements atomiques et conduire respectivement à l'accumulation d'une dose ionisante et d'une dose de déplacement. Plusieurs études ont par le passé permis d'identifier les principales sources de courant d'obscurité activées par la dose ionisante (les interfaces avec l'oxyde) et d'en diminuer grandement la

contribution, notamment à travers l'optimisation de la conception des CIS [6]. Par exemple, la méthode de « durcissement aux radiations par dessin » (qui consiste à adopter une organisation et une forme particulière des éléments des pixels susceptibles d'être sensibles aux radiations) peut être utilisée. En revanche, même si des études ont été menées pour éclaircir l'effet de la dose de déplacement sur l'augmentation du courant d'obscurité dans les CIS [7], aucune optimisation interne à l'imageur n'a été découverte pour limiter cette augmentation sans réduire aussi les performances photographiques (par exemple en diminuant le volume sensible des pixels). A défaut, le blindage est souvent employé pour stopper les particules mais est coûteux en termes de poids et d'encombrement. La température peut aussi être volontairement modifiée : elle peut être réduite pendant l'opération pour limiter le courant d'obscurité, ou parfois temporairement augmentée pour réparer une partie des dommages cristallins générés par les radiations. Enfin, des algorithmes de correction d'image sont très souvent utilisés pour supprimer la contribution du courant d'obscurité, le plus simple étant de soustraire à l'image réelle une image capturée dans le noir complet (appelée « dark »).

L'objectif de ce travail est d'étudier plus en profondeur l'effet de la dose de déplacement sur le courant d'obscurité des pixels du CIS et, en particulier, d'identifier les principaux défauts cristallins générés par les radiations et responsables de l'augmentation du courant d'obscurité. A partir de la connaissance de ces défauts, il sera envisageable de rechercher des solutions technologiques intrinsèques à l'imageur CMOS pour éviter leur formation ou empêcher leur contribution au courant d'obscurité. Par exemple, il est possible que les briques élémentaires des principaux défauts soient des éléments pouvant être retirés de la composition de l'imageur ou passivés par l'ajout d'autres éléments.

Nous commençons ce manuscrit en résumant les effets connus des radiations spatiales et nucléaires sur les CIS dans le premier chapitre, puis en détaillant les différentes sources de courant d'obscurité possibles dans un pixel d'imageur CMOS dans le chapitre suivant. Dans le chapitre 3, nous étudions la distribution de courant d'obscurité induite par les interactions nucléaires et l'effet de plusieurs paramètres tels que la taille et le type du pixel, le type et l'énergie de la particule d'irradiation et enfin la dose de déplacement déposée sur la forme de cette distribution. Ceci permet d'améliorer la prédiction du nombre de pixels « chauds » (ayant un courant d'obscurité particulièrement élevé) et de la répartition de leur courant d'obscurité pour de nombreux imageurs et environnements radiatifs. Finalement, le chapitre 4 est dédié à l'étude de la distribution de courant d'obscurité générée par les interactions coulombiennes à l'aide de la spectroscopie de courant d'obscurité. Cette technique nous permet de détecter et éventuellement d'identifier les principaux défauts ponctuels présents, et de dissocier la contribution de courant d'obscurité des défauts ponctuels de celle des défauts plus complexes. Cette distinction nous permet en outre d'étudier indirectement la nature possible de ces défauts plus complexes, qui sont le plus souvent responsables de la majorité des pixels chauds après irradiation et dont l'identification précise est une perspective centrale de ces travaux.

Bibliographie

- [1] J. Janesick et al, Scientific Charge-Coupled Devices, SPIE Press, 2001.
- [2] J. Janesick, «Fundamental performance differences between CMOS and CCD imagers: Part I, II, III, IV,» chez *Proc. SPIE*, 2006, 2007, 2009, 2010.
- [3] M. Breart de Boisanger, O. Saint-Pé, F. Larnaudie, S. Guiry, P. Magnan, P. Martin-Gonthier, F. Corbière, N. Huger et N. Guyatt, «COBRA, a CMOS space qualified detector family covering the need for many LEO and GEO optical instruments,» chez *Int. Conf. Space Optics*, Toulouse, 2008.
- [4] P. Martimort, V. Fernandez, V. Kirschner, C. Isola et A. Meygret, *IEEE International Geoscience and Remote Sensing Symposium*, pp. 6999-7002, 2012.
- [5] R. C. Wiens et al, «The SuperCam Remote Sensing Instrument Suite for Mars 2020,» chez *47th Lunar and Planetary Science Conference*, The Woodlands, 2016.
- [6] V. Goiffon, «Contribution à une approche structurée de la conception des imageurs CMOS en vue de leur durcissement à l'environnement radiatif spatial,» Thèse de doctorat, ISAE, 2008.
- [7] C. Virmondois, «Analyse des effets des déplacements atomiques induits par l'environnement radiatif spatial sur la conception des imageurs CMOS,» Thèse de doctorat, ISAE, 2012.

Chapitre 1

Les imageurs CMOS et l'environnement radiatif spatial et nucléaire

Plan du chapitre

1	Fonctionnement des imageurs CMOS	3
1.1	Principe de fonctionnement.....	3
1.2	Absorption de la lumière	4
1.3	Collection des charges photo générées.....	7
1.4	Conversion de la charge collectée en tension et lecture de l'image	9
1.4.1	Cas des imageurs à pixels 3T	9
1.4.2	Cas des imageurs à pixels 4T à photodiode enterrée.....	13
2	Critères de performance des imageurs CMOS.....	14
2.1	Efficacité quantique externe.....	14
2.2	Fonction de transfert électro-optique.....	15
2.3	Courant d'obscurité	17
2.4	Dynamique.....	18
2.5	Bruits temporels	19
2.6	Bruits spatiaux	20
2.7	Fonction de transfert de modulation.....	21
3	Environnement radiatif spatial et nucléaire et interactions avec les imageurs CMOS.....	22
3.1	L'environnement radiatif spatial.....	22
3.2	L'environnement radiatif en fusion nucléaire.....	24
3.3	L'interaction des radiations avec les imageurs CMOS.....	25
3.3.1	Interactions des photons.....	26
3.3.2	Interaction coulombienne électronique.....	26
3.3.3	Interaction coulombienne nucléaire	27
3.3.4	Choc nucléaire élastique	29

Chapitre 1 : Les imageurs CMOS et l'environnement radiatif spatial et nucléaire

3.3.5	Choc nucléaire inélastique.....	30
3.3.6	Le rayonnement de freinage (Bremsstrahlung).....	30
3.4	Puissance de freinage électrostatique, nucléaire et NIEL.....	30
3.4.1	Puissance de freinage électrostatique (LET, Linear Transfer Energy).....	30
3.4.2	Puissance de freinage nucléaire	31
3.4.3	NIEL (Non Ionising Energy Loss)	32
3.5	Dose ionisante et dose de déplacement.....	34
4	Effet des radiations sur les performances des imageurs CMOS.....	34
4.1	Effets singuliers de l'ionisation dans le silicium	34
4.2	Effet cumulé de l'ionisation dans les oxydes	35
4.3	Effet cumulé des déplacements atomiques dans le silicium.....	37
4.3.1	Formation des défauts cristallins.....	37
4.3.2	Effet des défauts cristallins sur les performances de l'imageur.....	39
5	Résumé.....	40
6	Bibliographie	41

Depuis quelques décennies, la course perpétuelle à l'augmentation de la puissance de calcul et de l'efficacité énergétique des circuits intégrés (tels que les microprocesseurs) a assuré l'essor économique de l'industrie microélectronique. La technologie CMOS, basée sur l'utilisation de transistors à effet de champ (FET pour Field Effect Transistor en anglais) à grille isolée (MOST pour Metal Oxide Silicon Transistor anglais) appelés MOSFETs, est le procédé majoritairement utilisé pour ces circuits intégrés et bénéficie donc d'une évolution constante. En parallèle, l'introduction des imageurs CMOS [1-8] basés sur les blocs élémentaires préexistants de la technologie CMOS (les MOSFETs) a permis leur production à faible coût et leur développement rapide. Profitant de la démocratisation des appareils photo numériques, téléphones portables et tablettes, les imageurs CMOS ont été massivement intégrés dans les appareils électroniques grand public. Cette explosion du marché des CIS s'est accompagnée d'améliorations importantes de leurs performances, ces derniers profitant à la fois des évolutions génériques des procédés CMOS (réduction des tailles de transistors, des tensions de fonctionnement et des courants parasites) et des innovations spécifiques aux CIS. En peu de temps, ces imageurs sont également devenus des candidats sérieux face aux CCDs pour un grand nombre d'applications scientifiques grâce à leur faible consommation, leur souplesse dans la lecture des images et aussi la possibilité d'intégrer des fonctions intelligentes et de traitement d'image [9].

D'autre part, les CIS bénéficient d'une résistance accrue aux radiations par rapport aux CCDs, ce qui les destine à remplacer les CCDs pour l'imagerie scientifique en environnement radiatif comme par exemple pour l'imagerie spatiale ou les expériences

1. Fonctionnement des imageurs CMOS

nucléaires. Cependant, les CIS peuvent tout de même souffrir d'une dégradation rapide de leurs performances par ionisation des oxydes ou bien par déplacements atomiques dans le silicium. Des efforts significatifs ont été fournis ces dernières années pour concevoir des CIS moins sensibles à la dose ionisante [10], et pour comprendre l'origine des dégradations induites par la dose de déplacement [11]. De nombreuses questions persistent malgré ces avancées, en particulier concernant la nature des défauts cristallins générés par les déplacements atomiques. Ces défauts sont responsables d'une augmentation importante du courant d'obscurité, qui constitue à présent le facteur limitant majeur de la qualité des images produites par les CIS irradiés en environnement spatial et nucléaire.

Ce chapitre commence par présenter la structure et le fonctionnement d'un imageur CMOS ainsi que les principaux critères de performance de ces dispositifs. Ensuite, la composition particulière des environnements spatial et nucléaire est décrite ainsi que les interactions possibles entre ces particules et les matériaux constituant les CIS. Enfin, les principaux effets physiques et électriques de ces interactions sur les matériaux du CIS et les conséquences sur son fonctionnement et sur la qualité des images sont présentés.

1 Fonctionnement des imageurs CMOS

1.1 Principe de fonctionnement

Un instrument d'imagerie optique (dont le schéma de principe est présenté en Fig. 1.1) est constitué de deux blocs indispensables : un système optique pour former une image de la scène lumineuse et un système d'imagerie pour mesurer le signal lumineux.

Le système optique est réalisé avec des éléments permettant de dévier les rayons lumineux et de les concentrer pour former l'image d'un objet (au plan focal pour un objet lointain). Selon la complexité de la formule optique utilisée (qui peut contenir de nombreux éléments en série), ceux-ci peuvent être convergents ou divergents, et dévier la lumière de manière réfractive (lentilles) ou réfléchive (miroirs). Les systèmes optiques peuvent contenir à la fois des lentilles et des miroirs, ou bien exclusivement l'un des deux types d'éléments selon les contraintes et critères de performance du système. Par exemple, pour les systèmes optiques spatiaux, la décision sera prise de manière à optimiser à la fois les dimensions du système (encombrement, masse) mais aussi les performances optiques pour répondre aux objectifs de la mission (diffraction, diffusion, résolution, dilatation thermique, résistance aux radiations...).

Au plan focal du système optique, un système d'imagerie doit être placé pour mesurer le signal lumineux de l'image ; c'est ici qu'intervient l'imageur CMOS. Un imageur est un dispositif sensible à la lumière, car il est fabriqué à partir d'un matériau semi-conducteur permettant d'absorber les photons de la lumière incidente. L'imageur

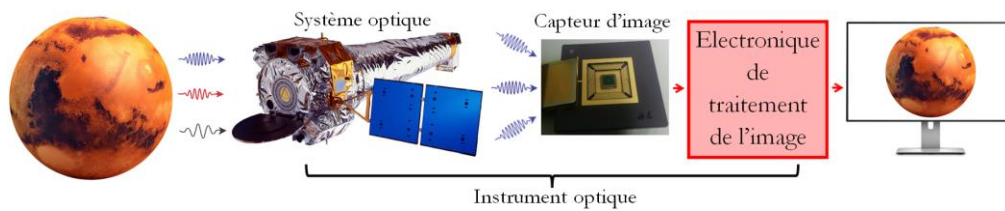


Fig. 1.1 – Schéma de principe de l'acquisition d'une image numérique à l'aide d'un instrument optique et d'un capteur d'image intégré.

doit être suffisamment grand pour mesurer l'intégralité de l'image formée par le système optique (typiquement de quelques millimètres à un mètre de côté), qui peut être en une ou deux dimensions selon le mode d'imagerie choisi. D'autre part, afin d'obtenir une image résolue et de détecter des détails les plus fins possibles, l'imageur CMOS est subdivisé en de nombreux blocs élémentaires appelés pixels. Chaque pixel est capable de mesurer indépendamment la quantité de lumière incidente à sa surface, ainsi cette subdivision permet de réaliser un échantillonnage spatial de l'intensité lumineuse au plan focal. Dans le pixel, les photons sont absorbés et transformés en paires électron-trou ; une quantité d'électrons (ou de trous selon le type de pixel) proportionnelle à l'intensité lumineuse est alors collectée. A la fin du temps d'intégration de l'image, la charge collectée est convertie en tension dans le pixel puis lue à travers un circuit de lecture propre au pixel. La lecture des pixels est généralement séquentielle, grâce à un circuit de sélection qui récupère tour à tour la valeur de tension analogique contenue dans chaque pixel. Le signal en sortie de l'imageur, qui correspond aux signaux successifs des pixels, est amplifié puis numérisé à travers un convertisseur analogique numérique afin de pouvoir enregistrer l'image et la manipuler plus facilement.

1.2 Absorption de la lumière

Un pixel d'imageur CMOS est constitué de plusieurs éléments permettant de transformer le signal lumineux en un signal électrique proportionnel à l'éclairement. Le premier élément est une zone photosensible exposée à la lumière, appelée photodiode. Cette zone a généralement une forme carrée ou rectangulaire, bien que des formes plus élaborées soient parfois utilisées pour optimiser l'efficacité de transfert des charges collectées de la photodiode vers le nœud de lecture (triangle, peigne...). La photodiode occupe de préférence la majeure partie de la surface du pixel afin d'optimiser la collection des charges. En effet, dans les régions du pixel exposées à la lumière (c'est-à-dire celles qui ne sont pas masquées par les rails métalliques utilisés pour les connexions électriques), les photons traversent le silicium et peuvent y être absorbés. La nature semi-conductrice du silicium signifie qu'une bande d'énergie interdite (ne contenant aucun état possible pour les électrons ou les trous dans le silicium intrinsèque sans défauts) sépare la bande de valence (états d'énergie des électrons participant aux liaisons covalentes) de la bande de conduction (états d'énergie des

1. Fonctionnement des imageurs CMOS

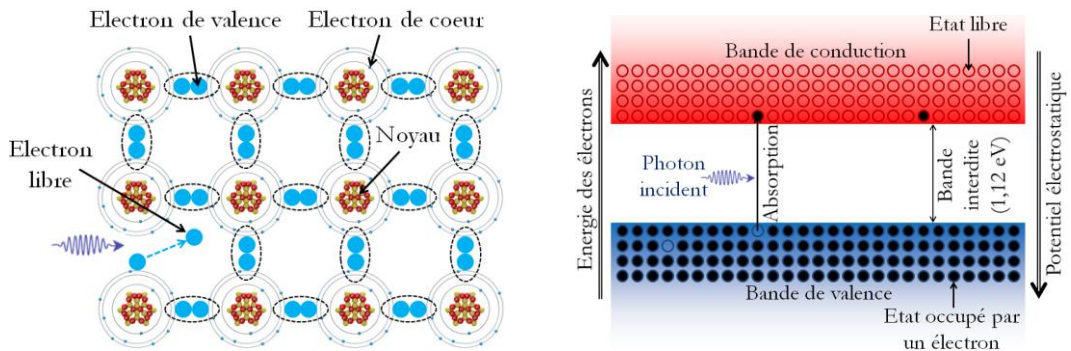


Fig. 1.2 –Illustration de l'absorption des photons sur la structure du cristal (à gauche) et sur la répartition en énergie des électrons (à droite).

électrons libres). Pour le silicium, cette bande interdite a une hauteur notée E_g d'environ 1.12 eV à température ambiante [12] et décroît légèrement lorsque la température augmente. Dans la bande de valence, les électrons sont « liés » car utilisés pour la formation des liaisons covalentes du cristal : ils sont immobiles. En revanche, dans la bande de conduction, les électrons sont « libres » et peuvent voyager dans le silicium. Dans le silicium intrinsèque ou faiblement à modérément dopé, les états de la bande de valence sont quasiment tous occupés par des électrons alors que ceux de la bande de conduction sont quasiment tous libres. Une faible concentration d'électrons libres est tout de même présente pour satisfaire l'équilibre thermodynamique du milieu ; elle est notée n_i et vaut environ $1.5 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ à température ambiante. Lorsqu'un photon d'énergie E_{ph} supérieure ou égale à E_g traverse le silicium, il est donc susceptible de transmettre l'intégralité de son énergie à un électron de la bande de valence qui migre alors vers la bande de conduction (Fig. 1.2). Ce processus correspond donc à l'excitation d'un électron par l'absorption d'un photon, et est souvent appelé effet photoélectrique malgré le fait que l'électron ne soit pas éjecté du matériau.

Puisque la bande interdite du silicium est de 1.12 eV, ce semi-conducteur est sensible aux longueurs d'ondes λ inférieures ou égales à environ 1100 nm d'après la formule :

$$E_{ph} = h\nu = \frac{hc}{\lambda} \quad (1.1.)$$

h est la constante de Planck ($6,626 \cdot 10^{-34} \text{ m}^2\text{kg/s}$) et c est la vitesse de la lumière ($3,00 \cdot 10^8 \text{ m/s}$). De plus, le silicium est un matériau à gap indirect, ce qui signifie que l'électron doit absorber simultanément un photon et un phonon (vibration du cristal) pour pouvoir passer dans la bande de conduction. A cause de cette particularité, l'absorption des photons dont l'énergie est proche de E_g est difficile ; les rayonnements infrarouges compris entre 750 et 1100 nm (appelés VNIR pour Very Near Infrared en anglais) sont donc peu absorbés. La figure 1.3 montre que le coefficient d'absorption augmente lorsque la longueur d'onde diminue. La profondeur moyenne d'absorption,

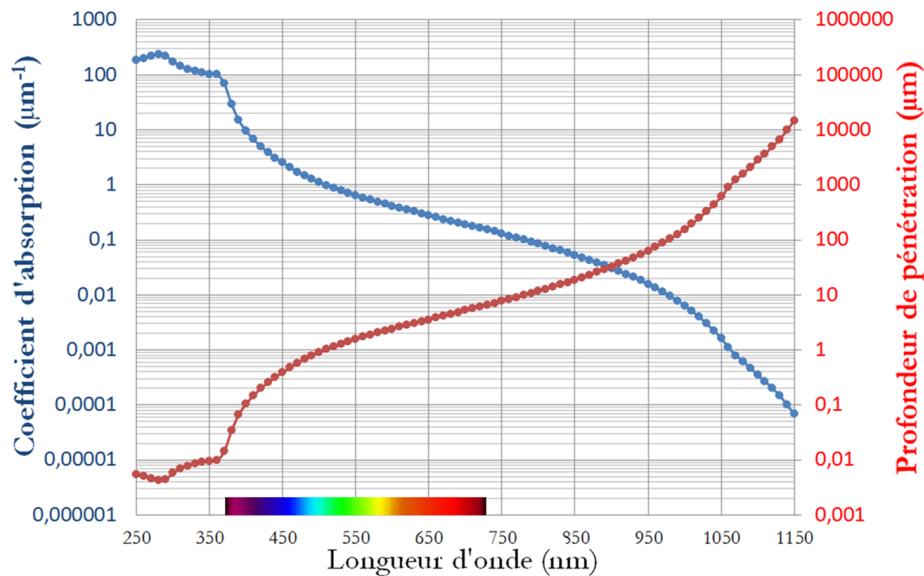


Fig. 1.3 – Coefficient d'absorption et profondeur moyenne de pénétration des photons dans le silicium en fonction de la longueur d'onde de la lumière incidente.

qui varie comme l'inverse du coefficient d'absorption et qui correspond à la profondeur à laquelle 63% des photons ont été absorbés (loi de Beer-Lambert-Bouger [13,14,15]), est par exemple plus grande pour le rouge (quelques μm) que pour le violet (quelques centaines de nm). Ces variations importantes de la profondeur de pénétration sur le domaine visible limitent l'efficacité de collection des imageurs CMOS pour les couleurs extrêmes du spectre. En effet, dans le cas du violet, les photons sont absorbés très près de la surface et une partie non-négligeable des charges peut se recombiner à l'interface avec l'oxyde qui surplombe le silicium. Pour limiter la recombinaison, les interfaces peuvent être passivées (neutralisation des centres recombinants par dopage) et les charges peuvent être repoussées de la surface par un champ électrique (par dopage ou par polarisation d'une grille). Pour le rouge (et le proche infrarouge), la profondeur sur laquelle les charges photogénérées sont collectées doit être augmentée. Plusieurs solutions existent, comme augmenter la polarisation inverse de la photodiode ou diminuer la concentration de dopage du silicium situé sous la photodiode. Ces deux solutions ont pour effet d'augmenter l'extension verticale de la Zone de Charge d'Espace (ZCE) et donc la profondeur de collection.

L'absorption d'un photon par un électron de valence crée une paire électron-trou, qui correspond à un électron dans la bande de conduction et à un trou (i.e. une lacune d'électron) dans la bande de valence. Ces deux charges libres (appelées « porteurs ») sont mobiles dans leurs bandes respectives : l'électron se déplace de manière indépendante alors que le trou se déplace indirectement par remplacement d'électrons de valence. Pour évaluer l'intensité lumineuse incidente, le pixel doit collecter l'un des deux types de porteurs. Dans cette partie, seul l'exemple de la collection des électrons

1. Fonctionnement des imageurs CMOS

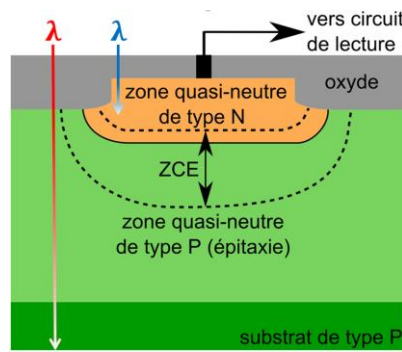


Fig. 1.4 – Vue en coupe de la photodiode d'un pixel 3T de capteur d'image CMOS.

est traité car il correspond au mode de collection de tous les imageurs testés dans ces travaux.

1.3 Collection des charges photo générées

Afin de collecter l'un des types de porteurs libres générés par « effet photoélectrique » (par absorption d'un photon), il est nécessaire de séparer les paires électron-trou pour éviter leur recombinaison. Cette fonction est assurée par la photodiode, qui produit un champ électrique attirant l'électron et le trou dans des directions opposées (puisque l'électron est chargé négativement et le trou positivement). Dans le cas d'un imageur à collection d'électrons, la photodiode est habituellement formée par un volume de silicium de type « N » (dopé avec des atomes « donneurs », cf. Chapitre 2) placé dans un substrat de silicium de type « P » (dopé avec des atomes accepteurs). Cette configuration permet de générer une différence de potentiel électrostatique entre les zones N et P, attirant les électrons dans la photodiode et éjectant les trous dans le substrat. Dans le cadre de cette thèse, les imageurs CMOS étudiés disposent d'une couche supplémentaire de type P appelée épitaxie, grandie le plus souvent par CVD (pour Chemical Vapor Deposition en anglais) sur le substrat ; c'est dans cette couche que viennent ensuite s'implanter la photodiode, les oxydes et les transistors du pixel.

Lors de l'intégration de l'image, la photodiode correspond simplement à une jonction PN (Fig. 1.4) polarisée négativement (ou polarisée « en inverse »). La polarisation inverse permet de conserver les électrons collectés dans la zone N et d'éviter qu'ils ne s'échappent vers les zones P environnantes. Les électrons générés par effet photoélectrique dans la région quasi-neutre (c'est-à-dire sans champ électrique) de type N de la photodiode sont automatiquement collectés, et ceux générés dans la zone de charge d'espace sont aussi intégralement collectés par effet de « drift » dû au champ électrique. Enfin, une partie des électrons générés dans la région quasi-neutre de type P de la photodiode (côté épitaxie) est également collectée par diffusion (puis par drift dans la ZCE). Cette composante est particulièrement importante pour les grandes longueurs d'ondes (rouge ou proche infrarouge), pour lesquelles la profondeur d'absorption est souvent plus grande que la profondeur de la zone de charge d'espace. L'efficacité de collection par diffusion dépend de la longueur de diffusion des électrons

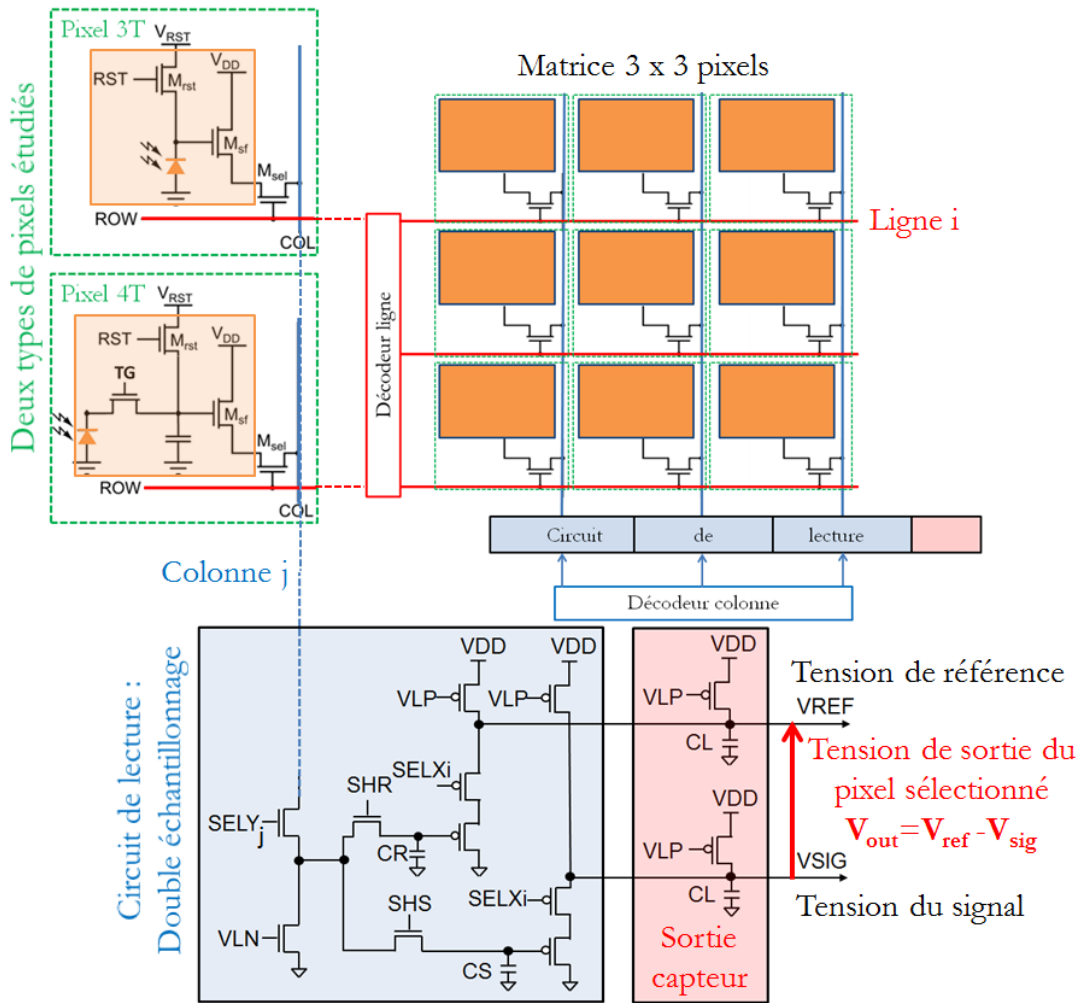


Fig. 1.5 –Vue éclatée d'un capteur d'image CMOS et schéma électrique du circuit de lecture ; seuls 3 x 3 pixels sont représentés. Le schéma électrique des décodeurs ligne et colonne (fournissant les signaux d'adressage permettant de sélectionner un à un les pixels) n'est pas détaillé.

dans la zone de type P, qui correspond à la distance moyenne parcourue par un électron libre entre sa génération (thermique ou par effet photoélectrique) et sa recombinaison avec un trou. Cette distance peut être limitée soit par la concentration du dopage dans le cas de forts dopages, soit par la qualité du cristal dans le cas de faibles dopages [11]. Ceci justifie l'utilisation de l'épitaxie, dont la qualité cristalline est meilleure et dont le dopage est beaucoup plus faible (environ 10^{15} cm^{-3} contre 10^{18} cm^{-3} pour le substrat) ; la longueur de diffusion des électrons peut alors atteindre quelques dizaines de μm et les électrons générés dans les quelques μm d'épitaxie sont très largement récupérés. Or, pour les imageurs CMOS testés dans ces travaux, la ZCE a une profondeur de seulement 0.3 à 2 μm selon le type et la taille du pixel ; la contribution de l'épitaxie par diffusion est donc importante. Enfin, la composante de diffusion permet de compenser le fait que la photodiode ne peut pas remplir l'intégralité de la surface du pixel CMOS (contrairement à certains dispositifs à

1. Fonctionnement des imageurs CMOS

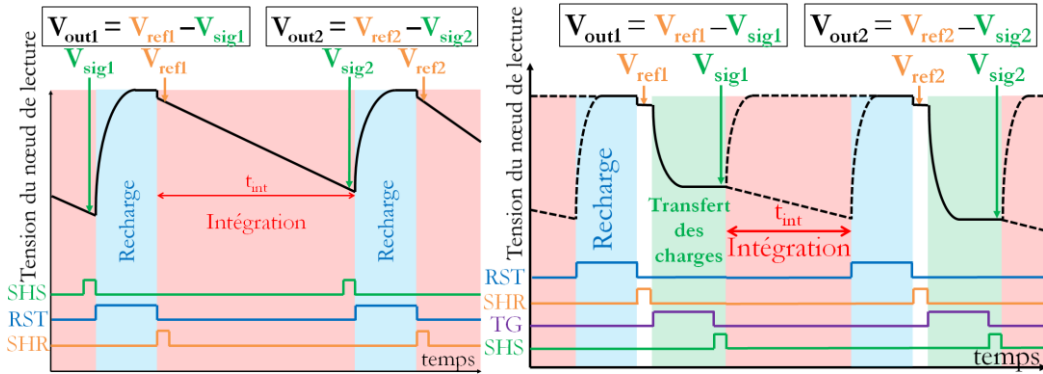


Fig. 1.6 – Chronogramme des signaux de commande utilisés pour l'opération de l'imageur en continu (intégration de l'image suivie de la lecture de l'image et ainsi de suite) et variation typique de la tension du nœud de lecture en fonction du temps pour les deux types de pixels : (a) 3T ou (b) 4T à photodiode enterrée. Durant la phase d'intégration 4T, deux signaux sont possibles (en pointillés) selon le mode de fonctionnement choisi pour le nœud de lecture : flottant ou en recharge continue. Ce choix n'affecte pas la valeur du signal à la lecture.

transfert de charge pour lesquels le facteur de remplissage est égal à 100% [1]) à cause de l'aire utilisée par les transistors de lecture.

1.4 Conversion de la charge collectée en tension et lecture de l'image

Cette partie décrit les opérations de conversion charge-tension et de lecture pour les deux types de pixels étudiés dans ces travaux : à 3 Transistors (3T) ou à 4 Transistors (4T) à photodiode enterrée [16] (ou PPD pour Pinned PhotoDiode en anglais). Ces deux types de pixels sont dits « actifs » et forment des imageurs CMOS appelés APS (pour Active Pixel Sensor en anglais) ; il existe des pixels CMOS passifs mais aussi d'autres types d'imageurs CMOS actifs [7]. Cette partie s'appuie sur la figure 1.5 (qui présente le schéma électrique détaillé d'un imageur CMOS) et sur la figure 1.6 (qui représente la valeur des signaux de commande et de la tension du nœud de lecture du pixel en fonction du temps).

1.4.1 Cas des imageurs à pixels 3T

Dans le cas d'un pixel 3T, le nœud de lecture correspond directement au côté de type N de la photodiode. La photodiode peut être vue comme une simple capacité électrique formée par les zones « conductrices » quasi-neutres N et P séparées par la zone de charge d'espace « isolante » (Fig. 1.4). Avant l'acquisition de l'image, la photodiode est polarisée à une tension inverse de référence V_{ref} (appelée tension de recharge) en appliquant un potentiel électrique $V_{pd} = V_{ref}$ positif sur le côté N (le côté P étant toujours polarisé à 0V en reliant le substrat à la masse) grâce au transistor de recharge M_{rst} (« rst » pour reset en anglais) interne au pixel. Dans cette étude, les tensions de commande des transistors (tensions de grille) sont égales à 0V pour le zéro logique et 3.3V pour le 1 logique (par exemple pour la tension de commande de

Chapitre 1 : Les imageurs CMOS et l'environnement radiatif spatial et nucléaire

recharge RST sur la grille de M_{rst}), et la tension d'alimentation V_{DD} est aussi égale à 3.3V. D'autre part, la tension de recharge des imageurs à pixel 3T est choisie égale à 2.4V. Dans ce cas, le transistor M_{rst} reste passant lors de l'opération de recharge (car sa tension de seuil est d'environ 0.7 V alors que $RST = 3.3$ V) et la recharge est qualifiée de « hard reset ». Ce mode de recharge permet de réduire la puissance de bruit de recharge d'un facteur 2 (cf. 2.5) par rapport au « soft reset » (transistor M_{rst} bloqué et tension de recharge d'environ $3,3 - 0,7 = 2,6$ V). Après la recharge, la photodiode d'un pixel 3T contient toujours de nombreux électrons du côté N car une zone quasi-neutre persiste (le contact électrique ne pourrait pas exister si la zone N était complètement dépeuplée). La quantité d'électrons additionnelle générée par la lumière va donc être déduite à partir de la différence de tension du nœud de lecture après le temps d'intégration et après l'opération de recharge suivante. En effet, la recharge est suivie du temps d'intégration de l'image, pendant lequel les électrons générés par effet photoélectrique sont collectés du côté N de la photodiode. La charge supplémentaire collectée Q est proportionnelle au flux lumineux ϕ reçu par le pixel, à l'efficacité quantique externe que l'on note η (fraction des photons incidents transformés en électrons collectés) et au temps d'intégration de l'image t_{int} :

$$Q = \phi \times \eta \times t_{int} \quad (1.2.)$$

Puisque le nœud de lecture (côté N de la photodiode) est laissé flottant pendant l'intégration (M_{rst} fermé), sa tension V_{pd} (c'est-à-dire le potentiel électrostatique du côté N de la photodiode aussi appelé polarisation inverse) diminue avec l'accumulation des électrons :

$$V_{pd} = V_{ref} - \int_0^Q \frac{1}{C_{pd}(Q)} dQ \quad (1.3.)$$

$C_{pd}(Q)$ est la capacité électrique de la photodiode pour une charge collectée donnée. Cette capacité varie avec la charge collectée (et donc avec la polarisation) car la profondeur de la zone de charge d'espace dépend de la polarisation. En effet, cette profondeur est proportionnelle à la racine carrée de la somme de la polarisation inverse et de la tension interne de la jonction PN (cf. Chapitre 2, section 2.2). Ainsi, la capacité de la photodiode augmente avec la charge collectée et la variation de la tension du nœud de lecture avec la charge collectée Q n'est pas linéaire. Cependant, pour de faibles variations de tension (inférieures à ΔV_{lin}), la capacité de la photodiode peut être supposée constante et la variation de la tension du nœud de lecture est alors proportionnelle à la charge collectée (Fig. 1.7) :

$$V_{pd} = V_{ref} - \frac{Q}{C_{pd}} \quad (1.4.)$$

A la fin du temps d'intégration, le cycle de lecture puis de recharge peut s'effectuer. Le nombre de sorties analogiques d'un imageur CMOS (permettant d'extraire les signaux des pixels) est limité : l'imageur peut disposer d'une unique sortie ou bien de

1. Fonctionnement des imageurs CMOS

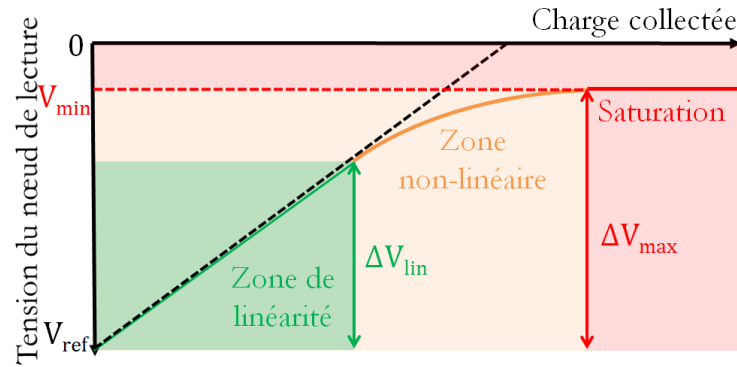


Fig. 1.7 – Tension du nœud de lecture d'un pixel 3T ou 4T en fonction de la charge qui y est stockée. La non-linéarité est principalement due à la variation de la capacité du nœud de lecture avec la polarisation, alors que la saturation apparaît à cause de la plage de fonctionnement limitée du circuit de lecture. La variation de tension du nœud de lecture est alors maximale ($\Delta V_{\max}$).

quelques sorties en parallèle. Dans tous les cas, les pixels doivent être lus séquentiellement et il existe différents modes de lecture de la matrice ; le mode utilisé pour les imageurs étudiés dans cette thèse est l'obturateur électronique « déroulant » ou « glissant » (rolling shutter en anglais). Dans ce mode, la matrice est lue ligne par ligne (tous les pixels d'une même ligne sont lus et rechargés simultanément) et les valeurs de la ligne lue sont extraites pixel par pixel de l'imageur. Dans ce mode, les phases d'intégration des pixels situés sur des lignes différentes sont décalées dans le temps, ce qui peut provoquer une déformation de l'image si la scène est en mouvement rapide. Le mode à obturateur électronique global [17] (« global shutter » en anglais) permet de pallier à ce problème en déclenchant la sauvegarde simultanée des signaux de tous les pixels. L'obturateur électronique global n'est pas utilisable sur un pixel 3T ; il peut par exemple être remplacé par un obturateur mécanique réalisant la même fonction.

En mode d'obturation déroulante, chaque pixel de la ligne lue (c'est-à-dire pour laquelle la commande ROW est active), la tension du nœud de lecture après l'intégration de l'image (appelée « tension de signal » notée V_{sig}) est mesurée grâce au transistor M_{sf} (« sf » pour source follower en anglais) dont la grille est connectée au nœud de lecture. La tension de signal est automatiquement « copiée » vers le transistor M_{sel} puisque M_{sf} est opéré en mode suiveur. Le transistor M_{sel} (« sel » pour sélection) est activé (passant) sur tous les pixels de la ligne lue (car commandé par ROW), la valeur de la tension de signal de chaque pixel est donc transférée sur le bus colonne correspondant. En bas de chaque colonne de pixels, un circuit d'échantillonnage est disposé de manière à échantillonner (sauvegarder) V_{sig} dans une capacité notée CS. Ensuite, la photodiode est rechargée par le transistor M_{rst} en activant la commande RST (comme expliqué au début de cette partie) puis la tension de recharge V_{ref} est échantillonnée (de la même manière que la tension de signal) dans l'autre capacité du circuit d'échantillonnage de bas de colonne (notée CR). A ce stade, les tensions de signal et de recharge de chaque pixel de la ligne lue sont enregistrées dans les circuits

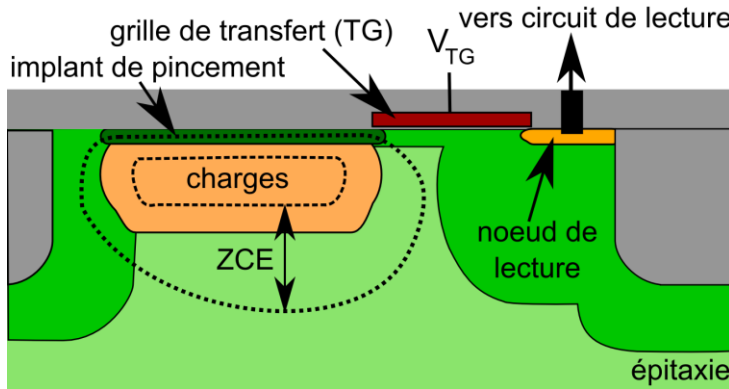


Fig. 1.8 – Vue en coupe de la photodiode, de la grille de transfert et du nœud de lecture d'un pixel 4T à photodiode enterrée. Le circuit de lecture, non représenté ici, est constitué des trois transistors M_{rst} , M_{sf} et M_{sel} comme dans le cas du pixel 3T. Ici, la photodiode a déjà collecté des charges car la photodiode n'est pas complètement dépeuplée.

d'échantillonnage de bas de colonne ; c'est pourquoi on parle de double échantillonnage. La différence $V_{ref} - V_{sig}$, qui est proportionnelle à l'éclairement du pixel d'après l'équation (1.4.), est réalisée par un amplificateur différentiel qui peut être interne ou externe à l'imageur. L'imageur CMOS (ou son circuit d'amplification extérieur) peut disposer de plusieurs amplificateurs pour accélérer la phase de lecture. En sortie de l'amplificateur de gain G et d'offset V_{off} , la tension de sortie V_{out} dépend uniquement de la charge collectée pendant le temps d'intégration Q , et est proportionnelle à Q dans la zone de linéarité :

$$V_{out} = G(V_{ref} - V_{sig}) + V_{off} = G \frac{Q}{C_{pd}} + V_{off} \quad (1.5.)$$

Dans les pixels 3T, on remarque que la différence $V_{ref} - V_{sig}$ est calculée entre la tension de signal à la fin de l'intégration d'une image et la tension de recharge correspondant au début de l'image suivante ; on parle de double échantillonnage non corrélé. Cette méthode est obligatoire pour ce type de pixel puisque la tension de recharge ne peut pas être mesurée juste avant la tension de signal (sous peine de perdre le signal accumulé dans la photodiode). La tension de recharge ne peut pas non plus être conservée dans CR pendant le temps d'intégration à cause du courant de décharge de la capacité d'échantillonnage. Le double échantillonnage non-corrélé entraîne donc l'introduction de la tension de bruit de recharge dans le bruit de lecture total du signal (cf. 2.5). Par contre, pour les pixels 4T à photodiode enterrée, la tension de recharge peut être mesurée juste avant la tension de signal grâce à la présence d'un nœud de lecture indépendant de la photodiode. Les tensions de signal et de recharge sont alors différenciées pour la même image ; on parle d'échantillonnage corrélé. Dans ce cas, le bruit de recharge est nul.

1. Fonctionnement des imageurs CMOS

1.4.2 Cas des imageurs à pixels 4T à photodiode enterrée

Un pixel 4T (Fig. 1.8) contient un transistor supplémentaire par rapport au pixel 3T appelé la grille de transfert (TG pour Transfer Gate en anglais). Dans ce pixel, la photodiode ne joue plus le rôle du nœud de lecture et est seulement responsable de collecter les électrons photogénérés. La grille de transfert permet soit d'isoler la photodiode du circuit de lecture (par exemple pour recharger le nœud de lecture) soit de l'y connecter (pour transférer les charges collectées vers le nœud de lecture). Grâce à cette structure, ce pixel présente plusieurs avantages :

- La possibilité de réaliser un double échantillonnage corrélé (ou CDS pour Correlated Double Sampling en anglais), le nœud de lecture pouvant être rechargé à la fin du temps d'intégration (juste avant d'y transférer les charges contenues dans la photodiode). Dans ce cas, la lecture est insensible au bruit de recharge et on choisit plutôt le mode de recharge « soft reset » (tension de recharge maximale d'environ 2.6V) pour maximiser la plage de fonctionnement du nœud de lecture.
- La suppression des contacts entre la ZCE de la photodiode et les interfaces avec l'oxyde. Ceci est réalisé par l'implantation d'une couche superficielle fortement dopée P (appelée couche de pincement ou « pinning layer » en anglais) au-dessus de la zone N de la photodiode ; on parle alors de pixel 4T à photodiode « enterrée » ou « pincée ». Cette technique permet de supprimer les interfaces oxyde/silicium dépeuplées qui sont synonymes de courant d'obscurité important. La grille de transfert participe également à cette protection, car elle peut être polarisée négativement durant l'intégration pour favoriser l'accumulation de trous sous la grille. Typiquement, le courant d'obscurité d'un pixel 4T à photodiode enterrée est environ 100 fois plus faible que celui d'un pixel 3T à surface équivalente.
- La diminution de la taille de la ZCE afin de réduire le courant d'obscurité. En effet, la photodiode n'est pas polarisée à la tension de recharge du nœud de lecture comme dans le cas d'un pixel 3T mais simplement vidée de ses électrons lors du transfert. La tension inverse atteint alors la tension de « pincement », correspondant au dépeuplement complet de la zone N. Cette tension vaut généralement entre 0.5 et 1V, ainsi l'extension de la ZCE est plus faible que pour une photodiode de pixel 3T (tension de recharge de 2.4V).
- La possibilité d'adapter la capacité du nœud de lecture sans modifier la capacité de collection de la photodiode (appelée FWC pour Full Well Capacity en anglais). Par exemple, on choisira une petite capacité pour augmenter le facteur de conversion charge-tension (ou CVF pour Charge-to-Voltage conversion Factor en anglais) et donc la sensibilité, ou plutôt une grande capacité si l'on souhaite être capable de mesurer des charges collectées importantes sans saturer le circuit de lecture (Fig. 1.7).

Chapitre 1 : Les imageurs CMOS et l'environnement radiatif spatial et nucléaire

Mis à part ces différences, le mode d'opération d'un imageur 4T est similaire à celui d'un imageur 3T. Seul le transfert des charges de la photodiode vers le nœud de lecture doit être ajouté, ce qui perturbe légèrement le chronogramme des signaux de commande (Fig. 1.6) mais permet le double échantillonnage corrélé (et donc l'insensibilité au bruit de recharge). Egalement, la tension en sortie de l'imageur n'est plus liée à la capacité de la photodiode (notée C_{ppd} pour « Pinned PhotoDiode ») comme dans le cas des pixels 3T (équation (1.5.)) mais à la capacité du nœud de lecture notée C_{sn} (pour Sense Node en anglais) :

$$V_{out} = G(V_{ref} - V_{sig}) + V_{off} = G \frac{Q}{C_{sn}} + V_{off} \quad (1.6.)$$

Dans le cas où la charge Q collectée dans la photodiode est intégralement transférée vers le nœud de lecture (efficacité de transfert égale à 1), les variations de tension de la photodiode ΔV_{ppd} et du nœud de lecture ΔV_{sn} sont liées par l'équation :

$$\frac{\Delta V_{ppd}}{\Delta V_{sn}} = \frac{C_{sn}}{C_{ppd}} \quad (1.7.)$$

avec $\Delta V_{ppd} = V_{pin} - \frac{Q}{C_{ppd}}$ et $\Delta V_{sn} = V_{ref} - \frac{Q}{C_{sn}}$

2 Critères de performance des imageurs CMOS

Cette partie détaille les critères de performance principaux d'un imageur CMOS, mesurés pour évaluer les performances optiques et électriques de l'imageur ou bien pour surveiller les dégradations induites par les radiations, par exemple.

2.1 Efficacité quantique externe

L'efficacité quantique externe notée η (ou parfois EQE pour External Quantum Efficiency en anglais) représente la fraction des photons incidents qui sont absorbés et qui mènent à des électrons collectés et lus. Cette efficacité est limitée par plusieurs facteurs (Fig. 1.9) :

- la réflexion d'une partie de la lumière incidente à la surface de l'imageur (interface air/oxyde) et aux interfaces entre les différentes couches surplombant la photodiode (pistes métalliques et interfaces silicium/oxyde)
- les photons non absorbés par le pixel et qui continuent leur chemin dans le substrat
- les électrons qui se recombinent, soit aux interfaces avec l'oxyde, soit via des centres de recombinaison dans le silicium
- les électrons qui sont perdus par diffusion dans l'épitaxie et le substrat.

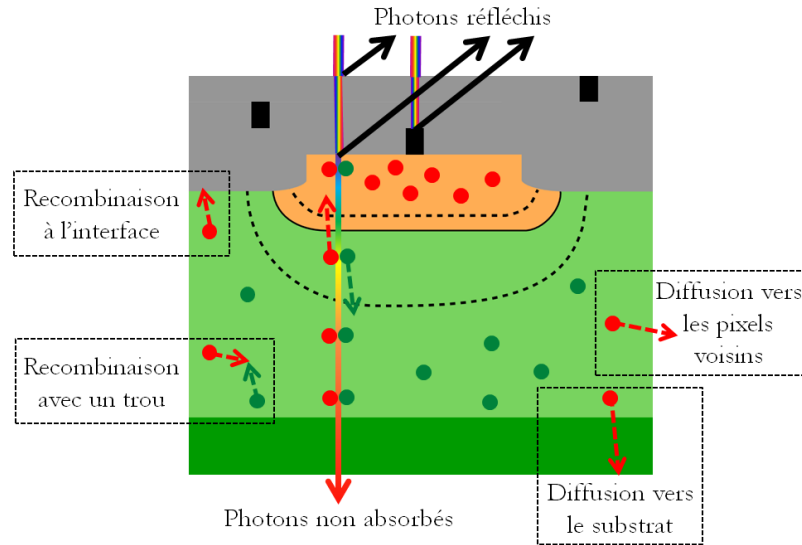


Fig. 1.9 – Principaux effets limitant l'efficacité quantique externe des pixels CMOS.

Le produit des deux premiers points correspond à l'efficacité optique (ou OE pour Optical Efficiency) et celui des deux derniers facteurs à l'IQE (Internal Quantum Efficiency en anglais). L'OE et l'IQE dépendent de la longueur d'onde, et on a :

$$EQE(\lambda) = OE(\lambda) \times IQE(\lambda) \quad (1.8.)$$

L'IQE est souvent optimale pour les longueurs d'onde centrales du domaine visible (par exemple, le vert). Elle est principalement limitée par la recombinaison aux interfaces avec l'oxyde pour le violet (absorbé très près de la surface, cf. 1.2) et par la profondeur d'épitaxie pour le rouge (profondeur de pénétration élevée). Pour le rouge, l'IQE peut être améliorée en augmentant la profondeur d'épitaxie et/ou de la ZCE (comme discuté au 1.3) ; l'extension de la ZCE peut par exemple être étendue en utilisant une épitaxie ou un substrat très faiblement dopé [18]. D'autre part, pour le bleu et le violet, on essaiera plutôt d'éloigner les électrons des interfaces avec l'oxyde (par exemple par un champ électrique induit par un dopage P de surface ou généré par une grille polarisée négativement). Des techniques existent pour améliorer l'OE, en particulier en évitant d'obstruer le parcours de la lumière par les pistes métalliques. On peut citer plusieurs solutions comme l'intégration 3D, l'illumination en face arrière ou bien l'intégration de microlentilles.

2.2 Fonction de transfert électro-optique

La fonction de transfert électro-optique représente la réponse en tension d'un pixel de l'imageur en fonction de l'excitation lumineuse. Plus précisément, elle correspond à la tension analogique en sortie de l'imageur (en sortie de l'amplificateur différentiel) en fonction du nombre de photons N_{ph} incidents sur le pixel sélectionné.

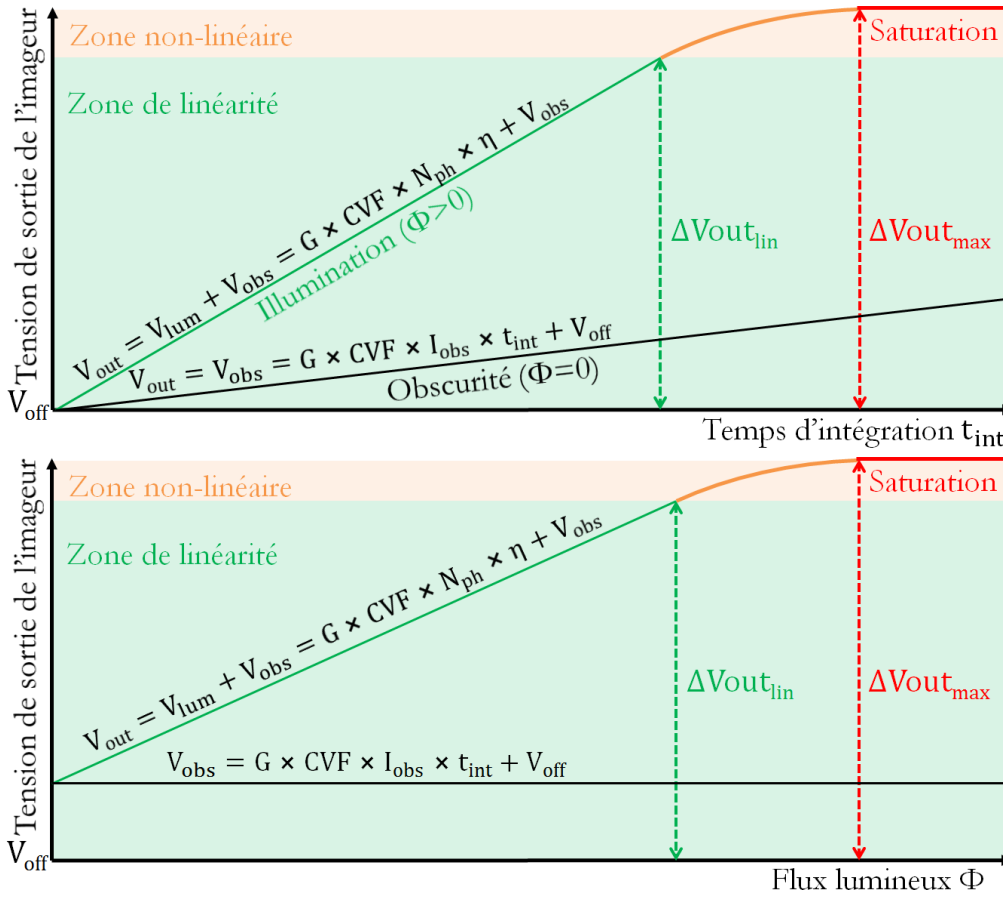


Fig. 1.10 – Représentation schématique de la variation de la tension de sortie de l'imageur V_{out} en fonction (a) du temps d'intégration ou (b) du flux lumineux pour un temps d'intégration donné.

Les charges collectées dans le pixel N_{ch} sont de deux types : soit des électrons générés à partir de lumière par effet photoélectrique (de nombre égal à $N_{ph} \times \eta$), soit des électrons générés thermiquement dans le silicium ou aux interfaces avec l'oxyde. Le courant électrique correspondant aux électrons générés thermiquement est appelé courant d'obscurité et noté I_{obs} , car c'est le courant mesuré en l'absence de lumière. Le nombre de charges électriques collectées N_{ch} s'écrit donc :

$$N_{ch} = N_{ph} \times \eta + N_{obs} \quad (1.9.)$$

$N_{obs} = I_{obs} \times t_{int}$ sont les charges générées thermiquement. Ces charges conduisent à une chute de la tension ΔV_{sn} de la photodiode (pixel 3T) ou du nœud de lecture après transfert (pixel 4T) par rapport à la tension de recharge V_{ref} :

$$\Delta V_{sn} = V_{ref} - V_{sig} = \frac{q(N_{ph} \times \eta + I_{obs} \times t_{int})}{C_{sn}} \quad (1.10.)$$

D'après l'équation (1.6.), la tension en sortie de l'imageur s'écrit alors :

$$V_{out} = G \frac{q(N_{ph} \times \eta + I_{obs} \times t_{int})}{C_{sn}} + V_{off} \quad (1.11.)$$

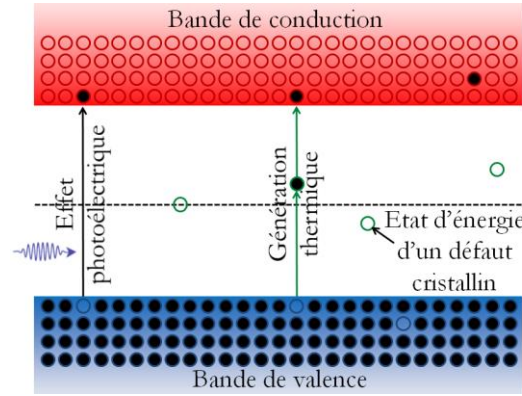


Fig. 1.11 – Principe de la génération thermique de paires électron-trou à travers les états d'énergie interdits introduits par les défauts cristallins.

C_{sn} correspond à la capacité du nœud de lecture dans un pixel 4T et à la capacité de la photodiode ($C_{sn} = C_{pd}$) dans un pixel 3T. Cette équation peut se réécrire :

$$V_{out} = G \times CVF \times (N_{ph} \times \eta + I_{obs} \times t_{int}) + V_{off} \quad (1.12.)$$

$CVF = q/C_{sn}$ est le facteur de conversion charge tension, qui représente le rapport entre la tension du nœud de lecture et la charge collectée. Pour un imageur à pixels 4T à photodiode enterrée, le CVF est indépendant de la capacité de la photodiode et dépend uniquement de la capacité du nœud de lecture C_{sn} (alors que $CVF = q/C_{sn} = q/C_{pd}$ pour les pixels 3T). Finalement, la fonction de transfert électro-optique peut s'écrire :

$$V_{out} = G \times CVF \times N_{ph} \times \eta + V_{obs} \quad (1.13.)$$

$V_{obs} = G \times CVF \times I_{obs} \times t_{int} + V_{off}$ est la tension minimale de sortie, obtenue en l'absence de lumière ($N_{ph} = 0$). L'équation 1.13 correspond à la fonction de transfert en régime linéaire, c'est-à-dire lorsque C_{sn} peut être considérée constante sur la plage de tension parcourue par le nœud de lecture (de $V_{ref} - CVF \times (N_{ph} \times \eta + I_{obs} \times t_{int})$ jusqu'à V_{ref}). Hors de cette plage, des non-linéarités apparaissent à cause de l'augmentation de C_{sn} avec la charge collectée, voire une saturation du circuit de lecture lorsque la tension du nœud de lecture devient trop faible pour être mesurée (Fig. 1.7). Pour les pixels 4T, une autre cause possible de non-linéarité puis de saturation est le sur-remplissage de la photodiode (au-dessus de l'EFWC pour Equilibrium Full Well Capacity en anglais) [19]. En effet, selon la taille de la photodiode, le nombre de charges pouvant y être stocké peut être plus faible que dans le nœud de lecture.

2.3 Courant d'obscurité

Chapitre 1 : Les imageurs CMOS et l'environnement radiatif spatial et nucléaire

Les défauts cristallins contenus dans le silicium ainsi que les états d'interface aux surfaces oxyde/silicium introduisent des états d'énergie dans la bande interdite du silicium et permettent la génération thermique de paires électron-trou (Fig. 1.11). Ce processus de génération SRH (Shockley-Read-Hall) a lieu en permanence dans le pixel, et conduit à la collection d'une fraction de ces électrons thermiques par la photodiode durant la phase d'intégration. Ce courant d'électrons thermiques est appelé courant d'obscurité, car c'est le courant de décharge de la photodiode mesuré en l'absence de courant photonique. D'autres contributions au courant d'obscurité peuvent exister, comme le courant de fuite de certains transistors ou bien le courant de génération produit par des effets différents du processus SRH tels que l'injection de porteurs chauds ou l'électroluminescence. Le courant d'obscurité limite la plage de tension en sortie d'imageur en augmentant la tension minimale V_{obs} pouvant être mesurée, ce qui diminue la dynamique de l'imageur (cf. 2.4). De plus, il est affublé d'un bruit de grenaille qui augmente le bruit total du pixel (2.5). Le courant d'obscurité est très largement détaillé dans les chapitres suivants de ce manuscrit puisqu'il représente la problématique centrale de ces travaux. Le chapitre 2 est dédié à l'étude détaillée des différentes sources d'électrons thermiques dans les pixels 3T ou 4T et de leur contribution au courant d'obscurité, alors que les chapitres 3 et 4 présentent l'augmentation du courant d'obscurité induite par les radiations et la nature possible des défauts cristallins mis en jeu.

2.4 Dynamique

La dynamique de l'imageur traduit sa capacité à mesurer avec justesse des intensités lumineuses très différentes dans les mêmes conditions d'acquisition (temps d'intégration, gain...). Ceci permet de révéler les détails de la scène à photographier à la fois dans les zones peu exposées et très exposées à la lumière. Pour les faibles intensités lumineuses, la dynamique est limitée par le bruit de signal d'obscurité (dont la tension de bruit croît avec la racine carrée du signal d'obscurité, cf. 2.5) ou, pour les faibles temps d'intégration, par la somme des autres bruits temporels pouvant affecter le signal (détaillés en 2.5). A forte intensité lumineuse, la dynamique est limitée par la plage maximale de variation en tension ΔV_{max} du pixel, fixée par la saturation de la photodiode (pixel 4T) ou du circuit de lecture (pixel 3T ou 4T). Habituellement, la dynamique de l'imageur est exprimée comme le quotient entre les tensions extrêmes mesurables qui, en négligeant la zone de non-linéarité de la fonction de transfert, correspond aussi au quotient des intensités lumineuses maximales et minimales détectables. Ce quotient, souvent appelé Dynamic Range (DR), s'écrit alors [20] :

$$\text{DR} = \frac{\Delta V_{\text{max}}}{\sigma_{\text{obs}}} \quad (1.14.)$$

3. Environnement radiatif spatial et nucléaire et interactions avec les CIS

Puisque le signal d'obscurité est proportionnel au temps d'intégration, σ_{obs} augmente avec le temps d'exposition et DR diminue. Cependant, augmenter le temps d'exposition peut être nécessaire dans le cas de scènes sombres, pour que le signal soit supérieur à la somme des bruits temporels.

2.5 Bruits temporels

Le bruit temporel correspond à la variation de la tension mesurée d'une image à une autre dans un pixel donné pour des conditions d'acquisition et d'éclairement identiques. Il est dû à la fluctuation de grandeurs physiques et électriques dans l'imageur, et peut être le facteur limitant de la dynamique de l'imageur dans le cas où le temps d'intégration (et donc le courant d'obscurité) est faible. Voici les principales composantes [21]:

- Le bruit de grenaille du courant photonique (souvent appelé « shot noise »), qui est dû à la nature discrète de l'effet photoélectrique. En effet, les électrons sont indivisibles et générés à partir de photons, indivisibles eux aussi, via le transfert d'un quantum d'énergie. Cette propriété conduit à la variation du nombre d'électrons générés dans le silicium pour une même quantité de photons incidents en fonction du temps. De plus, la variance du nombre de charges générées est égale à la valeur moyenne du nombre de charges :

$$\sigma^2_{\text{ph}} = N_{\text{ph}} \quad (1.15.)$$

Ce bruit est intrinsèque à la nature corpusculaire de la lumière et du courant électrique, et ne peut pas être réduit ou supprimé. Il est indépendant de la qualité de l'imageur.

- Le bruit du courant d'obscurité, qui est également un bruit de grenaille du fait de la génération thermique discrète de paires électron-trou indivisibles [22]. Sa variance est égale à la valeur moyenne du nombre de charges thermiquement générées N_{obs} , qui correspond au signal d'obscurité :

$$\sigma^2_{\text{obs}} = N_{\text{obs}} \quad (1.16.)$$

- Le bruit de recharge, aussi appelé bruit kTC, dû au bruit thermique du transistor de recharge M_{rst} lors de la recharge de la photodiode. Cette dernière est alors rechargée à une tension sensiblement différente d'une image à une autre, ce qui introduit un bruit dans le cas d'un échantillonnage non corrélé (obligatoire pour les pixels 3T). Dans le cas où le transistor de recharge est utilisé en mode linéaire (« hard reset »), ce bruit vaut :

$$\sigma^2_{\text{rst}} = \frac{kT}{C_{\text{pd}}} \quad (1.17.)$$

Ce bruit est doublé si le transistor de recharge est utilisé en mode saturé (« soft reset », ce qui correspond à la tension de recharge maximale). Ce bruit ne peut pas être réduit ou supprimé dans le cas de l'échantillonnage non corrélé (pixels 3T). En revanche, il est nul dans le cas d'un échantillonnage corrélé, applicable pour les pixels 4T à photodiode enterrée.

- Le bruit de lecture, qui regroupe l'ensemble des bruits apportés par les transistors du circuit de lecture : le bruit de scintillement (aussi appelé bruit de Flicker ou bruit en $1/f$), le bruit thermique, mais aussi le bruit de signal télégraphique aléatoire [23] (ou RTS pour Random Telegraph Signal en anglais). Ces bruits sont dus à la capture et l'émission de porteurs au sein de pièges situés dans le canal des transistors, ce qui fait varier le potentiel électrique local et donc la conductance du transistor.
- Le bruit du transfert de charges, présent seulement dans les pixels 4T à photodiode enterrée où les charges doivent circuler dans un canal situé sous la grille de transfert pour passer de la photodiode au nœud de lecture. Certaines charges peuvent être piégées dans le canal lors du transfert et ne pas parvenir au nœud de lecture, ou bien certaines charges piégées pendant le transfert de l'image précédente peuvent être relâchées et collectées dans la nouvelle image. De plus, il arrive que le transfert des électrons soit incomplet à cause d'un temps de transfert trop court ou d'une photodiode trop grande (certains électrons n'ont pas le temps de diffuser jusqu'à la grille de transfert) ou de la présence de poches ou barrières de potentiel entre la photodiode et le nœud de lecture (qui repoussent ou retiennent des électrons).

2.6 Bruits spatiaux

Il existe trois bruits spatiaux principaux dans les imageurs CMOS à pixels actifs étudiés ici [24] :

- La non uniformité de photo réponse, ou PRNU (pour Photo Response Non Uniformity en anglais), qui correspond à la différence de réponse des pixels à l'excitation lumineuse. Elle est souvent quantifiée par l'écart-type (en %) de la pente de la fonction de transfert électro-optique dans le régime linéaire. La variation de pente peut être due à des différences de rendement quantique externe, de facteur de conversion et de gain entre les différents pixels. Ces écarts sont dus notamment à de sensibles variations de la structure des pixels (dimension des structures, concentrations de dopage...) et des tensions de fonctionnement des transistors, introduites par les non idéalités du procédé de fabrication.

3. Environnement radiatif spatial et nucléaire et interactions avec les CIS

- La non uniformité de courant d'obscurité ou DSNU (pour Dark Signal Non Uniformity en anglais). Elle est due au nombre et au positionnement différent des défauts cristallins d'un pixel à un autre. La DSNU est fortement accentuée par les radiations, qui peuvent introduire des nouveaux défauts de manière non-uniforme dans les pixels de l'imageur.
- Le bruit spatial fixe ou FPN (pour Fixed Pattern Noise en anglais). Ce bruit peut être dissocié en deux composantes : une composante « colonne » qui correspond aux variations des capacités d'échantillonnage et des étages d'amplification d'une colonne à une autre (ce bruit est donc nul pour les pixels d'une même colonne), et une composante spécifique à chaque pixel due aux écarts de réponse du circuit de lecture des pixels. La FPN implique que la tension d'offset V_{off} de la fonction de transfert électro-optique est sensiblement différente pour chaque pixel.

2.7 Fonction de transfert de modulation

La Fonction de Transfert de Modulation (FTM) traduit la capacité de l'imageur à restituer les variations spatiales d'intensité lumineuse sur l'image [25]. Autrement dit, la FTM indique si l'imageur peut retranscrire des variations rapides de contraste (et donc des détails fins). La FTM est généralement mesurée en illuminant l'imageur par un profil lumineux en une dimension, formé d'une alternance de bandes sombres et claires dont la fréquence spatiale est progressivement augmentée. Lorsque les bandes deviennent trop fines, celles-ci ne sont plus visibles sur l'image capturée : la résolution maximale de l'imageur est dépassée.

Pour un imageur parfait, où tous les électrons générés dans un pixel donné sont collectés par la photodiode de ce pixel, la résolution maximale correspond à un couple de bandes (« lp » pour line pair en anglais) pour deux lignes de pixels (théorème de Nyquist). Par exemple, pour un pixel de 5 μm de côté, cette résolution théorique vaut 100 lp/mm. Dans ce cas, la FTM vaut 1 au-dessous de la résolution maximale et 0 au-dessus. En réalité, de nombreux facteurs dégradent la FTM bien avant d'atteindre la limite de Nyquist, comme par exemple le facteur de remplissage du pixel (fraction de l'aire du pixel occupée par la photodiode) ou la profondeur dépeuplée de la photodiode. En effet, lorsque ces deux paramètres diminuent, une part plus importante des électrons photo générés dans l'épitaxie peut diffuser hors du pixel et être collectée par les pixels voisins [26] (comme représenté en Fig. 1.9). Cet effet est d'autant plus important que la profondeur de pénétration de la lumière est élevée (par exemple pour le rouge ou le proche infrarouge), car le nombre de photons absorbés dans l'épitaxie par rapport à ceux absorbés directement dans la photodiode (zone N ou ZCE) augmente. La FTM dépend donc fortement de la longueur d'onde dans les imageurs CMOS.

Si la FTM est dégradée, sa valeur est inférieure à 1 et est égale à la fraction du contraste retranscrite sur l'image. Dans un système d'imagerie optique, le bloc optique possède également une FTM dépendant de la longueur d'onde à cause des imperfections des surfaces optiques et de la diffusion dans les lentilles. La FTM globale du système est limitée par le bloc (optique ou imageur) ayant la FTM la plus faible.

3 Environnement radiatif spatial et nucléaire et interactions avec les imageurs CMOS

Cette partie présente la composition particulière des environnements spatial et nucléaire, et résume les interactions particule-matière susceptibles d'intervenir avec les imageurs CMOS. L'effet de ces interactions sur la structure atomique et électronique de l'imageur ainsi que les conséquences sur les performances de l'imageur sont ensuite détaillés.

3.1 L'environnement radiatif spatial

L'atmosphère et le champ magnétique terrestres nous protègent d'une part considérable des radiations spatiales. En dehors de ce bouclier, un flux potentiellement élevé de particules énergétiques voyage et peut rapidement endommager les tissus biologiques comme les composants électroniques. Par exemple, les séjours à bord de la station spatiale sont limités en durée et en fréquence à cause de la dose de radiations très importante reçue en orbite. Y séjourner quelques mois expose en effet l'astronaute à une dose de radiations équivalente à celle reçue en une vie complète sur Terre. Les satellites spatiaux sont exposés de manière prolongée à ces radiations pendant leur mission (de plusieurs années à plusieurs dizaines d'années), et contiennent des matériaux et appareils électroniques potentiellement sensibles aux radiations. L'environnement radiatif (nature, énergie et flux des particules) diffère selon l'orbite du satellite (position par rapport aux ceintures de radiations, distance par rapport au soleil) et la période de la mission (cycle d'activité solaire, date des éruptions solaires). Voici les principales sources de radiation en environnement spatial [27,28,29,30,31,32] :

- Les éruptions solaires, qui sont dues à l'activité magnétique intense de notre étoile. La rotation des couches internes du soleil à des vitesses différentes entraîne l'accumulation d'un champ magnétique intense, qui parvient finalement à s'échapper localement à travers les couches très denses de l'étoile, formant des tâches solaires. Parfois, le champ magnétique émergent en surface est si intense qu'il éjecte une quantité colossale de particules à travers l'espace (dont le flux résultant à la surface terrestre peut atteindre plusieurs $10^{10} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ [29]). Les éruptions les moins violentes, survenant environ une fois par heure pour une activité solaire moyenne [30], émettent seulement des photons X ou visibles alors que les plus grosses éruptions peuvent projeter des électrons de

3. Environnement radiatif spatial et nucléaire et interactions avec les CIS

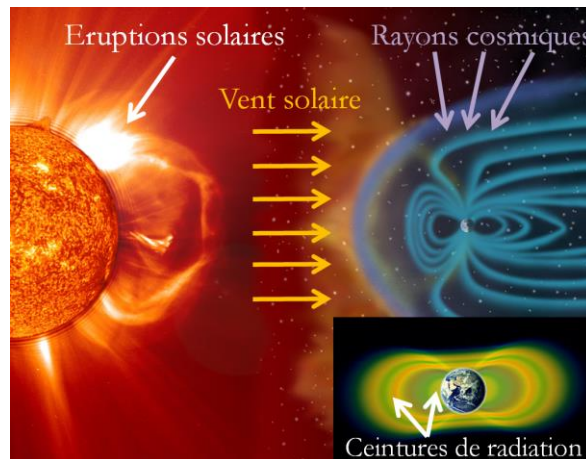


Fig. 1.12 – Illustration des différentes sources de radiation présentes en environnement spatial.

plusieurs MeV et des protons de plusieurs GeV [28]. Ces particules très rapides sont capables de traverser le blindage du satellite et de détériorer les composants électroniques.

- Le vent solaire, qui correspond à l'émission continue de protons et d'électrons peu énergétiques (quelques keV [30]) provoquée par l'échauffement de la couronne solaire. Ces particules de faible énergie sont peu problématiques car elles sont facilement stoppées par une fine couche de blindage autour des appareils électroniques.
- Les ceintures de radiation terrestres de Van Allen, qui correspondent à des électrons et des protons piégés dans le champ magnétique terrestre et en perpétuelle rotation autour de la planète [27,28]. Ces ceintures sont disposées en forme de tore, perpendiculairement à l'axe du champ magnétique terrestre, et peuvent être regroupées en deux ceintures principales : la ceinture intérieure (entre 700 et 10000 km d'altitude) et la ceinture extérieure (entre 13000 et 65000 km d'altitude). La première est principalement constituée d'un flux important de protons de haute énergie capturés à partir du vent solaire et des rayons cosmiques, alors que la seconde est formée d'un faible flux d'électrons de quelques MeV ou plus. Cependant, l'énergie et le flux des particules varie rapidement avec l'altitude et avec l'historique des éruptions solaires (qui remplissent les ceintures et les déforment par l'intermédiaire du vent solaire). Les orbites satellitaires sont souvent choisies de manière à éviter les régions intenses des ceintures de radiations.
- Le rayonnement cosmique, provenant de l'extérieur du système solaire. Il est constitué d'une grande variété de particules (majoritairement des protons et des ions hélium), dont les plus énergétiques (jusqu'à quelques TeV [27]) sont émises par des objets tels que les trous noirs, les étoiles à neutrons, les pulsars ou les supernovæ. Le flux traversant le système solaire est bien plus faible que le flux de particules émis par le soleil, mais la très haute énergie de ces

particules peut conduire à des dommages plus importants sur les composants électroniques.

- Les rayonnements secondaires, qui correspondent à des particules générées lors de l'interaction des rayonnements primaires chargés (vent solaire, rayons cosmiques) avec la matière (par exemple avec la haute atmosphère, le blindage du satellite ou directement à l'intérieur du composant électronique). Ce rayonnement est principalement constitué de photons X produits par rayonnement de freinage (ou « Bremsstrahlung » en allemand) des particules chargées. Les particules peuvent également transmettre une partie de leur énergie à la matière sans réémettre de rayonnement, comme par exemple par ionisation ou déplacements atomiques.

Plusieurs logiciels existent afin de prédire la dose et la composition des radiations reçues par un satellite durant une mission spatiale. Ces logiciels (par exemple OMERE [33]) prennent en compte l'orbite du satellite, et utilisent des modèles de prédiction de l'activité solaire. Ensuite, des logiciels tels que FASTRAD [34] peuvent être utilisés pour prendre en compte le blindage apporté par la structure du satellite et pour calculer la dose de radiation effectivement reçue par les composants électroniques.

3.2 L'environnement radiatif en fusion nucléaire

La fusion nucléaire est un processus courant dans notre Univers. Elle est la source d'énergie de toutes les étoiles actives, par fusion de l'hydrogène en hélium puis par fusion de noyaux plus lourds selon la masse de l'étoile. Sur Terre, elle est une alternative très prometteuse à la fission nucléaire pour la production massive et quasiment illimitée d'énergie électrique. Cette solution a mené à la mise en place d'un grand projet de fusion mondial appelé ITER [35] (réacteur thermonucléaire expérimental international). Ce projet consiste en la fabrication d'un réacteur de fusion nucléaire à Cadarache, qui devrait être achevé d'ici 2020 et dont l'objectif est de permettre l'établissement et le maintien d'une réaction de fusion contrôlée. À terme, il est envisagé d'utiliser les retombées de l'expérience ITER pour construire des réacteurs stables à bilan d'énergie positif, amorçant ainsi une nouvelle ère énergétique.

Sur Terre, la fusion nucléaire a d'abord été utilisée comme source d'énergie pour l'explosion de certains types de bombes nucléaires (bombes H par exemple). Depuis l'interdiction des essais nucléaires, la fusion conserve son intérêt militaire pour l'état français à travers le programme Simulation, destiné à entretenir la dissuasion nucléaire par la simulation des phases primaires de l'explosion d'une bombe nucléaire à fusion. Dans cette optique, le Laser Mégajoule (LMJ) [36] a été construit afin d'effectuer des déclenchements de fusion nucléaire et est en fonctionnement depuis fin 2014.

Dans le cas de la fission nucléaire, un noyau lourd est destabilisé par l'absorption d'un neutron puis se fissure en deux noyaux plus légers (Fig. 1.13). Cette réaction nucléaire conduit à un défaut de masse positif et produit donc de l'énergie. En fusion nucléaire, l'objectif est de fusionner deux noyaux légers en un noyau plus lourd

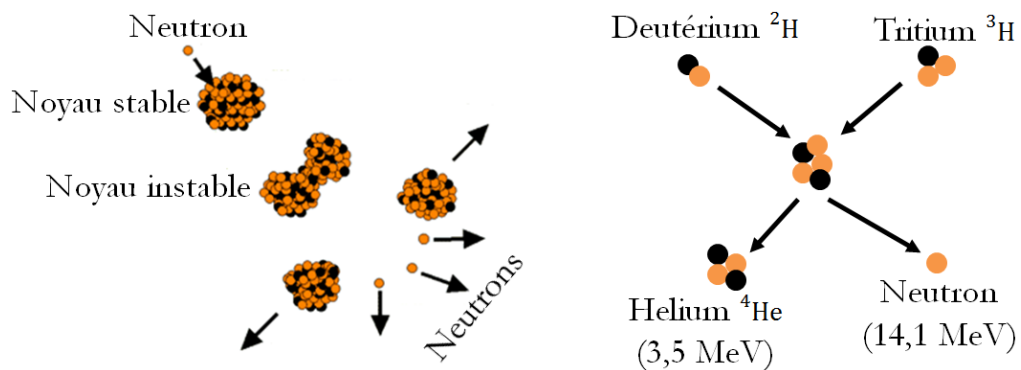


Fig. 1.13 – Schéma de principe des réactions nucléaires de fission de l'uranium 235 (à gauche) et de fusion deutérium-tritium (à droite).

instable. La réaction la plus propice à la réussite d'une fusion entretenue (ayant la section efficace de fusion la plus grande) est la fusion du deutérium avec le tritium, qui forme un noyau instable d'hélium 5. Ce noyau se dissocie en un neutron et un ion d'hélium 4, et l'énergie issue du défaut de masse est répartie aux deux particules (14.1 MeV au neutron et 3.5 MeV à l'ion hélium). La fusion de ces deux isotopes d'hydrogène nécessite d'apporter une énergie de 4 keV au couple d'isotopes afin de rapprocher suffisamment les deux noyaux qui se repoussent par force électrostatique. Pour apporter cette énergie, la température du milieu doit atteindre plusieurs dizaines de millions de degrés ; la matière est alors sous forme de plasma. De plus, pour espérer obtenir un processus de fusion auto-entretenu (voire produire de l'énergie), la température du plasma doit être maintenue au-dessus de 100 millions de degrés. Pour atteindre ces températures extrêmes, il est nécessaire de confiner le plasma de deutérium-tritium pour en augmenter la densité. Il existe deux types de confinement possibles : le confinement magnétique (par exemple dans un tokamak comme pour le projet ITER) et le confinement inertiel (comme au LMJ, où le plasma est confiné par une impulsion laser extrêmement énergétique).

Pour les applications énergétiques et militaires, l'objectif des expériences de fusion est similaire : étudier les conditions de formation et d'évolution du plasma de fusion pour comprendre comment produire une réaction auto-entretenu. Une solution possible est d'imager le rayonnement électromagnétique émis par le plasma, par exemple à l'aide d'imageurs CMOS. Ces dispositifs sont alors soumis au flux très important de neutrons de 14.1 MeV émanant de la fusion et voyageant facilement à travers le plasma. Ces neutrons constituent donc l'essentiel de l'environnement radiatif nucléaire, et l'augmentation de courant d'obscurité qu'ils produisent est étudiée en détail dans le chapitre 3.

3.3 L'interaction des radiations avec les imageurs CMOS

Selon le type de particule (photon, électron, neutron, proton ou ion) et l'énergie de la particule, le type et la probabilité des interactions avec les matériaux des imageurs

Chapitre 1 : Les imageurs CMOS et l'environnement radiatif spatial et nucléaire

CMOS (principalement le silicium et le dioxyde de silicium SiO_2) varient. Ces interactions consistent en une transmission d'énergie au matériau, qui contrairement à l'effet photoélectrique peuvent modifier la structure du matériau et dégrader de manière permanente les performances de l'imageur. Cette partie détaille les différents types d'interactions pouvant être rencontrées pour un imageur CMOS en environnement radiatif spatial ou nucléaire.

3.3.1 Interactions des photons

Les interactions possibles des photons avec le silicium et le SiO_2 dépendent de leur énergie. Dans le silicium, pour une énergie comprise entre 0.56 et 1.12 eV (hauteur de la bande interdite), la seule interaction possible est l'absorption à deux photons [37]. Elle transfère un électron de la bande de valence vers la bande de conduction, de manière analogue à l'absorption d'un seul photon, mais est très peu probable. L'absorption d'un photon unique (effet photoélectrique) apparaît lorsque l'énergie du photon est supérieure ou égale à la hauteur de la bande interdite du matériau : 1.12 eV dans le silicium et 9.3 eV pour le SiO_2 [38]. A plus haute énergie apparaissent également l'effet Compton (> 124 eV), la diffusion de Rayleigh-Thomson (< 40 keV), la création de paires électron-positon (> 1.02 MeV) et enfin l'effet de photodésintégration (> 17 MeV) [39]. Tous ces effets ont pour conséquence de générer une ou, indirectement, plusieurs paires électron-trou, ce que l'on qualifie d'ionisation. Les photons du proche infrarouge et du visible ne peuvent générer qu'une paire unique dans le silicium, alors que les photons UV, X et γ peuvent en générer plusieurs dans le silicium comme dans le SiO_2 . La première paire électron-trou est générée par l'absorption du photon et, si l'électron excité a une énergie suffisante (à partir d'environ 10 eV [40]), d'autres paires sont produites par sa désexcitation. Sinon, l'électron se désexcite en transmettant thermiquement son énergie excédentaire au cristal par l'intermédiaire de phonons (vibrations). Au-dessus d'environ 10 eV, le nombre moyen de paires générées par un photon absorbé peut s'écrire :

$$N_{e-h} \approx \frac{E}{E_{e-h}} \quad (1.18.)$$

E_{e-h} est l'énergie moyenne nécessaire pour générer une paire ; elle vaut 3.65 eV dans le silicium et 17 eV dans le SiO_2 [12]. A travers la production de paires électron-trou dans l'oxyde, les photons d'énergie importante (> 9.3 eV) peuvent participer à l'ionisation de l'oxyde et donc à la dégradation des interfaces oxyde/silicium comme expliqué en 3.3.

3.3.2 Interaction coulombienne électronique

Les particules chargées (électrons, protons et ion) peuvent, selon leur énergie, interagir avec le matériau à travers quatre processus principaux : l'interaction coulombienne électronique, l'interaction coulombienne nucléaire, les chocs nucléaires élastiques et les chocs nucléaires inélastiques [41,42]. Le premier processus est l'interaction coulombienne électronique, qui correspond au freinage électrostatique de la particule par les électrons de valence du matériau (Fig. 1.14). L'interaction peut être

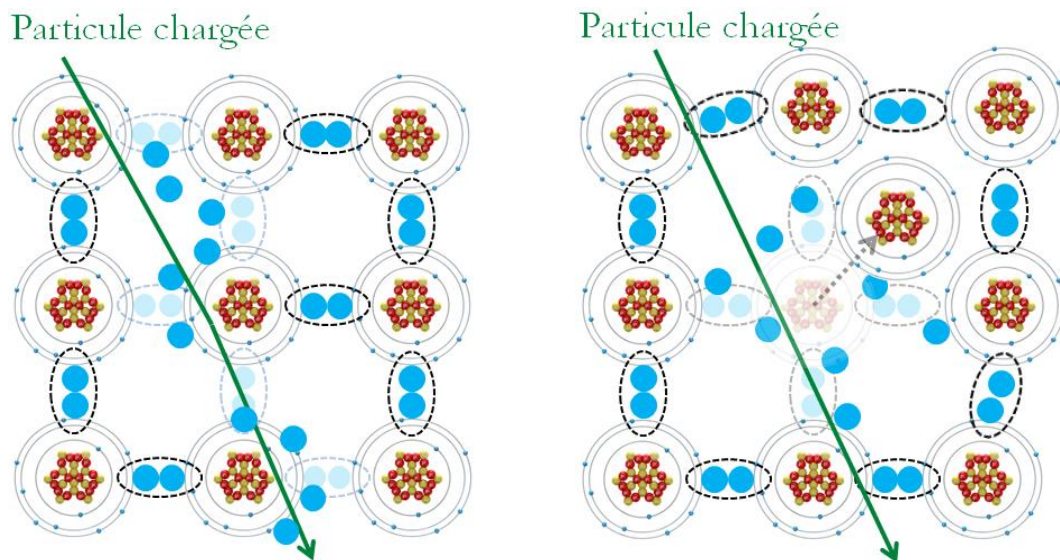


Fig. 1.14 – Schéma de l'effet des interactions coulombiennes électronique (à gauche) et nucléaire (à droite, cas d'un seul atome déplacé) sur la structure électronique et cristalline du silicium.

répulsive ou attractive selon le signe de la charge de la particule. Ce freinage existe quel que soit l'énergie de la particule et entraîne l'excitation des électrons de valence (de la même manière que par effet photoélectrique) et donc la formation de paires électron-trou. Dans le silicium, les électrons peuvent être collectés par la photodiode de manière analogue aux électrons photo générés. Dans l'oxyde, le champ électrique balaye les électrons et les trous dans des directions opposées ; les trous peuvent alors s'accumuler près de l'interface oxyde/silicium et en dégrader la qualité comme discuté plus loin.

3.3.3 Interaction coulombienne nucléaire

L'interaction électrostatique peut aussi avoir lieu avec le noyau des atomes du matériau, lorsque la particule a « traversé » les premières couches électroniques d'un atome et que la charge positive du noyau n'est plus complètement masquée par ses électrons. Si l'énergie transmise lors de l'interaction est supérieure à l'énergie nécessaire pour déplacer l'atome de son site cristallin (environ 21 eV dans le silicium cristallin [24]), l'atome se retrouve en position interstitielle : on parle alors d'effet de déplacement atomique (Fig. 1.14). Cet effet est particulièrement préjudiciable dans le silicium, où la structure est normalement parfaitement ordonnée (cristalline). En effet, les déplacements atomiques peuvent introduire des défauts cristallins stables, qui peuvent agir comme centres de génération/recombinaison et donc produire du courant d'obscurité dans une photodiode en polarisation inverse.

Si l'énergie transmise lors de l'interaction coulombienne nucléaire est grande, l'atome éjecté peut se déplacer dans le silicium de manière analogue à une particule chargée incidente. Il est alors appelé PKA (pour Primary Knock-on Atom en anglais) et perd son énergie cinétique à la fois par ionisation (interactions coulombiennes

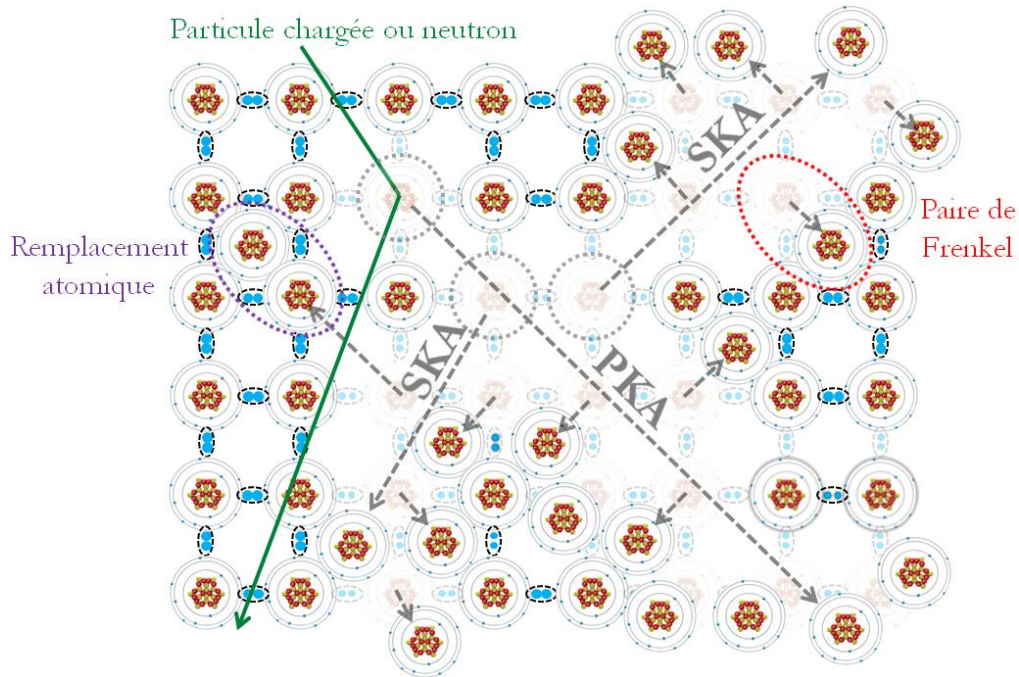


Fig. 1.15 – Schéma de l'effet des chocs nucléaires sur la structure électronique et cristalline du silicium. Une cascade de déplacement similaire peut aussi être produite par une interaction coulombienne nucléaire particulièrement énergétique.

électroniques) et par interactions coulombiennes nucléaires. Ces dernières peuvent même conduire à de nouveaux déplacements atomiques si leur énergie dépasse le seuil de 21 eV ; les atomes déplacés par le PKA sont appelés SKA (Secondary Knock-on Atom) et ainsi de suite. Dans ce cas, on observe la formation d'une cascade de déplacements atomiques (Fig. 1.15), d'autant plus grande que l'énergie initiale du PKA est élevée. Parfois, le PKA a une énergie uniquement suffisante pour déplacer un seul atome et prendre sa place dans le réseau : on parle alors de remplacement atomique (Fig. 1.14). Si l'énergie initiale du PKA ne permet pas de déplacer de nouveaux atomes, le résultat correspond seulement à un atome en position interstitielle accompagné d'une lacune cristalline de silicium ; ce couple est appelé paire de Frenkel (Fig 1.14). Enfin, il est important de préciser que les interactions coulombiennes nucléaires dont l'énergie est inférieure au seuil de déplacement conduisent tout de même à un transfert d'énergie de la particule vers l'atome du cristal ; ce dernier conserve sa position cristalline et se désexcite en émettant des phonons.

L'énergie transmise dans une interaction coulombienne nucléaire est souvent très faible (typiquement de quelques dizaines à quelques centaines d'eV), et ne conduit généralement qu'au déplacement de quelques atomes. En effet, la section efficace de l'interaction coulombienne nucléaire peut s'approximer par l'équation :

$$\sigma(E, T) = \pi Z_1^2 Z_2^2 q^4 \frac{M_1}{M_2} \frac{1}{E} \frac{1}{T^2} \quad (1.19.)$$

3. Environnement radiatif spatial et nucléaire et interactions avec les CIS

E est l'énergie de la particule incidente, T est l'énergie transmise, Z_1 et M_1 sont la charge et la masse de la particule incidente et Z_2 et M_2 sont la charge et la masse de l'atome cible. La section efficace décroît avec le carré de l'énergie transmise, les interactions déplaçant de nombreux atomes sont donc très peu probables devant celles déplaçant peu d'atomes. De plus, la section efficace décroît avec l'énergie de la particule (facteur $1/E$) mais la répartition de l'énergie transmise conserve une distribution en $1/T^2$ quelle que soit l'énergie de la particule. Les interactions coulombiennes nucléaires génèrent donc systématiquement des cascades de déplacement atomiques de taille réduite, même pour les particules de haute énergie. La répartition en $1/T^2$ implique en effet que l'énergie moyenne transmise au PKA est d'environ 200 eV, et donc que le nombre moyen d'atomes déplacés par interaction est de seulement 2 ou 3 en moyenne (d'après l'équation 1.24 en section 3.4.2)

3.3.4 Choc nucléaire élastique

Les chocs nucléaires sont les seules interactions possibles entre les neutrons et la matière. En effet, les neutrons n'ont pas de charge et sont donc insensibles aux charges des électrons et des noyaux ; ils peuvent ainsi parvenir au contact direct des noyaux sans rencontrer de résistance. Les chocs nucléaires élastiques correspondent à une interaction forte entre la particule et le noyau d'un atome. Dans ce cas, l'énergie transmise au PKA peut être beaucoup plus élevée que pour les interactions coulombiennes nucléaires. Cette énergie transmise E_t dépend de la masse de la particule M_1 , de son énergie E , de la masse du noyau cible M_2 et de l'angle θ entre les directions incidente et réfléchie de la particule lors du choc :

$$E_t(\theta) = E \left[1 - \left(\frac{M_2 - M_1}{M_2 + M_1} \right)^2 \frac{1 - \cos(\theta)}{2} \right] \quad (1.20.)$$

E_t est maximale lorsque la particule incidente est réfléchie en direction opposée, c'est-à-dire lorsque $\cos(\theta) = -1$:

$$E_{t,\max} = E_t(-1) = E \left[1 - \left(\frac{M_2 - M_1}{M_2 + M_1} \right)^2 \right] \quad (1.21.)$$

L'énergie transmise maximale $E_{t,\max}$ correspond à une fraction de l'énergie de la particule incidente, inférieure à 1 si la masse de la particule est différente de celle du noyau cible et égale à 1 pour des masses égales. Par exemple, pour un proton ou un neutron incident ($A=1$) dans du silicium ($A=28$), $E_{t,\max}$ vaut :

$$E_{t,\max} = E \left[1 - \left(\frac{28 - 1}{28 + 1} \right)^2 \right] = 0.134 \times E \quad (1.22.)$$

Ainsi, pour les neutrons émis lors de la fusion de deutérium-tritium (14.1 MeV), l'énergie transmise par choc nucléaire élastique peut atteindre 1.9 MeV. Le nombre d'atomes déplacés lors d'un choc nucléaire élastique peut donc être beaucoup plus important que lors d'une interaction coulombienne nucléaire.

Afin de réussir un choc nucléaire, les particules chargées positivement (protons et ions) doivent avoir une énergie suffisante pour contrer la répulsion électrostatique

Chapitre 1 : Les imageurs CMOS et l'environnement radiatif spatial et nucléaire

intense produite par le noyau. Cette énergie seuil est d'environ 2 à 3 MeV pour les protons dans le silicium [43], et augmente rapidement avec la charge de l'ion (la force électrostatique est proportionnelle à la charge) et avec sa masse (le travail à fournir pour traverser le potentiel électrostatique est plus grand). Ainsi, l'énergie seuil de choc nucléaire vaut 10 à 20 MeV pour l'hélium [44] (chargé 2+) et est encore plus élevée pour les ions plus lourds [45].

3.3.5 Choc nucléaire inélastique

Les chocs nucléaires inélastiques correspondent à des réactions nucléaires qui modifient la structure du noyau de l'atome cible. Dans ce cas, la particule est absorbée par le noyau (comme dans le cas de la fission ou de la fusion, cf Fig. 1.12) et celui-ci peut se désexciter en réémettant une ou plusieurs particules (nucléons, électron, positon, photon gamma) ; il se transforme alors en un autre isotope voire un autre élément. Lorsque l'atome n'est pas complètement désexcité, il devient alors un PKA et perd le reste de son énergie excédentaire en produisant une cascade de déplacements. Pour les réactions nucléaires, l'énergie du PKA peut être encore plus grande que l'énergie maximale transmise par choc élastique. Par exemple, pour un neutron de fusion dans du silicium, l'énergie du noyau éjecté peut atteindre environ 4 MeV dans le cas de réactions nucléaires [46] (contre 1.9 MeV pour les chocs élastiques). Pour les neutrons, les réactions nucléaires n'existent que dans le cas d'une énergie supérieure à environ 2 MeV.

3.3.6 Le rayonnement de freinage (Bremsstrahlung)

A cause des interactions coulombiennes électroniques (3.3.2) et nucléaires (3.3.3), les particules chargées sont freinées par la force électrostatique (composante parallèle à la trajectoire de la particule) mais aussi déviées (composante perpendiculaire à la trajectoire). La déviation entraîne l'émission de rayons X par rayonnement Bremsstrahlung. L'énergie perdue par ce rayonnement est généralement négligée devant l'énergie perdue les autres procédés (3.3.2 à 3.3.5) pour les particules et énergies des environnements spatial et nucléaire.

3.4 Puissance de freinage électrostatique, nucléaire et NIEL

3.4.1 Puissance de freinage électrostatique (LET, Linear Transfer Energy)

En traversant l'imageur, les particules peuvent transférer de l'énergie au silicium et au dioxyde de silicium à travers les diverses interactions énumérées en 3.3. Le transfert d'énergie se regroupe en deux types d'effets : l'ionisation (déplacement des électrons de valence seulement) ou le déplacement d'atomes. Les photons et les particules chargées génèrent directement de l'ionisation dans le matériau, mais les neutrons produisent aussi de l'ionisation par l'intermédiaire des PKA et SKA contenus dans les cascades de déplacement. En effet, ces derniers correspondent à des ions de silicium et perdent une fraction de leur énergie par ionisation. La puissance de freinage (énergie perdue par unité de longueur) par ionisation, ou puissance de freinage électronique, est appelée

3. Environnement radiatif spatial et nucléaire et interactions avec les CIS

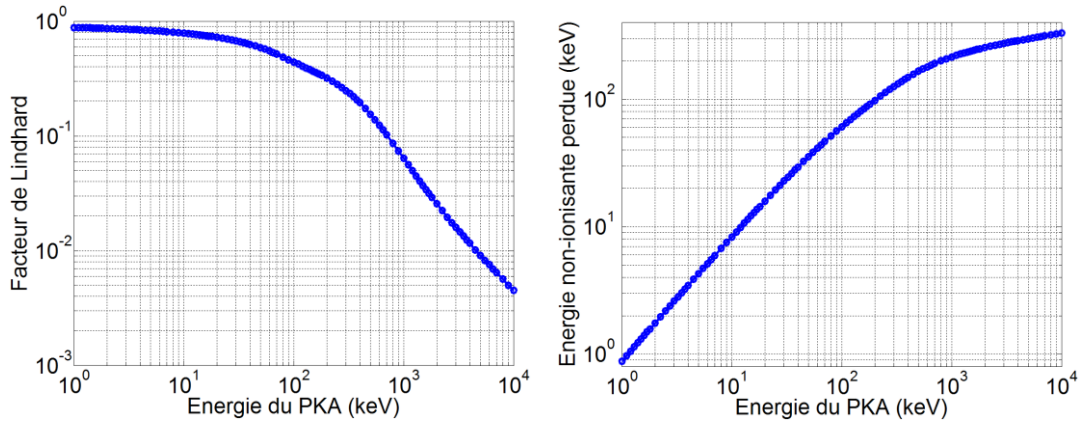


Fig. 1.16 – Facteur de Lindhard (fraction de l'énergie initiale du PKA perdue par freinage non-ionisant) en fonction de l'énergie du PKA (gauche) et énergie non-ionisante perdue en fonction de l'énergie initiale du PKA (droite).

LET (pour Linear Energy Transfer en anglais). Si l'on suppose que tous les électrons excités par la particule incidente sont effectivement arrachés [10], alors le LET correspond à l'énergie transmise aux électrons arrachés par unité de longueur et le nombre de charges générées par unité de longueur peut être estimé par :

$$n_{e-h} \approx \frac{LET}{E_{e-h}} \quad (1.23.)$$

$E_{e-h} \approx 3.65$ eV pour le silicium et 17 eV pour le SiO_2 .

3.4.2 Puissance de freinage nucléaire

La puissance de freinage nucléaire correspond à l'énergie perdue par unité de longueur dans les interactions non-ionisantes entre la particule et le matériau. Ces interactions sont de deux types principaux : les interactions coulombiennes nucléaires et les chocs nucléaires. Elles peuvent avoir lieu directement entre la particule incidente et un atome du matériau, ou bien indirectement entre les atomes du matériau après l'interaction initiale (par exemple à l'intérieur d'une cascade de déplacements). Dans la section 3.3.3, nous avons vu que la distribution de probabilité de l'énergie transmise dans une interaction coulombienne nucléaire décroît avec le carré de l'énergie transmise. Dans le silicium, ceci implique que les interactions d'énergie inférieure à l'énergie seuil de déplacement d'un atome (25 eV) sont nombreuses ; celles-ci font perdre de l'énergie à la particule mais ne produisent aucun déplacement atomique. Ainsi, l'énergie de la particule perdue par freinage non-ionisant (de manière directe ou indirecte) est supérieure au nombre d'atomes déplacés divisé par l'énergie de déplacement d'un atome. Par exemple, dans le cas d'un choc nucléaire, l'énergie transmise au PKA est perdue de manière ionisante et non-ionisante par le PKA et par les SKA ; la perte non-ionisante consistant en de nombreuses interactions coulombiennes nucléaires en chaîne. Par conséquent, l'énergie non-ionisante effectivement transformée en déplacements atomiques est inférieure à l'énergie non-ionisante totale perdue par tous les atomes déplacés. Typiquement, le nombre d'atomes de silicium effectivement déplacés par un PKA est exprimé en fonction de l'énergie

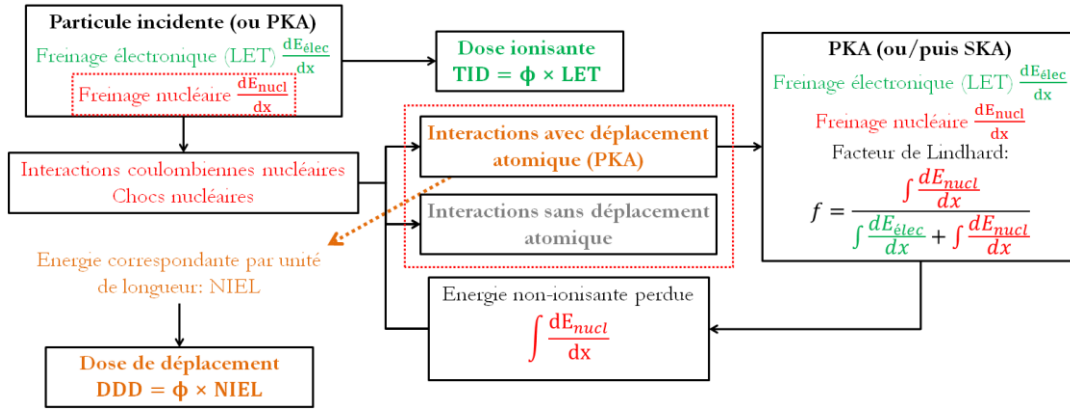


Fig. 1.17 – Schéma récapitulatif des processus de freinage électronique et nucléaire d'une particule dans le silicium et des doses ionisante et de déplacement associées.

perdue par freinage non-ionisant dans la cascade E_{ni} et de l'énergie seuil de déplacement E_D par la formule empirique de Kinchin et Pease [47]:

$$\begin{aligned} & 0 \text{ si } E_{ni} < E_D \\ & 1 \text{ si } E_D < E_{ni} < 2E_D \\ & \frac{E_{ni}}{2E_D} \text{ si } E_{ni} \gg 2E_D \end{aligned} \quad (1.24.)$$

Dans le cas où de nombreux atomes sont déplacés dans la cascade, on voit donc que l'énergie non-ionisante utilisée par déplacement atomique est en moyenne doublée par rapport à l'énergie de déplacement seuil E_D . D'autre part, l'énergie totale perdue par freinage non-ionisant E_{ni} par le PKA (somme des freinages non-ionisants de tous les atomes de la cascade de déplacement) dépend de son énergie initiale E ; le rapport entre E_{ni} et E est donné par le facteur de répartition de Lindhard [48]. La Fig. 1.16 montre que ce facteur atteint environ 88% à faible énergie, ce qui signifie que le freinage nucléaire est dominant devant le freinage électrostatique pour un ion de silicium de faible énergie dans le silicium. Le facteur diminue à plus haute énergie, traduisant la contribution de plus en plus importante du freinage ionisant. La perte d'énergie par ionisation devient plus importante que la perte d'énergie non-ionisante lorsque l'énergie initiale dépasse 100 keV ; le facteur de Lindhard est alors inférieur à 0.5. Le schéma présenté en Fig. 1.17 récapitule les différents processus mis en jeu lors du freinage d'une particule par le matériau.

3.4.3 NIEL (Non Ionising Energy Loss)

Pour une particule donnée (particule incidente ou PKA), on définit le NIEL [49,50,51](pour Non Ionising Energy Loss en anglais) qui correspond à l'énergie non-ionisante effectivement convertie en déplacements atomiques (de manière directe ou indirecte) par unité de longueur. En effet, c'est cette quantité qui nous intéresse pour évaluer l'impact des radiations non-ionisantes sur le courant d'obscurité puisque la formation de défauts cristallins implique le déplacement d'atomes de leur position initiale. Pour une particule incidente (ou un PKA), le NIEL est toujours inférieur au

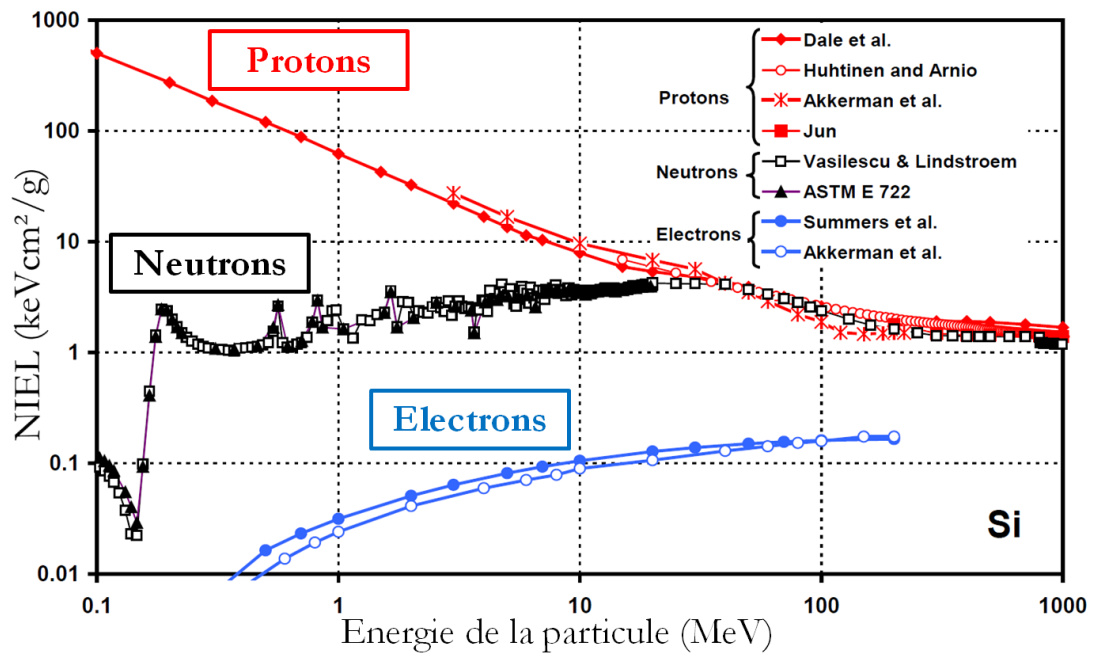


Fig. 1.18 – NIEL des protons, neutrons et électrons d'après [52].

freinage nucléaire puisqu'il tient compte du facteur de Lindhard des PKA (ou des SKA) et ne comptabilise pas les interactions non-ionisantes qui ne déplacent pas d'atomes. Le NIEL est habituellement séparé en deux contributions distinctes :

- Le NIEL « nucléaire », correspondant aux chocs nucléaires, donc seulement pour les neutrons ou pour les particules chargées suffisamment énergétiques et légères (cf. 3.3.4).
- Le NIEL « coulombien », correspondant aux interactions coulombiennes nucléaires, donc seulement pour les particules chargées. Le NIEL coulombien suit la variation de la section efficace d'interaction coulombienne nucléaire (1.19).

La Fig. 1.18 présente le NIEL des particules les plus rencontrées dans les environnements spatial (protons et électrons) et nucléaire (neutrons), d'après [52]. Le NIEL des neutrons est exclusivement nucléaire puisque ces particules interagissent seulement par chocs nucléaires. Lorsque l'énergie est inférieure à quelques MeV, on remarque que le NIEL des protons décroît avec l'inverse de l'énergie. Ceci est dû à la prédominance des interactions coulombiennes nucléaires dans ce régime, dont la probabilité est proportionnelle à l'inverse de l'énergie de la particule (1.19). Sur ce domaine d'énergie, le NIEL des protons est d'ailleurs bien supérieur à celui des neutrons (qui n'interagissent que par chocs nucléaires). Au-dessus de quelques dizaines de MeV, l'interaction coulombienne nucléaire devient négligeable devant les chocs nucléaires et le NIEL des protons et des neutrons est similaire. Enfin, on remarque que le NIEL des électrons reste très faible même à haute énergie, en particulier à cause de leur masse très faible ne leur permettant pas de déplacer l'atome de silicium (de masse 50 000 fois supérieure).

3.5 Dose ionisante et dose de déplacement

Le LET et le NIEL des particules dépendent du matériau et de l'énergie de la particule. Par exemple, le LET d'une particule chargée traversant le dioxyde de silicium au-dessus de la photodiode varie le long de la trajectoire puisque la particule perd de l'énergie. L'énergie ionisante totale déposée par les particules chargées dans un volume donné est égale à l'intégrale du LET de toutes ces particules dans le volume correspondant. L'énergie ionisante totale par unité de volume est appelée TID [53] (pour Total Ionising Dose en anglais). Dans le cas d'un LET constant, la TID est égale au produit du LET par le flux surfacique des particules incidentes :

$$TID = LET \times \phi \quad (1.25.)$$

Habituellement, la TID est exprimée en rad (et multiples du rad), ou en gray (Gy) avec $1 \text{ Gy} = 100 \text{ rad}$. Puisque ces unités correspondent à une quantité d'énergie par unité de masse (par exemple $1 \text{ Gy} = 1 \text{ J/kg}$), le LET doit aussi être exprimé par unité de masse (par exemple en MeVcm^2/g) :

$$TID(\text{krad}) = 1.6 \cdot 10^{-11} \times LET(\text{MeVcm}^2/\text{g}) \times \phi(\text{cm}^{-2}) \quad (1.26.)$$

Le plus souvent, la TID est calculée pour le SiO_2 car la dégradation des performances des imageurs CMOS due à l'accumulation de la dose ionisante (et en particulier l'augmentation du courant d'obscurité provenant des interfaces oxyde/silicium) provient majoritairement des oxydes. L'ionisation peut aussi générer des effets dans le silicium, mais ceux-ci sont ponctuels (effets singuliers) et ne sont pas dus à une accumulation de dose ionisante.

La dose de déplacement (ou DDD pour Displacement damage Dose en anglais) est quant à elle exprimée le plus souvent en TeV/g dans le silicium (car c'est dans le volume du silicium que les déplacements atomiques induisent la formation de défauts cristallins responsables de l'augmentation du courant d'obscurité) :

$$DDD (\text{TeV/g}) = 10^{-9} \times NIEL(\text{keVcm}^2/\text{g}) \times \phi(\text{cm}^{-2}) \quad (1.27.)$$

4 Effet des radiations sur les performances des imageurs CMOS

Cette partie explique l'effet physique des radiations sur les deux matériaux principaux constituant les imageurs CMOS (le dioxyde de silicium et le silicium) puis présente les principaux effets néfastes qui en découlent sur la performance des imageurs.

4.1 Effets singuliers de l'ionisation dans le silicium

L'ionisation du silicium par des particules chargées peut générer de nombreux porteurs libres dans un volume restreint, dont la concentration peut être bien

4. Effet des radiations sur les performances des imageurs CMOS

supérieure à celle atteinte par effet photoélectrique sous illumination. Ces charges excédentaires augmentent localement la conductivité du silicium, ce qui peut perturber le comportement électronique de l'imageur. Par exemple, le mode de fonctionnement des transistors peut être temporairement modifié par l'apparition de zones de conduction dans le canal des transistors ou entre différents MOSFETs. D'autre part, les charges peuvent être collectées par les jonctions PN (les photodiodes ou les nœuds de lecture) ou des transistors et modifier le potentiel électrostatique de manière brutale. Ces perturbations sont appelées événements singuliers [54], et on en distingue plusieurs types [55] selon qu'ils impactent les transistors analogiques (transistors du circuit de recharge/lecture des pixels ou transistors d'amplification en bas de colonne) ou numériques (transistors de sélection de ligne et de colonne, transistors de séquençement) et selon la nature transitoire ou permanente de leur effet. Les effets transitoires disparaissent généralement à l'image suivante (ou au redémarrage de l'imageur), alors que les effets permanents détruisent de manière irréversible une partie de l'imageur. Enfin, il est important de noter que l'ionisation n'induit pas d'effets cumulés (et donc de dégradation progressive) dans le silicium.

4.2 Effet cumulé de l'ionisation dans les oxydes

Le dioxyde de silicium est un isolant qui possède une bande interdite d'environ 9.3 eV [38]. Ainsi, les photons UV de longueur d'onde inférieure à 130 nm mais aussi les photons X et γ peuvent y générer des paires électron-trou par effet photoélectrique [56]. Les particules chargées sont également capables d'ioniser le SiO_2 directement par interactions coulombiennes électroniques ou indirectement par interactions coulombiennes nucléaires ou chocs nucléaires. Dans le cas d'un imageur CMOS, un champ électrique est quasiment toujours présent dans les oxydes ; il est induit par la différence de potentiel entre le silicium et les contacts et pistes métalliques, ou bien par la présence d'une ZCE au contact de l'oxyde. Comme dans le silicium, le champ électrique entraîne la dissociation des paires électron-trou générées par effet photoélectrique ou par ionisation ; les trous sont transportés dans la direction du champ électrique et les électrons dans la direction opposée. Lors de la génération des paires électron-trou mais aussi pendant le transport des porteurs libres, une part des électrons et des trous se recombine ; cette part est d'autant plus importante que le champ électrique est faible et que la concentration de paires générées (proportionnelle au LET pour une particule chargée) est élevée. Comme la mobilité des électrons est beaucoup plus grande que celle des trous dans l'oxyde, les électrons sont rapidement évacués en direction du fort potentiel électrostatique de l'oxyde et de nombreux trous persistent. Ces trous migrent lentement vers l'interface de faible potentiel, et peuvent être piégés lors de leur parcours par des défauts présents dans l'oxyde [57,58]. Le piège le plus courant pour les trous dans le SiO_2 est une lacune d'atome d'oxygène ; ce piège s'appelle le centre E' [59,60]. A l'interface entre le SiO_2 et le silicium, le nombre de lacunes d'oxygène est très important du fait de la différence brutale de structure

Chapitre 1 : Les imageurs CMOS et l'environnement radiatif spatial et nucléaire

cristalline entre les deux milieux. Ainsi, la majorité des trous qui diffusent vers l'interface se retrouve piégée à l'interface entre le SiO_2 et le silicium [56,58].

Au lieu d'être piégés dans des défauts comme le centre E' , les trous peuvent également conduire à la formation d'états d'interfaces en réagissant avec les atomes d'hydrogène de certaines molécules contenues dans l'oxyde (comme la molécule d'eau dans le cas d'un oxyde humide) [58,61]. Ces réactions produisent des ions H^+ , qui peuvent ensuite se déplacer à travers l'oxyde grâce à leur petite taille et atteindre l'interface avec le silicium. A l'interface, un ion H^+ peut réagir avec une liaison covalente Si-H (nombreuses à l'interface oxyde/silicium) et conduire à la formation de molécules de dihydrogène H_2 . Cette réaction laisse derrière elle un doublet non-liant sur l'atome de silicium qui, comme expliqué dans le chapitre 2, peut introduire un niveau d'énergie dans la bande interdite du silicium : ces pièges sont appelés centres Pb [62,63]. Selon la position relative du niveau d'énergie du centre Pb et des niveaux de Fermi des électrons et des trous, le centre Pb se comporte de différentes manières : il est dit amphotère. Dans le cas d'un silicium neutre dopé N, le centre Pb est chargé négativement (doublet complet) et se comporte comme donneur, alors qu'il est accepteur dans le cas de silicium neutre de type P (doublet incomplet). Enfin, dans le cas où l'oxyde est en contact avec la zone dépeuplée de la photodiode, le centre Pb peut se comporter comme un centre de génération thermique de paires électron-trou et les électrons qu'il génère sont directement collectés par la photodiode (par effet de drift dû au champ électrique, cf. Chapitre 2). Le centre Pb peut aussi contribuer au courant d'obscurité lorsqu'il est situé dans une zone quasi-neutre ; les électrons générés sont alors collectés par diffusion (cf. Chapitre 2). Les centres Pb sont les pièges les plus présents à l'interface, mais il en existe d'autres types [63].

D'autre part, les trous piégés à l'intérieur de l'oxyde (dans des défauts comme le centre E' par exemple) introduisent des charges positives dans l'oxyde qui conduisent à une modification de la variation du potentiel électrostatique à travers l'oxyde. Ceci peut entraîner un changement du comportement électronique du pixel, par exemple lorsque l'oxyde considéré est l'oxyde de grille des transistors : la tension de seuil peut alors être modifiée. Les charges positives peuvent aussi compenser une partie des charges fixes négatives apportées par les dopants accepteurs (atomes de bore par exemple) dans le silicium de type P proche de l'interface. Des implants de type P sont par exemple utilisés entre la photodiode et l'oxyde mais aussi sous l'oxyde de la grille de transfert dans le cas de la photodiode pincée, ceci afin de supprimer la quasi-totalité du courant d'obscurité provenant des interfaces avec l'oxyde [64]. En effet, l'apport de nombreux trous permet de placer les états d'interfaces (comme le centre Pb) en configuration d'accepteur et donc d'éviter la génération thermique de paires électron-trou à travers ces pièges.

En conclusion, dans un pixel d'imageur CMOS, l'ionisation dans l'oxyde est susceptible d'augmenter à la fois la densité des états d'interfaces et la fraction de centres de génération thermique de paires électron-trou parmi ces états. L'effet cumulé de l'ionisation (quantifié par la TID) dans l'oxyde provoque donc une augmentation du

4. Effet des radiations sur les performances des imageurs CMOS

courant d'obscurité provenant des interfaces, et éventuellement une altération du fonctionnement du pixel par modification des tensions de seuil des transistors (ce qui peut par exemple altérer le transfert des charges dans un pixel 4T à photodiode pincée).

4.3 Effet cumulé des déplacements atomiques dans le silicium

Contrairement à la dose ionisante qui dégrade uniquement l'oxyde et les interfaces oxyde/silicium (à l'exception des effets singuliers destructifs), la dose de déplacement dégrade le silicium en introduisant des défauts cristallins électriquement actifs qui, comme pour les états d'interfaces, peuvent thermiquement générer des paires électron-trou dans certaines conditions. Cette partie détaille les processus menant à la formation de ces défauts et les conditions dans lesquelles ces derniers peuvent contribuer au courant d'obscurité du pixel.

4.3.1 Formation des défauts cristallins

Lors d'une interaction non-ionisante (interaction coulombienne nucléaire ou choc nucléaire) d'énergie supérieure ou égale à l'énergie seuil de déplacement atomique (environ 21 eV dans le silicium [49]), un atome est ôté de son site cristallin [49] (3.4.2). Cet atome (PKA) peut à son tour éjecter des atomes de leur position cristalline (appelés SKA) et ainsi de suite, formant une cascade de déplacements atomiques. La physiologie de la cascade dépend de l'énergie du PKA. Typiquement, pour les PKA d'énergie inférieure à 12 keV, aucune ramification n'est observée et le PKA est responsable de l'intégralité de la cascade [65] ; seul le nombre d'atomes déplacés change en fonction de l'énergie du PKA. Au-dessus de 12 keV, des ramifications peuvent apparaître car l'énergie transmise aux SKA peut être suffisante pour générer des sous-cascades de taille non-négligeable. Si l'énergie des SKA est inférieure à 10 keV, ces sous-cascades sont similaires à la cascade élémentaire produite par un PKA d'énergie inférieure à 12 keV ; sinon, la cascade produite par le SKA contient aussi des ramifications. La cascade totale peut donc être vue comme une multitude de cascades élémentaires ramifiées (Fig. 1.19). La répartition des déplacements atomiques reste donc équivalente peu importe le nombre de ramifications ; seul le nombre total de déplacements change.

Une différence peut toutefois apparaître lorsque le PKA a une énergie très faible, inférieure à 1 ou 2 keV [65]. Dans le cas, il est courant que seulement quelques atomes déplacés subsistent après réorganisation atomique ; les atomes déplacés ne sont plus regroupés en sous-ensembles mais plutôt distincts les uns des autres. Cette configuration peut être prédominante dans le cas des interactions coulombiennes nucléaires, qui transmettent en moyenne très peu d'énergie au PKA (quelques centaines d'eV, cf. 3.3.3). Ainsi, la répartition des déplacements atomiques a des chances d'être différente entre les particules interagissant principalement via cette interaction (ions de faible énergie) et les particules produisant des chocs nucléaires (protons haute énergie et neutrons). Ceci explique aussi les similarités observées pour

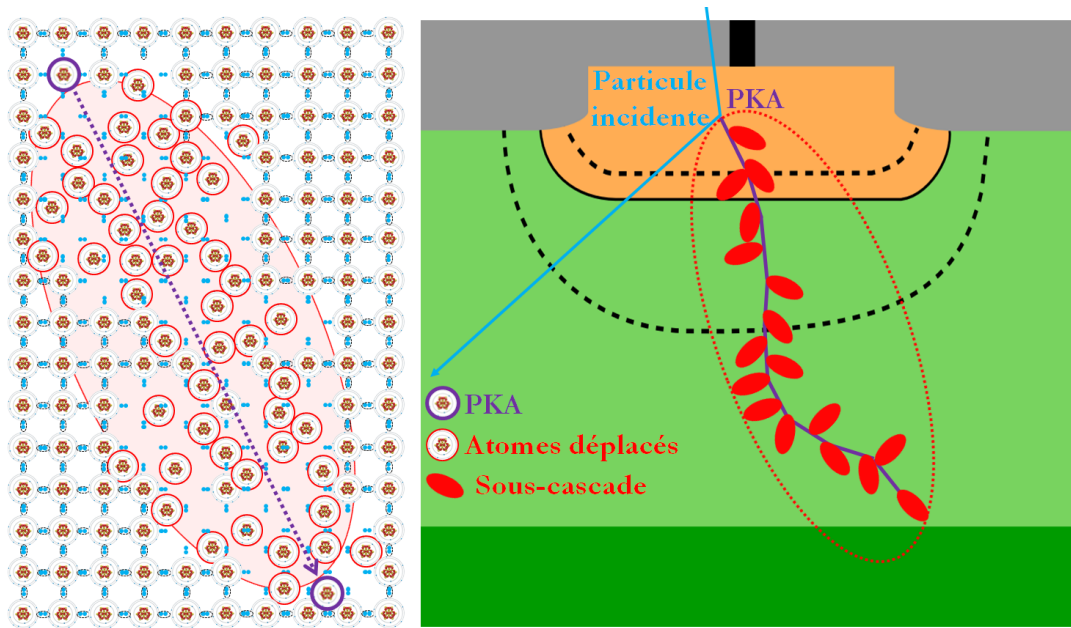


Fig. 1.19 – Physiologie de la cascade de déplacements atomiques élémentaire produite par un PKA d'énergie inférieure à 10 keV (à gauche) et de la cascade ramifiée produite par un PKA de plus haute énergie (à droite). Chaque sous-cascade est alors produite par un SKA d'énergie inférieure à 12 keV.

l'augmentation moyenne du courant d'obscurité [50] et la distribution du courant d'obscurité [11] produite par les neutrons et les protons de haute énergie, pour lesquels les chocs nucléaires (PKA de haute énergie) prédominent devant les interactions coulombiennes nucléaires (PKA de faible énergie). Les chapitres 3 et 4 mettent en évidence cette différence, et la justifient en montrant que la nature des défauts cristallins principaux induits par les radiations est différente dans les deux cas.

Après la formation de la cascade de déplacement, un nombre égal d'atomes en position interstitielle et de lacunes de silicium est présent (paires de Frenkel [66]). Une réorganisation atomique très rapide s'opère alors, durant laquelle de nombreux couples d'interstitiels et de lacunes disparaissent : les atomes récupèrent leur site cristallin d'origine ou bien occupent un autre site. Ensuite, une réorganisation plus lente persiste à travers la diffusion des lacunes et des interstitiels de silicium. La lacune se déplace indirectement par remplacement d'atomes ; elle peut rejoindre d'autres lacunes et s'y associer. L'association la plus simple correspond à la bi-lacune [67], qui est un défaut cristallin stable à température ambiante. La lacune peut aussi s'associer avec une impureté en position de substitution, comme par exemple un atome d'oxygène ou de phosphore [68,69]. Il arrive aussi que plusieurs lacunes s'associent ensemble, ou bien que plusieurs lacunes s'associent à une même impureté [70,71]. Les défauts simples (regroupant un nombre limité et bien défini d'éléments) sont appelés défauts « ponctuels », par opposition aux défauts plus complexes qui correspondent plutôt à des agrégats sans structure bien définie. L'existence d'agrégats de défauts (ou clusters

4. Effet des radiations sur les performances des imageurs CMOS

en anglais) dans le cas de chocs nucléaires a d'abord été suggérée pour expliquer la dégradation particulièrement importante du taux de recombinaison produite par les neutrons dans les semi-conducteurs [72,73]. Parfois, le taux de recombinaison anormalement élevé est expliqué par l'existence de forts champs électriques au sein de ces agrégats [74] ou par la possibilité de transfert de charges entre deux défauts proches. Ces défauts peuvent être de nature différente [75] ou bien dans des configurations électroniques différentes (par exemple deux bi-lacunes dans différents états de charge [70]). La nature exacte de ces défauts reste inconnue, même si certains travaux récents tentent d'apporter de nouveaux éléments de réponse [76]. Dans le chapitre 4, la spectroscopie de courant d'obscurité va nous permettre de distinguer les contributions des défauts ponctuels et des agrégats à l'augmentation du courant d'obscurité. Cette distinction nous permettra en particulier d'étudier de manière dissociée les taux de génération et les niveaux d'énergie de ces deux types de défauts, et de discuter sur la nature possible des agrégats en tentant de modéliser la distribution de courant d'obscurité qu'ils produisent. On remarquera aussi que ces agrégats sont responsables de la majeure partie de l'augmentation du courant d'obscurité dans le cas de chocs nucléaires ; seules les interactions coulombiennes nucléaires peuvent conduire à un courant d'obscurité dominé par les défauts ponctuels.

4.3.2 Effet des défauts cristallins sur les performances de l'imageur

Tout comme les états d'interfaces présents à l'interface oxyde/silicium, les défauts cristallins (ponctuels ou agrégats) peuvent contenir des liaisons incomplètes et donc introduire un niveau d'énergie dans la bande interdite du silicium. De la même manière que les pièges d'interfaces, ils peuvent alors générer des paires électron-trou et participer au courant d'obscurité s'ils sont situés dans la zone dépeuplée de la photodiode ou dans l'une des zones quasi-neutres (cf. Chapitre 2). Des défauts cristallins existent déjà au sein des imageurs CMOS non irradiés ; ils sont le plus souvent responsables des pixels « chauds » de l'imageur (pixels ayant un courant d'obscurité plus important que la moyenne de la matrice). Certaines impuretés métalliques (comme le molybdène, le cobalt, le fer, l'or ou le tungstène) peuvent aussi se comporter comme centre de génération de paires électron-trou dans le silicium [77,78,79]. Concernant les défauts induits par les radiations, des études ont montré que le taux de génération de paires électron-trou dans le silicium dépeuplé est proportionnel à la DDD et au volume considéré, et que le facteur de proportionnalité est similaire pour toutes les particules excepté les électrons et les photons [50]. Ce résultat est notamment en accord avec l'hypothèse que les déplacements atomiques sont répartis de manière similaire quel que soit la taille de la cascade de déplacement (cf. 4.3.1), donc quel que soit le type et l'énergie de l'interaction non-ionisante.

En augmentant le courant d'obscurité dans les pixels [80], les défauts cristallins augmentent la tension minimale mesurable dans le pixel mais aussi le bruit de courant d'obscurité ; la dynamique de l'imageur est donc réduite. Les défauts cristallins induits par les déplacements atomiques peuvent avoir des effets supplémentaires sur l'imageur :

- La diminution de l'efficacité de collection à cause de la réduction du temps de vie moyen des porteurs minoritaires dans l'épitaxie [81]
- La diminution du dopage (et donc de la concentration de porteurs majoritaires) par compensation des dopants [82], ce qui peut entraîner une modification du fonctionnement du pixel (cf. 4.2)
- La diminution de la mobilité des porteurs minoritaires [83]
- La production de signal télégraphique aléatoire (ou RTS pour Random Telegraph Signal en anglais) de courant d'obscurité (DC-RTS pour Dark Current RTS en anglais) dans certains pixels [84]. Ce phénomène est dû à la présence de défauts instables dont la structure ou la configuration électronique change au cours du temps, entraînant également une variation abrupte du taux de génération du défaut. Ce phénomène est parfois présent avant irradiation [85], et ne doit pas être confondu avec le signal télégraphique aléatoire induit par les MOSFET [86] et généralement attribué aux états d'interface sous la grille.

5 Résumé

Les environnements radiatifs spatial et nucléaire contiennent des particules capables de modifier la structure physique de l'imageur CMOS. Tandis que les particules chargées (protons, électrons, ions) ionisent les oxydes et conduisent à l'accumulation de charges piégées et d'états d'interfaces, les particules suffisamment lourdes et énergétiques (protons, neutrons, ions) déplacent des atomes dans le silicium et forment des défauts cristallins. La dégradation de l'interface oxyde/silicium par l'ionisation et du volume de silicium par les effets de déplacement se traduit par des effets variés sur les performances de l'imageur CMOS. L'une des caractéristiques les plus affectées par les radiations est le courant d'obscurité, qui dépend directement du nombre d'états d'interface des oxydes et du nombre de défauts cristallins situés dans les zones dépeuplées ou quasi-neutres de la photodiode.

En environnement spatial et nucléaire, des augmentations brutales et élevées de courant d'obscurité sont observées dans un nombre croissant de pixels au cours du temps. Ces augmentations proviennent des chocs nucléaires, produits par les protons de haute énergie en environnement spatial et par les neutrons de fusion en environnement nucléaire. Ces interactions très énergétiques entraînent la formation d'une large cascade de déplacement dans le volume du pixel et donc l'apparition de nombreux défauts cristallins (ponctuels ou agrégats) concentrés dans le pixel impacté. En plus de réduire la dynamique et la sensibilité des pixels touchés, les chocs nucléaires induisent une non-uniformité de courant d'obscurité très importante sur la matrice de pixels. La non-uniformité complique la prédiction de l'augmentation du courant d'obscurité de l'imageur et induit l'apparition de nombreux pixels « chauds » ayant un

5. Résumé

courant d'obscurité beaucoup plus important que la moyenne de la matrice. Ces pixels limitent fortement les performances d'imagerie de l'intégralité de l'imageur malgré le faible nombre de pixels parfois impactés.

Par conséquent, il est primordial d'étudier les défauts cristallins générés par les effets de déplacement (et en particulier par les chocs nucléaires) pour tenter de prévenir leur formation ou d'améliorer la prédiction du courant d'obscurité qu'ils produisent dans les imageurs CMOS. Avant d'étudier le courant d'obscurité induit par les déplacements atomiques (chapitres 3 et 4), le chapitre 2 est consacré à l'étude détaillée du fonctionnement de la photodiode d'un pixel CMOS (et en particulier de la photodiode pincée) et des sources possibles de courant d'obscurité dans le pixel avant irradiation. En effet, il est important de bien comprendre les contributions possibles du courant d'obscurité avant irradiation et la manière dont ce courant peut être collecté par la photodiode pour être ensuite capable de mesurer et d'analyser le courant d'obscurité induit par les radiations avec justesse.

6 Bibliographie

- [1] J. Janesick et al, *Scientific Charge-Coupled Devices*.: SPIE Press, 2001.
- [2] A. El Gamal and H. Eltoukhy, "CMOS image sensors," *IEEE Circuits and Devices Magazine*, vol. 21, no. 3, pp. 6-20, mai-juin 2005.
- [3] M. Bigas, E. Cabruja, J. Forest, and J. Salvi, "Review of CMOS image sensors," *Microelectron. J.*, vol. 37, no. 5, pp. 433-451, 2005.
- [4] R. H. Dyck and G. P. Weckler, "Integrated arrays of silicon photodetectors for image sensing," *IEEE Trans. Electron Devices*, vol. 15, no. 4, pp. 196-201, avr. 1968.
- [5] E. Fossum, "CMOS image sensors: electronic camera on a chip," in *IEDM Tech. Dig.*, 1995, pp. 17-25.
- [6] J. W. Horton, R. V. Mazza, and H. Dym, "The scanistor: a solid state image scanner," *Proc. IEEE*, vol. 52, no. 12, pp. 1513-1528, déc. 1964.
- [7] A. J. P. Theuwissen, "CMOS image sensors: state-of-the-art," *Solid-State Electron.*, vol. 52, no. 9, pp. 1401-1406, sept. 2008.
- [8] P. K. Weimer et al., "A self-scanned solid-state image sensor," *Proc. IEEE*, vol. 55, no. 9, pp. 1591-1602, sept. 1967.
- [9] S. Rolando, *Etude de capteurs d'images CMOS dédiés à la détection et la mesure d'intensité d'événements lumineux*. Toulouse: Thèse de doctorat, Institut Supérieur de l'Aéronautique et de l'Espace, 2008.
- [10] Vincent Goiffon, "Contribution à une approche structurée de la conception des imageurs CMOS en vue de leur durcissement à l'environnement radiatif spatial," ISAE, 2008.
- [11] Cédric Virmondois, "Analyse des effets des déplacements atomiques induits par l'environnement radiatif spatial sur la conception des imageurs CMOS," ISAE, 2012.
- [12] S. M. Sze, *Physics of Semiconductor Devices*, 2nd ed., Wiley, Ed. New York, 1981.

Chapitre 1 : Les imageurs CMOS et l'environnement radiatif spatial et nucléaire

- [13] P. Bouguer, *Essai d'optique sur la graduation de la lumière.*: Jombert, 1729.
- [14] A. S. Grove, *Physics and Technology of Semiconductor Devices*, Wiley International, Ed., 1967.
- [15] Y. Taur and Tak H. Ning, *Fundamentals of modern VLSI devices.*: Cambridge University Press, 2013.
- [16] E. R. Fossum and D. B. Hondongwa, "A review of the pinned photodiode for CCD and CMOS image sensors," *IEEE Journal of the Electron Devices Society*, vol. 2, no. 3, Mai 2014.
- [17] A. Krymski and N. Tu, "A 9-v/lux-s 5000-frames/s 512x512 cmos sensor," *IEEE Trans. Electron Devices*, vol. 50, no. 1, pp. 136-143, Jan. 2003.
- [18] Jean-Baptiste Lincelles, *Étude d'imageurs CMOS fortement dépeuplés pour l'amélioration des performances des futurs instruments d'observation spatiaux.* Thèse de doctorat, ISAE-Supaéro, Toulouse, 2015.
- [19] Alice Pelamatti, *Estimation and Modeling of Key Design Parameters of Pinned Photodiode CMOS Image Sensors for High Temporal Resolution Applications.* Thèse de doctorat, ISAE-Supaéro, Toulouse, 2015.
- [20] P. Martin-Gonthier et al., "Dynamic range optimisation of CMOS image sensors dedicated to space applications," *Proc. SPIE*, vol. 6744, 2007.
- [21] H. Tian, B. Fowler, and A. Gamal, "Analysis of temporal noise in CMOS photodiode active pixel sensor," *IEEE J. Solid-State Circuits*, vol. 36, no. 1, pp. 92-101, Jan. 2001.
- [22] A. J. P. Theuwissen, *Solid-State Imaging with Charge-Coupled Devices.*: Kluwer Academic, 1995.
- [23] X. Wang, P. R. Rao, A. Mierop, and A. J. P. Theuwissen, "Random telegraph signal in CMOS image sensor pixels," *IEDM Tech. Dig.*, pp. 1-4, 2006.
- [24] G. Hopkinson, T. M. Goodman, and S. R. Prince, *A guide to the use and calibration of detector array equipment.*: SPIE, 2004.
- [25] M. Estribeau, *Analyse et modélisation de la fonction de transfert de modulation des capteurs d'images à pixels actifs CMOS.* Toulouse: Thèse de doctorat, SUPAERO, 2004.
- [26] M. Estribeau and P. Magnan, "Pixel crosstalk and correlation with modulation transfer function of CMOS image sensor," *Proc. SPIE*, vol. 5677, no. 1, pp. 98-108, 2005.
- [27] S. Bourdarie, "Space radiation environment," in *Space radiation environment and its effects on spacecraft components and systems*, Toulouse, Juin 2004, pp. 57-82.
- [28] J. Bourrieau, J. P. David, and L. Levy, *Environnement spatial.*: ISAE, 2009.
- [29] A. Johnston, *Optoelectronic devices with complex failure modes.*: IEEE NSREC short course, 2000.
- [30] P. Lantos, "The sun, the solar wind and their effects on earth's environment," in *Space radiation environment and its effects on space-craft components and systems*, Toulouse, Juin 2004.
- [31] E. G. Stassinopoulos and J. P. Raymond, "The space radiation environment for electronics," *Proc. SPIE*, vol. 5677, no. 1, pp. 98-108, 2005.
- [32] A. Holmes-Siedle and L. Adams, *Handbook of radiation effects.*: Oxford science publications, 1994.
- [33] P. Peyrard et al., "A toolkit for space environment," *Proc. RADECS*, pp. 639-641, 2003.
- [34] T. Beutier, E. Delage, M. Wouts, O. Serres, and P. F. Peyrard, "Fastrad, new tool for

6. Bibliographie

- radiation prediction," *Proceedings of the 7th European Conference on Radiation and Its Effects on Components and Systems*, pp. 181-183, 2003.
- [35] <https://www.iter.org/fr/accueil>.
- [36] <http://www-lmj.cea.fr/>.
- [37] A. D. Bristow, N. Rotenberg, and H. M. Van Driel, "Two-photon absorption and Kerr coefficients of silicon for 850–2200 nm," *Applied Physics Letters*, vol. 90, no. 19, 2007.
- [38] J. F. Verwey, E. A. Amerasekera, and J. Bisschop, "The physics of SiO₂ layers," *Rep. Prog. Phys.*, vol. 53, pp. 1297-1331, 1990.
- [39] N. Soppera. (Sept. 2013) <http://www.oecd-neo.org/janis/>.
- [40] "Average energy required to produce an ion pair," 1979.
- [41] D. Halliday, *Introduction à la physique nucléaire*.: Dunod, 1957.
- [42] D. Blanc, *Physique nucléaire*.: Masson, 1973.
- [43] Insoo Jun et al., "Proton nonionizing energy loss (niel) for device applications," *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 50, no. 6, pp. 1924-1928, déc. 2003.
- [44] I. Jun, M. A. Xapsos, and E. A. Burke, "Alpha particle nonionizing energy loss (NIEL)," *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 51, no. 6, pp. 3207-3210, déc. 2004.
- [45] S. R. Messenger et al., "Niel for heavy ions: an analytical approach," *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 50, no. 6, pp. 1919-1923, déc. 2003.
- [46] M. Raine et al., "Simulation of Single Particle Displacement Damage in Silicon – Part I: Global Approach and Primary Interaction Simulation," *Proc. NSREC*, 2016.
- [47] G. H. Kinchin and R. S. Pease, "The displacement of atoms in solids by radiation," *Reports on progress in physics*, 1955.
- [48] J. et al Lindhard, "Integral equations governing radiation effects (Notes on atomic collisions, III)," *Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk.*, vol. 33, no. 10, pp. 1-42, 1963.
- [49] G. Hopkinson, "Displacement damage : Analysis and characterisation of effects on devices," *Space radiation environment and its effects on spacecraft components and systems*, vol. Toulouse : Cepadues editions, pp. 175-197, 2004.
- [50] J. R. Srour and D. H. Lo, "Universal damage factor for radiation induced dark current in silicon devices," *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 47, no. 6, pp. 2451-2459, déc 2000.
- [51] C. Inguibert, "Radiation-matter interaction," *Space radiation environment and its effects on spacecraft components and systems*, vol. Toulouse : Cepadues editions, pp. 84-107, juin 2004.
- [52] C. Poivey and G. Hopkinson, "Displacement Damage Mechanism and Effects," in *Space Radiation and its Effects on EEE Components*, EPFL Space Center, 9 Juin 2009.
- [53] K. G. Kerris, "Source considerations and testing techniques," in *Ionizing Radiation Effects in MOS Devices and Circuits*.: New York : Wiley-Interscience, 1989, pp. 443-484.
- [54] Valérian Lalluca, *Etude des effets singuliers produits par les particules énergétiques chargées de l'environnement radiatif spatial sur les capteurs d'images CMOS*. Thèse de doctorat, ISAE-Supaéro, Toulouse, 2013.
- [55] S. Duzellier, "Radiation effects on electronic devices in space, aerospace, science and technology," *Aerospace Science and Technology*, vol. 9, pp. 93-99, janv. 2005.
- [56] E. H. Snow, A. S. Grove, and D. J. Fitzgerald, "Effects of ionizing radiation on oxidized

Chapitre 1 : Les imageurs CMOS et l'environnement radiatif spatial et nucléaire

- silicon surfaces and planar devices," *Proc. IEEE*, vol. 55, no. 7, p. 1168, juil. 1967.
- [57] A. Lelis, T. R. Oldham, H. E. Boesch, and F. B. McLean, "The nature of trapped hole annealing process," *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 36, no. 6, pp. 1808-1815, déc. 1989.
- [58] T. R. Oldham and F. B. McLean, "Total ionizing dose effects in MOS oxides and devices," *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 50, pp. 483-499, juin 2003.
- [59] G. C. Messenger and M. S. Ash, *The effects of radiation on electronic systems*, 2nd ed.: New York : Van Nostrand Reinhold, 1991.
- [60] T. P. Ma and P. V. Dressendorfer, *Ionizing Radiation Effects in MOS Devices and Circuits*.: New York : Wiley-Interscience, 1989.
- [61] N. S. Saks and D. B. Brown, "Interface trap formation via the two-stage process," *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 36, pp. 1848-1857, déc 1989.
- [62] Y. Nishi, "Study of Silicon-Silicon Dioxide Structure by Electron Spin Resonance," *Jpn. J. Appl. Phys.*, vol. 10, no. 1, pp. 52-61, jan. 1971.
- [63] M. Schulz, "Interface states at the SiO₂-Si interface," *Surface science*, vol. 132, pp. 422-455, sept. 1983.
- [64] I. Inoue et al., "Low Dark Current Pinned Photo-Diode for CMOS Image Sensor," *Eizo Jobo Media Gakkai Gijutsu Hokoku*, vol. 23, no. 49, pp. 25-30, 1999.
- [65] S. Wood et al., "Simulation of radiation damage in solids," *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 28, no. 6, pp. 4107-4112, déc. 1981.
- [66] G. P. Summers, "Displacement damage : Mechanisms and measurements," *IEEE NSREC Short Course*, 1992.
- [67] G. Watkins, "Intrinsic defects in silicon," *Mat. Sci. Semicon. Proc.*, vol. 3, no. 4, pp. 227-235, 2000.
- [68] M. Lannoo and J. Bourgoin, *Point defects in semiconductors I*.: Springer-Verlag, 1981.
- [69] M. Moll, *Radiation damage in silicon particle detectors*. Hamburg University: Thèse de doctorat, 1999.
- [70] K. Gill, G. Hall, and B. MacEvoy, "Bulk damage effects in irradiated silicon detectors due to clustered divacancies," *Journal of applied physics*, vol. 82, no. 1, pp. 126-136, 1997.
- [71] J. Bourgoin and M. Lannoo, *Point defects in semiconductors II: experimental aspects*.: Springer-Verlag Berlin Heidelberg New York, 1983.
- [72] J. J. H. Crawford and J. W. Cleland, "Nature of bombardment damage and energy levels in semiconductors," *J. Appl. Phys.*, vol. 30, no. 8, p. 1319, 1959.
- [73] B. R. Gossick, "Disordered regions in semiconductors bombarded by fast neutrons," *J. Appl. Phys.*, vol. 30, no. 8, pp. 1214-1218, 1959.
- [74] J. R. Srour and R. A. Hartmann, "Enhanced displacement damage effectiveness in irradiated silicon devices," *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 36, no. 6, pp. 1825-1830, déc. 1989.
- [75] S. J. Watts et al., "A new model for generation-recombination in silicon depletion regions after neutron irradiation," *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 43, no. 6, pp. 2587-2594, déc. 1996.
- [76] J. W. Palko and J. R. Srour, "Amorphous inclusions in irradiated silicon and their effects on material and device properties," in *IEEE Nuclear and Space Radiation Effects Conference*, 2008.

6. Bibliographie

- [77] F. Domengie, J. L. Regolini, and D. Bauza, "Study of Metal Contamination in CMOS Image Sensors by Dark-Current and Deep-Level Transient Spectroscopies," *Journal of Electronic Materials*, vol. 39, no. 6, pp. 625-629, juin 2010.
- [78] F. Domengie, J. L. Regolini, D. Bauza, and P. Morin, "Impact on device performance and monitoring of a low dose of tungsten contamination by dark current spectroscopy," in *IEEE International Reliability Physics Symposium*, 259-264, 2010.
- [79] J. Toren and J. Bisschop, "Metal contamination characterization in CCD image sensors," in *IEDM'95*, 1995.
- [80] J. Bogaerts, B. Dierickx, and R. Mertens, "Enhanced dark current generation in proton-irradiated CMOS active pixel sensors," *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 49, no. 3, pp. 1513-1521, 2002.
- [81] M. Deveaux et al., "Neutron radiation hardness of monolithic active pixel sensors for charged particle tracking," *Nucl. Instr. Meth. A*, vol. 512, pp. 71-76, 2003.
- [82] R. L. Pease, E. W. Enlow, G. L. Dinger, and P. Marshall, "Comparison of proton and neutron carrier removal rates," *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 34, no. 6, pp. 1140-1146, déc. 1987.
- [83] J. R. Srour, "Displacement damage effects in electronic materials, devices and integrated circuits," in *IEEE NSREC Short Course*, 1988.
- [84] I. H. Hopkins and G. R. Hopkinson, "Random telegraph signals from proton-irradiated CCDs," *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 40, no. 6, pp. 1567-1574, déc. 1993.
- [85] G. R. Hopkinson, V. Goiffon, and A. Mohammadzadeh, "Random telegraph signals in proton irradiated CCDs and APS," *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 55, no. 4, août 2008.
- [86] M. J. Kirton and M. J. Uren, "Noise in solid-state microstructures : A new perspective on individual defects, interface states and low frequency (1/f) noise," *Adv. Phys.*, vol. 38, no. 4, pp. 367-468, 1989.
- [87] M. J. Norgett et al, "A proposed method of calculating displacement dose rates," *Nuclear Engineering Design*, no. 33, pp. 50-54, 1975.

Chapitre 2

Les sources de courant d'obscurité dans le pixel CMOS

Plan du chapitre

1	Structure électronique du silicium à l'équilibre thermodynamique	49
1.1	Silicium intrinsèque.....	49
1.2	Silicium dopé	51
2	Structure de bandes des photodiodes	52
2.1	Photodiode conventionnelle à l'équilibre thermodynamique	52
2.2	Photodiode conventionnelle en polarisation inverse	56
2.3	Cas de la photodiode pincée	57
3	Taux de génération thermique dans la photodiode en polarisation inverse	60
3.1	Génération et recombinaison thermique de paires électron-trou : théorie SRH.....	60
3.2	Régions hors-équilibre de la photodiode en polarisation inverse	63
3.3	Taux de génération dans la ZCE.....	64
3.3.1	Conditions communes à l'intégralité de la ZCE.....	64
3.3.2	Taux SRH dans la région centrale de la ZCE	67
3.3.3	Taux SRH dans les régions périphériques de la zone dépeuplée.....	71
3.4	Taux de génération dans les zones quasi-neutres	73
3.5	Taux de génération aux interfaces avec l'oxyde	75
3.6	Effets d'accentuation du taux de génération SRH	75
3.6.1	Effet Poole-Frenkel	75
3.6.2	Effet tunnel thermiquement assisté.....	77
3.6.3	Transfert de charges entre défauts.....	77
3.7	Résumé	78
4	Bilan des courants et de la charge dans la photodiode pincée en fonction de la polarisation	80
4.1	Polarisation inverse.....	80

Chapitre 2: Les sources de courant d'obscurité dans le pixel CMOS

4.1.1	Courant de « génération » dans la ZCE	80
4.1.2	Courant de « diffusion » dans les zones quasi-neutres.....	82
4.2	Polarisation directe.....	84
4.2.1	Courant de recombinaison dans la ZCE	85
4.2.2	Courant de diffusion par émission thermoïonique	86
4.3	Variation du courant d'obscurité total en fonction de la température	87
4.4	Charge contenue dans la PPD en fonction de la polarisation	90
4.4.1	Tension de pincement.....	90
4.4.2	Charge en fonction de la polarisation.....	92
5	Effet de débordement de courant d'obscurité.....	95
5.1	Mise en évidence expérimentale du débordement de courant d'obscurité	95
5.2	Simulation du débordement de courant d'obscurité en conception technologique assistée par ordinateur (TCAD).....	102
6	Résumé.....	105
7	Bibliographie	107

En environnement spatial ou nucléaire, l'une des principales dégradations observées dans les imageurs CMOS est l'augmentation du courant d'obscurité. Elle conduit à l'augmentation du bruit temporel dans les pixels impactés (et donc à la réduction de la dynamique et de la sensibilité de l'imageur), mais aussi à l'augmentation du bruit spatial. En effet, le courant d'obscurité induit par les radiations diffère d'un pixel à un autre, et cette non-uniformité de courant d'obscurité dépend fortement du type et de l'énergie de la particule. En particulier, la valeur des puissances de freinage électrostatique et non-ionisant et la nature de l'interaction non-ionisante prépondérante (interaction coulombienne nucléaire ou chocs nucléaires) vont conditionner la nature et la localisation des principales sources de courant d'obscurité dans le pixel. Afin de mesurer et d'analyser avec justesse le courant d'obscurité induit par les radiations dans les chapitres suivants, il est d'abord nécessaire de bien comprendre les différentes sources de génération thermique dans le pixel non-irradié et la manière dont les électrons thermiques sont collectés par la photodiode.

Dans ce chapitre, la structure électronique du silicium intrinsèque et du silicium dopé et les distributions de porteurs libres qui en découlent sont d'abord rappelées. Ensuite, la structure de bandes des photodiodes conventionnelle et pincée sont présentées, et leur forme est étudiée en fonction de la polarisation de la photodiode. A partir de la théorie de la jonction PN, la concentration en porteurs libres à travers la photodiode est calculée en fonction des différents régimes de polarisation. Ensuite, la théorie de Shockley-Read-Hall est utilisée pour estimer le taux de génération des défauts dans les différentes régions de la photodiode, en fonction de la position du

1. Structure électronique du silicium à l'équilibre thermodynamique

niveau d'énergie des défauts dans la bande interdite et de la concentration locale en porteurs minoritaires et majoritaires. Cette étude permet de déterminer les régions de la photodiode qui contribuent le plus au courant d'obscurité et le niveau d'énergie des défauts ayant les plus forts taux de génération. Enfin, ce chapitre présente un bilan des courants de porteurs libres traversant la photodiode et de la charge collectée dans la photodiode en fonction de la polarisation, ceci afin de mieux appréhender le fonctionnement électrostatique global de cette structure.

En résumé, ce volet permet de faire le point sur le fonctionnement physique de la photodiode et sur les différentes sources de courant d'obscurité possibles, ce qui est nécessaire pour être capable de mesurer correctement le courant d'obscurité et de comprendre les phénomènes physiques sous-jacents à l'augmentation du courant d'obscurité induite par les radiations. Par exemple, la fin de ce chapitre est consacrée à la mise en exergue d'un phénomène de débordement de courant d'obscurité dans les pixels à photodiode pincée, qui doit être absolument pris en compte par la suite pour mesurer correctement la distribution du courant d'obscurité dans les imageurs irradiés.

1 Structure électronique du silicium à l'équilibre thermodynamique

1.1 Silicium intrinsèque

Dans un matériau semi-conducteur comme le silicium, les états quantiques pouvant être occupés par les électrons des couches externes (des orbitales hybrides sp^3 pour le silicium) sont répartis en deux ensembles principaux : la bande de valence (qui correspond aux états des liaisons covalentes, donc des électrons liés) et la bande de conduction (qui correspond aux électrons libres). Les états sont très nombreux et très rapprochés en énergie dans ces bandes, on les représente donc souvent comme des bandes continues en énergie (Fig. 2.1). La structure électronique du silicium cristallin induit la formation d'une bande interdite entre les bandes de valence et de conduction, ne contenant aucun niveau d'énergie possible pour les électrons dans le cas d'un cristal parfait [1].

Dans cette structure énergétique, les électrons adoptent une répartition particulière. En effet, la probabilité d'occupation des états d'énergie par les électrons est gouvernée par la fonction de Fermi-Dirac :

$$f_e(E) = \frac{1}{1 - \exp\left(\frac{E - E_F}{kT}\right)} \quad (2.1.)$$

où T est la température et E_F est le niveau de Fermi, qui correspond à l'énergie pour laquelle la probabilité d'occupation d'un niveau par un électron vaut $1/2$. A l'équilibre thermodynamique, la fonction de Fermi-Dirac représentant la probabilité d'occupation

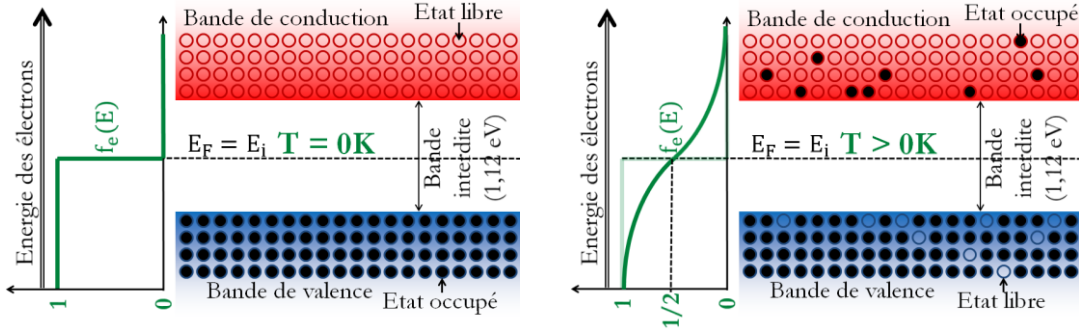


Fig. 2.1 – Représentation schématic de la répartition des niveaux d'énergie occupés par les électrons à température nulle (à gauche) et par exemple à température ambiante (à droite) dans le silicium intrinsèque.

des états d'énergie par les trous (lacunes d'électrons dans la bande de valence) est le complément à 1 de celle des électrons [2, 3]:

$$f_h(E) = \frac{1}{1 - \exp\left(\frac{E_F - E}{kT}\right)} = 1 - f_e(E) \quad (2.2.)$$

Le niveau de Fermi des trous (énergie pour laquelle la probabilité d'occupation d'un niveau par un trou vaut $1/2$) est alors égal au niveau de Fermi des électrons. De plus, à l'équilibre, le niveau de Fermi est constant à travers le silicium [3]. À température nulle ($T = 0K$), la fonction de Fermi-Dirac des électrons vaut 1 pour $E \leq E_F$ et 0 pour $E > E_F$ (Fig. 2.1); la probabilité d'occupation des états par les électrons est donc de 1 en dessous de E_F et de 0 au-dessus (Fig. 2.1). En effet, pour $T = 0K$, l'énergie thermique du matériau est nulle; les électrons n'ont aucune énergie cinétique et se placent automatiquement sur les états les plus bas en énergie. Dans le cas du silicium intrinsèque (sans dopants), le niveau de Fermi se situe au centre de la bande interdite; la bande de valence est alors totalement occupée et la bande de conduction totalement vide (toutes les liaisons covalentes sont formées).

Lorsque la température augmente, le cristal s'agite et les électrons sont dotés d'une certaine énergie cinétique qui varie en fonction du temps; l'énergie moyenne des électrons est égale à $3/2 kT$ où k est la constante de Boltzmann ($8.61 \cdot 10^{-5}$ eV/K). Dans ce cas, la fonction de Fermi-Dirac n'est plus un créneau; certains états situés en dessous de E_F sont vides et certains états situés au-dessus sont occupés (Fig. 2.1). Dans le silicium intrinsèque à l'équilibre thermodynamique, le nombre d'états occupés par unité de volume dans la bande de conduction (concentration d'électrons libres notée n) est égal au nombre d'états libres par unité de volume dans la bande de valence (concentration de trous notée p) et vaut :

$$n_i = \sqrt{N_C N_V} \times \exp\left(-\frac{E_g}{2kT}\right) \quad (2.3.)$$

Cette concentration est appelée la concentration intrinsèque en porteurs libres. À l'équilibre thermodynamique, on a donc $n = p = n_i$ et $n \times p = n_i^2$. N_C et N_V sont les densités d'états (nombre total d'états par unité de volume) dans les bandes de conduction et de valence :

1. Structure électronique du silicium à l'équilibre thermodynamique

$$\begin{aligned} N_C &= 2 \left(\frac{2\pi \times m_{e,DOS} \times kT}{h^2} \right)^{3/2} \\ N_V &= 2 \left(\frac{2\pi \times m_{h,DOS} \times kT}{h^2} \right)^{3/2} \end{aligned} \quad (2.4.)$$

Les masses effectives de densité d'états des électrons ($m_{e,DOS}$) dans la bande de conduction (DOS pour Density Of States en anglais) et des trous dans la bande de valence ($m_{h,DOS}$) varient peu avec la température, et valent respectivement $1.08 m_0$ et $0.81 m_0$ à température ambiante (où m_0 est la masse de l'électron libre) [4]. A température ambiante, la concentration de porteurs intrinsèque vaut environ $1,5 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ [5, 2], ce qui est très faible devant les concentrations atteintes dans le silicium dopé.

1.2 Silicium dopé

A cause des impuretés introduites de manière volontaire ou non par le procédé de fabrication, le silicium n'est jamais parfaitement intrinsèque ; on dit qu'il est dopé. Ces dopants peuvent être de type N (comme le phosphore ou l'arsenic) ou de type P (comme le bore). Un dopant de type N, qualifié d'atome donneur, possède cinq électrons de valence contre quatre pour le silicium. Lorsqu'il est positionné à la place d'un atome de silicium dans le cristal, le dopant dispose alors d'un électron excédentaire qui n'est pas utilisé dans les quatre liaisons covalentes. Le niveau d'énergie occupé par cet électron est situé dans la bande interdite, mais est très proche de la bande de conduction : l'énergie thermique requise pour émettre l'électron dans la bande de conduction est très faible [5]. Ainsi, tous les niveaux d'énergie « donneurs » sont ionisés à température ambiante, c'est-à-dire que tous les électrons excédentaires se trouvent dans la bande de conduction (Fig. 2.2). L'atome donneur ayant émis un de ses électrons introduit alors une charge positive fixe dans le cristal ; cette charge a une importance capitale par la suite pour former la jonction PN. Les dopages typiquement utilisés dans les imageurs CMOS conventionnels sont compris entre 10^{15} cm^{-3} et 10^{18} cm^{-3} , la quantité d'électrons libres fournie par les atomes donneurs est donc bien supérieure à n_i . Dans le silicium dopé N, la concentration d'électrons libres vaut donc $n = N_D$ où N_D est la concentration d'atomes donneurs. D'autre part, à l'équilibre thermodynamique, la condition $n \times p = n_i^2$ est toujours respectée quel que soit le dopage du silicium ; la concentration en trous vaut donc $p = n_i^2 / N_D$ et est très faible (négligeable) devant la concentration d'électrons libres.

Inversement, les dopants de type P (dits atomes « accepteurs ») possèdent seulement trois électrons de valence et introduisent un niveau d'énergie libre dans la bande interdite, juste au-dessus de la bande de valence (Fig. 2.2). A température ambiante, ce niveau est toujours occupé par un électron de la bande de conduction pour former la quatrième et dernière liaison covalente de l'atome accepteur. En complétant ce niveau d'énergie, l'électron laisse derrière lui un trou dans la bande de

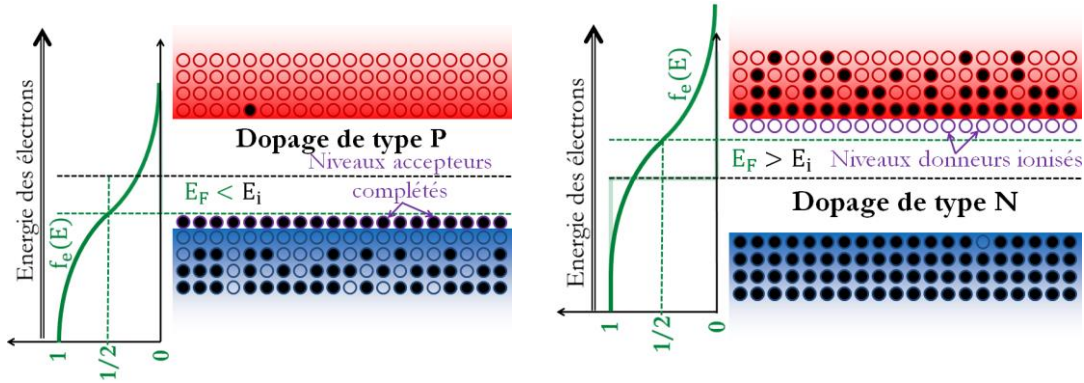


Fig. 2.2 – Représentation schématique de la répartition des niveaux d'énergie occupés par les électrons à température ambiante dans le silicium dopé P (à gauche) ou dopé P (à droite).

valence. Ainsi, si N_A est la concentration d'atomes accepteurs, alors la concentration en trous vaut $p = N_A$ et celle en électrons vaut $n = n_i^2 / N_A$ à l'équilibre thermodynamique.

Dans le silicium dopé, le niveau de Fermi E_F n'est plus situé au milieu de la bande interdite (noté E_i) car la répartition énergétique des électrons est modifiée (la fonction de Fermi-Dirac est décalée comme montré en Fig. 2.2). Il se situe au-dessus de E_i dans le silicium dopé N (car de nombreux électrons sont localisés dans la bande de conduction) et en dessous de E_i dans le silicium dopé P (car les électrons sont accaparés par les atomes accepteurs près de la bande de valence). A l'équilibre thermodynamique, les concentrations d'électrons libres et de trous peuvent être calculées en intégrant respectivement la fonction de Fermi-Dirac des électrons dans la bande de conduction et la fonction de Fermi-Dirac des trous dans la bande de valence :

$$\begin{aligned} n &= n_i \times \exp\left(\frac{E_F - E_i}{kT}\right) \\ p &= n_i \times \exp\left(\frac{E_i - E_F}{kT}\right) \end{aligned} \quad (2.5.)$$

Ces deux équations sont valables en tout point du silicium à l'équilibre, quel que soit le dopage. Elles peuvent être utilisées pour étudier l'évolution de la concentration de porteurs libres à travers la jonction d'une zone dopée P et d'une zone dopée N, appelée jonction PN. La jonction PN est l'élément de base de tout type de photodiode car elle permet de collecter les porteurs photo générés.

2 Structure de bandes des photodiodes

2.1 Photodiode conventionnelle à l'équilibre thermodynamique

La photodiode conventionnelle (à collection d'électrons) utilisée dans les pixels 3T est généralement constituée par une région de silicium modérément dopée N (typiquement de quelques 10^{16} cm^{-3} à quelques 10^{17} cm^{-3}) implantée dans une épitaxie

2. Structure de bandes des photodiodes

de silicium faiblement dopée P (typiquement environ 10^{15} cm^{-3}). Ce type de photodiode correspond donc à une simple jonction PN, dont le côté N est laissé flottant pendant l'intégration de l'image afin d'y stocker les électrons collectés. L'épitaxie est généralement de quelques micromètres d'épaisseur, et grandie sur un substrat de type P mais de dopage plus élevé. Grâce à sa meilleure qualité cristalline (moins de défauts) et à son dopage plus faible, l'épitaxie permet de collecter davantage d'électrons photo générés sous la photodiode. En effet, le temps de vie moyen des électrons (et donc la longueur de diffusion des électrons) y est plus élevé que dans le substrat, permettant d'éviter leur recombinaison avec un trou avant qu'ils ne soient collectés.

A l'équilibre thermodynamique, la condition $n \times p = n_i^2$ est respectée en tout point du silicium. Par conséquent, les niveaux de Fermi des électrons et des trous sont confondus partout. D'autre part, le niveau de Fermi doit être constant à travers le silicium à l'équilibre [2, 1]. A la jonction d'une zone de type N et d'une zone de type P, une réorganisation des charges doit donc s'effectuer pour que le niveau de Fermi soit constant à travers les deux zones. En effet, les relations de l'équation 2.5 montrent que la position de E_F par rapport à E_i dépend de la concentration des porteurs libres (et donc du dopage) : E_F est situé au-dessus de E_i dans les régions de type N et en dessous de E_i dans les régions de type P. Par conséquent, dans une jonction PN à l'équilibre, E_i doit varier entre la zone N et la zone P alors que E_F reste constant. A partir de l'équation 2.5, le potentiel électrostatique noté V_i (qui correspond à l'opposé de E_i) peut s'écrire :

$$V_i = V_{i,0} + \frac{kT}{q} \ln\left(\frac{n}{n_i}\right) = V_{i,0} - \frac{kT}{q} \ln\left(\frac{p}{n_i}\right) \quad (2.6)$$

soit, dans les régions neutres de type N (loin de la jonction) :

$$V_i = V_{i,0} + \frac{kT}{q} \ln\left(\frac{N_D}{n_i}\right) \quad (2.7)$$

et dans les régions neutres de type P (loin de la jonction) :

$$V_i = V_{i,0} - \frac{kT}{q} \ln\left(\frac{N_A}{n_i}\right) \quad (2.8)$$

$V_{i,0} = -E_F$ est le potentiel électrostatique du silicium intrinsèque (non dopé) ; il dépend de la polarisation appliquée au silicium. Le plus souvent, le silicium est polarisé à la masse par un contact électrique avec le substrat ; on a alors $V_{i,0} = -E_F = 0$. A l'interface entre les zones N et P, la variation du potentiel électrostatique entraîne la courbure des bandes et l'apparition d'un champ électrique $\vec{E}$ dans le silicium, le champ électrique étant égal à l'opposé du gradient du potentiel électrostatique:

$$\vec{E} = -\overrightarrow{\text{grad}}(V_i) \quad (2.9)$$

La région où les bandes sont courbées et où règne un champ électrique est appelée zone de charge d'espace (ZCE) ou zone dépeuplée (Fig. 2.3). Dans la ZCE, les électrons libres et les trous sont balayés en directions opposées par le champ électrique, respectivement vers la zone N et vers la zone P. Les charges fixes positives des atomes donneurs (du côté N) et les charges fixes négatives des atomes accepteurs (du côté P) sont alors découvertes ; elles sont responsables de la présence du champ électrique et

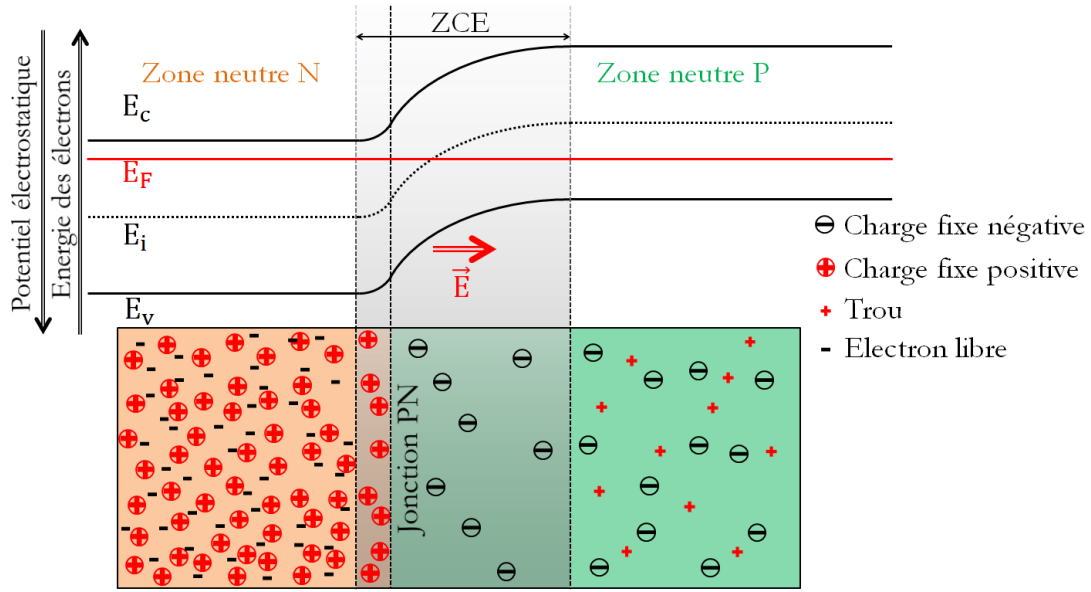


Fig. 2.3 – Principe de la jonction PN et schéma des bandes électrostatiques dans la photodiode conventionnelle (équivalente à une jonction PN) à l'équilibre thermodynamique.

de la variation du potentiel électrostatique dans la ZCE (Fig. 2.4). En effet, le gradient du champ électrique (donc l'opposé de la dérivée seconde du potentiel électrostatique) est proportionnel à la concentration de la charge volumique du silicium notée ρ :

$$-\frac{d^2V_i}{dx^2} = \overrightarrow{\text{grad}}(E) = \frac{\rho}{\epsilon_s} \quad (2.10.)$$

où $\rho = +N_D$ dans la zone N, $\rho = -N_A$ dans la zone P et $\epsilon_s = \epsilon_0\epsilon_r$ est la permittivité du silicium ($\epsilon_0 = 8,854 \cdot 10^{-12} \text{ m}^3\text{kg}^{-1}\text{s}^4\text{A}^2$, $\epsilon_r = 11.7$). Ainsi, les charges fixes découvertes font progressivement varier le potentiel électrostatique à travers la ZCE (il y a autant de charges fixes négatives découvertes que de charges fixes positives découvertes). A l'équilibre thermodynamique, la différence de potentiel électrostatique entre les deux côtés de la ZCE s'appelle le potentiel électrostatique interne de la jonction PN et vaut, en combinant les équations 2.7 et 2.8 :

$$V_{bi} = \frac{kT}{q} \ln\left(\frac{N_A}{n_i}\right) + \frac{kT}{q} \ln\left(\frac{N_D}{n_i}\right) = \frac{kT}{q} \ln\left(\frac{N_A N_D}{n_i^2}\right) \quad (2.11.)$$

Dans le cas d'une jonction PN abrupte et pour des régions de type N et P de dopages constants N_D et N_A , les largeurs w_n et w_p de la ZCE du côté N et du côté P valent respectivement :

$$w_n = \sqrt{\frac{2\epsilon_s V_{bi}}{q} \frac{1}{N_D}} \text{ et } w_p = \sqrt{\frac{2\epsilon_s V_{bi}}{q} \frac{1}{N_A}} \quad (2.12.)$$

La largeur totale W de la zone dépeuplée s'écrit alors :

2. Structure de bandes des photodiodes

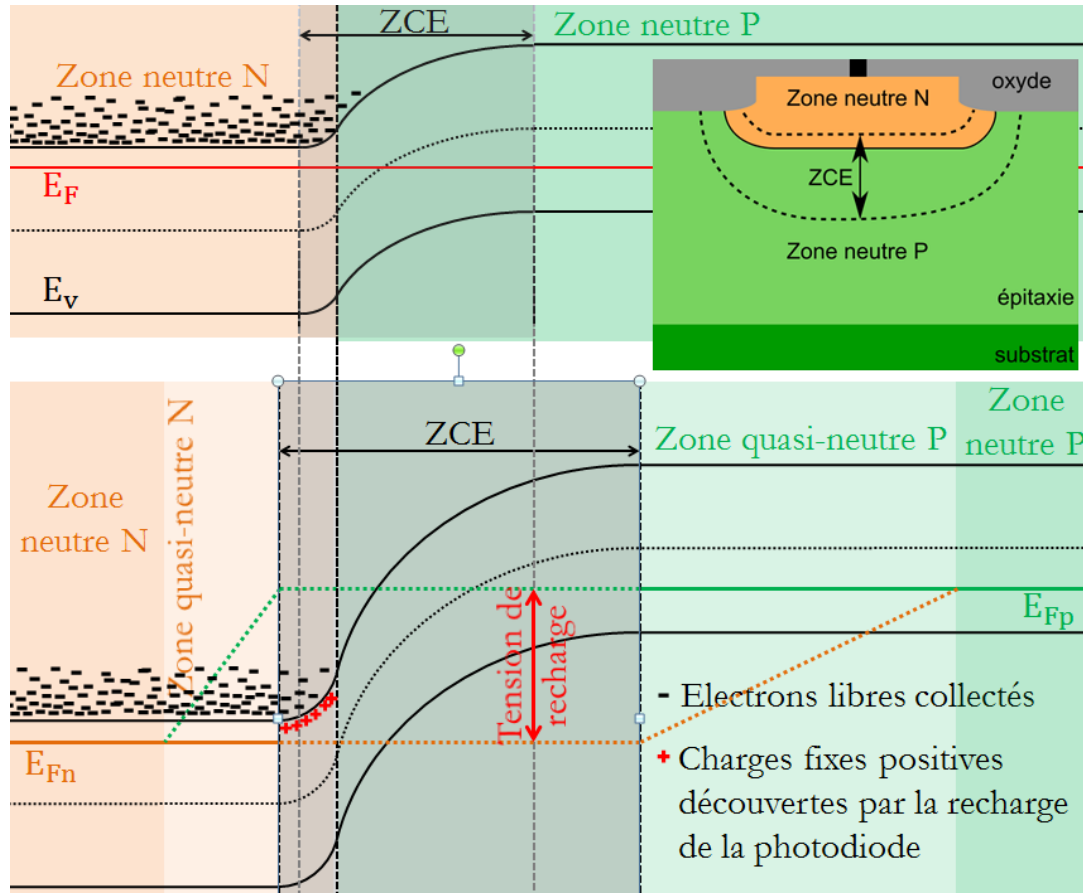


Fig. 2.4 – Schéma des bandes électrostatiques à l'équilibre thermodynamique (en haut) et en polarisation inverse (en bas) dans la photodiode conventionnelle dans la direction perpendiculaire à la surface du pixel. Le schéma d'une photodiode conventionnelle à l'équilibre est également représenté.

$$W = w_p + w_n = \sqrt{\frac{2\epsilon_s V_{bi}}{q} \left(\frac{1}{N_A} + \frac{1}{N_D} \right)} \quad (2.13.)$$

Dans le cas où l'un des dopages N ou P est beaucoup plus élevé que l'autre, la zone dépeuplée s'étend principalement dans la région la moins dopée (par exemple, dans la Fig. 2.3, le dopage P est plus faible que le dopage N).

À l'équilibre thermodynamique, les relations de l'équation 2.5 sont vérifiées, y compris dans la ZCE. Ainsi, une faible concentration de porteurs libres (surtout des électrons du côté N et des trous du côté P) persiste dans la ZCE malgré l'existence du champ électrique. D'autre part, la photodiode peut être considérée « pleine » car elle est incapable de conserver des électrons libres supplémentaires dans la zone neutre N. En effet, à l'équilibre, le courant net d'électrons à travers la ZCE est nul : le courant d'électrons du côté N vers le côté P (qui sont perdus par la photodiode) est égal au courant d'électrons du côté P vers le côté N (électrons collectés). Afin de pouvoir collecter et conserver les électrons photo générés dans la photodiode pendant l'intégration, l'équilibre thermodynamique de la jonction PN doit être rompu en

retirant une partie des électrons présents naturellement dans la zone N. C'est le rôle de l'étape de recharge, qui place la photodiode en polarisation inverse.

2.2 Photodiode conventionnelle en polarisation inverse

Dans un pixel à photodiode conventionnelle, la recharge est effectuée en polarisant la région de type N à un potentiel élevé par contact électrique avec le transistor de recharge (2.4 V dans les imageurs 3T étudiés dans cette thèse). Puisque le substrat reste toujours polarisé à la masse (0 V), la polarisation inverse de la photodiode après recharge est de 2.4 V. Cette opération a pour effet d'augmenter la taille de la zone de charge d'espace et donc de dépeupler une partie supplémentaire des régions N et P (Fig. 2.4). La taille de la ZCE en fonction de la polarisation inverse V_{pd} s'écrit :

$$\begin{aligned} w_n(V_a) &= \sqrt{\frac{2\varepsilon_s(V_{bi} + V_{pd})}{q} \frac{1}{N_D}} \\ w_p(V_a) &= \sqrt{\frac{2\varepsilon_s(V_{bi} + V_{pd})}{q} \frac{1}{N_A}} \end{aligned} \quad (2.14.)$$

$$W(V_a) = w_n(V_a) + w_p(V_a) = W(0) \sqrt{\frac{V_{bi} + V_{pd}}{V_{bi}}}$$

L'étendue relative de la ZCE dans les zones N et P ne dépend pas de la polarisation (elle est par exemple dix fois plus étendue dans la zone P que dans la zone N si le dopage P est cent fois plus faible, quelle que soit la polarisation). De nouvelles charges fixes non compensées (atomes donneurs et accepteurs ionisés) apparaissent respectivement dans les zones dépeuplées de type N et P, là où des porteurs libres (électrons libres ou trous) étaient auparavant présents. Les charges fixes positives supplémentaires du côté N (Fig. 2.4) permettent la collection de nouveaux électrons libres (par exemple des électrons photo générés) et leur conservation dans la zone N par compensation des charges fixes. Pendant la phase d'intégration de l'image, le contact électrique à la zone N est rompu : le potentiel de la zone N est flottant et la polarisation inverse diminue avec le nombre de charges fixes à nouveau compensées. La différence de tension du nœud de lecture (côté N) entre le début et la fin de l'intégration dépend donc directement du nombre d'électrons collectés. La capacité de collection de la photodiode (en nombre d'électrons libres) est égale à la quantité de charges fixes ionisées ajoutées par la recharge ; la photodiode est pleine (retour à l'équilibre thermodynamique, polarisation nulle) lorsque toutes les charges fixes supplémentaires sont à nouveau compensées. Ainsi, plus la tension de recharge de la photodiode conventionnelle est élevée, plus sa capacité de collection est importante (car davantage de charges fixes supplémentaires sont découvertes). Dans le cas d'une jonction PN abrupte (dopages N et P fixes), la capacité (en nombre d'électrons libres par unité d'aire) est égale à :

$$N = [w_n(V_a) - w_n(0)] \times N_D = [w_p(V_a) - w_p(0)] \times N_A \quad (2.15.)$$

2. Structure de bandes des photodiodes

En polarisation inverse, le niveau de Fermi des électrons diffère de celui des trous dans certaines zones de la photodiode (Fig. 2.4). Ceci est dû au fait qu'il existe des régions où le silicium n'est plus à l'équilibre, c'est-à-dire où $n \times p \neq n_i^2$ ($n \times p < n_i^2$ en polarisation inverse). Dans ces régions hors-équilibre, on définit des quasi niveaux de Fermi pour les électrons (E_{Fn}) et pour les trous (E_{Fp}). Ils permettent de représenter les concentrations de porteurs libres de manière analogue aux relations de l'équation 2.5 :

$$\begin{aligned} n &= n_i \times \exp\left(\frac{E_{Fn} - E_i}{kT}\right) \\ p &= n_i \times \exp\left(\frac{E_i - E_{Fp}}{kT}\right) \end{aligned} \quad (2.16.)$$

Dans la ZCE, la différence entre E_{Fn} et E_{Fp} est égale à la polarisation inverse. En effet, à l'entrée de la ZCE du côté N, la concentration des électrons est égale à la concentration à l'équilibre puisque ces derniers ne sont pas aspirés par la ZCE. A cet endroit, le quasi niveau de Fermi des électrons est donc égal au niveau de Fermi dans la zone neutre N. De la même manière, à l'entrée de la ZCE du côté P, le quasi niveau de Fermi des trous est égal au niveau de Fermi dans la zone neutre P. Or, les quasi niveaux de Fermi sont supposés constants dans la ZCE puisque cette région n'est pas conductrice : les électrons et les trous sont simplement transmis d'un côté à l'autre, par drift du côté minoritaire vers le côté majoritaire [5] ou bien par émission thermoionique dans l'autre sens [6]. Ainsi, dans la ZCE :

$$\begin{aligned} E_{Fp} - E_{Fn} &= V_{pd} \\ n \times p &= n_i^2 \times \exp\left(-\frac{qV_{pd}}{kT}\right) \end{aligned} \quad (2.17.)$$

D'autre part, entre les zones neutres et la ZCE, il existe des zones « quasi-neutres » où la concentration des porteurs minoritaires (les électrons dans la zone quasi-neutre P et les trous dans la zone quasi-neutre N) est inférieure à la concentration à l'équilibre thermodynamique. En effet, dans le cas d'une forte polarisation inverse, la concentration des porteurs minoritaires aux interfaces avec la ZCE peut être considérée nulle (car le niveau de Fermi des porteurs minoritaires se situe hors de la bande interdite, cf. Fig. 2.4). Par conséquent, il existe un gradient de concentration des porteurs minoritaires entre la ZCE et les zones neutres, ce qui explique pourquoi les quasi niveaux de Fermi des porteurs minoritaires y sont variables. Ce gradient induit un courant de diffusion des porteurs minoritaires vers la ZCE, qui est par exemple responsable de la collection d'une partie des électrons générés dans l'épitaxie par la photodiode.

2.3 Cas de la photodiode pincée

La photodiode « enterrée » ou « pincée » (Pinned PhotoDiode (PPD) ou « buried photodiode » en anglais) prend son origine dans les CCD à canal enterré (« buried-channel » CCD en anglais) dans lesquelles la zone de collection du photosite est isolée de l'interface avec l'oxyde de surface par un implant dédié [7, 8]. La PPD, utilisée pour la première fois en 1997 dans un imageur CMOS [9], possède une

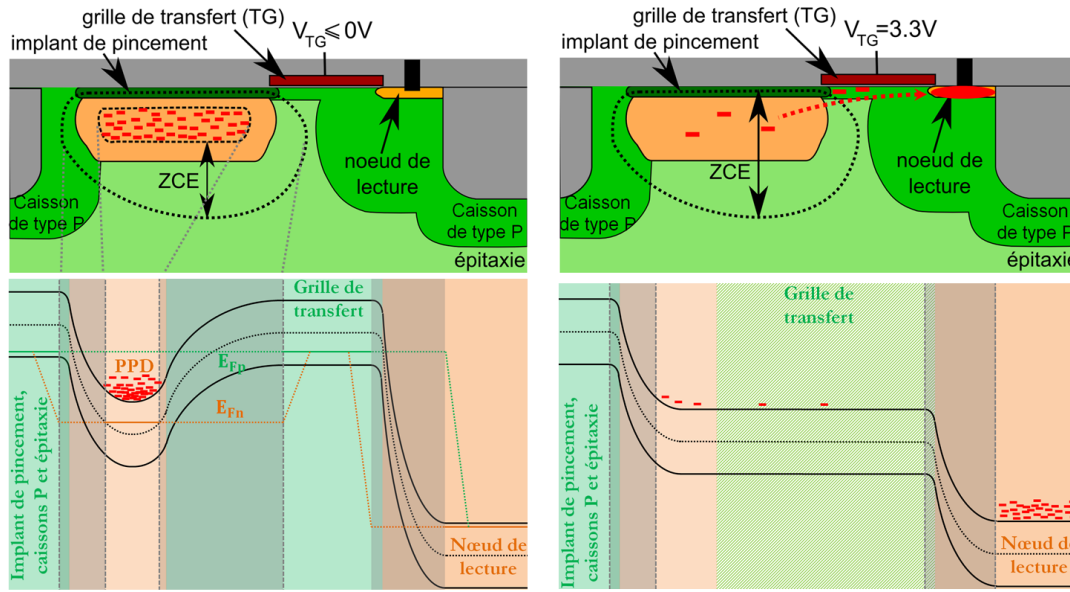


Fig. 2.5 – Schéma de la photodiode pincée en mode d'intégration (à gauche) et en mode de vidage des charges (à droite) et schéma de la structure des bandes électrostatiques correspondante dans la direction parallèle à la surface du pixel. La structure de bande à travers la grille de transfert est donnée à titre indicatif ; sa forme et la position des niveaux de Fermi dans cette région sont complexes.

structure semblable à celle de la photodiode conventionnelle à l'exception d'un implant supplémentaire de dopage P (appelé implant de pincement, Fig. 2.5) situé au-dessus de la zone N [10, 7]. La PPD peut donc être vue comme deux jonctions PN en miroir. Tout d'abord, l'implant de pincement permet d'éviter tout contact entre l'oxyde et la zone dépeuplée de la photodiode. La quantité d'électrons thermiques générés à l'interface oxyde/silicium et collectée par la photodiode est alors grandement diminuée. Par conséquent, l'implant de pincement supprime la quasi-totalité du courant d'obscurité provenant des oxydes, qui représente la contribution principale du courant d'obscurité dans les pixels 3T non-irradiés [11] et dans les pixels 4T après l'accumulation de dose ionisante [12]. De plus, depuis son implémentation dans les imageurs CMOS, la PPD a bénéficié de nombreuses améliorations technologiques et opérationnelles qui permettent aujourd'hui aux pixels 4T-PPD d'atteindre des niveaux de bruit très faibles [13, 14, 15, 16]. D'autre part, grâce à cet implant, la PPD possède une particularité supplémentaire : elle peut être totalement vidée de ses électrons libres. Cette opération n'est pas possible avec la photodiode conventionnelle, car le contact électrique avec la zone N doit être conservé pour pouvoir polariser la photodiode.

Dans un pixel à PPD, la recharge est effectuée en appliquant un potentiel élevé sur la grille de transfert. Ceci a pour effet d'attirer les électrons contenus dans la PPD vers la grille, car le potentiel y est plus élevé (Fig. 2.5). Une fois localisés sous la grille, les électrons continuent leur chemin vers le nœud de lecture où le potentiel est encore plus élevé (environ 2.7 V juste après la recharge). Si le transfert des électrons est complet, la PPD ne contient plus d'électrons libres à la fin du cycle de recharge. Dans ce cas, la

2. Structure de bandes des photodiodes

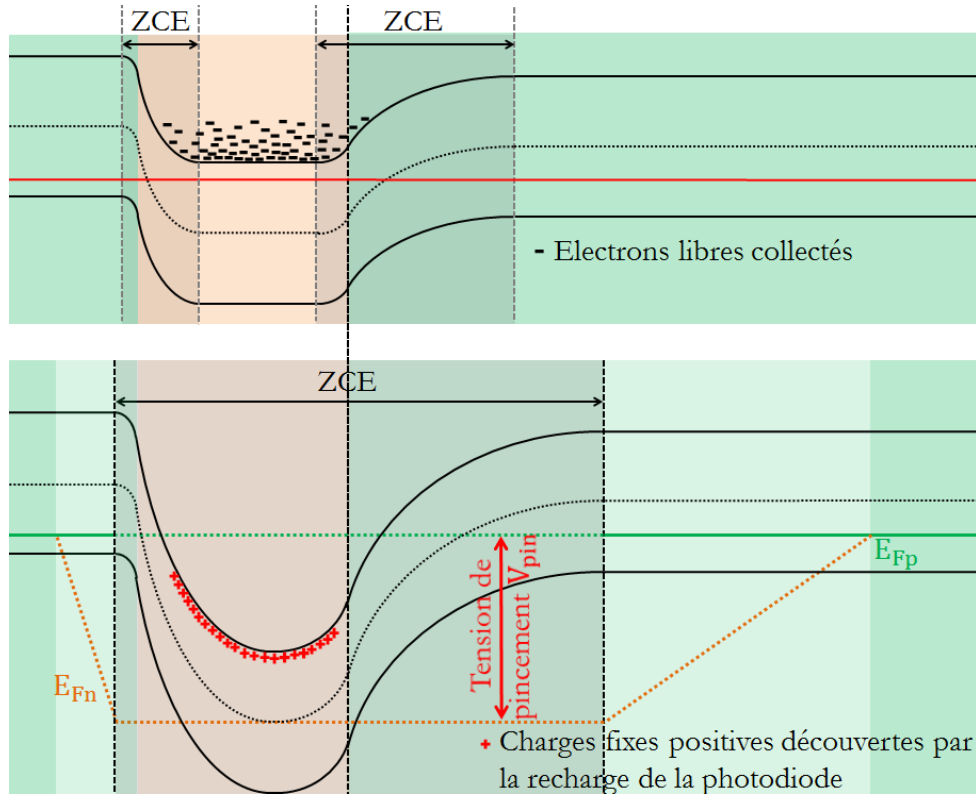


Fig. 2.6 – Schéma des bandes électrostatiques à l'équilibre thermodynamique et en polarisation inverse dans la photodiode pincée (équivalente à deux jonctions PN en miroir) dans la direction perpendiculaire à la surface du pixel.

PPD est complètement dépeuplée après la recharge et les ZCE des deux jonctions PN (entre la zone N et l'implant de pincement d'une part, et entre la zone N et l'épitaixie d'autre part) se rejoignent (Fig. 2.6). Le potentiel électrostatique de la PPD atteint alors une valeur maximum dans la zone N, qui correspond à la tension de pincement (ou pinning voltage en anglais, noté V_{pin}) de la PPD [17, 18]. Le potentiel ne peut pas dépasser la tension de pincement dans la PPD puisque la courbure des bandes électrostatiques est maximale. En effet, en l'absence d'électrons libres, toutes les charges fixes positives de la zone N sont ionisées ; la valeur de ρ (et donc la dérivée seconde du potentiel électrostatique, cf. équation 2.13) est maximale. Typiquement, la taille de la zone N et la concentration du dopage N sont choisies de manière à ce que V_{pin} soit compris entre 0.5 et 1 V. Une faible valeur de V_{pin} permet de s'assurer que le potentiel de la PPD reste plus faible que le potentiel sous la grille de transfert pendant la lecture (environ 2 V) et donc que tous les électrons soient rapidement extraits de la PPD. Dans le cas contraire, les derniers électrons sont plus difficiles à récupérer car le canal de la grille de transfert constitue une barrière de potentiel entre la PPD et le nœud de lecture. En revanche, une trop faible tension de pincement limite la capacité (en nombre d'électrons libres) de la photodiode. En effet, plus V_{pin} est élevé, plus le nombre de charges fixes positives découvertes lors du vidage de la PPD est

grand (Fig. 2.6). La PPD peut alors collecter davantage d'électrons avant d'être pleine, c'est-à-dire avant de retrouver l'équilibre thermodynamique (qui correspond à un potentiel nul).

3 Taux de génération thermique dans la photodiode en polarisation inverse

Afin de pouvoir collecter et conserver les électrons photo générés pendant l'intégration de l'image, la photodiode des pixels doit être placée en polarisation inverse. Dans ce régime, la concentration des deux types de porteurs est inférieure à la concentration à l'équilibre dans la ZCE. La concentration des porteurs minoritaires est également réduite par rapport à l'équilibre dans les zones quasi-neutres. Dans ces régions, le silicium n'est pas à l'équilibre ($n \times p < n_i^2$) et a tendance à y retourner en générant thermiquement des paires électron-trou : c'est le processus de génération-recombinaison SRH.

3.1 Génération et recombinaison thermique de paires électron-trou : théorie SRH

Le silicium cristallin de grade microélectronique, qu'il soit fabriqué par procédé de Czochralski ou par zone flottante, contient toujours une certaine quantité d'impuretés et de défauts cristallins. Ces polluants et défauts résiduels sont très difficiles à éradiquer, d'autant plus qu'un cristal contenant une faible quantité de défauts est énergétiquement plus stable qu'un cristal parfait. D'autre part, dans un imageur CMOS, le cristal de silicium est en contact avec d'autres matériaux (métaux, oxyde de silicium) pouvant lui transmettre des impuretés, notamment lors du procédé de fabrication où les étapes à haute température rendent les impuretés beaucoup plus mobiles. Les interfaces entre le silicium et ces matériaux peuvent également présenter des imperfections dues à la discontinuité de la structure cristalline (différence de maille cristalline, liaisons covalentes incomplètes...). A cela s'ajoutent des impuretés implantées ou diffusées volontairement dans le cristal de silicium pendant la fabrication pour en modifier le dopage et former des régions dopées N et P. L'association de ces deux types de régions est à l'origine de la complémentarité de la technologie CMOS et permet la réalisation de toutes les fonctions logiques des composants électroniques.

Toutes ces perturbations conduisent à la présence de défauts structuraux et électroniques variés dans le cristal, dont des liaisons électroniques incomplètes (liaisons pendantes) qui introduisent des niveaux d'énergie à l'intérieur de la bande interdite. Ces défauts peuvent alors capturer (et réémettre) des électrons dans les bandes de valence et de conduction : ils sont qualifiés de défauts SRH (pour Shockley-Read-Hall). D'après la théorie SRH [19, 20], quatre types d'événements élémentaires sont alors possibles à travers le défaut (Fig. 2.7):

- capture d'un électron de valence

3. Taux de génération thermique dans la photodiode en polarisation inverse

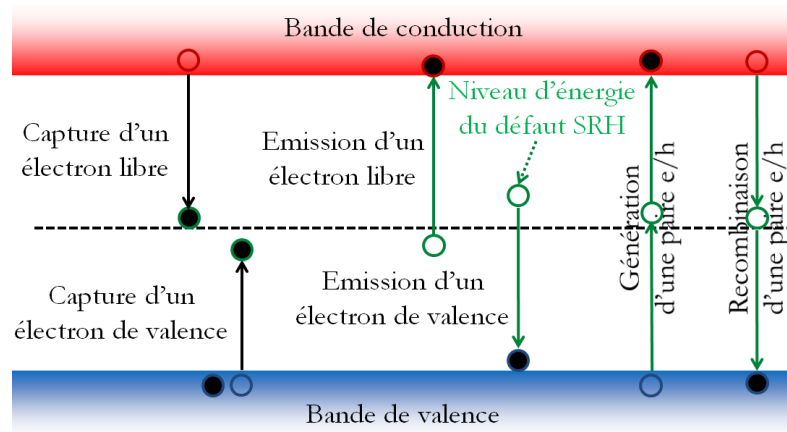


Fig. 2.7 – Processus SRH de capture-réémission et de transfert d'électrons de valence ou de conduction à travers l'état d'énergie disponible d'un défaut SRH.

- capture d'un électron de conduction
- émission d'un électron précédemment capturé dans la bande de valence
- émission d'un électron précédemment capturé dans la bande de conduction

Un électron capturé dans l'une des bandes peut être réémis dans l'autre bande ; il y a alors transfert d'un électron :

- soit de la bande de valence vers la bande de conduction : cela correspond à la génération d'une paire électron-trou (ou génération SRH), le trou correspondant à la lacune laissée par l'électron dans la bande de valence
- soit de la bande de conduction vers la bande de valence : cela correspond à la recombinaison d'une paire électron-trou (ou recombinaison SRH)

Le processus qui nous intéresse particulièrement est la génération SRH, car elle produit des électrons thermiques pouvant être collectés par la photodiode de la même manière que les électrons photo générés. Qu'ils soient transportés jusqu'à la photodiode par drift ou par diffusion, ces électrons thermiques proviennent toujours de la génération d'une paire électron-trou à travers un défaut SRH ; ainsi la génération SRH est le processus à l'origine du courant d'obscurité dans les imageurs CMOS.

Pour que la génération d'une paire électron-trou soit possible, l'état d'énergie du défaut SRH (de niveau E_t dans la bande interdite) doit être disponible : il ne doit être occupé ni par un électron ni par un trou. Ainsi, la probabilité de génération d'une paire électron-trou diminue à la fois avec la probabilité d'occupation du défaut par un électron et la probabilité d'occupation du défaut par un trou. Inversement, la recombinaison d'une paire électron-trou a lieu lorsque le défaut est occupé à la fois par un électron et par un trou à un instant donné. La probabilité de recombinaison augmente donc à la fois avec la probabilité d'occupation du défaut par un électron et la probabilité d'occupation du défaut par un trou. A l'équilibre thermodynamique, la somme des probabilités d'occupation d'un défaut par un électron ou par un trou est égale à 1 quel que soit le niveau d'énergie E_t du défaut. En effet, les niveaux de Fermi

Chapitre 2: Les sources de courant d'obscurité dans le pixel CMOS

des électrons et des trous sont superposés et les fonctions de Fermi-Dirac des deux porteurs sont complémentaires. Ceci implique que la probabilité de recombinaison est égale à la probabilité de génération et donc que le taux net de génération-recombinaison à travers le défaut est nul.

Pour que le processus de génération soit plus probable que celui de recombinaison, la concentration d'au moins l'un des types de porteurs libres doit être inférieure à celle à l'équilibre. Dans ce cas, le niveau de Fermi des électrons est inférieur à celui des trous et la somme des probabilités d'occupation du défaut par un électron ou par un trou est inférieure à 1. Ces conditions existent notamment dans la ZCE et les régions quasi-neutres d'une photodiode polarisée en inverse (ce qui est le cas pendant l'intégration de l'image). Hors de l'équilibre, les concentrations en porteurs libres sont liées aux quasi niveaux de Fermi par les équations :

$$\begin{aligned} n &= n_i \times \exp\left(\frac{E_i - E_{Fn}}{kT}\right) \\ p &= n_i \times \exp\left(\frac{E_{Fp} - E_i}{kT}\right) \end{aligned} \quad (2.18.)$$

Dans ces conditions, le taux de génération d'un défaut dépend de la position relative de son niveau d'énergie E_t par rapport aux quasi niveaux de Fermi des électrons E_{Fn} et des trous E_{Fp} . Dans le cas où $E_{Fn} < E_t < E_{Fp}$, le défaut est le plus souvent libre (il n'est occupé ni par un électron ni par un trou) : son taux de génération n'est pas limité par la présence des porteurs. Par contre, si $E_t < E_{Fn}$ ou $E_t > E_{Fp}$, le défaut est le plus souvent occupé par un porteur (respectivement un électron et un trou), et le taux de génération est limité par la présence de ce porteur.

Enfin, le taux de génération maximal d'un défaut donné (atteint lorsqu'il n'est quasiment jamais occupé par des porteurs, soit $E_{Fn} \ll E_t \ll E_{Fp}$) dépend de la position de son niveau d'énergie E_t par rapport au milieu de la bande interdite E_i . En effet, la probabilité qu'un électron franchisse une barrière d'énergie donnée décroît exponentiellement avec la hauteur de la barrière. Par conséquent, le processus de génération est limité :

- par la capture d'un électron de la bande de valence si $E_t > E_i$
- par l'émission de l'électron capturé vers la bande de conduction si $E_t < E_i$

Si la barrière énergétique de l'un des deux processus est trop importante, le taux de génération devient négligeable. Ainsi, seuls les défauts SRH dont le niveau d'énergie est proche du centre de la bande interdite peuvent avoir un taux de génération important ; la hauteur de la barrière énergétique à franchir est alors équivalente pour les deux processus et proche de $E_g/2$.

En dressant le bilan de toutes ces informations, il est possible de proposer une formule générale du taux net de génération-recombinaison d'un défaut en fonction des concentrations en porteurs libres et du niveau d'énergie du défaut. Cette formule est donnée par la théorie SRH [20] :

3. Taux de génération thermique dans la photodiode en polarisation inverse

$$U = \frac{\sigma_n \sigma_p v_{th} (n_i^2 - pn)}{\sigma_n \left[n + n_i \exp\left(\frac{E_t - E_i}{kT}\right) \right] + \sigma_p \left[p + n_i \exp\left(\frac{E_i - E_t}{kT}\right) \right]} \quad (2.19.)$$

où σ_p est la section efficace de capture d'un trou dans la bande de valence, σ_n est la section efficace de capture d'un électron dans la bande de conduction et v_{th} est la vitesse thermique des électrons dans le silicium :

$$v_{th} = \sqrt{\frac{3kT}{m}} \quad (2.20.)$$

U est positif dans le cas où le taux de génération est supérieur au taux de recombinaison ($n \times p < n_i^2$) et négatif sinon. A partir de l'équation générique du taux de génération d'un défaut SRH (2.19), il est possible de déterminer les régions de la photodiode dans lesquelles le taux de génération des défauts SRH peut être important. Or, la phase de fonctionnement de l'imageur CMOS sensible au courant d'obscurité est l'acquisition de l'image (ou phase d'intégration), pendant laquelle la photodiode collecte à la fois les électrons libres générés par effet photoélectrique mais aussi ceux générés thermiquement par les défauts SRH. Par conséquent, l'étude des régions susceptibles de participer de manière prépondérante au courant d'obscurité doit se faire dans le cas de la polarisation inverse.

3.2 Régions hors-équilibre de la photodiode en polarisation inverse

A l'équilibre thermodynamique, le taux net de génération-recombinaison est nul à travers l'ensemble de la photodiode car $n \times p = n_i^2$ partout. Ainsi, le courant d'obscurité est nul à l'équilibre. En revanche, en polarisation inverse, il existe des régions où l'équilibre thermodynamique est rompu et où $n \times p < n_i^2$. D'après la formule SRH (2.19), le taux net de génération-recombinaison thermique y est positif : le processus de génération domine. Dans une photodiode conventionnelle en polarisation inverse (où V_p est la polarisation du substrat et V_n celle de la photodiode), on distingue cinq régions caractéristiques (Fig. 2.8):

- Du côté P, la zone neutre P à l'équilibre thermodynamique :

$$p = N_A ; n = \frac{n_i^2}{N_A} ; E_{Fn} = E_{Fp} = -V_p \quad (2.21.)$$

- Une région hors équilibre entre la zone neutre P et la ZCE, appelée zone quasi-neutre P, où la concentration en électrons est inférieure à la concentration à l'équilibre :

$$p = N_A ; n < \frac{n_i^2}{N_A} ; E_{Fp} = -V_p ; E_{Fn} < E_{Fp} \quad (2.22.)$$

- La zone dépeuplée, où les concentrations des porteurs minoritaires et majoritaires sont toutes les deux inférieures à la concentration à l'équilibre et :

$$E_{Fp} - E_{Fn} = V_n - V_p \quad (2.23.)$$

- Une région hors équilibre entre la ZCE et la zone neutre N appelée zone quasi-neutre N, où la concentration en trous est inférieure à la concentration à l'équilibre :

$$n = N_D ; p < \frac{n_i^2}{N_D} ; E_{Fp} > E_{Fn} ; E_{Fn} = -V_n \quad (2.24.)$$

- Du côté N, la zone neutre N à l'équilibre thermodynamique :

$$n = N_D ; p = \frac{n_i^2}{N_D} ; E_{Fp} = E_{Fn} = -V_n \quad (2.25.)$$

Parmi ces régions, seules les zones neutres ne participent pas au courant d'obscurité. La ZCE et les régions quasi-neutres sont toutes les deux sources de courant d'obscurité, et le taux de génération des défauts SRH qui s'y trouvent dépend du niveau d'énergie des défauts et de la position relative des niveaux d'énergie des défauts et des quas niveaux de Fermi. Dans la suite de cette partie, chaque cas est étudié pour déterminer les contributions prépondérantes mais aussi pour calculer la dépendance du taux de génération avec la température. En effet, le courant d'obscurité des pixels CMOS croît habituellement de manière exponentielle lorsque la température augmente :

$$I_{obs} \propto \exp\left(-\frac{E_a}{kT}\right) \quad (2.26.)$$

Le coefficient exponentiel noté E_a (appelé l'énergie d'activation du courant d'obscurité) est étroitement lié à la nature du processus limitant de la contribution majoritaire du courant d'obscurité dans le pixel. Par exemple, si le processus limitant est l'un des processus mis en jeu dans la génération à travers un défaut SRH (capture d'un électron de valence ou émission de l'électron vers la bande de conduction), il existe un lien direct entre la hauteur de la barrière énergétique du processus limitant et l'énergie d'activation du courant d'obscurité. Ainsi, il est primordial d'étudier la variation théorique du taux de génération avec la température afin de reconnaître les sources de courant d'obscurité dominantes dans les mesures expérimentales.

3.3 Taux de génération dans la ZCE

3.3.1 Conditions communes à l'intégralité de la ZCE

A l'équilibre thermodynamique, les concentrations d'électrons et de trous dans la ZCE sont égales à la concentration à l'équilibre (équation 2.5) malgré la présence du champ électrique. Ceci est permis par le processus d'émission thermoïonique, qui autorise les porteurs libres à être présents dans la ZCE (Fig. 2.8). En effet, l'émission thermoïonique correspond à l'émission de porteurs libres au-dessus d'une barrière de potentiel (tout ou une partie de la ZCE par exemple) grâce à l'énergie thermique dont ils disposent [6]. Ainsi, des électrons et des trous majoritaires peuvent être émis dans la ZCE, respectivement à partir du côté N et du côté P. L'émission thermoïonique est donc responsable du courant de recombinaison de la jonction PN, qui correspond à la

3. Taux de génération thermique dans la photodiode en polarisation inverse

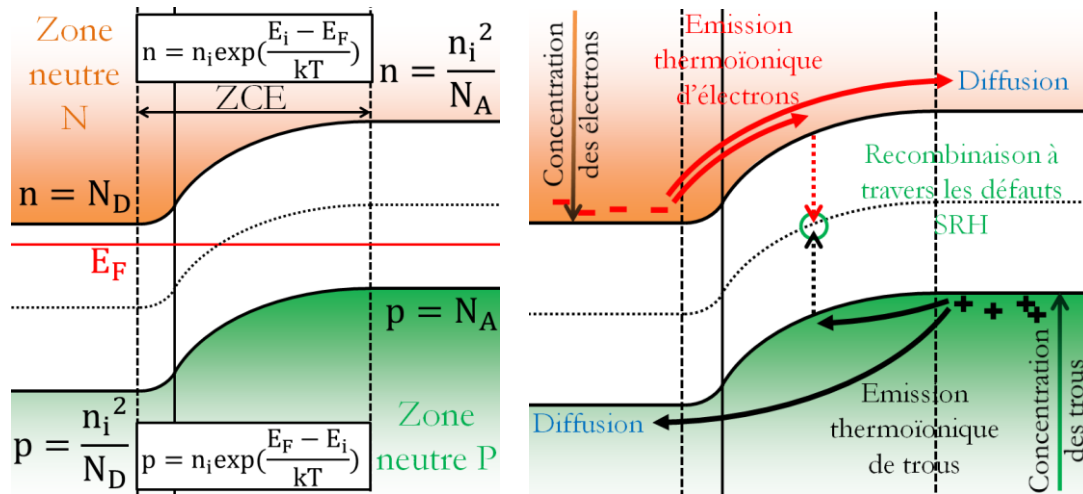


Fig. 2.8 – Représentation du processus d'émission thermoïonique dans la ZCE et de l'évolution de la concentration des porteurs à travers la jonction PN à l'équilibre thermodynamique. Le dégradé orange représente la concentration des électrons libres et le dégradé vert la concentration de trous.

recombinaison de paires électron-trou à travers les défauts SRH présents dans la ZCE. D'autre part, si l'énergie thermique des porteurs est supérieure à la hauteur totale de la barrière énergétique de la ZCE, ces derniers peuvent être directement émis de l'autre côté de la ZCE. Ainsi, l'émission thermoïonique est aussi le processus physique responsable du courant de diffusion de la jonction PN [6], qui correspond au passage des porteurs libres du côté majoritaire vers le côté minoritaire [5, 2]. Par ce procédé, la concentration de porteurs minoritaires aux extrémités de la ZCE peut être maintenue à une valeur non nulle malgré l'aspiration des porteurs minoritaires par le champ électrique : les porteurs sont en permanence renouvelés par l'émission thermoïonique provenant de l'autre côté de la ZCE. Pour résumer, l'émission thermoïonique permet que les concentrations de porteurs vérifient les équations d'équilibre (2.5) dans l'intégralité de la ZCE dans le cas d'une polarisation nulle. Le taux de génération est donc nul dans la ZCE à l'équilibre, et il existe un gradient de concentration des porteurs à travers la ZCE (représenté par les dégradés de couleurs dans la Fig. 2.8).

En polarisation inverse, l'émission thermoïonique induit toujours la présence de porteurs majoritaires dans la ZCE. Cependant, puisque la barrière énergétique imposée par la ZCE est plus haute, moins de porteurs parviennent à traverser intégralement la ZCE par émission thermoïonique : le courant de diffusion est plus faible. Dans ce cas, les porteurs minoritaires sont renouvelés moins rapidement aux extrémités de la ZCE et leur concentration y est plus faible. En effet, comme $E_{Fp} - E_{Fn} = V_n - V_p = V_{pd}$ dans la ZCE (où V_{pd} est la polarisation inverse de la photodiode), les concentrations d'électrons aux deux extrémités de la ZCE (n_p du côté P et n_n du côté N) sont liées par la variation du potentiel électrostatique dans la ZCE :

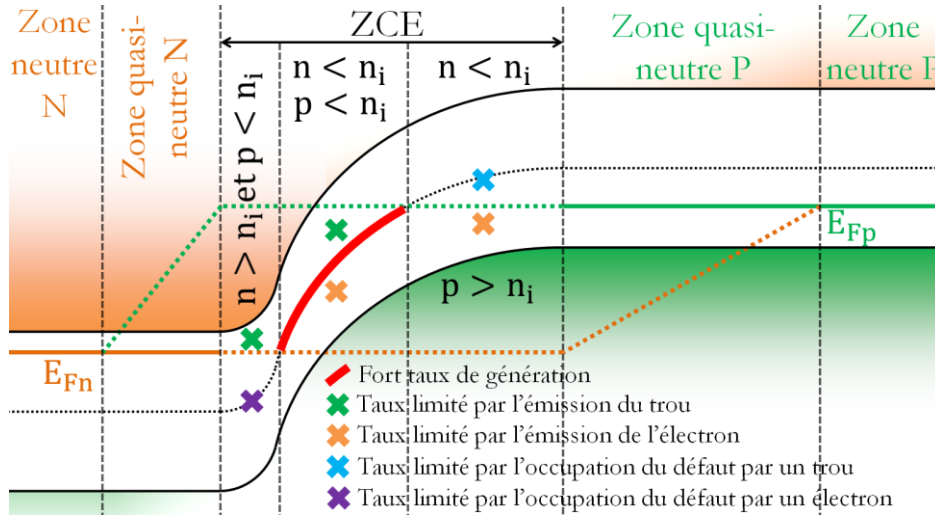


Fig. 2.9 – Représentation des trois régions internes de la ZCE et des facteurs limitant le taux de génération des défauts SRH en fonction de leur position dans la ZCE et de leur niveau d'énergie.

$$n_p = n_n \times \exp\left(-\frac{q(V_{bi} + V_{pd})}{kT}\right) = \frac{n_i^2}{N_A} \times \exp\left(-\frac{qV_{pd}}{kT}\right) \quad (2.27.)$$

De même, pour les trous avec p_p la concentration du côté P et p_n la concentration du côté N):

$$p_n = p_p \times \exp\left(-\frac{q(V_{bi} + V_{pd})}{kT}\right) = \frac{n_i^2}{N_D} \times \exp\left(-\frac{qV_{pd}}{kT}\right) \quad (2.28.)$$

La concentration des porteurs minoritaires au bord de la ZCE est donc négligeable dans le cas d'une polarisation inverse importante ($qV_{pd} > 3kT$). Ceci provoque l'apparition de zones quasi-neutres autour de la ZCE, dans lesquelles la concentration en porteurs minoritaires varie. Cette variation induit un courant de diffusion (comme expliqué en 2.2) qui provoque la collection d'une partie des électrons générés thermiquement dans la zone quasi-neutre P par la photodiode : cette contribution est traitée en 3.4.

Dans la ZCE en polarisation inverse, les porteurs minoritaires sont donc absents mais il existe des régions où les porteurs majoritaires sont encore présents. La ZCE peut alors être découpée en trois sous-régions caractéristiques (Fig. 2.9):

- une région centrale où $E_i > E_{Fn}$ et $E_i < E_{Fp}$, c'est-à-dire où $n < n_i$ et $p < n_i$
- une région périphérique du côté N où $E_i < E_{Fn}$ et $E_i < E_{Fp}$, c'est-à-dire où $n > n_i$ et $p < n_i$
- une région périphérique du côté P où $E_i > E_{Fn}$ et $E_i > E_{Fp}$, c'est-à-dire où $n < n_i$ et $p > n_i$

Puisque la formule générale de la théorie SRH dépend de la concentration locale des porteurs (2.19), il convient donc d'étudier le taux de génération des défauts SRH dans

3. Taux de génération thermique dans la photodiode en polarisation inverse

chacune de ces sous-régions. En tout cas, en forte polarisation inverse ($qV_{pd} > 3kT$), le produit $p \times n$ est négligeable dans l'intégralité de la ZCE. En effet :

$$pn = n_i^2 \times \exp\left(\frac{E_{Fp} - E_{Fn}}{kT}\right) = pn = n_i^2 \times \exp\left(-\frac{qV_{ppd}}{kT}\right) \quad (2.29.)$$

Soit :

$$n_i^2 - pn = n_i^2 \left[1 - \exp\left(-\frac{qV_{ppd}}{kT}\right)\right] \quad (2.30.)$$

Le facteur $n_i^2 - pn$ apparaissant dans la formule du taux net de génération-recombinaison SRH peut donc être considéré égal à n_i^2 dans toutes les sous-régions.

3.3.2 Taux SRH dans la région centrale de la ZCE

Dans la partie centrale de la ZCE, $n \ll n_i$ et $p \ll n_i$. L'expression du taux de génération d'un défaut SRH peut alors se simplifier à partir de l'équation générale (2.19) ; on obtient :

$$U \approx \frac{\sigma_n \sigma_p V_{th} n_i}{\sigma_n \exp\left(\frac{E_t - E_i}{kT}\right) + \sigma_p \exp\left(\frac{E_i - E_t}{kT}\right)} \quad (2.31.)$$

La simplification peut se poursuivre ou non selon la position du niveau d'énergie du défaut par rapport à E_i et les valeurs relatives de σ_n et σ_p ; les sous-parties A à D traitent les différents cas.

A. Cas où $E_t = E_i$

L'expression (2.31) montre que le taux de génération d'un défaut SRH situé dans la région centrale de la ZCE est maximal lorsque l'état d'énergie est situé au milieu de la bande interdite ($E_t = E_i$). Le taux de génération vaut alors :

$$U \approx \frac{\sigma_n \sigma_p V_{th} n_i}{\sigma_n + \sigma_p} \quad (2.32.)$$

En développant n_i (équation 2.3) et v_{th} (équation 2.9) dans l'expression de U (équation 2.32), on obtient :

$$U(T) \approx \frac{\sigma_n \sigma_p}{\sigma_n + \sigma_p} \times \sqrt{\frac{3kT}{m}} \times \sqrt{N_C(T)N_V(T)} \times \exp\left(-\frac{E_g(T)}{2kT}\right) \quad (2.33.)$$

Dans cette expression, les densités d'états dans la bande de valence N_C et dans la bande de conduction N_V dépendent de la température ; elles s'expriment comme :

$$\begin{aligned} N_C(T) &= 2 \left(\frac{2\pi \times m_{e,DOS} \times kT}{h^2} \right)^{3/2} \\ N_V(T) &= 2 \left(\frac{2\pi \times m_{h,DOS} \times kT}{h^2} \right)^{3/2} \end{aligned} \quad (2.34.)$$

D'autre part, la hauteur de la bande interdite du silicium dépend également de la température selon la loi [5] :

$$E_g(T) \approx 1.166 - \frac{0.000473 \times T^2}{T + 636} \quad (2.35.)$$

Chapitre 2: Les sources de courant d'obscurité dans le pixel CMOS

Le taux de génération U est donc de la forme (avec A une constante) :

$$U(T) \approx A \times T^2 \times \exp\left(-\frac{E_g(T)}{2kT}\right) \quad (2.36.)$$

soit :

$$\ln(U(T)) = \ln(A) + 2 \ln(T) - \frac{E_g(T)}{2kT} \quad (2.37.)$$

Dans ce cas, le taux de génération peut s'écrire sous la forme :

$$U(T) = C \times \exp\left(-\frac{E_A(T)}{kT}\right) \quad (2.38.)$$

où C est une constante et $E_A(T)$ est l'énergie d'activation du taux de génération-recombinaison et est proportionnelle à la dérivée du logarithme naturel de U en fonction de $1/T$:

$$E_A(T) = k \frac{d \ln(U(T))}{d\left(\frac{1}{T}\right)} = 2kT + \frac{E_g(T)}{2} - \frac{T}{2} \frac{dE_g(T)}{dT} \quad (2.39.)$$

$E_A(T)$ représente la variation du taux de génération du défaut en fonction de la température. Si ce défaut est la source principale de courant d'obscurité dans le pixel, alors l'énergie d'activation du courant d'obscurité est similaire à l'énergie d'activation du taux de génération du défaut. Dans ce cas, la mesure du courant d'obscurité du pixel à différentes températures permet de déduire la position du niveau d'énergie du défaut (cf. sous-partie B).

Dans l'expression (2.39), le premier des trois termes ($2kT/q$) provient de la dépendance en T^2 de U et vaut environ 0.05 eV à température ambiante. Le second terme représente la hauteur de la barrière énergétique la plus haute à franchir par l'électron thermiquement généré (c'est-à-dire celle qui limite le processus de génération). Lorsque $E_t = E_i$, les deux barrières sont équivalentes et égales à $E_g/2$ (soit 0.56 eV à température ambiante). Enfin, le troisième et dernier terme est dû à la variation de la hauteur de la bande interdite avec la température (équation 2.35). Cet effet induit une diminution des barrières énergétiques à franchir par l'électron thermiquement généré, et donc une augmentation artificielle de l'énergie d'activation (d'environ 0.04 eV à température ambiante). Finalement, la somme des trois termes correspond à l'énergie d'activation totale du taux de génération du défaut et est égale à 0.65 eV dans le cas où $E_t = E_i$. Cette valeur correspond à l'énergie d'activation la plus faible possible mesurable pour le processus de génération-recombinaison SRH (lorsque les effets d'accentuation du taux de génération sont négligeables). Les défauts correspondants possèdent un fort taux de génération, car le taux SRH est limité de manière équilibrée par les deux sous-processus de génération. Le niveau d'énergie de ces défauts est localisé près du centre de la bande interdite, comme représenté dans la Fig. 2.9 par le trait rouge.

3. Taux de génération thermique dans la photodiode en polarisation inverse

B. Cas où $E_t \neq E_i$ et $|E_t - E_i| > 3kT$

Considérons maintenant le cas d'un défaut dont le niveau d'énergie est éloigné du centre de la bande interdite ($E_t \neq E_i$). Le taux de génération s'écrit alors :

$$U \approx \frac{\sigma_n \sigma_p V_{th} n_i}{\sigma_n \exp\left(\frac{E_t - E_i}{kT}\right) + \sigma_p \exp\left(\frac{E_i - E_t}{kT}\right)} \quad (2.40.)$$

Dans le cas où $E_t - E_i > 3kT$ (et où σ_n et σ_p ne sont pas trop différentes), U peut se simplifier en :

$$U \approx \frac{\sigma_p V_{th} n_i}{\exp\left(\frac{E_t - E_i}{kT}\right)} \quad (2.41.)$$

$$U(T) \approx A \times T^2 \times \exp\left(-\frac{E_g(T) + (E_t - E_i)}{2kT}\right)$$

Inversement, si $E_i - E_t > 3kT$:

$$U \approx \frac{\sigma_n V_{th} n_i}{\exp\left(\frac{E_i - E_t}{kT}\right)} \quad (2.42.)$$

$$U(T) \approx A \times T^2 \times \exp\left(-\frac{E_g(T) + (E_i - E_t)}{2kT}\right)$$

Dans ces deux cas, l'énergie d'activation (obtenue en réalisant le même développement qu'en sous-partie A) est :

$$E_A \approx 0.65 + |E_t - E_i| \quad (2.43.)$$

Par exemple, pour un défaut dont le niveau d'énergie si situe 0.1 eV au-dessus ou en dessous du centre de la bande interdite, l'énergie d'activation de son taux de génération est d'environ 0.75 eV. Dans le cas où $E_t \gg E_i$, la génération d'une paire électron-trou est limitée par le passage de l'électron de valence jusqu'au niveau d'énergie du défaut car il s'agit de la barrière énergétique la plus haute. La position typique du niveau d'énergie du défaut dans ce cas est représentée par une croix verte dans la Fig. 2.9. Inversement, dans le cas où $E_t \ll E_i$, c'est l'émission de l'électron du défaut vers la bande de conduction qui limite le taux de génération (le niveau d'énergie est typiquement situé à la croix orange dans la Fig. 2.9). Comme l'énergie d'activation du taux de génération est régie par la variation en température du processus limitant, l'équation 2.43 est équivalente quelle que soit la position relative de E_t et E_i . D'autre part, puisque le taux de génération décroît exponentiellement avec $|E_t - E_i|$, les défauts tels que $|E_t - E_i| > 3kT$ sont susceptibles d'avoir un taux de génération beaucoup plus faible que les défauts tels que $E_t \approx E_i$. Toutefois, des sections efficaces de capture importantes peuvent compenser cet effet.

C. Cas où $|E_t - E_i| < 3kT$

Pour les défauts dont le niveau d'énergie est proche du milieu de la bande interdite ($|E_t - E_i| < 3kT$), l'expression (2.40) ne peut pas se simplifier directement car elle dépend à la fois des valeurs de σ_n et de σ_p .

Tout d'abord, si l'on suppose que $\sigma_n \approx \sigma_p \approx \sigma$:

$$U \approx \frac{\sigma v_{th} n_i}{2 \cosh\left(\frac{E_t - E_i}{kT}\right)} \quad (2.44.)$$

$$E_A \approx 0.65 + |E_t - E_i| \tanh\left(\frac{|E_t - E_i|}{kT}\right) \quad (2.45.)$$

Dans ce cas, l'énergie d'activation est légèrement inférieure à celle prédite par la formule (2.43) lorsque $|E_t - E_i| < 3kT$ mais reste supérieure ou égale à 0.65 eV (cas où $\sigma_n \approx \sigma_p$ dans la Fig. 2.10). Lorsque $|E_t - E_i| > 3kT$, la formule ci-dessus est équivalente à la formule 2.43.

D. Cas général : $\sigma_n \neq \sigma_p$ et pour toute valeur de $|E_t - E_i|$

Si $\sigma_n \neq \sigma_p$, l'énergie d'activation du taux de génération d'un défaut peut être inférieure à celle prédite par l'équation 2.45. Par exemple, si $\sigma_p \gg \sigma_n$, un défaut tel que $E_t > E_i$ et $|E_t - E_i| < 3kT$ peut avoir une énergie d'activation inférieure à 0.65 eV. En effet, le terme droit du dénominateur dans l'expression de U (équation 2.40) reste dominant devant le terme gauche malgré que $E_t > E_i$. Ainsi U se simplifie en (2.42) malgré que $E_t > E_i$:

$$U \approx \frac{\sigma v_{th} n_i}{\exp\left(\frac{E_i - E_t}{kT}\right)} \quad (2.46.)$$

$$U(T) \approx A \times T^2 \times \exp\left(-\frac{E_g(T) + (E_i - E_t)}{2kT}\right)$$

Or, puisque $E_i < E_t$, on obtient :

$$E_A \approx 0.65 - |E_t - E_i| \quad (2.47.)$$

Par exemple, un défaut ayant un niveau d'énergie 0.06 eV au-dessus de E_i mais tel que $\sigma_p = 10\sigma_n$ aura une énergie d'activation du taux de génération d'environ 0.59 eV (au lieu de 0.71 eV dans le cas où $\sigma_p = \sigma_n$). En effet, au lieu d'être limité par le processus de plus haute barrière énergétique (émission du trou vers la bande de valence dans ce cas), le taux de génération est limité par le processus de plus faible section efficace (l'émission de l'électron vers la bande de conduction dans ce cas). Dans la suite de ce chapitre, on supposera toujours $\sigma_n = \sigma_p = \sigma$ afin de ne pas trop complexifier la formule du taux de génération des défauts. Il est cependant intéressant de retenir qu'un déséquilibre entre les sections efficaces de capture σ_n et σ_p peut réduire l'énergie d'activation du taux de génération des défauts ; ceci est illustré par la Fig. 2.10. En conclusion, dans la zone centrale de la ZCE et en supposant $\sigma_n = \sigma_p = \sigma$, le taux de génération SRH et l'énergie d'activation du taux de génération peuvent s'écrire de la manière générale suivante:

$$U \approx \frac{\sigma v_{th} n_i}{2 \cosh\left(\frac{E_t - E_i}{kT}\right)} \quad (2.48.)$$

3. Taux de génération thermique dans la photodiode en polarisation inverse

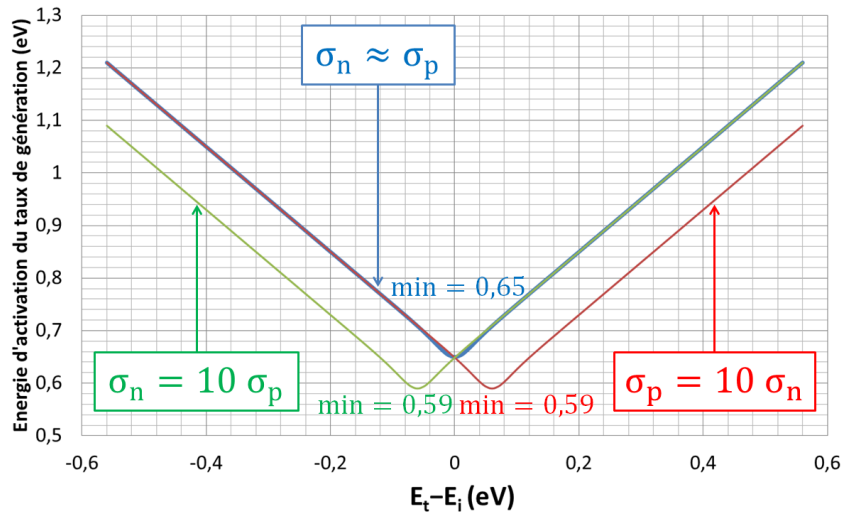


Fig. 2.10 – Energie d'activation du taux de génération du défaut SRH en fonction de la position de son niveau d'énergie dans la bande interdite. Trois cas différents sont représentés : $\sigma_n \approx \sigma_p$, $\sigma_n \gg \sigma_p$ et $\sigma_n \ll \sigma_p$.

$$E_A \approx 0.65 + |E_t - E_i| \tanh\left(\frac{|E_t - E_i|}{kT}\right)$$

Puisque le taux de génération décroît avec le cosinus hyperbolique de $(E_t - E_i)/kT$, les défauts ayant les plus forts taux de génération (ceux qui participent le plus au courant d'obscurité) sont ceux dont le niveau d'énergie est situé près du milieu de la bande interdite. Le courant d'obscurité provenant de la zone centrale de la ZCE est donc dominé par les défauts tels que $E_t \approx E_i$. Dans la jonction PN, ce courant est appelé courant de génération et son énergie d'activation est souvent approximée à la moitié de la bande interdite, soit $E_g/2$ (0.56 eV à température ambiante). Dans le silicium dépeuplé irradié, l'énergie d'activation du courant de génération habituellement mesurée est de 0.63 eV [21]. Ce résultat également retrouvé pour l'énergie d'activation du courant d'obscurité des pixels chauds (ayant subi des chocs nucléaires) dans les imageurs irradiés aux neutrons ou protons de haute énergie [22]. Puisque cette valeur est proche de l'énergie d'activation minimale du taux de génération d'un défaut SRH (0.65 eV si $E_t \approx E_i$ et $\sigma_n = \sigma_p$), il semble que le courant d'obscurité induit par les déplacements atomiques soit dominé par des défauts cristallins dont le niveau d'énergie est proche de E_i .

3.3.3 Taux SRH dans les régions périphériques de la zone dépeuplée

Entre la zone centrale de la ZCE et la zone quasi-neutre de type N, il existe une région où $E_{Fn} > E_i$ (et une région où $E_{Fp} < E_i$ entre la zone centrale de la ZCE et la zone quasi-neutre P). Dans ces régions périphériques de la ZCE, la concentration des porteurs majoritaires ne peut pas être négligée ; on doit donc reprendre l'expression

générale du taux de génération (2.19). En forte polarisation inverse ($pn \ll n_i^2$) et avec $\sigma_n = \sigma_p = \sigma$, l'expression 2.19 devient :

$$U = \frac{\sigma v_{th} n_i^2}{n + p + 2 n_i \cosh\left(\frac{E_t - E_i}{kT}\right)} \quad (2.49.)$$

Ainsi, on peut écrire respectivement pour la région périphérique du côté N (où $p \ll n_i$ et $n > n_i$) et la région périphérique du côté P (où $n \ll n_i$ et $p > n_i$) :

$$\begin{aligned} U &= \frac{\sigma v_{th} n_i^2}{n + 2 n_i \cosh\left(\frac{E_t - E_i}{kT}\right)} \text{ du côté N} \\ U &= \frac{\sigma v_{th} n_i^2}{p + 2 n_i \cosh\left(\frac{E_t - E_i}{kT}\right)} \text{ du côté P} \end{aligned} \quad (2.50.)$$

Dans chaque région périphérique, on peut distinguer deux cas selon la position relative du niveau de Fermi des porteurs majoritaires et du niveau d'énergie du défaut (Fig. 2.8).

A. Cas où $E_t < E_{Fn}$ du côté N ou bien $E_t > E_{Fp}$ du côté P

Dans ce cas, le niveau d'énergie du défaut est situé à l'extérieur du trapèze formé par les quasi-niveaux de Fermi dans la ZCE. Ceci implique que le défaut est très souvent occupé par un électron du côté N (ou très souvent occupé par un trou du côté P), et donc que le taux de génération est limité par l'occupation du défaut. En effet, puisque $E_t < E_{Fn}$ du côté N (ou $E_t > E_{Fp}$ du côté P), on peut écrire :

$$\begin{aligned} n &= n_i \exp\left(\frac{E_{Fn} - E_i}{kT}\right) \gg n_i \cosh\left(\frac{E_t - E_i}{kT}\right) \text{ du côté N} \\ p &= n_i \exp\left(\frac{E_i - E_{Fp}}{kT}\right) \gg n_i \cosh\left(\frac{E_i - E_t}{kT}\right) \text{ du côté P} \end{aligned} \quad (2.51.)$$

Le terme droit du dénominateur dans les expressions de U en 2.50 peut donc être négligé et on obtient :

$$\begin{aligned} U &= \frac{\sigma v_{th} n_i^2}{n} \text{ du côté N} \\ U &= \frac{\sigma v_{th} n_i^2}{p} \text{ du côté P} \end{aligned} \quad (2.52.)$$

Dans cette situation, le défaut est donc presque toujours occupé par un porteur majoritaire. Les niveaux d'énergie typiques occupés par ces défauts sont représentés par une croix violette du côté N et une croix bleue du côté P en Fig. 2.9. La probabilité que le défaut soit libre est inversement proportionnelle à la concentration de porteurs majoritaires, ce qui explique que cette concentration se retrouve au dénominateur dans l'expression de U. Dans ce cas, le taux de génération n'est plus limité par le processus de génération mais par l'occupation du défaut par un porteur majoritaire. Dans les zones périphériques, la concentration des porteurs majoritaires devient rapidement très supérieure à n_i . Ainsi, le taux de génération des défauts est fortement limité, et peut être très faible même si $E_t \approx E_i$.

3. Taux de génération thermique dans la photodiode en polarisation inverse

B. Cas où $E_{Fp} > E_t > E_{Fn}$

Cette situation est équivalente aux conditions présentes dans la zone centrale de la ZCE : le taux de génération n'est pas limité par la concentration des porteurs majoritaires mais par la hauteur de la barrière énergétique la plus grande dans le processus de génération :

$$U \approx \frac{\sigma v_{th} n_i}{2 \cosh\left(\frac{E_t - E_i}{kT}\right)} \quad (2.53.)$$

Cependant, dans les régions périphériques, cette situation concerne seulement les défauts dont le niveau d'énergie est suffisamment éloigné de E_i pour être localisé au-dessus de E_{Fn} et en dessous de E_{Fp} (croix orange et verte dans les régions périphériques en Fig. 2.9). Ainsi, le taux de génération des défauts correspondants est souvent très faible.

En conclusion, le courant d'obscurité généré par la ZCE provient principalement de la zone centrale, là où les défauts tels que $E_t \approx E_i$ (fort taux de génération) ne sont pas occupés par des porteurs majoritaires. La largeur de la zone centrale de la ZCE W_{gen} est égale à la différence de taille de la ZCE en polarisation inverse et à l'équilibre :

$$W_{gen}(V_{pd}) = W(V_{pd}) - W(0) = W(0) \left[\sqrt{\frac{V_{bi} + V_{pd}}{V_{bi}}} - 1 \right] \quad (2.54.)$$

Par exemple, dans le cas d'une photodiode pincée, $V_{pd} = V_{pin} \approx 0.5 - 1V$ après la recharge et $V_{bi} \approx 0.75V$. Ainsi, $V_{pd} \approx V_{bi}$ et $W_{gen} \approx 0.4W(0)$.

3.4 Taux de génération dans les zones quasi-neutres

Dans une photodiode polarisée en inverse, il existe des zones quasi-neutres autour de la ZCE dans lesquelles les porteurs minoritaires diffusent vers la ZCE. La zone quasi-neutre qui nous intéresse est celle du côté P, car elle apporte des électrons à la photodiode par diffusion et participe donc au courant d'obscurité. Cette zone quasi-neutre occupe la totalité de l'épitaxie puisque la longueur de diffusion des électrons dans l'épitaxie est bien plus grande que la profondeur de l'épitaxie. En effet, puisque le dopage de l'épitaxie est de l'ordre de 10^{15} cm^{-3} et que l'épitaxie contient peu de défauts, le temps de vie des électrons τ_n est supérieur à $10 \mu s$ [23]. Or, la longueur de diffusion L_n s'exprime en fonction du temps de vie moyen τ_n par :

$$L_n = \sqrt{D_n \tau_n} \quad (2.55.)$$

D_n est le coefficient de diffusion des électrons :

$$D_n = \frac{kT}{q} \mu_n \quad (2.56.)$$

μ_n est la mobilité des électrons et vaut environ $1200 \text{ cm}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$ pour un dopage P de 10^{15} cm^{-3} [2, 3]. Ainsi, D_n vaut environ $30 \text{ cm}^2\text{s}^{-1}$ et L_n est égale à environ $170 \text{ }\mu\text{m}$, ce qui est bien supérieur à la profondeur de l'épitaxie (quelques μm seulement).

A l'interface entre l'épitaxie et le substrat, la concentration de dopage change (environ 10^{15} cm^{-3} dans l'épitaxie et 10^{18} cm^{-3} dans le substrat) mais le type de dopage reste le même. Ainsi, les bandes électrostatiques se courbent sans pour autant former de ZCE. Dans le substrat, le temps de vie moyen des électrons est bien plus court que dans l'épitaxie car le dopage y est beaucoup plus élevé. Ainsi, la zone quasi-neutre y pénètre très peu. Dans tous les cas, puisque la longueur de diffusion des électrons dans l'épitaxie L_n est très supérieure à la profondeur de l'épitaxie $w_{\text{épi}}$, la concentration des électrons varie de manière linéaire dans l'épitaxie. Cette concentration est nulle à l'interface avec la ZCE en forte polarisation inverse (cf. équation 2.27) et, d'après le modèle de « diffusion dans une diode longue », s'exprime de la manière suivante à travers l'épitaxie [5]:

$$n(x_{\text{épi}}) = \frac{x_{\text{épi}}}{L_n} n_{p0} = \frac{x_{\text{épi}}}{L_n} \frac{n_i^2}{N_A} \text{ pour } x_{\text{épi}} \ll L_n \quad (2.57.)$$

où $x_{\text{épi}}$ est la profondeur par rapport à l'interface avec la ZCE. Cette équation est valable à travers toute l'épitaxie puisque $w_{\text{épi}} \ll L_n$. Par conséquent, la concentration d'électrons n'est pas négligeable dans la zone quasi-neutre et le taux de génération des défauts SRH situés dans la zone quasi-neutre s'écrit :

$$U = \frac{\sigma v_{\text{th}} (n_i^2 - pn)}{p + 2 n_i \cosh\left(\frac{E_t - E_i}{kT}\right)} \quad (2.58.)$$

Le taux de génération est limité par le processus de recombinaison, non-négligeable à cause de la présence simultanée d'électrons et de trous : le facteur pn n'est pas négligeable devant n_i^2 , ce qui explique l'apparition du facteur $n_i^2 - pn$ au numérateur. D'autre part, en fonction du niveau d'énergie du défaut, le taux de génération est aussi limité par l'occupation du défaut par un trou (terme p au dénominateur) ou par l'un des processus de génération (si $|E_t - E_i| > E_i - E_{\text{Fp}}$). Le taux de génération des défauts SRH dans la zone quasi-neutre P est donc faible en comparaison des défauts situés dans la zone centrale de la ZCE, mais le courant d'obscurité total produit par la zone quasi-neutre peut être non-négligeable. En effet, puisque la longueur de diffusion des électrons est très grande, la zone quasi-neutre couvre l'intégralité de l'épitaxie du pixel en polarisation inverse. Le volume de la zone quasi-neutre peut donc être beaucoup plus grand que le volume de la zone centrale de la ZCE, qui n'occupe par exemple qu'environ 40% du volume total de la ZCE dans le cas d'une PPD (section 3.3.3.B). Par exemple, pour un facteur de remplissage de 50%, une profondeur dépeuplée de $1 \text{ }\mu\text{m}$ et une profondeur d'épitaxie de $5 \text{ }\mu\text{m}$, la zone quasi-neutre P est environ 25 fois plus volumineuse que la ZCE.

3. Taux de génération thermique dans la photodiode en polarisation inverse

3.5 Taux de génération aux interfaces avec l'oxyde

Dans un pixel CMOS, une partie des interfaces entre l'oxyde et le silicium peut ne pas être à l'équilibre thermodynamique. Ces interfaces peuvent alors générer thermiquement des paires électron-trou par processus SRH (de manière analogue aux défauts SRH contenus dans le silicium), car elles contiennent des états d'interfaces qui introduisent des niveaux d'énergie dans la bande interdite. Par exemple, dans un pixel 3T, la ZCE de la photodiode conventionnelle est en contact direct avec l'oxyde à certains endroits (Fig. 2.4). Le taux de génération des états d'interfaces peut être très important dans ces régions, car ils peuvent être situés dans la zone centrale de la ZCE tout comme les défauts dans le volume du silicium (3.3.2). De plus, à cause de la forte densité d'états d'interface entre l'oxyde et le silicium, le courant d'obscurité généré par les interfaces dépeuplées est souvent bien plus grand que le courant d'obscurité généré par les défauts de volume dans une photodiode conventionnelle. Ceci explique en particulier pourquoi le courant d'obscurité est bien plus faible dans les pixels à photodiode pincée malgré des volumes dépeuplés comparables.

Dans un pixel 4T à photodiode pincée, l'implant de pincement (et la polarisation négative appliquée sur la grille pendant l'intégration) permettent de supprimer les zones de contact direct entre la ZCE et les oxydes. Toutefois, il est possible que certaines interfaces soient situées dans les zones quasi-neutres de la ZCE, si la longueur de diffusion des électrons de l'oxyde jusqu'à la ZCE est du même ordre (ou supérieure) à l'espace entre l'oxyde et la ZCE. Dans ce cas, l'oxyde n'est pas à l'équilibre et une partie des électrons qui y sont thermiquement générés peuvent diffuser jusqu'à la ZCE. Toutefois, le taux de génération des états d'interfaces situés dans la zone quasi-neutre est bien plus faible que dans le cas d'une interface dépeuplée car le processus de génération est limité par la présence de nombreux trous majoritaires (cf. 3.4).

3.6 Effets d'accentuation du taux de génération SRH

Dans certaines situations, le taux de génération d'un défaut SRH peut être supérieur au taux prédit par la formule générale de la théorie SRH. Par exemple, la présence d'un fort champ électrique peut induire une diminution de la barrière de potentiel effective du processus limitant la génération, par effet Poole-Frenkel ou par effet tunnel [24]. La génération des paires électron-trou est alors facilitée et le taux de génération est augmenté. En dehors des effets d'accentuation induits par le champ électrique, d'autres procédés d'accentuation sont parfois envisagés comme le transfert de charges entre deux états d'énergie situés dans la bande interdite.

3.6.1 Effet Poole-Frenkel

Le niveau d'énergie introduit par un défaut SRH dans la bande interdite peut induire une déformation locale des bandes électrostatiques du silicium et l'apparition d'un puits de potentiel. En général, le puits peut être modélisé soit par une fonction de Dirac

(dans ce cas il n'a aucune extension spatiale) soit par une parabole (il est alors qualifié de puits « coulombien »). Dans le cas d'un puits coulombien, la hauteur des barrières énergétiques entre le niveau d'énergie du défaut et les bandes de valence et de conduction diminue lorsque le champ électrique augmente à cause de l'inclinaison des bandes. La diminution des barrières de potentiel pour un puits coulombien en une dimension vaut :

$$\Delta E = \left(\frac{qE}{\pi\epsilon} \right)^{1/2} \quad (2.59.)$$

où ΔE est la diminution de barrière, E est le champ électrique local et ϵ est la permittivité diélectrique du silicium. Dans une photodiode enterrée, le champ électrique est maximal à la jonction entre la zone N et l'implant de pincement car ce dernier est fortement dopé. Pour une jonction supposée abrupte et de dopages N et P de 10^{17} cm^{-3} et 10^{18} cm^{-3} , on a :

$$\begin{aligned} V_{bi} &= \frac{kT}{q} \ln \left(\frac{N_A N_D}{n_i^2} \right) \approx 0.88 \text{ V} \\ w_n &= \sqrt{\frac{2\epsilon_s V_{bi}}{q} \frac{1}{N_D}} \approx 0.11 \text{ } \mu\text{m} \\ E_{\max} &= \frac{q N_D w_n}{\epsilon_s} \approx 1.6 \cdot 10^4 \text{ V/cm} \\ \Delta E &\approx 0.028 \text{ eV} \end{aligned}$$

Dans la zone centrale de la ZCE, le taux de génération d'un défaut SRH décroît exponentiellement avec la hauteur de la barrière énergétique la plus importante à franchir par l'électron généré. Ainsi, la diminution de la barrière de potentiel ΔE par effet Poole-Frenkel conduit à un facteur d'accentuation du taux de génération du défaut d'un facteur $\exp(\Delta E/kT)$, soit environ 3 pour $\Delta E = 0.028 \text{ eV}$. Ce calcul, réalisé pour un puits coulombien en une dimension, surestime la valeur de ΔE par rapport au calcul à trois dimensions (plus réaliste mais beaucoup plus complexe) [25]. Toutefois, il est possible que les défauts situés près de la jonction entre la photodiode et l'implant de pincement (là où le champ électrique est maximal) aient un taux de génération accentué par rapport à la formule générale de la théorie SRH. Cependant, comme montré en Fig. 2.11, cette jonction se situe en périphérie de la zone centrale de la ZCE. Par conséquent, il est probable que le taux de génération y soit limité par la présence de porteurs majoritaires, et donc que le taux de génération des défauts soit faible malgré l'accentuation par effet Poole-Frenkel. De plus, les jonctions PN de la photodiode sont graduelles (car réalisées par implantation ou par diffusion de dopants), ce qui signifie que le champ électrique maximal atteint à la jonction est plus faible que celui calculé pour une jonction abrupte. De plus, la région de fort champ électrique à la jonction PN entre l'implant de pincement et la zone N ne représente qu'une faible fraction du volume dépeuplé de la photodiode. Enfin, dans les photodiodes conventionnelles des pixels 3T, le champ électrique maximal est normalement plus faible que dans une PPD puisque l'implant de pincement fortement dopé n'existe pas. Ces résultats expliquent

3. Taux de génération thermique dans la photodiode en polarisation inverse

pourquoi aucun effet notable d'accentuation du courant d'obscurité n'est observé dans les imageurs CMOS à pixels 3T ou à pixels 4T à photodiode pincée testés dans ces travaux.

3.6.2 Effet tunnel thermiquement assisté

Comme l'effet Poole-Frenkel, l'effet tunnel thermiquement assisté requiert que les bandes électrostatiques soient inclinées, donc qu'un champ électrique soit présent. Dans ce cas, pour passer de la bande de valence au niveau d'énergie du défaut ou bien du niveau d'énergie du défaut vers la bande de conduction, l'électron peut franchir seulement une partie de la barrière énergétique par énergie thermique et terminer le transfert par effet tunnel [25]. Cet effet conduit à une accentuation du taux de génération du défaut quelle que soit la forme du puits de potentiel introduit par le défaut (contrairement à l'effet Poole-Frenkel qui n'accentue le taux de génération que lorsque le puits de potentiel est coulombien). Pour un puits coulombien, l'accentuation du taux de génération par effet tunnel thermiquement assisté est négligeable devant celle par effet Poole-Frenkel lorsque le champ électrique local est inférieur à quelques 10^4 V/cm. En revanche, l'accentuation par effet tunnel thermiquement assisté devient majoritaire à plus fort champ. Au contraire, pour les défauts dont le puits de potentiel peut être assimilé à une fonction de Dirac, l'effet tunnel thermiquement assisté est le seul processus d'accentuation possible et devient également très important au-dessus de 10^5 V/cm.

En plus d'augmenter le taux de génération des défauts SRH impactés, les effets d'accentuation diminuent l'énergie d'activation du taux de génération car ils réduisent la hauteur de la barrière énergétique du processus limitant la génération. Ainsi, l'accentuation du taux de génération par le champ électrique peut conduire à une énergie d'activation du taux de génération inférieure à la valeur minimale théorique de 0.65 eV. Ces effets sont donc souvent incriminés lorsque le taux de génération mesuré dans des composants électroniques en silicium (irradiés ou non) est supérieur au taux attendu, ou que l'énergie d'activation du taux de génération est anormalement faible [24, 26, 27, 28]. Par exemple, dans les imageurs CMOS, l'énergie d'activation du courant d'obscurité inférieure à 0.65 eV mesurée pour certains pixels (en particulier après irradiation) pourrait s'expliquer par la présence d'un effet d'accentuation du taux de génération sur le défaut SRH dominant le courant d'obscurité du pixel.

3.6.3 Transfert de charges entre défauts

Dans certains travaux, le champ électrique ne peut pas être tenu pour responsable de taux de génération anormalement élevés ou d'une énergie d'activation trop faible. Dans ce cas, la possibilité du transfert d'électrons entre différents niveaux d'énergie situés dans la bande interdite est parfois envisagée [29]. Dans le cas de deux niveaux, la barrière énergétique maximale à franchir par l'électron peut alors être réduite à $E_g/3$ (contre $E_g/2$ dans la théorie SRH). Cet effet pourrait apparaître dans un système de deux défauts SRH très proches et ayant un niveau d'énergie positionné différemment

dans la bande interdite. Par exemple, un groupement de deux bi-lacunes dans différents états de charge et capables de se transférer des électrons est envisagé dans [30]. Le taux de génération de l'association des deux bi-lacunes pourrait alors être environ cent fois supérieur au taux de génération de la bi-lacune isolée. Cette théorie pourrait expliquer les très forts courants d'obscurité mesurés dans les pixels impactés par les chocs nucléaires (chapitre 3). En effet, à l'intérieur des cascades de déplacement produites par les chocs nucléaires, de nombreuses lacunes apparaissent et il est envisageable que des bi-lacunes puissent se regrouper. On peut aussi imaginer que les défauts complexes générés dans les cascades de déplacement (agrégats) introduisent plusieurs niveaux d'énergie dans la bande interdite du silicium, et que des électrons puissent être transférés entre les états d'énergie d'un même défaut. Ces défauts complexes pourraient par exemple correspondre à des clusters de lacunes, dont la configuration énergétique est probablement plus complexe que celle des défauts ponctuels et dont la concentration en liaisons pendantes pourrait être importante. Enfin, d'autres hypothèses existent pour tenter d'expliquer des écarts avec le taux de génération prédit par la théorie SRH dans les composants irradiés [31] ou non [21], comme par exemple les paires donneurs-accepteurs [32, 31].

3.7 Résumé

En résumé, les sources de courant d'obscurité dans un pixel CMOS peuvent être regroupées ainsi :

- Les états d'interfaces des interfaces oxyde/silicium dépeuplées (uniquement dans la photodiode conventionnelle, fort taux de génération). Cette contribution domine le courant d'obscurité des pixels 3T non-irradiés
- Les états d'interfaces des interfaces oxyde/silicium situées dans les zones quasi-neutres (faible taux de génération). Cette contribution peut être non-négligeable dans le pixel 4T à cause de la forte densité d'états d'interfaces entre l'oxyde et le silicium
- La zone centrale de la ZCE (défauts de volume avec un fort taux de génération). Cette contribution peut être non-négligeable dans le pixel 4T à cause du fort taux de génération des défauts
- Les régions périphériques de la ZCE et la zone quasi-neutre de type P (l'épitaxie). Dans ces régions, le courant d'obscurité est produit par des défauts de volume avec un faible taux de génération. Cette contribution peut être non-négligeable dans le pixel 4T à cause du volume important de l'épitaxie par rapport au volume de la zone centrale de la ZCE.

4. Bilan des courants et de la charge dans la PPD selon la polarisation

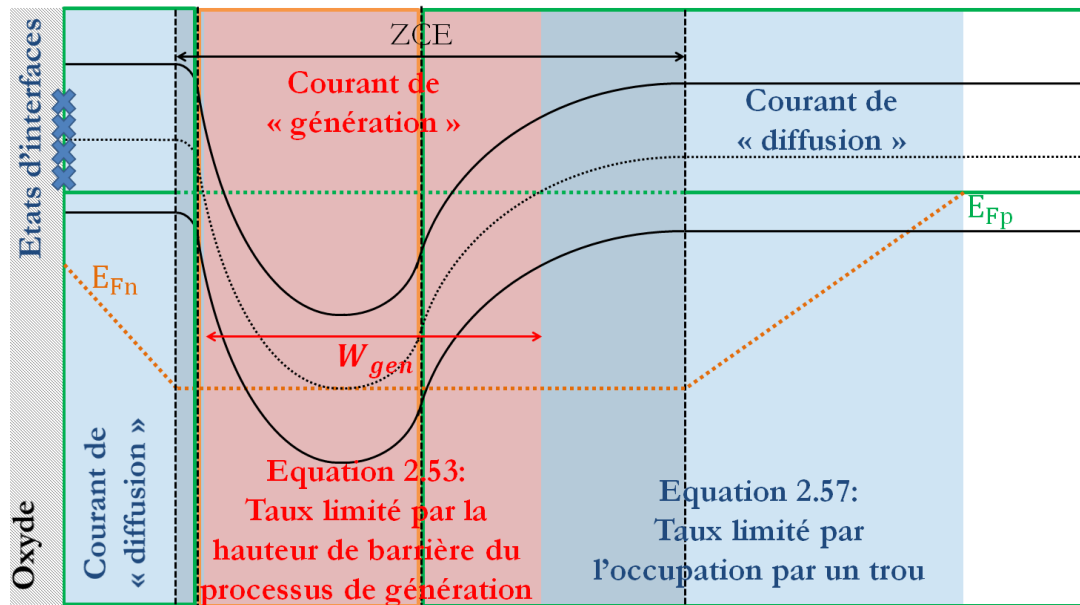


Fig. 2.11 – Représentation des trois sources principales de courant d’obscurité dans un pixel 4T à photodiode pincée : la ZCE (courant de « génération »), les états d’interfaces de l’oxyde et les zones quasi-neutres. Ces deux dernières contributions constituent le courant de « diffusion ».

Pour conclure, le courant d’obscurité dans un pixel 3T est le plus souvent largement dominé par les interfaces dépeuplées avec l’oxyde alors que le courant d’obscurité du pixel 4T peut avoir trois contributions non-négligeables (Fig. 2.11):

- les interfaces quasi-neutres
- le volume quasi-neutre (épitaxie)
- la ZCE

Les interfaces quasi-neutres avec l’oxyde et le volume de l’épitaxie sont des sources de courant d’obscurité équivalentes car les concentrations de porteurs majoritaires et minoritaires y sont semblables ; seule la localisation des défauts change. Autrement dit, l’expression du taux de génération des défauts de volume et des états d’interfaces est la même (équation 2.58). Il est donc impossible de distinguer la contribution de chacune de ces sources dans le courant d’obscurité total d’un pixel 4T. La seule manière d’évaluer indépendamment ces contributions est de mesurer la variation du courant d’obscurité avec les paramètres dimensionnels du pixel (aire et périmètre de la photodiode, aire du pixel, largeur de la grille de transfert...) [33]. En effet, le nombre de défauts de volume et le nombre d’états d’interfaces varient de manière distincte en fonction des différents paramètres dimensionnels. Au contraire, la contribution de la ZCE (équation 2.53) peut être dissociée de celle des interfaces et de l’épitaxie dans un pixel donné car, comme montré dans la partie suivante, la dépendance du taux de génération avec la température est différente dans les deux cas. Le courant d’obscurité d’un pixel 4T est alors constitué de deux composantes, habituellement appelées courant de « génération » (qui provient de la ZCE) et courant de « diffusion »

(provenant des deux autres sources). Cette seconde contribution porte le nom de « diffusion » car les électrons thermiquement générés sont transportés jusqu'à la ZCE par un processus intermédiaire de diffusion dans la zone quasi-neutre. Cependant, le processus à l'origine du courant d'obscurité reste toujours la génération SRH. Expérimentalement, la variation du courant d'obscurité du pixel en fonction de la température informe donc sur la contribution dominante du courant d'obscurité (diffusion ou génération), et la valeur de chacune de ces contributions peut être évaluée en mesurant le courant à plusieurs températures.

4 Bilan des courants et de la charge dans la photodiode pincée en fonction de la polarisation

Le pixel à photodiode pincée est particulièrement intéressant pour utiliser la technique de spectroscopie du courant d'obscurité [26] car il dispose d'un courant d'obscurité intrinsèque très faible (quelques e-/s à température ambiante) en comparaison de celui des pixels 3T (quelques centaines d'e-/s pour une taille de pixel équivalente). Ainsi, le pixel 4T nous permet de détecter les très faibles augmentations de courant d'obscurité produites par l'apparition de défauts ponctuels uniques dans les pixels lors de l'irradiation. Cette partie présente un bilan des courants traversant la photodiode et de la charge contenue dans la PPD en fonction de la polarisation. Cette étude permet par exemple de connaître la plage de charge sur laquelle le courant d'obscurité doit être mesuré pour éviter les effets de non-linéarité du courant d'obscurité et l'effet de débordement du courant d'obscurité.

4.1 Polarisation inverse

4.1.1 Courant de « génération » dans la ZCE

Dans la partie 3.3.2, nous avons vu que le taux de génération des défauts SRH contenus dans la zone centrale de la ZCE n'est pas limité par la présence de porteurs minoritaires ou majoritaires dans le cas d'une forte polarisation inverse. Ce taux peut s'écrire (équation 2.48) :

$$U \approx \frac{\sigma v_{th} n_i}{2 \cosh\left(\frac{E_t - E_i}{kT}\right)}$$

Les paires électron-trou sont instantanément dissociées par le champ électrique de la ZCE et les électrons sont directement collectés par la photodiode ; c'est pourquoi ce courant est appelé courant de « génération ». Le courant est dominé par les défauts tels que $E_t \approx E_i$ puisque le taux de génération décroît exponentiellement avec $|E_t - E_i|$. Or, pour les défauts tels que $E_t = E_i$:

$$U \approx \frac{\sigma v_{th} n_i}{2}$$

4. Bilan des courants et de la charge dans la PPD selon la polarisation

Ainsi, le courant de génération par unité de surface dans la ZCE (noté $J_{\text{gen}}(T)$ et aussi appelé densité de courant de génération) varie de manière équivalente à n_i avec la température et peut s'exprimer, d'après les développements de la partie 3.3.2, par l'équation :

$$J_{\text{gen}}(T) \approx q \times A \times W_{\text{gen}}(V_{\text{pd}}) \times T^2 \times \exp\left(-\frac{E_g(T)}{2kT}\right) \quad (2.60.)$$

où A est une constante et $W_{\text{gen}}(V_{\text{pd}})$ est la largeur de la zone centrale de la ZCE en fonction de la polarisation inverse. Par développement limité à partir de l'équation 2.54, on peut écrire :

$$W_{\text{gen}}(V_{\text{pd}}) \approx \frac{V_{\text{pd}}}{2V_{\text{bi}}} W(0) \text{ si } V_{\text{pd}} \leq V_{\text{bi}} \quad (2.61.)$$

où V_{pd} est la polarisation inverse. Par conséquent :

$$J_{\text{gen}}(T) \approx q \times A' \times V_{\text{pd}} \times T^2 \times \exp\left(-\frac{E_g(T)}{2kT}\right) \quad (2.62.)$$

où A' est une constante. D'autre part, dans le cas d'une faible polarisation inverse, la concentration des porteurs devient non négligeable. Or, le facteur $n_i^2 - pn$ s'écrit (équation 2.30):

$$n_i^2 - pn = n_i^2 \left[1 - \exp\left(-\frac{qV_{\text{pd}}}{kT}\right)\right]$$

Ainsi, le taux de génération U se réécrit :

$$U = \frac{\sigma v_{\text{th}} (n_i^2 - pn)}{2n_i \cosh\left(\frac{E_t - E_i}{kT}\right)} = \frac{\sigma v_{\text{th}} n_i}{2 \cosh\left(\frac{E_t - E_i}{kT}\right)} \left[1 - \exp\left(-\frac{qV_{\text{pd}}}{kT}\right)\right] \quad (2.63.)$$

Finalement, la densité de courant de génération s'écrit en fonction de la polarisation :

$$J_{\text{gen}}(T) \approx q \times A' \times V_{\text{pd}} \times T^2 \times \exp\left(-\frac{E_g(T)}{2kT}\right) \left[1 - \exp\left(-\frac{qV_{\text{pd}}}{kT}\right)\right] \quad (2.64.)$$

J_{gen} dépend donc de la polarisation inverse V_{pd} à cause de la variation de la taille de la zone centrale de la ZCE et de la concentration des porteurs avec V_{pd} . Dans le cas où $V_{\text{pd}} \ll kT$ et où V_{pd} varie peu, ces variations peuvent être négligées et J_{gen} peut se réécrire comme :

$$J_{\text{gen}}(T) = C \times \exp\left(-\frac{E_A(T)}{kT}\right) \quad (2.65.)$$

où C est une constante et $E_A(T)$ est l'énergie d'activation de la densité du courant de génération. $E_A(T)$ est égale à l'énergie d'activation du taux SRH des défauts qui dominant le courant de génération (0.65 eV d'après la partie 3.3.2). Parfois, la variation en T^2 et la variation de la bande interdite avec la température sont négligées devant la variation exponentielle du taux de génération avec la température. La densité de courant de génération s'écrit alors de manière approchée par :

$$J_{\text{gen}}(T) = C_{\text{gen}} \times \exp\left(-\frac{E_g}{2kT}\right) \quad (2.66.)$$

où C_{gen} est une constante qui dépend du nombre de défauts présents dans la zone centrale de la ZCE. En effet, si N_t est la concentration de défauts tels que $E_t \approx E_i$ dans la ZCE, alors on peut aussi écrire (à partir de l'équation 2.59) :

$$\begin{aligned} J_{\text{gen}}(T) &= \frac{q\sigma v_{\text{th}} n_i N_t W_{\text{gen}}}{2} \\ \text{soit } J_{\text{gen}}(T) &= \frac{qn_i W_{\text{gen}}}{\tau_{\text{gen}}} \text{ avec } \tau_{\text{gen}} = \frac{2}{\sigma v_{\text{th}} N_t} \\ &\text{avec } n_i \propto \exp\left(-\frac{E_g}{2kT}\right) \end{aligned} \quad (2.67.)$$

Cette dernière équation est celle habituellement utilisée pour exprimer le courant de génération dans une jonction PN en forte polarisation inverse [5]. Dans cette équation, τ_{gen} est le temps caractéristique de génération dans la ZCE.

Finalement, le courant de génération dans la ZCE est égal à la densité de courant de génération multipliée par l'aire de la photodiode A_{pd} :

$$I_{\text{gen}}(T) = J_{\text{gen}}(T) \times A_{\text{pd}} \quad (2.68.)$$

Dans ce cas, l'énergie d'activation du courant de génération est approximée à $E_g/2$ d'après l'équation 2.66, soit 0.56 eV à température ambiante. Ainsi, le courant de génération augmente lorsque la température augmente et sa valeur est doublée tous les 10°C environ.

4.1.2 Courant de « diffusion » dans les zones quasi-neutres

Dans les zones quasi-neutres, des électrons sont transportés par diffusion jusqu'à la ZCE. Ces électrons proviennent de deux types de défauts SRH : les défauts dans le volume de l'épitaxie et les états d'interfaces des interfaces oxyde/silicium en contact avec les zones quasi-neutres. D'après les parties 3.4 et 3.5, le taux de génération de ces deux types de défauts est équivalent et vaut (équation 2.58):

$$U \approx \frac{\sigma v_{\text{th}} (n_i^2 - pn)}{p + 2 n_i \cosh\left(\frac{E_t - E_i}{kT}\right)}$$

Pour tous les défauts tels que $|E_t - E_i| < E_i - E_{\text{Fp}}$, le taux est le même car limité par la présence des trous et s'écrit :

$$U \approx \frac{\sigma v_{\text{th}} (n_i^2 - pn)}{p} \quad (2.69.)$$

Pour les autres défauts, le taux de génération est encore plus faible car limité par la hauteur importante de la barrière énergétique maximale à franchir par l'électron généré (qui est alors supérieure à $E_c - E_{\text{Fp}}$); la contribution de courant d'obscurité de ces défauts est négligeable.

Dans l'équation 2.64, le facteur $n_i^2 - pn$ dépend de la position du défaut dans la zone quasi-neutre. Pour les défauts dans l'épitaxie, l'équation 2.57 montre que la concentration des électrons varie linéairement avec la profondeur dans l'épitaxie :

4. Bilan des courants et de la charge dans la PPD selon la polarisation

$$n(x_{\text{épi}}) = \frac{x_{\text{épi}}}{L_n} \times \frac{n_i^2}{N_A} \quad (2.70.)$$

Cependant, puisque la profondeur maximale de l'épitaxie est très inférieure à la longueur de diffusion, la concentration des électrons est toujours négligeable devant la concentration à l'équilibre. Ainsi, $n_i^2 - pn \approx n_i^2$ dans l'épitaxie et :

$$U \approx \frac{\sigma v_{th} n_i^2}{p} \quad (2.71.)$$

Pour les états d'interfaces de l'oxyde, le facteur $n_i^2 - pn$ dépend du rapport entre la distance entre l'interface et la ZCE (notée w_p) et la longueur de diffusion des électrons dans les régions séparant la ZCE des interfaces (implant de pincement, caissons P (Fig. 2.5) ou épitaxie). En effet, la concentration d'électrons à l'interface vaut (modèle de diode longue):

$$n_{\text{int}} = \frac{n_i^2}{N_A} \times \left[1 - \exp\left(-\frac{w_p}{L_n}\right) \right] \quad (2.72.)$$

Ainsi, on peut écrire :

$$n_i^2 - pn = n_i^2 \times \exp\left(-\frac{w_p}{L_n}\right) \quad (2.73.)$$

Si $w_p \ll L_n$, le modèle linéaire peut être utilisé comme pour l'épitaxie :

$$\begin{aligned} n_{\text{int}} &= \frac{w_p}{L_n} \times \frac{n_i^2}{N_A} \\ n_i^2 - pn &= n_i^2 \times \left[1 - \frac{w_p}{L_n} \right] \end{aligned} \quad (2.74.)$$

Dans les deux cas (diode longue ou modèle linéaire), on peut écrire que :

$$n_i^2 - pn = C \times n_i^2 \text{ avec } C = \exp\left(-\frac{w_p}{L_n}\right) \quad (2.75.)$$

Si l'on suppose que la longueur de diffusion des électrons ne varie pas avec la température, alors C est une constante. Dans ce cas, le taux de génération des états d'interfaces et des défauts de volume dans l'épitaxie s'écrit :

$$U \approx A \frac{\sigma v_{th} n_i^2}{p} \quad (2.76.)$$

où $A \approx 1$ dans l'épitaxie (équation 2.67) et $0 < A < 1$ à l'interface avec l'oxyde. Par conséquent, le courant d'obscurité provenant des états d'interfaces est indissociable de celui provenant du volume de l'épitaxie. La somme de ces deux courants correspond au courant de « diffusion », et la densité de courant de diffusion s'écrit (d'après 2.73) :

$$J_{\text{diff}}(T) \approx A' \times v_{th} \times n_i^2 \approx A'' \times T^{7/2} \times \exp\left(-\frac{E_g(T)}{kT}\right) \quad (2.77.)$$

où A' est une constante. La dépendance en $T^{7/2}$ et la variation de la bande interdite $E_g(T)$ sont généralement négligées de sorte que la densité de courant de diffusion s'écrit simplement :

$$J_{\text{diff}}(T) \approx C_{\text{diff}} \times \exp\left(-\frac{E_g}{kT}\right) \quad (2.78.)$$

où C_{diff} est une constante dépendant de la longueur de diffusion des électrons. D'autre part, comme pour le courant de génération, le courant de diffusion diminue lorsque la polarisation inverse devient faible puisque la concentration des porteurs minoritaires à l'interface avec la ZCE n'est plus nulle. D'après l'équation 2.30, on peut écrire (de manière analogue au courant de génération) que :

$$J_{\text{diff}}(T) \approx C_{\text{diff}} \times \exp\left(-\frac{E_g}{kT}\right) \times \left[1 - \exp\left(-\frac{qV_{\text{pd}}}{kT}\right)\right] \quad (2.79.)$$

Cette formule est équivalente à celle habituellement utilisée pour exprimer le courant de diffusion provenant du côté P dans une jonction PN (qui participe au courant de « drift » de la jonction PN en polarisation inverse) en configuration de « diode longue » [5] :

$$J_{\text{diff}}(T) = \frac{qD_n n_{p0}}{L_n} \times \left[1 - \exp\left(-\frac{qV_{\text{pd}}}{kT}\right)\right]$$

$$\text{Soit } J_{\text{diff}}(T) = \frac{qD_n n_i^2}{N_A L_n} \text{ si } qV_{\text{pd}} \gg kT \quad (2.80.)$$

$$\text{avec } n_i^2 \propto \exp\left(-\frac{E_g}{kT}\right)$$

Finalement, le courant de diffusion est égal à la densité de courant de diffusion multipliée par l'aire de l'interface entre la ZCE et la zone quasi-neutre P :

$$I_{\text{diff}}(T) = J_{\text{diff}}(T) \times A_{\text{ZCE}} \quad (2.81.)$$

Pour une grande photodiode, $A_{\text{ZCE}} \approx 2A_{\text{pd}}$ (le courant de diffusion provient à la fois de l'implant de pincement et de l'épitaxie. Par contre, si l'aire de la photodiode est petite, la ZCE adopte plutôt une forme sphérique autour de la zone N ; l'aire de l'interface ZCE/zone quasi-neutre est alors plus complexe à évaluer. D'autre part, l'énergie d'activation du courant de diffusion est d'environ E_g d'après l'équation 2.77 (soit 1.12 eV à température ambiante). Le courant de diffusion croît donc plus rapidement que le courant de génération lorsque la température augmente : il double tous les 5°C environ (contre 10°C pour le courant de génération). Cette différence majeure permet de déterminer la contribution principale (génération ou diffusion) du courant d'obscurité expérimental.

4.2 Polarisation directe

A l'équilibre thermodynamique, les courants de génération et de diffusion sont respectivement compensés par le courant de recombinaison dans la ZCE et par l'émission thermoïonique à travers la ZCE. Le courant de recombinaison correspond à la recombinaison de paires électron-trou par l'intermédiaire des défauts SRH contenus dans la ZCE : c'est le processus inverse de la génération. Or, à l'équilibre, la probabilité de ces deux processus est la même dans tout le silicium, y compris dans la ZCE ($p_n = n_i^2$ donc $U = 0$). D'autre part, à l'équilibre, l'émission thermoïonique permet d'obtenir une concentration en porteurs minoritaires égale à la concentration à l'équilibre aux extrémités de la ZCE. Ainsi, en émettant des porteurs minoritaires au-

4. Bilan des courants et de la charge dans la PPD selon la polarisation

dessus de la barrière de potentiel de la ZCE, elle permet d'annuler le courant de diffusion provenant des zones quasi-neutres (en supprimant le gradient de concentration des porteurs minoritaires). L'émission thermoïonique correspond au courant de « diffusion » de la jonction PN qui, avec le courant de recombinaison, constituent le courant « direct » de la jonction PN. Le courant de « diffusion » de la jonction PN ne doit pas être confondu avec le courant de diffusion d'électrons provenant des zones quasi-neutres P, qui correspond quant à lui au courant inverse de la jonction PN (avec la génération dans la ZCE).

En polarisation directe, les courants de recombinaison et de diffusion (émission thermoïonique) prennent le dessus sur les courants de génération et de drift (diffusion provenant des zones quasi-neutres).

4.2.1 Courant de recombinaison dans la ZCE

Dans la ZCE en polarisation directe, on a $E_{Fp} - E_{Fn} = qV_{pd}$ comme en polarisation inverse. Ainsi, l'équation 2.30 s'applique et, en forte polarisation directe ($pn \gg n_i^2$), le taux net de génération-recombinaison d'un défaut SRH dans la zone centrale de la ZCE peut s'écrire :

$$U = - \frac{\sigma v_{th} n_i^2 \exp\left(-\frac{qV_{pd}}{kT}\right)}{p + n + 2 n_i \cosh\left(\frac{E_t - E_i}{kT}\right)} \quad (2.82.)$$

U est donc maximal lorsque $p + n$ est minimale. Or :

$$p + n = n_i \exp\left(\frac{E_i - E_{Fp}}{kT}\right) + n_i \exp\left(\frac{E_{Fn} - E_i}{kT}\right) \quad (2.83.)$$

La valeur de $p + n$ varie fortement à travers la ZCE, et possède un minimum très étroit où $E_i - E_{Fp} = E_{Fn} - E_i = -qV_{pd}/2$. Le taux de recombinaison y est beaucoup plus important que dans le reste de la ZCE et vaut, dans le cas où $E_t \approx E_i$:

$$U \approx - \frac{\sigma v_{th} n_i^2 \exp\left(-\frac{qV_{pd}}{kT}\right)}{n_i \exp\left(\frac{E_i - E_{Fp}}{kT}\right) + n_i \exp\left(\frac{E_{Fn} - E_i}{kT}\right)} \quad (2.84.)$$

$$\text{Soit } U = - \frac{\sigma v_{th} n_i \exp\left(-\frac{qV_{pd}}{kT}\right)}{2 \exp\left(-\frac{qV_{pd}}{2kT}\right)} = - \frac{\sigma v_{th} n_i}{2} \exp\left(-\frac{qV_{pd}}{2kT}\right)$$

Finalement, la densité du courant de recombinaison s'écrit [5] :

$$J_{rec}(T) = \frac{qn_i W_{rec}}{\tau_{rec}} \exp\left(-\frac{qV_{pd}}{2kT}\right) \text{ avec } \tau_{rec} = \tau_{gen} = \frac{2}{\sigma v_{th} N_t} \quad (2.85.)$$

où W_{rec} est la largeur sur laquelle $p \approx n$ dans la ZCE ($p + n$ est minimale).

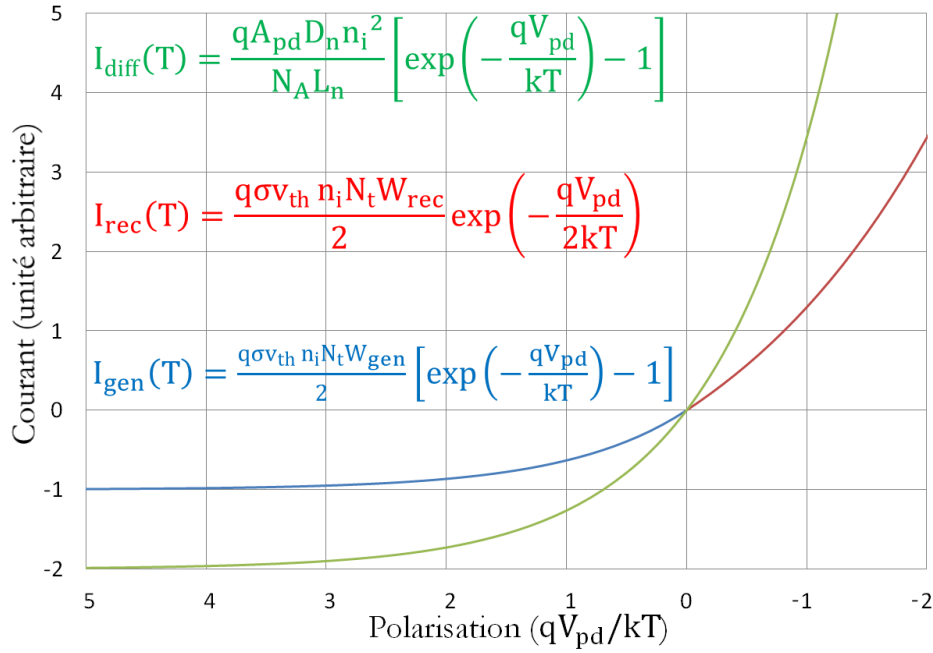


Fig. 2.12 – Représentation des courants de diffusion, de génération et de recombinaison dans la photodiode pincée en fonction de la polarisation. Le courant est positif lorsque les électrons quittent la photodiode et négatif lorsqu'ils y entrent. Ici, les densités de courant de génération et de diffusion en forte polarisation inverse ont été choisies égales : le courant de diffusion (provenant des deux côtés de la PPD) est donc deux fois plus important que le courant de génération lorsque $qV_{\text{pd}} \gg kT$.

4.2.2 Courant de diffusion par émission thermoïonique

L'émission thermoïonique impose que la concentration d'électrons minoritaires du côté P de la ZCE soit égale à [6]:

$$n_p(x = x_{\text{ZCE}}) = n_{p0} \exp\left(-\frac{qV_{\text{pd}}}{kT}\right) = \frac{n_i^2}{N_A} \exp\left(-\frac{qV_{\text{pd}}}{kT}\right) \quad (2.86.)$$

En polarisation directe, $n_p(x = x_{\text{ZCE}}) > n_{p0}$, donc le courant de diffusion s'inverse dans la zone quasi-neutre P par rapport à la polarisation inverse. D'après le modèle de la diode longue, la densité du courant de diffusion quittant la photodiode par ce processus suit la même équation qu'en polarisation inverse et vaut donc :

$$J_{\text{diff}}(T) = \frac{qD_n n_i^2}{N_A L_n} \times \left[1 - \exp\left(-\frac{qV_{\text{pd}}}{kT}\right) \right] \quad (2.87.)$$

Soit $J_{\text{diff}}(T) \approx \frac{qD_n n_i^2}{N_A L_n} \times \exp\left(-\frac{qV_{\text{pd}}}{kT}\right)$ si $-qV_{\text{pd}} \gg kT$

La figure 2.12 résume l'évolution des courants de génération, de recombinaison et de diffusion dans la photodiode pincée en fonction de la polarisation.

4.3 Variation du courant d'obscurité total en fonction de la température

Le courant d'obscurité est composé de deux contributions : le courant de génération (d'énergie d'activation proche de $E_g/2$) et le courant de diffusion (d'énergie d'activation d'environ E_g). Ainsi, le courant de génération croît plus lentement que le courant de diffusion lorsque la température augmente (il double tous les 10°C environ contre 5°C pour la diffusion). Par conséquent, la génération et la diffusion dominent le courant d'obscurité respectivement à basse température et à haute température, et la transition entre ces deux régimes peut se repérer par le changement d'énergie d'activation du courant d'obscurité total. En effet, le courant d'obscurité total d'un pixel peut s'écrire, d'après les équations 2.68 et 2.80, comme :

$$\begin{aligned} I_{\text{obs}}(T) &= I_{\text{diff}}(T) + I_{\text{gen}}(T) \\ I_{\text{obs}}(T) &= A_{\text{ZCE}} C_{\text{diff}} \exp\left(-\frac{E_g(T)}{kT}\right) + A_{\text{pd}} C_{\text{gen}} \exp\left(-\frac{E_g(T)}{2kT}\right) \\ I_{\text{obs}}(T) &= C'_{\text{diff}} \exp\left(-\frac{E_g(T)}{kT}\right) + C'_{\text{gen}} \exp\left(-\frac{E_g(T)}{2kT}\right) \end{aligned} \quad (2.88.)$$

Ainsi :

$$I_{\text{obs}}(T) = C \exp\left(-\frac{E_A(T)}{kT}\right) \quad (2.89.)$$

où $E_A(T) \approx E_g$ si le courant est dominé par la diffusion et $E_A(T) \approx E_g/2$ si le courant est dominé par la génération. L'énergie d'activation du courant d'obscurité total $E_A(T)$ correspond à la pente de $k/q \times \ln(I_{\text{obs}}(T))$ en fonction de $1/T$:

$$E_A(T) = \frac{k}{q} \frac{d \ln(I_{\text{obs}}(T))}{d\left(\frac{1}{T}\right)} \quad (2.90.)$$

La figure 2.13 présente la variation du courant d'obscurité moyen des pixels d'un imageur CMOS à pixels 4T-PPD : la transition entre les régimes de génération et de diffusion a lieu vers 32°C. A cette température, les courants de génération et de diffusion sont donc équivalents (environ 25 e-/s chacun pour un total de 50 e-/s). La température à laquelle la transition a lieu varie d'un pixel à un autre, principalement car le courant de génération dépend du pixel considéré. En effet, certains pixels contiennent des défauts SRH tels que E_t soit proche de E_i dans la ZCE. Ces pixels sont appelés pixels « chauds » car leur courant d'obscurité est plus important que le courant moyen des pixels de l'imageur. La figure 2.14 représente la distribution (l'histogramme) du courant d'obscurité de tous les pixels de l'imageur à 22°C. Environ la moitié des pixels de l'imageur possèdent un courant d'obscurité très faible compris entre 5.5 et 7.5 e-/s, et appartiennent au pic principal de l'histogramme. Ces pixels sont ceux qui ne contiennent pas de défauts SRH tels que E_t soit proche de E_i dans la ZCE ; leur courant est donc dominé par la diffusion à température ambiante. La valeur de leur courant d'obscurité correspond en effet à la valeur de la courbe du courant de diffusion (droite verte dans la Fig. 2.13) à 22°C (environ 6.5 e-/s). Le reste de

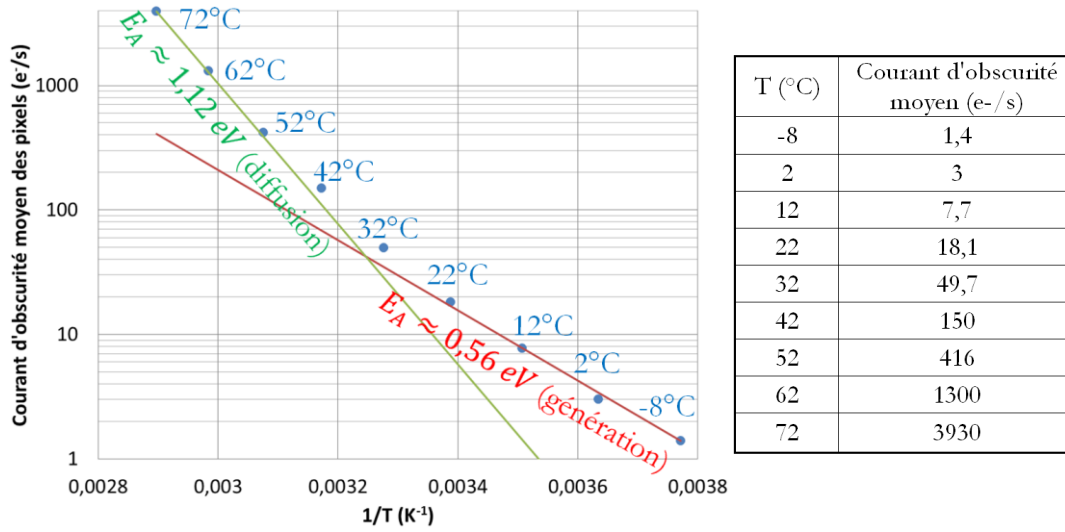


Fig. 2.13 – Variation du courant d'obscurité moyen des pixels à photodiode pincée d'un imageur CMOS en fonction de la température. Le courant de diffusion et le courant de génération dominant respectivement à haute température et à basse température.

l'histogramme correspond aux pixels qui possèdent des défauts SRH, donc le taux de génération n'est pas négligeable (E_t proche de E_i) dans la ZCE. Certains pixels ont même un courant d'obscurité très élevé (quelques centaines d'e-/s à 22°C), traduisant la présence de nombreux défauts SRH ou bien de défauts tels que $E_t \approx E_i$; ces pixels forment la « queue de pixels chauds » de la distribution du courant d'obscurité. D'autre part, près du pic principal de l'histogramme, deux pics de moindre hauteur sont visibles. Ces pics correspondent aux pixels qui contiennent le même défaut SRH dans la ZCE (ou la même combinaison de défauts) ; leur courant d'obscurité est donc similaire : c'est le principe de détection des défauts SRH par spectroscopie de courant d'obscurité. Ici, l'espacement entre les deux pics de spectroscopie (5 e-/s) est le même que l'espacement entre le pic principal et le premier pic de spectroscopie. Ainsi, les deux pics de spectroscopie correspondent probablement au même type de défaut (appelé « type 1 » dans la Fig. 2.14 et de taux de génération égal à 5 e-/s. Ce défaut est présent une fois dans les pixels du premier pic de spectroscopie et deux fois dans les pixels du second pic. A plus fort courant d'obscurité, un autre pic est visible à environ 60 e-/s au-dessus du pic principal : il correspond à des pixels contenant un autre type particulier de défaut (« type 2 ») dont le taux de génération est de 60 e-/s.

La figure 2.15 présente la distribution de l'énergie d'activation des pixels de l'imageur sur la plage de température de -8°C à 22°C. Celle-ci est calculée pour chaque pixel à partir de l'équation suivante :

$$E_A(T) = \frac{k \ln \left(\frac{I_{\text{obs}}(T_2)}{I_{\text{obs}}(T_1)} \right)}{q \left(\frac{1}{T_1} - \frac{1}{T_2} \right)} \quad (2.91.)$$

4. Bilan des courants et de la charge dans la PPD selon la polarisation

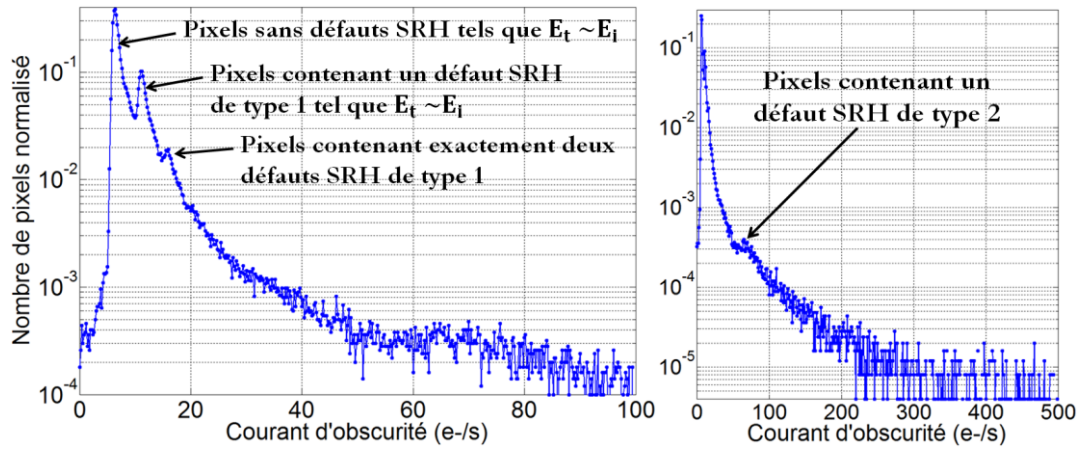


Fig. 2.14 – Distribution (histogramme) du courant d'obscurité des pixels de l'imageur à température ambiante (22°C), visualisé en échelle semi-logarithmique sur deux pages de courant d'obscurité différentes.

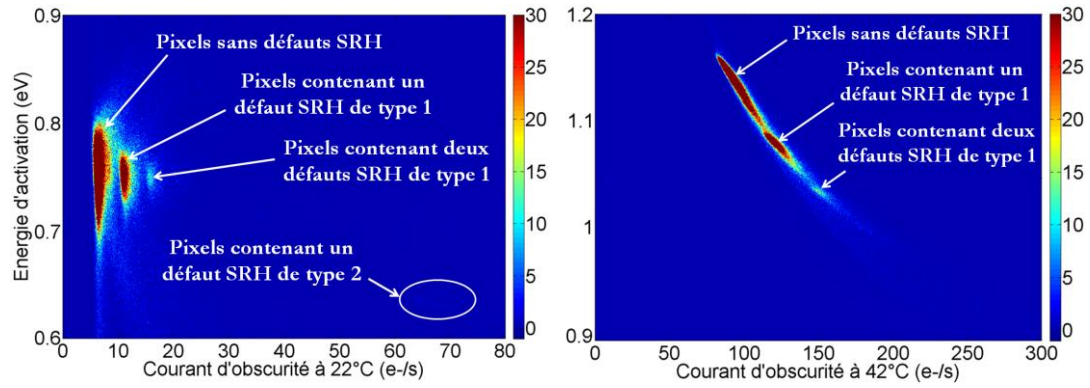


Fig. 2.15 – Distribution de l'énergie d'activation du courant d'obscurité des pixels calculée entre -8°C et 22°C à gauche (génération dominante) et entre 42°C et 72°C à droite (diffusion dominante). Le gradient coloré représente le nombre de pixels contenus dans chaque point de la distribution.

avec $T_1 = 265 \text{ K}$ (-8°C) et $T_2 = 295 \text{ K}$ (22°C). Sur cette plage de température, le courant d'obscurité est dominé par la génération ($E_A \sim E_g/2$), même pour les pixels dont le courant de génération est négligeable devant celui de diffusion à 22°C (pic principal de l'histogramme). En effet, à basse température, le courant de diffusion diminue très rapidement et le courant total des pixels devient dominé par la génération dans tous les pixels (même ceux où aucun défaut SRH tel que E_t soit proche de E_i n'est présent). Inversement, à haute température (entre 42°C et 72°C), le courant d'obscurité est dominé par la diffusion même dans les pixels chauds contenant des défauts SRH : $E_A \sim E_g$ pour tous les pixels sur cette plage de température (Fig. 2.15).

La Fig. 2.16 complète cette observation en présentant la distribution du courant d'obscurité à -8°C et à 72°C. A -8°C, le courant de génération domine dans tous les pixels : sa valeur minimale est d'environ 0.2 e-/s et doit correspondre à la présence de

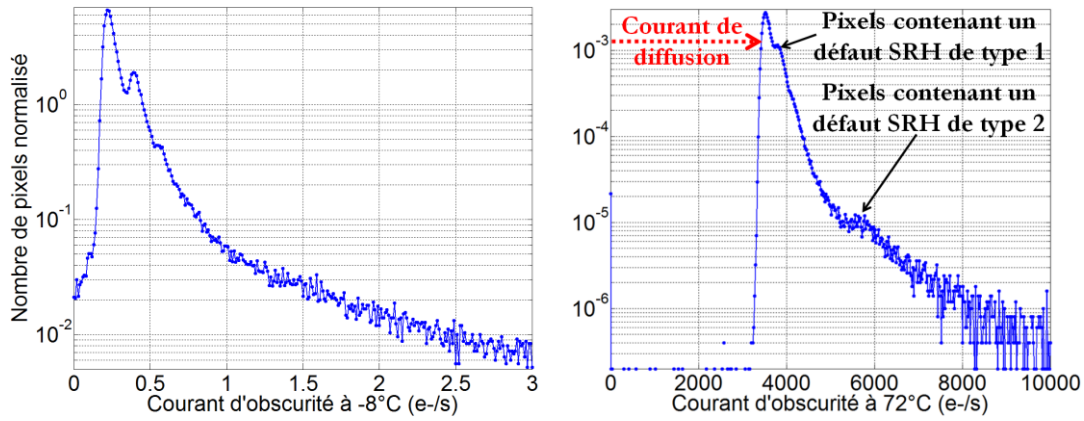


Fig. 2.16 – Distribution de courant d'obscurité à -8°C à gauche (génération dominante) et à 72°C à droite (diffusion dominante).

défauts SRH dans la ZCE de tous les pixels mais tels que $E_t \neq E_i$ (faible taux de génération). Au contraire, à 72°C, le courant de diffusion domine largement le courant d'obscurité de tous les pixels. En effet, sa valeur est d'environ 3500 e-/s dans tous les pixels (position du pic principal) et est beaucoup plus élevée que le taux de génération des principaux défauts SRH. Par exemple, le second pic de l'histogramme (déjà observé à 22°C dans la Fig. 2.14) est situé à 3800 e-/s, le taux de génération du défaut correspondant est donc de seulement 300 e-/s. En comparaison, à température ambiante (Fig. 2.14), le taux de génération de ce défaut (5 e-/s) est comparable au courant de diffusion (6.5 e-/s).

En conclusion, dans un pixel 4T à PPD, le courant d'obscurité est dominé par la diffusion provenant des oxydes et des zones quasi-neutres à haute température et par la génération dans la ZCE à basse température. Puisque l'objectif de ces travaux est de détecter et d'identifier les défauts cristallins générés dans le volume du silicium par les effets de déplacement atomique, la contribution du courant d'obscurité qui nous intéresse est la génération. Ainsi, dans les chapitres 3 et 4, le courant d'obscurité sera mesuré principalement à température ambiante (22°C) et à basse température (-8°C). L'énergie d'activation du courant d'obscurité sur la plage de température considérée est alors directement liée au niveau d'énergie des défauts SRH qui dominent le courant de génération du pixel (équation 2.43), ce qui va nous permettre de les identifier.

4.4 Charge contenue dans la PPD en fonction de la polarisation

4.4.1 Tension de pincement

La charge (en nombre d'électrons collectés) stockée dans la PPD est directement liée à la polarisation de la PPD. Juste après la recharge, si le transfert des électrons libres de la PPD vers le nœud de lecture est complet, toutes les charges positives de la zone N sont découvertes. Dans ce cas, les deux ZCE de la PPD (entre l'implant de pincement et la zone N d'une part et entre la zone N et l'épithaxie d'autre part) se rejoignent : la

4. Bilan des courants et de la charge dans la PPD selon la polarisation

PPD est totalement dépeuplée et sa charge est nulle (Fig. 2.17). La polarisation de la PPD est alors maximale et égale à la tension de pincement de la PPD, notée V_{pin} . Cette tension est égale à la déviation maximale du niveau de Fermi des électrons E_{Fn} par rapport au niveau de Fermi des trous E_{Fp} (qui reste constant à travers la PPD peu importe la polarisation). Cette déviation maximale est limitée par la courbure maximale des bandes électrostatiques atteignable dans la PPD, qui est elle-même fixée par la quantité de charges fixes positives supplémentaires pouvant être découvertes par rapport à l'équilibre thermodynamique. Si l'on note ΔE_c le déplacement maximal des bandes électrostatiques dans la PPD entre l'équilibre thermodynamique et la recharge complète, alors la tension de pincement de la PPD peut s'exprimer comme :

$$V_{\text{pin}} = \Delta E_c + \Delta E_{\text{Fn}} = \Delta E_c + kT \times \ln\left(\frac{N_D}{n_i}\right) \quad (2.92.)$$

Dans cette équation, ΔE_{Fn} représente le déplacement relatif du niveau de Fermi des électrons à l'intérieur de la bande interdite entre l'équilibre et la recharge complète. En effet, si la PPD est totalement vidée de ses électrons, on peut supposer que E_{Fn} rejoint le niveau intrinsèque E_i (traduisant l'absence de porteurs majoritaires). Dans un imageur à pixels 4T à PPD, la tension de pincement peut être mesurée en injectant volontairement des électrons à partir du nœud de lecture [34]. En effet, si la tension du nœud de lecture est inférieure à V_{pin} , des charges peuvent être injectées du nœud de lecture vers la PPD si la grille de transfert est activée. Après le transfert, le potentiel de la PPD est égal au potentiel du nœud de lecture. La grille de transfert est alors désactivée, puis une phase de recharge du nœud de lecture et de lecture de la PPD est initiée. Cette opération permet de mesurer la quantité d'électrons ayant été placée dans la PPD à l'étape d'injection. Il est alors possible de répéter la procédure en augmentant progressivement la tension du nœud de lecture pendant la phase d'injection : aucune charge ne sera injectée à partir du moment où la tension du nœud de lecture dépasse V_{pin} . D'autres techniques de mesure de V_{pin} existent, voir par exemple [35, 36]. Pour les imageurs 4T étudiés dans cette thèse, le dopage de la zone N vaut environ 10^{17} cm^{-3} et V_{pin} vaut environ 0.6 V, ainsi :

$$\Delta E_{\text{Fn}} = kT \times \ln\left(\frac{N_D}{n_i}\right) \approx 0.4 \text{ V et } \Delta E_c = V_{\text{pin}} - \Delta E_{\text{Fn}} \approx 0.2 \text{ V} \quad (2.93.)$$

La déviation des bandes électrostatiques ΔE_c entre l'équilibre et la recharge est donc assez faible. Lors de la conception, la valeur du dopage de type N est en effet choisie précisément pour que la tension de pincement ne soit pas trop élevée (inférieure ou égale à 1V). Ceci permet de s'assurer que la tension du canal sous la grille de transfert est supérieure à V_{pin} lors de la phase de lecture, et donc que tous les électrons sont transférés vers le nœud de lecture. Dans le cas contraire, une partie des charges peut subsister dans la PPD et être partiellement collectée à la lecture de l'image suivante, par émission thermoïonique au-dessus de la barrière de potentiel formée par la grille de transfert. Ce phénomène est qualifié de latence d'image (ou « image lag » en anglais), et

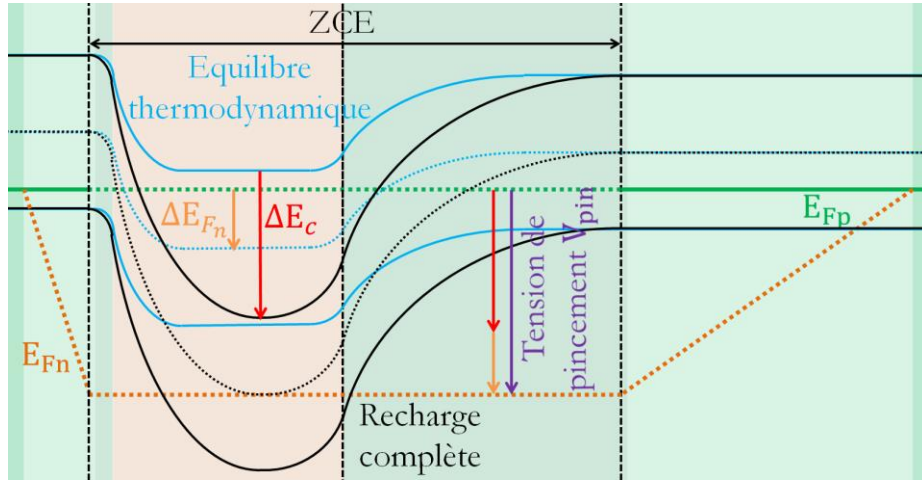


Fig. 2.17 – Schéma des bandes électrostatiques à l'équilibre thermodynamique et après une recharge complète dans la PPD.

peut aussi exister lorsque des barrières ou poches de potentiel existent sur le parcours des électrons entre la PPD et le nœud de lecture (malgré que la tension du canal sous supérieure à V_{pin}) [37]. Les poches et barrières de potentiel peuvent apparaître à cause des variations de dopage sous la grille de transfert [38] ; elles peuvent ralentir voire empêcher le transfert de certaines charges [39].

4.4.2 Charge en fonction de la polarisation

Lorsque la charge contenue dans la PPD augmente, la polarisation inverse (égale à la tension de la PPD V_{pd} si le substrat est polarisé à la masse) diminue :

$$V_{pd} = V_{pin} - \int_0^Q \frac{1}{C_{pd}(Q)} dQ \quad (2.94.)$$

La variation de tension n'est pas linéaire avec la charge collectée car la capacité électrique de la photodiode $C_{pd}(Q)$ dépend de la polarisation. En effet, la PPD peut être vue comme une capacité électrique : la zone N est la première plaque conductrice, l'implant de pincement et l'épitaixie constituent la seconde plaque, et la ZCE est la partie isolante entre les plaques. Ainsi, la capacité de la PPD est inversement proportionnelle à la largeur moyenne de la ZCE et cette largeur augmente avec la polarisation (équation 2.14) :

$$W_{ZCE}(V_{pd}) = W(0) \sqrt{\frac{V_{bi} + V_{pd}}{V_{bi}}} \quad (2.95.)$$

Par conséquent, la capacité de la PPD augmente lorsque le potentiel électrostatique V_{pd} diminue : la charge collectée croît de plus en plus rapidement lorsque V_{pd} diminue (Fig. 2.18). A l'équilibre, la charge collectée est appelée l'EFWC (pour Equilibrium Full Well Capacity en anglais) [37]. L'EFWC est d'autant plus élevé que V_{pin} est grande et que l'aire de la PPD est importante. D'autre part, l'EFWC augmente lorsque la

4. Bilan des courants et de la charge dans la PPD selon la polarisation

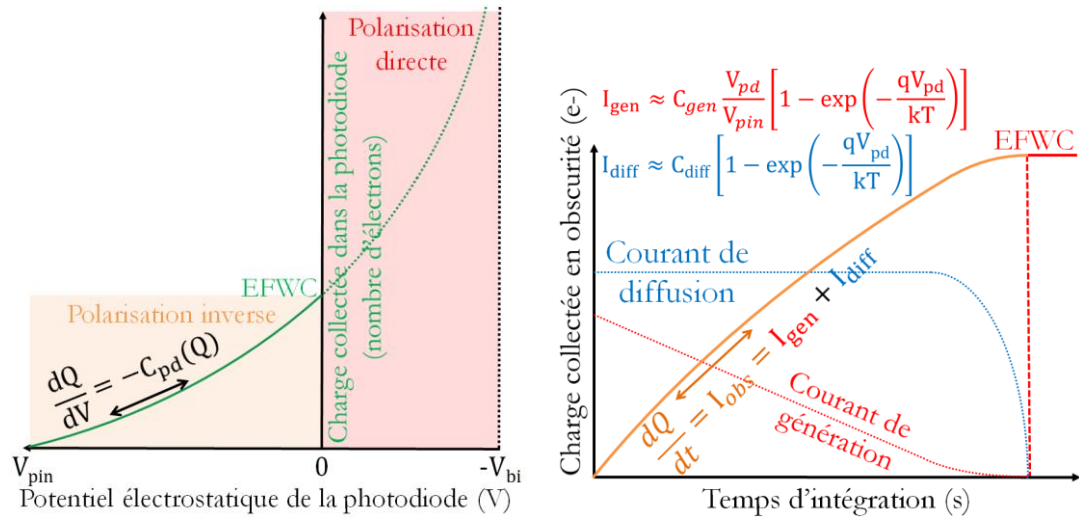


Fig. 2.18 – Schéma du nombre de charges collectées dans la PPD en fonction de la polarisation (à gauche) et signal d'obscurité typique (charge collectée dans l'obscurité) d'un pixel en fonction du temps d'intégration (à droite).

température augmente. En effet, la tension intrinsèque V_{bi} d'une jonction PN diminue lorsque la température augmente (équation 2.11) à cause de l'augmentation rapide de n_i^2 avec T . Ainsi, la déviation maximale des bandes électrostatiques de la PPD entre l'équilibre et la recharge est plus importante, ce qui augmente V_{pin} et donc l'EFWC [40]. Typiquement, dans les imageurs à pixels 4T testés dans ces travaux, l'EFWC varie de 4 ke- (kilo électrons) pour la PPD la plus petite ($2.2 \mu m^2$) à environ 100 ke- pour la plus grande PPD ($26 \mu m^2$).

Dans l'obscurité, la charge collectée dans la PPD ne peut pas dépasser l'EFWC puisque le courant d'obscurité (qui est la seule source de courant collectée par la photodiode en l'absence d'illumination) s'annule à l'équilibre. En effet, ses deux contributions (génération et diffusion des zones quasi-neutres) sont nulles à l'équilibre puisque le taux de génération des défauts SRH est nul. Par conséquent, en l'absence de lumière et de courants de fuite (à travers la grille de transfert ou bien par débordement de courant d'obscurité), la charge de la PPD augmente progressivement avec le temps d'intégration jusqu'à atteindre l'EFWC. Le courant d'obscurité n'est pas constant avec la polarisation puisque le courant de génération peut être supposé proportionnel à la largeur de la zone centrale W_{gen} de la ZCE. Or, W_{gen} est environ proportionnelle à la polarisation inverse (équation 2.61) : le courant de génération diminue donc linéairement lorsque la charge collectée augmente si la capacité électrique de la PPD est supposée constante. De plus, lorsque la charge collectée s'approche de l'EFWC, la polarisation inverse devient faible et les courants de génération et de diffusion deviennent limités par la présence des porteurs libres (équations 2.64 et 2.80). Le signal d'obscurité typique d'un pixel en fonction du temps d'intégration est représenté en Fig. 2.18. La variation des courants de génération et de diffusion avec la polarisation est donc une source de non-linéarité du courant d'obscurité. Dans les pixels chauds, cette

non-linéarité peut être accentuée si le défaut SRH dominant le courant de génération se retrouve hors de la zone centrale de la ZCE à partir d'une certaine quantité de charges collectée.

Sous illumination, la charge contenue dans la PPD peut dépasser l'EFWC : la PPD est alors en polarisation « directe » (tension négative). En effet, la lumière introduit un courant supplémentaire collecté par la photodiode (appelé photo courant) et dont la valeur est indépendante de la polarisation (le taux de génération volumique de paires électrons-trou dans le pixel est indépendant de l'état de polarisation de la photodiode). En régime établi (illumination et charge collectée constante), le photocourant (collecté par la photodiode) est parfaitement compensé par les courants de recombinaison et de diffusion de la photodiode (qui évacuent les électrons excédentaires). La charge contenue dans la PPD dans cette situation est appelée capacité de charge sous illumination et notée FWC_{lum} [37]. Plus l'illumination est importante, plus la polarisation directe doit être grande pour compenser le photocourant, donc FWC_{lum} augmente avec l'illumination [41]. D'autre part, FWC_{lum} diminue lorsque la température augmente puisque les courants de recombinaison et de diffusion augmentent lorsque la température augmente [41].

Sous illumination, les courants de recombinaison et de diffusion ne sont donc pas négligeables. Le courant de diffusion est particulièrement gênant car ce dernier quitte la photodiode et se propage à travers l'épitaxie. Puisque la longueur de diffusion des électrons y est très importante, les électrons parviennent à atteindre les photodiodes des pixels voisins et peuvent y être collectés. Ce phénomène, appelé débordement induit par illumination (ou light-induced blooming en anglais) peut conduire à des taches diffuses autour des pixels fortement illuminés. Si l'illumination est vraiment très importante, le débordement peut même provoquer la saturation de nombreux pixels autour du pixel très illuminé. Au contraire, dans l'obscurité, aucun débordement n'est attendu puisque la charge des PPD ne peut pas dépasser l'EFWC : les électrons ne sont donc pas supposés diffuser de la PPD vers l'épitaxie. Cependant, dans un imageur CMOS, les photodiodes des différents pixels ne correspondent pas à des jonctions PN isolées. En effet, puisque la longueur de diffusion des électrons dans l'épitaxie est beaucoup plus grande que l'espace entre deux pixels voisins, la zone quasi-neutre de toutes les photodiodes est confondue dans l'épitaxie en polarisation inverse. Dans cette situation, la partie suivante de ce chapitre montre qu'un transfert d'électrons peut intervenir entre une photodiode faiblement polarisée en inverse (de charge proche de l'EFWC) et les photodiodes voisines, et que ce transfert perdure tant que la polarisation des photodiodes est différente. Ce phénomène, qualifié de débordement de courant d'obscurité, peut donc produire des effets similaires au débordement induit par l'illumination (Fig. 2.19) et fausser les mesures de courant d'obscurité si son effet n'est pas pris en compte.

5 Effet de débordement de courant d'obscurité

Dans les imageurs CMOS, certains pixels peuvent avoir un courant d'obscurité bien plus important (plusieurs ordres de grandeur) que le courant d'obscurité moyen des pixels de la matrice (quelques e^-/s à température ambiante pour un pixel à PPD) : ils sont dits « chauds ». Le plus souvent, ces pixels chauds sont dus à la présence d'un ou plusieurs défauts SRH à fort taux de génération dans la ZCE du pixel [22]. D'autres phénomènes peuvent être responsables d'un courant d'obscurité anormalement grand, comme par exemple l'électroluminescence ou l'ionisation du silicium par injection de porteurs chauds [42]. Ces effets apparaissent dans les zones de fort champ électrique, c'est-à-dire dans les jonctions PN à fort dopage ou bien à proximité de l'oxyde de grille des transistors. L'électroluminescence produit des photons pouvant être convertis en électrons par effet photoélectrique, alors que l'ionisation par impact génère directement des électrons thermiques. Dans les deux cas, les électrons peuvent être collectés par la photodiode de la même manière que les électrons générés thermiquement par les défauts SRH. Dans les imageurs testés ici, nous allons voir que ces effets n'interviennent pas et que les pixels chauds sont simplement dus à la présence de défauts SRH.

Dans cette partie, deux imageurs CMOS à pixels 4T-PPD (notés A et B) sont testés. Ils sont chacun constitués de 256×256 pixels, mais la taille du pixel est différente ($4.5 \mu m$ de côté pour l'imageur A et $7 \mu m$ de côté pour l'imageur B). La structure interne du pixel est similaire dans les deux imageurs, à l'exception de la taille de la photodiode : $2 \mu m \times 1.1 \mu m$ pour le pixel de $4.5 \mu m$ de côté et $2.5 \mu m \times 2.5 \mu m$ pour le pixel de $7 \mu m$ de côté. Par conséquent, l'EFWC des deux PPD est aussi différent [40, 17]: environ $4 ke^-$ pour le pixel de $4.5 \mu m$ et $20 ke^-$ pour le pixel de $7 \mu m$.

5.1 Mise en évidence expérimentale du débordement de courant d'obscurité

Pour mettre en évidence le débordement du courant d'obscurité, des images en obscurité sont acquises avec de longs temps d'intégration et à haute température (pour que le courant d'obscurité soit suffisamment élevé). Dans ces conditions, pour certains pixels chauds, le produit du temps d'intégration par le courant d'obscurité du pixel est plus grand que l'EFWC. Ainsi, si le débordement de courant d'obscurité existe, le signal d'obscurité des pixels voisins sera augmenté. La polarisation de la grille de transfert est choisie légèrement négative pendant le temps d'intégration ($-0.2 V$ ici), ceci afin d'accumuler l'interface oxyde/silicium sous la grille de transfert avec des trous et donc de limiter le courant d'obscurité provenant des états d'interfaces. Dans ces conditions, le courant d'obscurité provient principalement de la génération dans la ZCE (due aux défauts SRH) et de la diffusion de l'épitaxie. De manière générale, la tension de grille est toujours négative pendant l'intégration pour les imageurs 4T étudiés dans ces travaux (entre $-0.2 V$ et $-0.5 V$ selon l'imageur) afin de réduire au

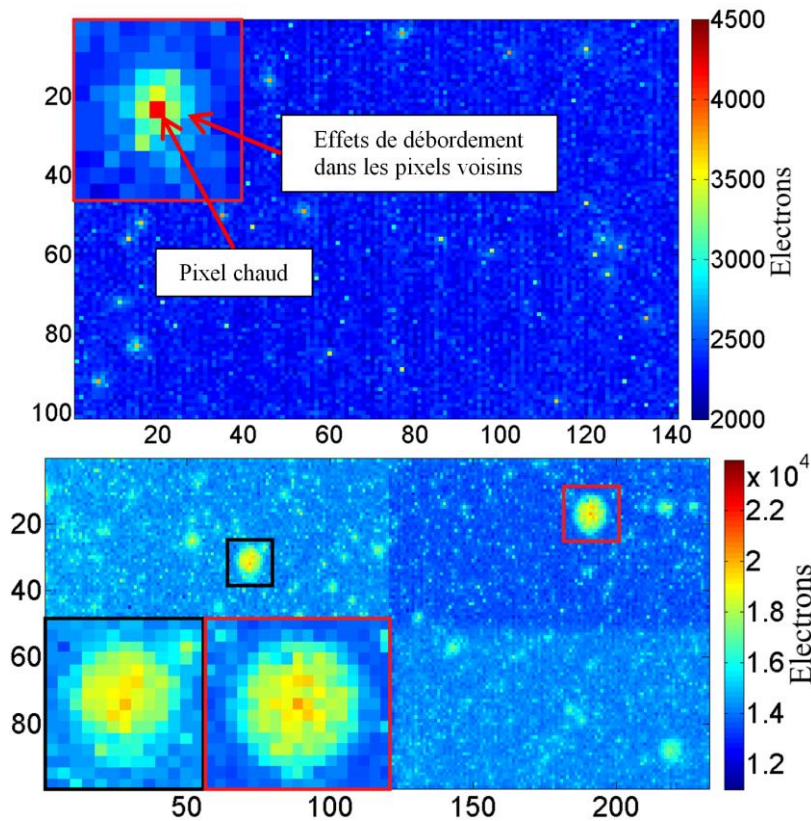


Fig. 2.19 : Sections d'images acquises dans l'obscurité avec l'imageur A (en haut, $T = 50^\circ\text{C}$, temps d'intégration = 13 s) et l'imageur B (en bas, $T = 60^\circ\text{C}$, temps d'intégration = 25 s).

maximum la contribution de courant d'obscurité provenant des oxydes. Ceci permet de réduire le courant intrinsèque des pixels et de limiter l'augmentation de courant d'obscurité due à la dose ionisante, donc de maximiser la sensibilité du pixel à l'augmentation de courant d'obscurité générée par les effets de déplacement (défauts SRH de volume). D'autre part, pendant l'intégration, le nœud de lecture est continuellement rechargé (c'est-à-dire polarisé à une tension élevée d'environ 2.7 V). Le nœud de lecture ne peut donc pas émettre d'électrons vers l'épitaxie, ainsi il n'est pas responsable du débordement de courant d'obscurité.

La Fig.2.19 présente des sections d'images acquises avec un temps d'intégration important (et à température élevée) dans les deux imageurs. Des effets de débordement sont visibles autour de nombreux pixels chauds, ce qui suggère que le courant d'obscurité (qui est important pour ces pixels) peut déborder sur les pixels voisins. La Fig. 2.20 présente le nombre d'électrons contenu dans chacun des pixels de l'imageur A en fonction du temps d'intégration. La pente à l'origine est égale au courant d'obscurité des pixels (en électrons par seconde) ; le courant d'obscurité moyen des pixels est de 160 e-/s. Ici, les pixels dont le signal d'obscurité après 10 secondes est supérieur à 3 ke- sont désignés comme pixels « chauds » (leur courant d'obscurité est supérieur au double de la moyenne) ; leur signal d'obscurité est représenté en rouge. Les autres pixels sont appelés pixels « froids » (par opposition aux pixels chauds) et leur

5. Effet de débordement du courant d'obscurité

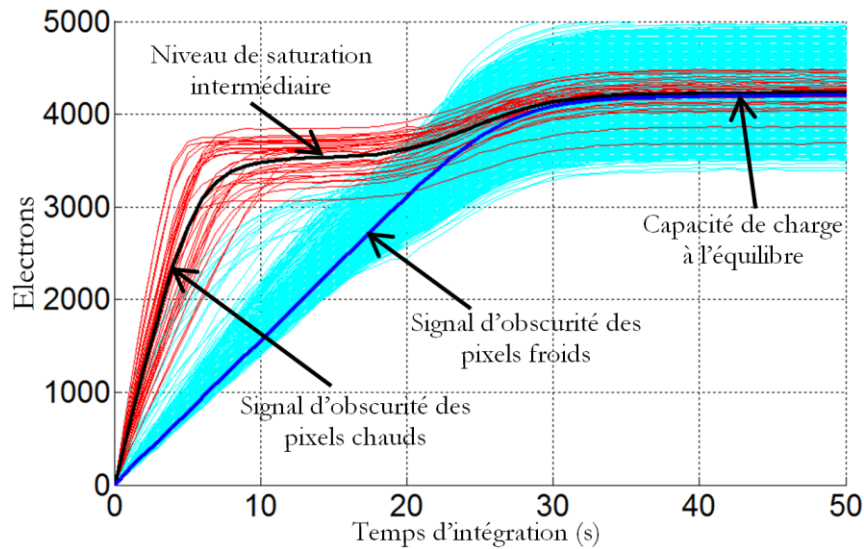


Fig. 2.20 : Signal d'obscurité dans chacun des pixels de l'imageur A (en nombre d'électrons) en fonction du temps d'intégration, à $T = 50^{\circ}\text{C}$.

signal est représenté en bleu ; les signaux d'obscurité moyen des pixels froids et chauds sont également représentés. Certains pixels détectés comme froids présentent une non-linéarité de courant d'obscurité très importante, suggérant que ces pixels sont en réalité des pixels chauds dont le défaut SRH dominant se retrouve hors de la zone centrale de la ZCE à partir d'une certaine quantité de charge collectée. D'autre part, alors que le signal moyen des pixels froids est environ linéaire jusqu'à atteindre l'EFWC (4200 e-ici), le signal moyen des pixels chauds présente un niveau de saturation intermédiaire. Ce niveau apparaît avant d'atteindre l'EFWC (la charge contenue dans les photodiodes des pixels chauds est inférieure à l'EFWC). A ce niveau, les photodiodes des pixels chauds sont donc polarisées en inverse et leur courant de génération est positif. De plus, puisque le signal d'obscurité des pixels chauds reste constant au niveau de saturation intermédiaire, la charge contenue dans ces pixels ne varie pas avec le temps d'intégration. Par conséquent, le courant de génération doit être compensé par un autre courant permettant aux électrons générés de quitter les pixels chauds au niveau de saturation intermédiaire.

Afin de vérifier que le courant d'obscurité des pixels chauds est bien responsable des effets de débordement observés dans les pixels voisins sur les images expérimentales, étudions de plus près le signal d'obscurité d'un pixel chaud et de ses pixels voisins en fonction du temps. La Fig. 2.21 présente le signal d'obscurité d'un des pixels les plus chauds de l'imageur B en fonction du temps d'intégration (en bleu), ainsi que le signal d'obscurité moyen :

- de ses plus proches voisins (pixels adjacents au pixel chaud) en vert
- de ses seconds voisins (pixels adjacents aux premiers voisins, donc distants de deux pixels du pixel chaud) en rouge, et ainsi de suite.

Le courant d'obscurité moyen des pixels froids de l'imageur B est de 550 e-/s à 60°C . En négligeant la non-linéarité du signal d'obscurité due à la décroissance du courant de

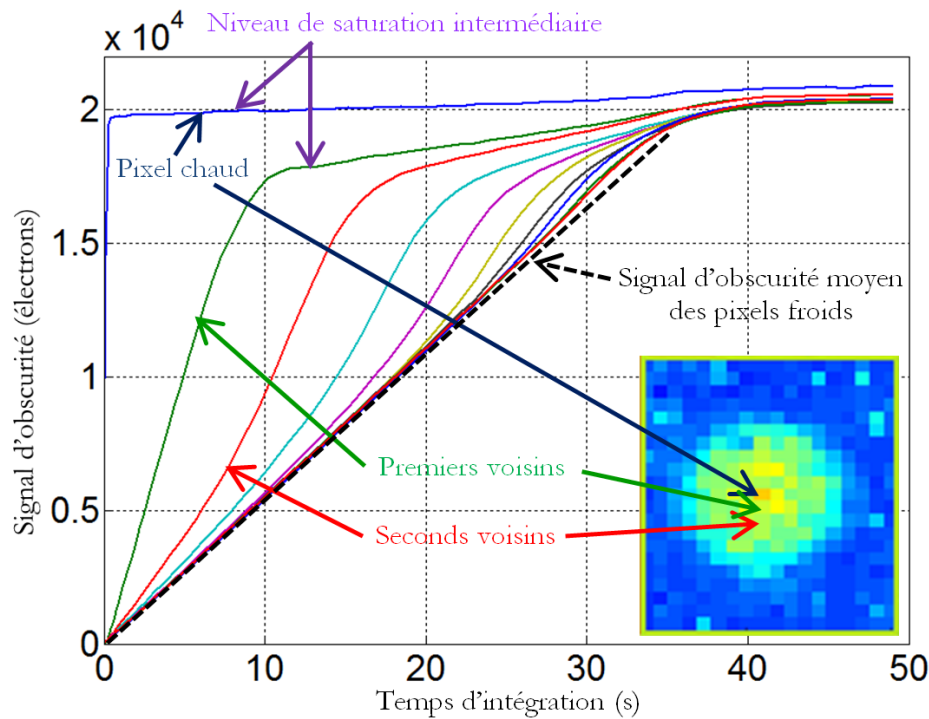


Fig. 2.21 : Signal d'obscurité d'un pixel chaud de l'imageur B et signaux d'obscurité moyens des pixels voisins selon leur distance au pixel chaud, en fonction du temps d'intégration ($T = 60^\circ\text{C}$).

génération avec la charge collectée (Fig. 2.19), le signal typique d'un pixel froid correspond donc à une droite de pente 550 e-/s (représentée en pointillés sur la Fig. 2.21) qui sature lorsque la charge atteint l'EFWC (d'après la partie 4.4.2), soit 21 ke- ici. Le pixel chaud possède un courant d'obscurité beaucoup plus grand (environ 50 ke-/s à 60°C) et atteint son niveau de saturation intermédiaire (20 ke-) après un temps d'intégration de seulement 0.4 secondes. A partir de cet instant, on remarque que le signal d'obscurité des premiers, seconds et troisièmes voisins devient supérieur au signal moyen des pixels froids, ce qui suggère que le pixel chaud transfère des charges à ses voisins. D'autre part, puisque le débordement semble se propager jusqu'à une distance de trois pixels, il est probable que le processus de transport mis en jeu dans le transfert des charges soit la diffusion dans l'épithaxie. Après un temps d'intégration de 10 secondes, les premiers voisins atteignent également un niveau de saturation intermédiaire (18 ke-) ce qui suggère que le courant d'obscurité de ces pixels commence aussi à déborder. Le niveau intermédiaire est légèrement inférieur à celui du pixel chaud (20 ke-) puisque le courant d'obscurité des pixels voisins est beaucoup plus faible que celui du pixel chaud. En effet, il correspond à la somme du courant d'obscurité intrinsèque (550 e-/s pour les pixels froids) et d'une partie du courant de débordement d'obscurité du pixel chaud (car les électrons émis par le pixel chaud sont répartis sur tous les pixels voisins). Au total, le courant d'obscurité des premiers voisins vaut environ 2150 e-/s (Fig. 2.22) contre 50 ke-/s pour le pixel chaud. Par conséquent, la polarisation inverse à laquelle le courant d'obscurité du pixel et le courant de

5. Effet de débordement du courant d'obscurité

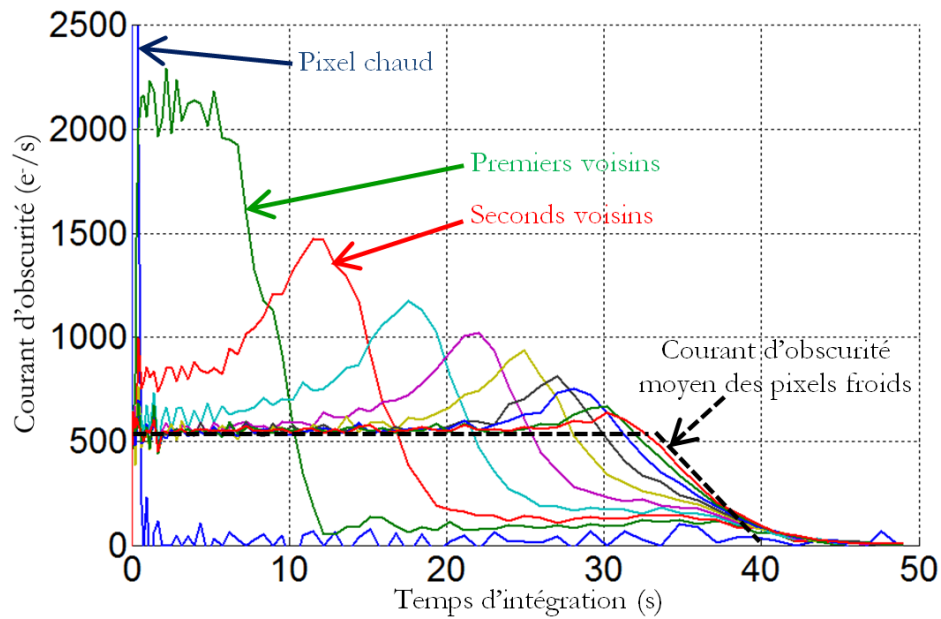


Fig. 2.22 : Courant d'obscurité du pixel chaud et courant d'obscurité moyen des pixels voisins (dérivée des signaux d'obscurité présentés en Fig. 2.21).

débordement vers l'épitaxie s'équilibrent est plus grande pour les premiers voisins que pour le pixel chaud : le niveau de saturation intermédiaire est donc plus faible dans les pixels voisins. Lorsque les premiers voisins atteignent le niveau intermédiaire, le signal d'obscurité des quatrièmes voisins devient à son tour plus grand que la moyenne (Fig. 2.21). Ceci suggère que les premiers voisins commencent effectivement à produire du débordement de courant d'obscurité, qui se propage jusqu'à une distance de trois pixels comme pour le pixel chaud. La propagation du débordement de courant d'obscurité s'observe jusqu'aux neuvièmes voisins, après quoi l'ensemble des pixels froids de l'imageur atteignent un niveau de charge équivalent au niveau de saturation intermédiaire. Le débordement de courant d'obscurité n'est donc plus visible et tous les pixels finissent par rejoindre l'EFWC.

Le débordement de courant d'obscurité est aussi clairement mis en évidence en observant le courant d'obscurité du pixel chaud et de ses voisins en fonction du temps d'intégration (Fig. 2.22). Après saturation du pixel chaud (temps d'intégration de 0.4 s), le courant d'obscurité des trois premiers voisins est augmenté par rapport à la moyenne (550 e-/s). Par exemple, le courant d'obscurité des premiers voisins vaut 2150 e-/s ; 1600 e-/s sont donc transférés à chaque premier voisin par le pixel chaud. Le courant total de débordement de courant d'obscurité, qui peut être calculé en sommant l'augmentation du courant d'obscurité sur tous les voisins, vaut environ 20 ke/s. Il est plus faible que le courant d'obscurité du pixel chaud en forte polarisation inverse (50 ke-/s) car son niveau de saturation intermédiaire est très proche de l'EFWC (environ 20 ke- contre 21 ke- pour l'EFWC). Par conséquent, la polarisation inverse du pixel chaud est faible dans le niveau intermédiaire et limite le courant d'obscurité (équation 2.64). Ensuite, lorsque les premiers voisins atteignent aussi le niveau de saturation

Chapitre 2: Les sources de courant d'obscurité dans le pixel CMOS

(temps d'intégration de 10 s), leur courant d'obscurité s'annule et celui des seconds voisins augmente brutalement. Cet effet montre que les premiers voisins commencent à leur tour à émettre des électrons vers les pixels alentours, principalement vers les seconds voisins et en moindre mesure vers les troisièmes et quatrièmes voisins. Les pics de courant d'obscurité successifs dans la Fig. 2.22 traduisent la propagation du débordement de courant d'obscurité sur des pixels de plus en plus éloignés ; chaque pic correspond à l'instant où la rangée de pixels précédente atteint le niveau de saturation (Fig. 2.21).

En conclusion, il semble que les électrons contenus dans une photodiode soient capables de la quitter lorsque la polarisation inverse devient faible, puis de diffuser dans l'épitaxie jusqu'à être collectés par les pixels voisins. Ce phénomène produit un effet de débordement sur les pixels voisins, entretenu par le courant de génération du pixel qui déborde. Pour un pixel donné, le niveau intermédiaire de saturation doit donc correspondre à la polarisation inverse pour laquelle le courant de débordement par diffusion dans l'épitaxie compense parfaitement le courant de génération à l'intérieur de la ZCE. Ici, le courant de diffusion dans l'épitaxie se propage en sens inverse du sens normalement adopté en polarisation inverse : les électrons quittent la photodiode au lieu d'y entrer. En effet, puisque la polarisation inverse des photodiodes voisines est plus importante, la concentration en électrons à l'interface ZCE/épitaxie y est plus faible que dans la photodiode qui s'approche de l'équilibre. Ainsi, le gradient d'électrons dans l'épitaxie est inversé et le courant de diffusion se propage en sens inverse par rapport à une jonction PN isolée polarisée en inverse. En supposant que la concentration d'électrons à l'entrée de la ZCE des photodiodes voisines est nulle (forte polarisation inverse), le courant de diffusion dans l'épitaxie peut alors s'écrire (d'après la partie 4.1.2) :

$$I_{\text{diff}}(V_{\text{ppd}}) = \frac{A_{\text{ppd}} D_n n_i^2}{N_A d_{\text{ppd}}} \times \exp\left(-\frac{qV_{\text{ppd}}}{kT}\right) \quad (2.96.)$$

$$\text{Soit } I_{\text{diff}}(V_{\text{ppd}}) = I_{\text{diff,eq}} \times \exp\left(-\frac{qV_{\text{ppd}}}{kT}\right)$$

où A_{ppd} est l'aire de la photodiode (elle correspond à la surface effective d'échange sur laquelle la diffusion des électrons vers les pixels voisins se produit) et d_{ppd} est la distance moyenne entre les ZCE de deux photodiodes voisines. Dans cette formule, $I_{\text{diff,eq}}$ correspond au courant de diffusion qui quitterait la photodiode si cette dernière était à l'équilibre thermodynamique ($V_{\text{ppd}} = 0$). D'autre part, le courant de génération dans la photodiode s'écrit (d'après la partie 4.1.1) :

$$I_{\text{gen}}(V_{\text{ppd}}) = I_{\text{gen,max}} \times \left[1 - \exp\left(-\frac{qV_{\text{ppd}}}{kT}\right)\right] \quad (2.97.)$$

où $I_{\text{gen,max}}$ est le courant de génération maximal, atteint lorsque $qV_{\text{ppd}} \gg kT$. Les courants de génération (2.96) et de diffusion (2.97) se compensent pour une polarisation inverse notée $V_{\text{ppd,sat}}$ égale à :

5. Effet de débordement du courant d'obscurité

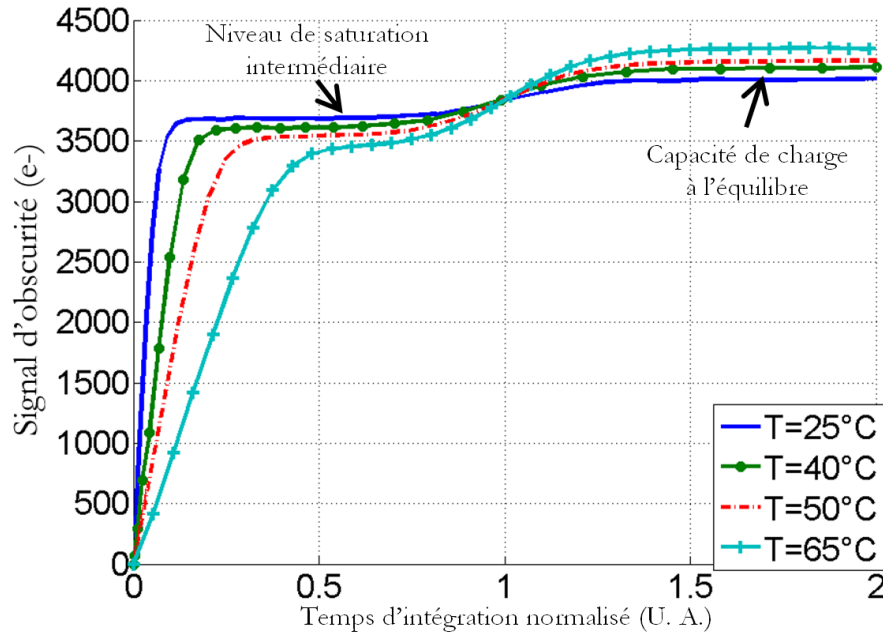


Fig. 2.23 : Signal d'obscurité moyen des pixels chauds de l'imageur A à différentes températures. Par souci de clarté, le temps d'intégration est normalisé à l'instant où la transition entre le niveau de saturation et l'EFWC est observée pour toutes les températures.

$$V_{\text{ppd,sat}} = \frac{2kT}{q} \ln \left(\frac{1}{2} \sqrt{\frac{4I_{\text{diff,eq}} + I_{\text{gen,max}}}{I_{\text{gen,max}}}} + \frac{1}{2} \right) \quad (2.98.)$$

D'après cette formule, $V_{\text{ppd,sat}}$ augmente lorsque $I_{\text{gen,max}}$ diminue, ce qui explique pourquoi le niveau de saturation intermédiaire des pixels froids est plus faible (charge collectée plus petite) que celui des pixels chauds. D'autre part, puisque l'énergie d'activation du courant de diffusion (environ E_g) est plus élevée que celle du courant de génération (environ $E_g/2$), $I_{\text{diff,eq}}$ croît plus vite que $I_{\text{gen,max}}$ lorsque la température augmente. Par conséquent, si l'hypothèse que les effets observés sont dus au débordement du courant de génération des pixels chauds par courant de diffusion dans l'épithaxie est vraie, alors $V_{\text{ppd,sat}}$ doit augmenter lorsque la température augmente. La Fig. 2.23 présente le signal d'obscurité moyen des pixels chauds de l'imageur A mesuré à différentes températures. L'échelle des abscisses représente le temps d'intégration normalisé à l'instant où la transition entre le niveau intermédiaire et l'EFWC est mesurée. Cette transition intervient à des temps d'intégration très différents (de quelques secondes à haute température à quelques heures à basse température) car le courant d'obscurité (et donc le temps de remplissage de la photodiode) varie de manière exponentielle avec la température. La Fig. 2.23 montre que la quantité de charge collectée au niveau intermédiaire diminue (et donc que $V_{\text{ppd,sat}}$ augmente) lorsque la température augmente. Ainsi, le débordement du courant d'obscurité est bien permis par la diffusion du courant de génération d'une photodiode à une autre à travers l'épithaxie. Au contraire, la capacité de charge à l'équilibre (EFWC)

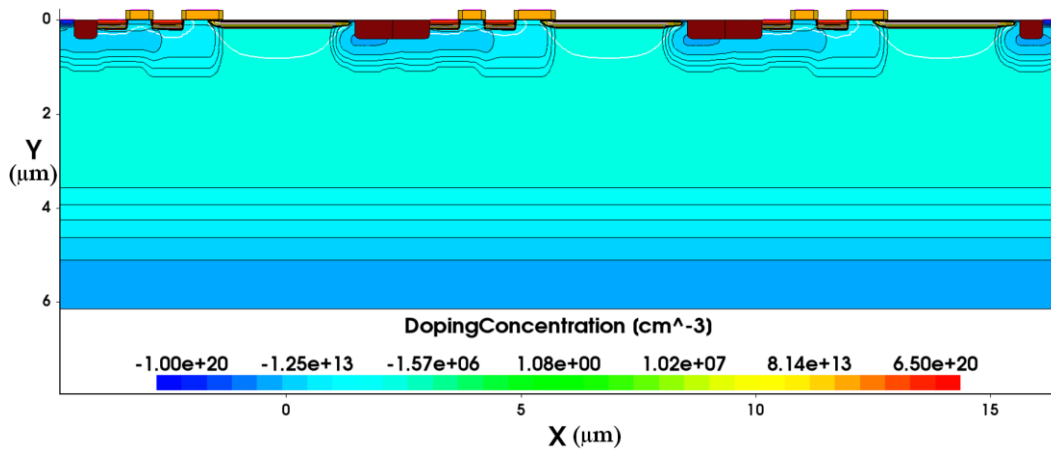


Fig. 2.24 : Structure TCAD en deux dimensions de trois pixels 4T à photodiode enterrée de 7 μm de côté.

augmente lorsque la température augmente. Cette variation est due à l'augmentation de la tension de pincement, elle-même due à la diminution du potentiel électrostatique interne de la jonction PN lors la température croît [41]. Ainsi, ces résultats démontrent que le niveau de charge final dans les Fig. 2.20, 2.21 et 2.23 correspond bien à l'EFWC.

En conclusion, le débordement de courant d'obscurité est donc possible dans les imageurs à pixel 4T à photodiode enterrée. Il conduit à des effets de débordement similaires au débordement sous illumination, mais localisés autour des pixels chauds. Cet effet est permis par la diffusion du courant de génération des pixels chauds à travers l'épithaxie et sa collection par les photodiodes des pixels voisins.

5.2 Simulation du débordement de courant d'obscurité en conception technologique assistée par ordinateur (TCAD)

Pour soutenir les résultats expérimentaux, des simulations TCAD ont été réalisées sur une structure en deux dimensions de trois pixels 4T-PPD. Cette structure, représentée en Fig. 2.24 en fonction du type et de la concentration du dopage, comprend trois pixels adjacents de 7 μm de côté (comme ceux de l'imageur B). Les grilles de transfert des pixels peuvent être indépendamment polarisées négativement ou positivement de manière à placer les pixels en mode d'intégration ou de lecture/recharge. Le pixel simulé a été dessiné avec des formes et des dimensions similaires aux pixels de 7 μm de côté testés expérimentalement, et les profils de dopage ont été ajustés de manière à ce que l'EFWC et la tension de pincement des photodiodes soient équivalentes au pixel réel de 7 μm de côté (environ 20 ke- et 0.6V). Pour la structure TCAD en deux dimensions, l'EFWC est exprimée par unité de longueur et vaut 9.5 ke-/ μm (ce qui correspond bien à environ 20 ke- pour une photodiode de 2.5 μm de profondeur). Comme pour les imageurs réels, le substrat est polarisé à 0 V et la tension de la grille de transfert pendant la lecture est de 3.3 V. D'autre part, le nœud de lecture est continuellement rechargé pendant l'intégration

5. Effet de débordement du courant d'obscurité

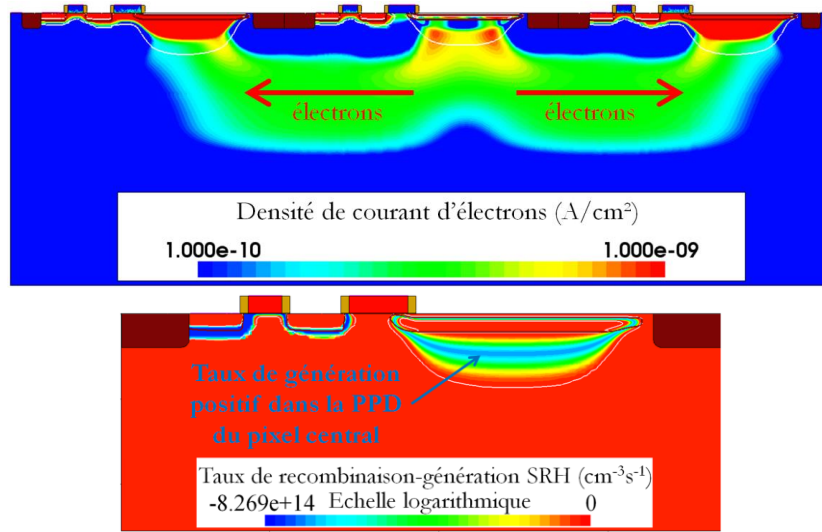


Fig. 2.25 : Densité de courant d'électrons à travers la structure (en haut) et taux net de recombinaison-génération SRH dans le pixel central (en bas) pour la simulation quasi-stationnaire. Ces résultats mettent en évidence le débordement du courant de génération du pixel central sur les pixels des côtés par diffusion à travers l'épitaxie.

(polarisé à 3.3 V) pour s'assurer qu'il ne soit pas la source du débordement de courant d'obscurité. Enfin, la polarisation de la grille de transfert pendant l'intégration est de -0.2 V comme pour les imageurs testés expérimentalement.

Tout d'abord, la première simulation consiste en un calcul de l'état quasi-stationnaire de la structure lorsque le pixel central est placé en mode d'intégration d'image (tension de grille de transfert à -0.2 V, la photodiode est isolée du nœud de lecture) et que les pixels des côtés sont en mode de lecture d'image (tension de grille de transfert à 3.3 V, la photodiode est continuellement vidée de ses électrons). Dans ce cas, puisque l'état quasi-stationnaire représente un temps d'intégration infiniment long, la polarisation de la PPD centrale devrait être nulle (retour à l'équilibre) et la PPD devrait contenir une charge égale à l'EFWC (soit 9.5 ke-/μm). La simulation montre que le pixel central contient seulement 8.9 ke- et que sa polarisation est légèrement positive, ce qui prouve l'existence du niveau de saturation intermédiaire observé expérimentalement. De plus, la Fig. 2.25 montre que le taux de génération à l'intérieur de la photodiode du pixel central est positif et qu'un courant d'électrons est observé dans l'épitaxie. Or, la valeur du courant dans l'épitaxie est exactement égale à l'intégrale du taux de génération dans la photodiode centrale. Par conséquent, les électrons thermiquement générés dans le pixel central sont transférés aux photodiodes des pixels voisins par diffusion à travers l'épitaxie. Cette simulation prouve donc que le débordement de courant d'obscurité est possible et peut expliquer les effets observés sur les images expérimentales.

La seconde simulation est transitoire et consiste en une mesure de la charge contenue dans les pixels de la structure en fonction du temps sachant que :

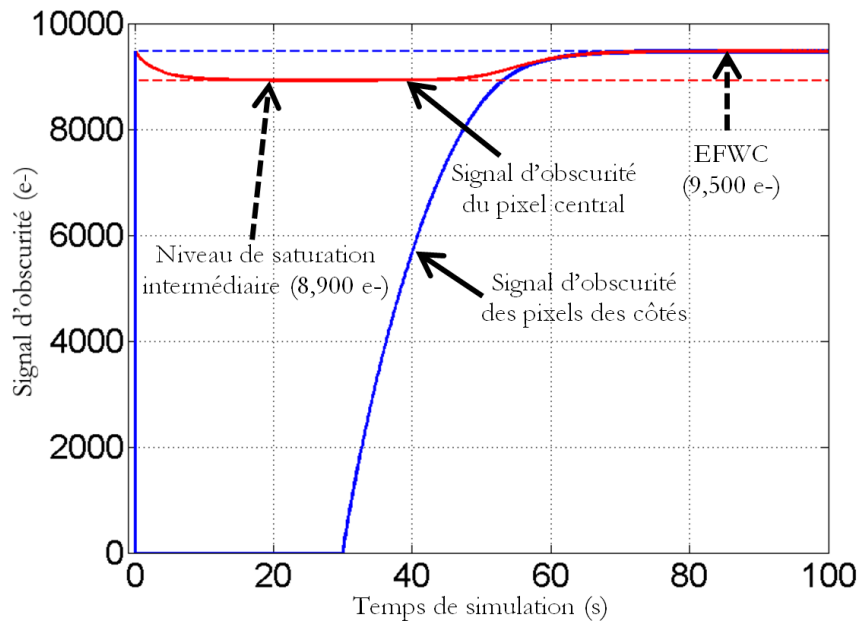


Fig. 2.26 : Charge contenue dans la PPD du pixel central (en rouge) et dans la PPD des pixels des côtés (en bleu) pendant la simulation transitoire.

- L'état de départ est l'état quasi-stationnaire où tous les pixels sont en mode d'intégration d'image
- A $t = 0$, les pixels des côtés sont placés en mode de lecture et le pixel central reste en mode d'intégration d'image
- Après 30 secondes, les pixels des côtés sont placés à nouveau en mode d'intégration d'image.

La Fig. 2.26 présente la charge contenue dans le pixel central et dans les pixels des côtés en fonction du temps. Au départ, tous les pixels sont en mode d'intégration depuis un temps supposé infiniment long ; leur charge est donc égale à l'EFWC (9.5 ke-/μm). A $t = 0$, la grille de transfert des pixels des côtés est polarisée à 3.3 V (mode de lecture) : la charge contenue dans la PPD devient nulle. A cet instant, on observe que la charge contenue dans la PPD du pixel central diminue pendant quelques secondes jusqu'à atteindre le niveau de saturation intermédiaire (8.9 ke-). En effet, lorsque la charge de la PPD du pixel central est égale à l'EFWC, sa polarisation est nulle. Au contraire, la polarisation inverse des PPD des pixels des côtés est importante car leur charge est nulle. La concentration à l'interface entre la ZCE et l'épitaxie est donc nulle pour les PPD des côtés mais égale à l'équilibre pour la PPD centrale, ce qui induit un gradient de concentration des électrons dans l'épitaxie et donc un courant de diffusion. Ce courant correspond au débordement de courant d'obscurité et provoque la diminution de la charge de la PPD centrale jusqu'au niveau intermédiaire. Enfin, lorsque les pixels des côtés sont replacés en mode d'intégration (à $t = 30$ s), les PPD de ces pixels se remplissent progressivement en intégrant leur courant d'obscurité intrinsèque mais aussi le courant de débordement provenant de la PPD centrale. Finalement, lorsque les pixels des côtés atteignent un niveau de charge équivalent au

5. Effet de débordement du courant d'obscurité

pixel central, le débordement s'arrête (le gradient d'électrons dans l'épitaxie devient nul) et tous les pixels continuent leur remplissage jusqu'à l'EFWC. En conclusion, les simulations TCAD confirment l'existence du débordement de courant d'obscurité observé expérimentalement dans les imageurs CMOS à pixels 4T à photodiode pincée.

6 Résumé

Ce chapitre a permis de faire le point sur les différentes sources de courant d'obscurité possibles dans les pixels CMOS et sur leurs contributions respectives en fonction du type de pixel, de la polarisation et de la température. En effet, en utilisant la théorie SRH, le taux de génération des états d'interfaces avec l'oxyde et des défauts de volume dans le silicium a pu être calculé en fonction de leur position par rapport aux zones quasi-neutres et dépeuplée de la photodiode en polarisation inverse. Pour les pixels 3T, le taux de génération est dominé par les états d'interfaces des interfaces oxyde/silicium situées dans la zone dépeuplée de la photodiode conventionnelle. Le courant d'obscurité pré-irradiation est alors dominé par le courant de génération provenant de ces interfaces, et sa valeur est élevée car la concentration des états d'interfaces à l'interface oxyde/silicium est importante.

Pour les pixels 4T à PPD, le courant d'obscurité peut avoir plusieurs contributions équivalentes : la génération aux interfaces oxyde/silicium quasi-neutres, la génération dans les régions P quasi-neutres (épitaxie et caissons P) et la génération dans la ZCE. Les deux premières contributions correspondent au courant de diffusion de la PPD (car les électrons sont collectés par diffusion à travers les zones quasi-neutres) alors que la génération dans la ZCE constitue le courant de génération de la PPD. A température ambiante, les courants de diffusion et de génération sont typiquement du même ordre de grandeur dans les pixels des imageurs CMOS testés dans ces travaux. En revanche, les courants de génération et de diffusion dominent respectivement à basse et haute température à cause de l'énergie d'activation différente de ces deux sources. Par conséquent, pour mesurer le taux de génération des défauts cristallins présents dans le volume du silicium (comme par exemple les défauts générés par les radiations), on préférera mesurer le courant d'obscurité à basse température. En effet, le courant de diffusion est très faible à basse température, donc la sensibilité du pixel à l'augmentation du courant d'obscurité est meilleure. Ceci permet de mesurer des augmentations de courant de génération plus faibles, et donc de mieux détecter la présence des défauts ponctuels par spectroscopie de courant d'obscurité. D'autre part, à basse température, l'énergie d'activation du courant d'obscurité du pixel correspond directement à celle du courant de génération. Dans les pixels contenant un seul type de défaut SRH, l'énergie d'activation nous informe donc directement sur le niveau d'énergie du défaut, ce qui peut permettre de l'identifier.

Grâce à l'absence complète d'interfaces oxyde/silicium dépeuplées dans la photodiode pincée, le courant d'obscurité intrinsèque des pixels 4T est beaucoup plus faible que celui des pixels 3T (typiquement quelques e-/s à température ambiante contre quelques centaines d'e-/s). Ainsi, le pixel à PPD nous intéresse particulièrement pour les mesures de spectroscopie de courant d'obscurité, où l'objectif est de détecter le taux de génération de défauts ponctuels uniques. Dans cette optique, ce chapitre a également résumé le lien existant entre la charge collectée dans la PPD, sa polarisation et les courants d'électrons entrant et sortant de la PPD. En particulier, nous avons vu que le courant de génération de la PPD peut être non-linéaire lorsque le défaut SRH dominant le courant de génération ne se trouve pas au centre de la ZCE. Dans ce cas, le défaut se retrouve hors de la zone centrale de la ZCE à partir d'une certaine quantité de charge collectée et le taux de génération du défaut diminue.

D'autre part, nous avons observé que les pixels chauds sont capables de « déborder » sur les pixels voisins lorsque leur photodiode atteint un certain niveau de charge (lorsque la polarisation inverse de leur photodiode devient faible). Ce phénomène a été attribué à la présence d'un courant de diffusion d'électrons dans l'épithaxie, permettant le transfert des électrons thermiquement générés dans le pixel chaud (par courant de génération) vers les pixels voisins. Ce processus, qualifié de débordement de courant d'obscurité, produit des effets analogues au débordement induit par illumination (c'est-à-dire des taches dans lesquelles les pixels sont saturés). Expérimentalement, nous avons vu que le débordement peut se propager jusqu'à une distance d'une dizaine de pixels autour d'un pixel chaud, et donc modifier le signal d'obscurité de plusieurs centaines de pixels autour des pixels les plus chauds. Ainsi, pour s'assurer que les mesures de courant d'obscurité présentées dans les chapitres 3 et 4 ne soient pas faussées par ce phénomène, il est impératif de tenir compte dans le calcul du courant d'obscurité des pixels.

En pratique, pour mesurer le courant d'obscurité des pixels de la matrice, des images sont acquises en obscurité à des temps d'intégration très variés. En effet, des temps très courts sont nécessaires pour mesurer le courant d'obscurité des pixels les plus chauds avant qu'ils ne saturent, alors que des temps très longs permettent de mesurer le courant d'obscurité des pixels froids avec une bonne précision. La plage des temps d'intégration est donc souvent très étendue (d'une centaine de ms à plusieurs dizaines de minutes) et contient de nombreux temps intermédiaires. Ensuite, le courant d'obscurité d'un pixel est habituellement calculé comme la régression linéaire de son signal d'obscurité entre 0 et 20% de l'EFWC. La présence possible du débordement de courant d'obscurité impose une nouvelle contrainte sur le calcul du courant d'obscurité d'un pixel : il faut vérifier qu'aucun pixel n'est parvenu au niveau de saturation intermédiaire dans les environs du pixel considéré. En pratique, autour de chaque pixel, une fenêtre carrée de 7 pixels de côté est surveillée car nous avons vu que le débordement impacte principalement les trois rangées de pixels les plus proches. Par conséquent, le courant d'obscurité ne peut pas être calculé sur l'intégralité de la plage habituelle (20% de l'EFWC) pour les pixels proches des pixels chauds.

6. Résumé

De manière plus générale, le débordement de courant d'obscurité peut être particulièrement préjudiciable pour les performances d'imagerie dans des conditions de faible flux lumineux (où le temps d'intégration utilisé doit être long), car il peut impacter de nombreux pixels. De plus, puisque la propagation du débordement dépend de l'état de remplissage des photodiodes, sa répartition sur les pixels est modulée par la quantité d'électrons photo générés collectés dans chaque photodiode. Ainsi, la répartition des charges provenant du débordement de courant d'obscurité dans la matrice de pixels dépend de la scène lumineuse et change à chaque image. Son effet ne peut donc pas être simplement soustrait des images comme pour le signal d'obscurité de chacun des pixels. De plus, l'effet du temps d'intégration sur la répartition du débordement de courant d'obscurité est complexe car le nombre de pixels impactés dépend du temps d'intégration. Enfin, l'ampleur du débordement de courant d'obscurité peut être accentuée par les radiations, et en particulier par les chocs nucléaires qui augmentent le nombre de pixels chauds et la non-uniformité du courant d'obscurité.

7 Bibliographie

- [1] D. K. Schroder, *Semiconductor material and device characterization*, 2nd ed., Wiley Interscience, 1998.
- [2] A. S. Grove, *Physics and Technology of Semiconductor Devices*, W. International, Éd., 1967.
- [3] Y. Taur et T. H. Ning, *Fundamentals of modern VLSI devices*, Cambridge University Press, 2013.
- [4] «http://ecee.colorado.edu/~bart/book/book/chapter4/ch4_4.htm,» [En ligne].
- [5] S. M. Sze, *Physics of Semiconductor Devices*, 2nd ed., Wiley, Éd., New York, 1981.
- [6] P. Bilanovic et T. Suligoj, «Thermionic emission process in carrier transport in pn homojunctions,» chez *Electrotechnical Conference (MELECON)*, 2000.
- [7] B. C. Burkey, G. Lubberts, E. A. Trabka et T. J. Tredwell, «Channel potential and channel width in Narrow buried-channel MOSFET's,» *IEEE Transactions on Electron Devices*, vol. 31, n° 14, pp. 423-429, 1984.
- [8] N. Teranishi, A. Kohno, Y. Ishihara, E. Oda et K. Arai, «An interline CCD image sensor with reduced image lag,» *IEEE Transactions on Electron Devices*, vol. 31, n° 12, pp. 1829-1833, 1984.
- [9] R. M. Guidash, T. H. Lee, P. P. K. Lee, D. H. Sackett, C. I. Drowley, M. S. Swenson et S. Domer, «A 0.6/spl mu/m CMOS pinned photodiode color imager technology,» chez *IEDM'97. Technical Digest*, déc. 1997.
- [10] E. R. Fossum et D. B. Hondongwa, «A review of the pinned photodiode for CCD and CMOS image sensors,» *IEEE Journal of the Electron Devices Society*, vol. 2, n° 13, Mai Mai 2014.

Chapitre 2: Les sources de courant d'obscurité dans le pixel CMOS

- [11] V. Goiffon, «Contribution à une approche structurée de la conception des imageurs CMOS en vue de leur durcissement à l'environnement radiatif spatial,» Thèse de doctorat, ISAE, 2008.
- [12] V. Goiffon, M. Estribeau, P. Cervantes, R. Molina, M. Gaillardin et P. Magnan, «Influence of Transfer Gate Design and Bias on the Radiation Hardness of Pinned Photodiode CMOS Image Sensors,» *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 61, n° 16, p. 3.
- [13] B. Mheen, Y.-J. Song et A. J. P. Theuwissen, «Negative offset operation of four-transistor CMOS image pixels for increased well capacity and suppressed dark current,» *IEEE Electron Device Lett.*, vol. 29, n° 14, pp. 347-349, apr. 2008.
- [14] 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, n° 17, pp. 1512-1518, jul. 2010.
- [15] S.-H. Park, «Decrease of dark current by reducing transfer transistor induced partition noise with localized channel implantation,» *IEEE Electron Device Lett.*, vol. 31, n° 11, pp. 1278-1280, nov. 2010.
- [16] N. Teranishi, «Effect and Limitation of Pinned Photodiode,» *IEEE Transactions on Electron Devices*, vol. 63, n° 11, pp. 10-15, jan. 2016.
- [17] A. Krymski, N. E. Bock, N. Tu, D. Blerkom et E. R. Fossum, «Estimates for scaling of pinned photodiodes,» chez *IEEE workshop on CCD and advanced image sensors*, Japan, 2005, pp. 60-63.
- [18] A. Fenigstein, A. Lahav, D. Veinger et A. Birman, «The heart of modern CIS pixels: The pinned photo-diode and beyond,» chez *Proc. 6th Fraunhofer IMS Workshop CMOS Imag.*, juin 2012.
- [19] W. Shockley, *Electrons and holes in semiconductors*, vol. 1., van Nostrand, 1963.
- [20] C.-T. Sah, R. N. Noyce et W. Shockley, «Carrier generation and recombination in pn junctions and pn junction characteristics,» *Proceedings of the IRE*, vol. 45, n° 19, pp. 1228-1243, 1957.
- [21] J. R. Srour, C. J. Marshall et P. W. Marshall, «Review of Displacement Damage Effects in Silicon Devices,» *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 50, n° 13, juin 2003.
- [22] C. Virmondois, «Analyse des effets des déplacements atomiques induits par l'environnement radiatif spatial sur la conception des imageurs CMOS,» Thèse de doctorat, ISAE, 2012.
- [23] «<http://www.ioffe.ru/SVA/NSM/Semicond/Si/electric.html>,» [En ligne].
- [24] J. R. Srour et R. A. Hartmann, «Enhanced displacement damage effectiveness in irradiated silicon devices,» *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 36, n° 16, pp. 1825-1830, déc. 1989.
- [25] G. Vincent, A. Chantre et D. Bois, «Electric field effect on the thermal emission of traps in semiconductor junctions,» *Journal of Applied Physics*, vol. 50, n° 18, pp. 5484-5487, 1979.
- [26] R. D. McGrath, J. Doty, G. Lupino, G. Ricker et J. Vallergera, «Counting of deep-level traps using a charge-coupled device,» *IEEE Transactions on Electron Devices*, vol. 34, n° 12, pp. 2555-2557, 1987.
- [27] W. C. McColgin, J. Lavine, J. Kyan, D. N. Nichols et C. V. Stancampiano, «Dark current

7. Bibliographie

- quantization in CCD image sensors,» chez *IEEE International Electron Devices Meeting, 1988. IEDM '88. Technical Digest.*, jan. 1993.
- [28] H. I. Kwon, O. J. Kwon, H. Shin, B.-G. Park, S. S. Park et J. D. Lee, «The effects of deuterium annealing on the reduction of dark currents in the CMOS APS,» *IEEE Transactions on Electron Devices*, vol. 51, n° 18, pp. 1346-1349, juil. 2004.
- [29] S. J. Watts, J. Matheson, I. H. 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, n° 16, pp. 2587-2594, déc. 1996.
- [30] K. Gill, G. Hall et B. MacEvoy, «Bulk damage effects in irradiated silicon detectors due to clustered divacancies,» *Journal of applied physics*, vol. 82, n° 11, pp. 126-136, 1997.
- [31] J. R. Srour et J. W. Palko, «Displacement Damage Effects in Irradiated Semiconductor Devices,» *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 60, n° 13, pp. 1740-1766, juin 2013.
- [32] C. Tivarus et W. C. McColgin, «Dark Current Spectroscopy of Irradiated CCD Image Sensors,» *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 55, n° 13, pp. 1719-1724, juin 2003.
- [33] V. Goiffon, C. Virmontois, P. Magnan, P. Cervantes, S. Place, M. Gaillardin, S. Girard, P. Paillet, M. Estribeau et P. Martin-Gonthier, «Identification of Radiation Induced Dark Current Sources in Pinned Photodiode CMOS Image Sensors,» *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 59, n° 14, pp. 918-926, 2012.
- [34] V. Goiffon, J. Michelot, P. Magnan, M. Estribeau, O. Marcelot, P. Cervantes, A. Pelamatti et P. Martin-Gonthier, «On the pixel level estimation of pinning voltage, pinned photodiode capacitance and transfer gate channel potential,» chez *IISW 2013*.
- [35] A. Pelamatti, V. Goiffon, A. DeIpanema, P. Magnan, C. Virmontois, O. Saint-Pé et M. B. De Boisanger, «Absolute Pinning Voltage Measurement: Comparison between In-pixel and JFET Extraction Methods,» chez *Proc. International Image Sensor Workshop*, 2015.
- [36] A. Pelamatti, V. Goiffon, A. DeIpanema, P. Magnan, C. Virmontois, O. Saint-Pé et M. B. De Boisanger, «Comparison of Pinning Voltage Estimation Methods in Pinned Photodiode CMOS Image Sensors,» *IEEE Journal of the Electron Devices Society*, vol. 4, n° 12, pp. 99-108, 2016.
- [37] A. Pelamatti, Estimation and Modeling of Key Design Parameters of Pinned Photodiode CMOS Image Sensors for High Temporal Resolution Applications, Thèse de doctorat, ISAE-Supaéro, Toulouse, 2015.
- [38] Y. Li, B. Li, J. Xu, Z. Gao, C. Xu et Y. Sun, «Charge transfer efficiency improvement of a 4-T pixel by the optimization of electrical potential distribution under the transfer gate,» *Journal of Semiconductors*, vol. 33, n° 112, p. 124004, déc. 2012.
- [39] A. Pelamatti, V. Goiffon, A. Chabane, P. Magnan, C. Virmontois, O. Saint-Pé et M. B. De Boisanger, «Charge transfer speed analysis in pinned photodiode CMOS image sensors based on a pulsed storage-gate method,» chez *IEEE 45th European Solid State Device Research Conference (ESSDERC)*, sept. 2015.
- [40] A. Pelamatti, V. Goiffon, M. Estribeau, P. Cervantes et P. Magnan, «Estimation and Modeling of the Full Well Capacity in Pinned Photodiode CMOS Image Sensors,» *IEEE Electron Device Letters*, vol. 34, n° 17, pp. 900-902, jul. 2013.
- [41] A. Pelamatti, J.-M. Belloir, C. Messien, V. Goiffon, M. Estribeau, P. Magnan, C. Virmontois, O. Saint-Pé et P. Paillet, «Temperature Dependence and Dynamic Behavior

Chapitre 2: Les sources de courant d'obscurité dans le pixel CMOS

- of Full Well Capacity in Pinned Photodiode CMOS Image Sensors,» *IEEE Transactions on Electron Devices*, vol. 62, n° 14, pp. 1200-1207, jul. 2015.
- [42] S. Maëstre et P. Magnan, «Electroluminescence and impact ionization in CMOS Active Pixel Sensors,» chez *IEEE Workshop on CCD and AIS*, 2003.
- [43] R. Widenhorn, L. Mundermann, A. Rest et E. Bodegom, «Meyer–Neldel rule for dark current in charge-coupled devices,» *Journal of Applied Physics*, vol. 89, n° 112, pp. 8179-8182, 2001.
- [44] B. C. Burkey, W. C. Chang, J. Littlehale, T. H. Lee, T. J. Tredwell, J. P. Lavine et E. A. Trabka, «The pinned photodiode for an interline-transfer CCD image sensor,» in , 1984, 1984, vol. 30, pp. 28–31.,» chez *International Electron Devices Meeting*, vol. 30, pp. 28-31, 1984.

Chapitre 3

L'effet des chocs nucléaires sur la distribution du courant d'obscurité des imageurs CMOS

Plan du chapitre

1	Introduction : travaux existants et objectifs de l'étude	114
2	Le modèle empirique	118
3	Détails expérimentaux	122
3.1	Véhicule de test	122
3.2	Conditions d'irradiation	124
3.3	Procédure de test du modèle empirique	126
4	Résultats expérimentaux	127
4.1	Estimation du volume et de la profondeur dépeuplée des photodiodes	127
4.2	Effet du volume dépeuplé sur la distribution de courant d'obscurité	131
4.3	Effet de la DDD sur la distribution de courant d'obscurité	133
4.4	Effet de l'énergie de la particule sur la distribution de courant d'obscurité	136
4.5	Effet du type de pixel et du type de photodiode sur la distribution de courant d'obscurité	140
4.6	Effet du type de particule sur la distribution de courant d'obscurité	142
5	Discussion	145
5.1	Nature de la source élémentaire de courant d'obscurité modélisée par la PDF exponentielle du modèle	145
5.2	Origine de la forme exponentielle de la distribution de courant d'obscurité	151
6	Résumé	158
7	Bibliographie	160

1 Introduction : travaux existants et objectifs de l'étude

Grâce à l'amélioration rapide de leurs performances optoélectroniques, les imageurs CMOS sont devenus des candidats sérieux pour l'imagerie spatiale ces dernières années. Ils sont déjà utilisés dans certains instruments spatiaux en vol [1, 2] et envisagés pour de futures missions spatiales [3, 4]. Par exemple, l'introduction de la photodiode pincée [5] dans les pixels CMOS a permis de réduire grandement le courant d'obscurité des pixels [6] et d'atteindre un niveau de bruit équivalent aux CCDs. De plus, les imageurs CMOS disposent de nombreux atouts qui les destinent à être utilisés pour l'observation spatiale [7, 8, 9]: leur faible consommation, la modularité des phases d'intégration et de lecture, l'intégration de fonctions intelligentes [10], etc. Enfin, certaines fonctions d'imagerie dédiées à l'observation spatiale et normalement réservées aux CCD (car permises par le mode de lecture par transfert de charge propre aux CCD) sont artificiellement reproduites dans des imageurs CMOS, comme le TDI (pour Time Delay Integration en anglais [11]). Ceci suggère que les imageurs CMOS sont voués à remplacer peu à peu les CCDs pour l'imagerie des futures missions spatiales.

En dehors des applications spatiales, les imageurs CMOS sont aussi employés dans de nombreux domaines scientifiques de pointe comme la fusion nucléaire (LMJ et ITER par exemple). Pour ces expériences comme pour l'imagerie spatiale, les imageurs CMOS présentent l'avantage d'être plus résistants aux radiations ionisantes que les CCDs [4,9,12-15]. En effet, des efforts considérables ont été fournis depuis une quinzaine d'années pour étudier les sources de dégradation induites par la dose ionisante dans les pixels CMOS [16-33] et pour développer des pixels plus résistants à l'ionisation [16,25,31,34-48]. De manière générale, on peut retenir que la dégradation principale induite par les radiations (ionisantes ou de déplacement atomique) est l'augmentation du courant d'obscurité des pixels [12]. Pour les radiations ionisantes, cette augmentation est similaire dans tous les pixels et provient principalement des interfaces dépeuplées ou faiblement accumulées entre l'oxyde et le silicium. En effet, les radiations ionisantes augmentent la concentration des états d'interfaces. Dans une moindre mesure, la dose ionisante peut conduire à la dégradation d'autres critères de performance de l'imageur (comme l'efficacité de transfert dans le cas d'un pixel 4T [13]), également par l'intermédiaire de la dégradation des oxydes. Par conséquent, les améliorations apportées aux pixels CMOS en vue de leur durcissement à la dose ionisante consistent le plus souvent en l'utilisation de pixels spéciaux, où la photodiode est isolée le plus possible des oxydes. La résistance accrue des imageurs CMOS à l'ionisation permet alors de les utiliser dans des environnements radiatifs intenses (comme les environnements spatial et nucléaire) tout en limitant l'augmentation du courant d'obscurité induite par la dose ionisante [14, 4, 15, 16, 17, 18, 19]. Enfin, les pixels 4T à photodiode pincée sont également sensibles aux radiations ionisantes [13, 20, 21] malgré l'absence totale d'interfaces d'oxyde dépeuplées. Toutefois, l'augmentation de courant d'obscurité induite par la dose ionisante est plus faible que

1. Introduction : travaux existants et objectifs de l'étude

dans le cas d'une photodiode conventionnelle de pixel 3T non-optimisé pour la résistance aux radiations.

Le courant d'obscurité induit par les effets de déplacement dans les imageurs en silicium (imageurs CMOS ou CCDs) a également fait l'objet de nombreuses recherches ces dernières années [14,17,18,32,34,49-93]. Pour résumer, l'objectif de ces études est le plus souvent de parvenir à modéliser la distribution du courant d'obscurité induite par les effets de déplacement dans un imageur (CMOS ou CCD). En effet, le courant d'obscurité généré par les déplacements n'est pas similaire dans tous les pixels de l'imageur contrairement à l'augmentation du courant d'obscurité induite par la dose ionisante. Ceci est dû au fait que la dose de déplacement est déposée de manière ponctuelle dans le silicium (par interactions coulombiennes nucléaires ou chocs nucléaires), contrairement à l'ionisation qui est générée continuellement le long de la trajectoire de la particule. Ainsi, la répartition de la dose de déplacement dans les pixels (et donc de l'augmentation du courant d'obscurité) dépend du nombre et de l'énergie des événements non-ionisants subis par chacun des pixels. Pour prédire l'augmentation du courant d'obscurité induite par les effets de déplacement, il est donc nécessaire de prédire sa distribution sur la matrice de pixels ; prédire la moyenne du courant d'obscurité ne suffit pas. En connaissant la distribution du courant d'obscurité, il est alors possible de prédire la valeur des plus forts courants d'obscurité et le nombre de pixels ayant ces forts courants. Ces pixels (appelés pixels chauds) sont les plus problématiques car ils limitent les performances de l'imageur.

Deux méthodes sont habituellement employées pour tenter de prédire la distribution de courant d'obscurité générée par les déplacements atomiques dans un capteur d'image :

- Par des modèles empiriques définis à partir de distributions expérimentales (par exemple [22, 23, 24, 25, 26, 27, 28]). Dans ce cas, le modèle prédit directement la distribution de l'augmentation du courant d'obscurité en fonction des paramètres de l'imageur (taille du volume dépeuplé des pixels) et des paramètres de l'irradiation (dose de déplacement, énergie de la particule, etc.).
- Par des codes de calcul de type Monte Carlo, permettant de simuler l'énergie déposée par les interactions non-ionisantes dans chacun des pixels de l'imageur (par exemple [28, 29, 30, 31, 32, 33, 34, 35]). Ces codes s'appuient sur des tables de sections efficaces, d'énergie moyenne transmise et d'écart-type de l'énergie transmise pour les différents types d'interactions non-ionisantes en fonction de la particule et de son énergie. Dans les travaux les plus récents, les distributions de probabilité de l'énergie transmise par les interactions non-ionisantes sont parfois utilisées au lieu des valeurs moyennes et des écart-type pour plus de précision. La plupart de ces tables et distributions sont par exemple disponibles sur la base de données en ligne JANIS [36].

Chap. 3 : L'effet des chocs nucléaires sur la distribution de courant d'obscurité

L'interaction non-ionisante la plus préjudiciable pour un imageur CMOS en environnement radiatif est le choc nucléaire (élastique ou inélastique), car celui-ci peut transmettre une énergie beaucoup plus importante à l'atome déplacé que l'interaction coulombienne nucléaire (typiquement quelques centaines de keV contre quelques centaines d'eV [28]). Les chocs nucléaires génèrent la formation de larges cascades de déplacement dans les pixels impactés [37, 38] et conduisent habituellement à une augmentation de courant d'obscurité de l'ordre de quelques milliers d'e-/s à température ambiante [27, 26, 39, 23] dans les pixels impactés. Cette augmentation est bien plus importante que le courant d'obscurité intrinsèque du pixel (quelques e-/s pour un pixel à PPD ou bien quelques centaines d'e-/s pour un pixel 3T), ainsi les pixels touchés sont brutalement transformés en pixels chauds et leur sensibilité est fortement réduite. D'autre part, grâce aux progrès effectués en termes de résistance à la dose ionisante, le courant d'obscurité induit par effets de déplacement constitue maintenant le facteur limitant des performances des imageurs CMOS en environnement radiatif spatial et nucléaire.

Dans cette optique, ce chapitre se concentre sur l'étude de l'augmentation de courant d'obscurité induite par les chocs nucléaires dans les imageurs CMOS. Pour cela, des imageurs CMOS sont irradiés avec des neutrons, seule particule qui interagit exclusivement par chocs nucléaires élastiques et inélastiques avec le silicium. D'autres imageurs sont irradiés avec des protons de 60 MeV, car la majeure partie de l'énergie non-ionisante est déposée par l'intermédiaire de chocs nucléaires par les protons de cette énergie [40]. Ainsi, l'effet du type de particule sur la distribution de courant d'obscurité générée par les chocs nucléaires peut être étudié. D'autre part, pour les protons de 60 MeV, une partie non-négligeable de l'énergie non-ionisante est déposée par les interactions coulombiennes nucléaires. La comparaison précise des distributions de courant d'obscurité produites par les protons et les neutrons nous permettra donc (dans le chapitre 4) de décorrélérer les contributions des chocs nucléaires et des interactions coulombiennes nucléaires dans la distribution du courant d'obscurité.

Dans ce chapitre, des imageurs aux caractéristiques variées sont irradiés de différentes manières afin de tester l'effet des paramètres de l'imageur et des conditions d'irradiation sur la distribution de courant d'obscurité induite par les chocs nucléaires. L'effet de chacun des paramètres est étudié indépendamment grâce au grand nombre de combinaisons d'imageurs et d'irradiations testées : le type de pixel, la taille du pixel, le volume dépeuplé, la dose de déplacement ou encore de l'énergie de la particule. D'autre part, tout au long de ce chapitre, un modèle empirique préexistant [27] est testé sur les résultats expérimentaux. Dans les travaux précédents [27], ce modèle a été défini à partir de distributions de courant d'obscurité expérimentales d'imageurs CMOS à pixels 3T, irradiés aux neutrons de 14 à 22 MeV ou aux protons de 100 à 500 MeV. A l'origine, ce modèle empirique vise à prédire la distribution de l'augmentation de courant d'obscurité induite par les chocs nucléaires à partir de deux paramètres seulement : la Dose De Déplacement (DDD) et le volume dépeuplé du pixel. Dans [27], il est montré que ce modèle reproduit correctement les distributions de courant

1. Introduction : travaux existants et objectifs de l'étude

d'obscurité de toutes les particules testées, et ce pour différentes valeurs de la DDD et du volume dépeuplé. Ce modèle empirique est un outil de prédiction prometteur pour les conditions rencontrées en environnement spatial (principalement des protons de haute énergie) ou nucléaire (neutrons de fusion de 14.1 MeV), en particulier grâce à sa simplicité d'utilisation (il correspond à une simple formule mathématique). Ce chapitre est l'occasion de valider ce modèle dans des conditions d'irradiation plus variées que dans [27], afin qu'il puisse être utilisé pour prédire le courant d'obscurité induit par les chocs nucléaires pour la majorité des instruments spatiaux et aussi pour les très fortes doses de radiation présentes dans les instruments de recherche nucléaire. D'autre part, le modèle est aussi testé sur des pixels plus grands et plus petits que dans [27], et sur des imageurs à pixels 4T à photodiode pincée. Il est important de tester la validité du modèle sur les imageurs à pixels 4T-PPD car le très faible courant d'obscurité des PPD les destinent à être largement utilisées pour les applications scientifiques de pointe lorsque la technologie PPD sera arrivée à pleine maturité. Les nouvelles conditions d'irradiation testées dans ce chapitre montrent aussi que le modèle initial ne permet pas de prédire correctement le courant d'obscurité lorsque l'énergie de la particule devient faible. A partir de cette observation, un paramètre est ajouté au modèle pour que l'effet de l'énergie de la particule soit pris en compte et l'origine physique de cet effet sur la distribution du courant d'obscurité est discutée.

L'une des principales conclusions de ce chapitre est que la distribution de courant d'obscurité conserve toujours une forme de base similaire quels que soient le type et l'énergie de la particule, modélisable par une fonction exponentielle décroissante. Par contre, la moyenne exponentielle de la distribution varie avec le type et l'énergie de la particule : cette dépendance est attribuée à la variation de l'énergie non-ionisante moyenne déposée par les chocs nucléaires en fonction de la particule et de son énergie. L'idée que la distribution conserve une forme équivalente pour toutes les particules suggère que la nature des défauts responsables de l'augmentation du courant d'obscurité dans le cas de chocs nucléaires est similaire quelle que soit la particule et son énergie. Ces similarités justifient par ailleurs l'utilisation d'un modèle empirique simple pour prédire la distribution du courant d'obscurité, comme le modèle testé ici. Dans le chapitre 4, les distributions de courant d'obscurité produites par les interactions coulombiennes nucléaires et par les chocs nucléaires sont comparées et montrent que les défauts générés sont très différents dans les deux cas. Toutefois, pour certaines particules, la queue de pixels chauds générée par les interactions coulombiennes nucléaires présente une forme exponentielle similaire à celle observée dans le cas des chocs nucléaires. Les origines possibles de cette similitude sont discutées dans le chapitre 4.

2 Le modèle empirique

Deux types de modèle principaux existent pour prédire la distribution de courant d'obscurité induite par les effets de déplacement atomique dans des imageurs : les modèles physiques et les modèles empiriques. Les modèles physiques sont basés sur l'hypothèse que l'augmentation de courant d'obscurité dans un micro-volume de silicium (par exemple le volume dépeuplé d'un pixel) est proportionnelle à l'énergie non-ionisante déposée par les radiations dans ce micro-volume [31, 28, 41]. Cette hypothèse a été confirmée depuis, en particulier par l'introduction d'un facteur universel de dommage qui indique que le courant d'obscurité est proportionnel à la dose de déplacement via un facteur similaire pour quasiment toutes les particules et énergies [42]. Pour prédire la distribution de courant d'obscurité, les modèles physiques s'appuient sur des tables de sections efficaces d'interaction coulombienne nucléaire et de choc nucléaire. Puisque le nombre moyen d'interactions coulombiennes nucléaires par pixel est souvent très grand, la partie de la distribution de courant d'obscurité générée par ces interactions est souvent assimilée à une distribution gaussienne (ou Gamma [24, 43]). Au contraire, le nombre moyen de chocs nucléaires par pixel est souvent faible et une loi de Poisson doit être adoptée pour calculer la répartition des chocs nucléaires dans les pixels. Ensuite, la différence entre les modèles physiques existants réside principalement dans la forme utilisée pour représenter la densité de probabilité (ou PDF pour Probability Density Function en anglais) de l'énergie non-ionisante déposée par un choc nucléaire. Dans les premiers travaux, la PDF utilisée est simplement une loi gaussienne [34] ou une loi Gamma [24, 30, 43] dont la moyenne et la variance correspondent à la moyenne et à la variance de l'énergie non-ionisante transmise par les chocs nucléaires [44]. Par la suite, au lieu d'utiliser une forme mathématique simple pour représenter la PDF, celle-ci a pu être modélisée en simulant les cascades de déplacement générées par les chocs nucléaires à l'aide de codes de calcul Monte Carlo [28, 29, 26, 45]. Finalement, pour la plupart des modèles physiques, la distribution totale de l'énergie non-ionisante est convertie en distribution de courant d'obscurité à l'aide d'un facteur de proportionnalité. Généralement, ce facteur est déduit de la comparaison entre les distributions simulées et des distributions de courant d'obscurité expérimentales. Dans d'autres travaux, les effets d'accentuation du courant d'obscurité dus au champ électrique sont parfois pris en compte dans le calcul de la distribution de courant d'obscurité [46, 47, 48].

L'avantage des modèles empiriques réside dans leur simplicité d'utilisation et leur polyvalence par rapport aux modèles physiques. En effet, pour les modèles physiques, la PDF de l'énergie non-ionisante déposée par les chocs nucléaires et la section efficace nucléaire dépendent de la particule et de son énergie. Les modèles physiques sont donc difficilement applicables pour prédire la dégradation du courant d'obscurité dans un environnement radiatif réel, où les particules sont souvent de type et d'énergie variés. Au contraire, les modèles empiriques visent à être utilisables pour des conditions d'irradiation variées sans modification majeure du modèle. Ces modèles sont basés sur

2. Le modèle empirique

l'analyse de distributions expérimentales dans des conditions variées, et sur l'extraction de similarités pouvant être retranscrites au sein d'une équation mathématique commune. Si certains modèles empiriques favorisent la précision au détriment de la complexité [22], d'autres se focalisent sur la forme générale des distributions expérimentales pour proposer une équation la plus simple possible (ce qui est le cas du modèle testé dans ce chapitre).

Le modèle empirique testé ici a été défini à partir de distributions de courant d'obscurité expérimentales d'imageurs ^3T irradiés avec des neutrons (entre 14 et 22 MeV) ou bien avec des protons de haute énergie (entre 100 et 500 MeV) [27]. Sur cette gamme d'énergie, les chocs nucléaires sont prépondérants devant les interactions coulombiennes nucléaires en termes de dose de déplacement (et seuls les chocs nucléaires sont possibles pour les neutrons). Ainsi, ce modèle est dédié à la prédiction de l'augmentation du courant d'obscurité induite par les chocs nucléaires.

Dans ces conditions, il a été observé que la distribution de courant d'obscurité prend deux formes caractéristiques selon la valeur moyenne de l'énergie non-ionisante déposée dans le volume dépeuplé de chaque pixel [27] (que l'on appelle « DDD par pixel » dans la suite de ce chapitre). Pour une faible DDD par pixel (c'est-à-dire une faible DDD et petit volume dépeuplé), la distribution a toujours une forme exponentielle décroissante alors que, pour une forte DDD par pixel (forte DDD ou grand volume dépeuplé), la distribution prend une forme gaussienne. Puisque la convolution d'une fonction exponentielle par elle-même produit d'abord une loi gamma puis, après un grand nombre de convolutions, une loi gaussienne, on peut formuler les hypothèses suivantes :

- La forme exponentielle observée à faible DDD par pixel correspond à la PDF du courant d'obscurité induit par une « source élémentaire » de courant d'obscurité
- La forme gaussienne observée à forte DDD par pixel est due à la superposition des contributions de plusieurs « sources élémentaires » de courant d'obscurité dans les pixels.

D'après ces hypothèses, la « source élémentaire » de courant d'obscurité peut correspondre soit à un défaut SRH, soit à un choc nucléaire. Dans le premier cas, cela signifie que la PDF du taux de génération des défauts SRH est une fonction exponentielle décroissante et que la distribution de courant d'obscurité prend une forme gaussienne lorsque les pixels contiennent de nombreux défauts. Dans le second cas, cela suggère que la PDF de l'énergie non-ionisante déposée par les chocs nucléaires est exponentielle décroissante et que la forme gaussienne apparaît lorsque le nombre de chocs nucléaires par pixel est grand. Dans les travaux précédents, l'existence ou la nature de cette source élémentaire n'a pas été discutée ; il a simplement été montré qu'une transition était visible dans la distribution de courant d'obscurité à partir d'une certaine DDD par pixel. Dans ce chapitre, l'analyse des résultats expérimentaux montre que la « source élémentaire » a bien une origine physique et qu'elle correspond aux chocs nucléaires.

Chap. 3 : L'effet des chocs nucléaires sur la distribution de courant d'obscurité

A partir des similarités observées dans les distributions expérimentales, un modèle empirique a été développé pour prédire la distribution de courant d'obscurité [27]. Tout d'abord, pour les faibles DDD par pixel (ce qui correspond donc à un choc nucléaire par pixel au maximum), la distribution est proportionnelle à une PDF exponentielle décroissante notée $f_{v_{\text{dark}}}$:

$$f_{v_{\text{dark}}}(x) = \frac{1}{v_{\text{dark}}} \exp\left(-\frac{x}{v_{\text{dark}}}\right) \quad (3.1.)$$

où x est l'augmentation de courant d'obscurité du pixel en e-/s et v_{dark} est la moyenne de la PDF en e-/s (autrement dit la moyenne de l'augmentation de courant d'obscurité générée par un choc nucléaire). Cette fonction a comme seul paramètre la moyenne exponentielle v_{dark} et représente la PDF de l'augmentation de courant d'obscurité induite par un choc nucléaire dans un pixel. La distribution de courant d'obscurité normalisée (c'est-à-dire d'intégrale égale à 1) dans l'imageur correspond donc à cette PDF pondérée par la fraction de pixels ayant été impactés un choc nucléaire. Dans le cas de plus fortes DDD par pixel, certains pixels peuvent subir plusieurs chocs nucléaires. Cette PDF est alors convoluée par elle-même pour modéliser la superposition des contributions de courant d'obscurité des différents chocs nucléaires dans les pixels. La distribution totale de l'augmentation du courant d'obscurité dans l'imageur s'écrit alors :

$$\begin{aligned} \Delta I_{\text{obs}}(x) = & \text{Poisson}(1; \mu) \times f_{v_{\text{dark}}}(x) \\ & + \text{Poisson}(2; \mu) \times f_{v_{\text{dark}}}(x) * f_{v_{\text{dark}}}(x) \\ & + \text{Poisson}(3; \mu) \times f_{v_{\text{dark}}}(x) * f_{v_{\text{dark}}}(x) * f_{v_{\text{dark}}}(x) \\ & + \dots \end{aligned} \quad (3.2.)$$

Dans cette formule, la première ligne correspond à la distribution d'augmentation de courant d'obscurité normalisée des pixels contenant un choc, la seconde ligne aux pixels contenant deux chocs, etc. Les pixels n'ayant subi aucun choc nucléaire n'apparaissent pas dans la distribution de l'augmentation de courant d'obscurité puisque leur courant n'est pas augmenté. Chaque ligne d'indice n de la distribution normalisée complète contient un facteur $P(n, \mu)$ qui correspond au terme de la loi de Poisson de moyenne μ où μ est le nombre moyen de chocs nucléaires par pixel :

$$P(n, \mu) = \frac{\mu^n}{n!} \exp(-\mu) \quad (3.3.)$$

Ainsi, ces facteurs $P(n, \mu)$ représentent la fraction de pixels contenant n chocs. La Fig. 3.1 présente l'exemple de la distribution calculée à l'aide du modèle dans le cas où $\mu = 2$ chocs nucléaires par pixel. Les différentes contributions (différentes lignes de la formule 3.2) sont aussi représentées :

- les pixels contenant un choc nucléaire en bleu (27% des pixels)
- les pixels contenant deux chocs nucléaires en vert (27% des pixels)
- les pixels contenant trois chocs nucléaires en rouge (18% des pixels)
- etc.

La distribution complète est la somme des différentes contributions et est représentée en noir. Ici, sa valeur moyenne $\overline{\Delta I_{\text{obs}}}$ est égale à $2 v_{\text{dark}}$ puisque l'augmentation

2. Le modèle empirique

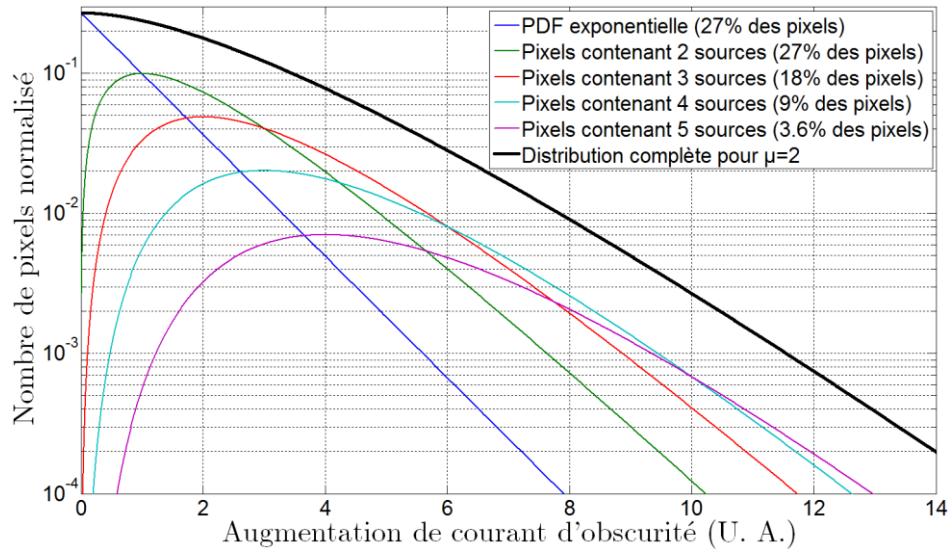


Fig. 3.1 : Distribution d'augmentation de courant d'obscurité normalisée (en noir) calculée à partir du modèle empirique dans le cas où $\mu = 2$ sources (chocs nucléaires) par pixel. L'axe des abscisses représente le courant d'obscurité en nombre de moyenne exponentielle (v_{dark}). Les différentes contributions à la distribution de courant d'obscurité (jusqu'aux pixels contenant 5 chocs nucléaires) sont représentées en couleurs. Certains pixels (dont la contribution n'est pas représentée ici) peuvent contenir davantage de chocs nucléaires.

moyenne du courant d'obscurité générée par un choc nucléaire vaut v_{dark} et que le nombre moyen de chocs nucléaires par pixel est égal à 2 :

$$\overline{\Delta I_{\text{obs}}} = \mu \times v_{\text{dark}} \quad (3.4.)$$

Le nombre moyen de chocs nucléaires par pixel μ est supposé proportionnel à la dose de déplacement (DDD) et au volume dépeuplé de la photodiode du pixel noté V_{dep} selon un facteur de proportionnalité noté γ_{dark} :

$$\mu = \gamma_{\text{dark}} \times V_{\text{dep}} \times \text{DDD} \quad (3.5.)$$

Pour modéliser la distribution, le modèle empirique possède donc seulement deux paramètres externes dépendant de l'imageur et de l'irradiation (V_{dep} et la DDD) et deux paramètres internes qui sont la moyenne exponentielle v_{dark} et le facteur de proportionnalité γ_{dark} . La moyenne de la distribution de courant d'obscurité calculée par le modèle peut s'écrire, d'après les équations 3.4 et 3.5 :

$$\overline{\Delta I_{\text{obs}}} = v_{\text{dark}} \times \gamma_{\text{dark}} \times V_{\text{dep}} \times \text{DDD} \quad (3.6.)$$

D'autre part, les effets de déplacement induits par les chocs nucléaires satisfont aux conditions d'applicabilité du facteur de dommage universel (UDF pour Universal Damage Factor en anglais et noté K_{dark}) [42]. Par conséquent, l'augmentation moyenne de courant d'obscurité est proportionnelle à la dose de déplacement et au volume dépeuplé par l'intermédiaire du facteur universel K_{dark} indépendant de la particule et de son énergie :

$$\overline{\Delta I_{\text{obs}}} = K_{\text{dark}} \times V_{\text{dep}} \times \text{DDD} \quad (3.7.)$$

Ainsi, pour être en adéquation avec le facteur universel, le modèle empirique doit respecter la condition suivante obtenue en comparant les équations 3.6 et 3.7 :

$$v_{\text{dark}} \times \gamma_{\text{dark}} = K_{\text{dark}} \quad (3.8.)$$

Les deux paramètres internes du modèle v_{dark} et γ_{dark} ne sont donc pas indépendants : plus l'augmentation moyenne du courant d'obscurité par choc nucléaire v_{dark} est grande, plus le nombre de chocs nucléaires par unité de dose de déplacement et de volume γ_{dark} doit être petit. Dans la suite, on considèrera que v_{dark} est le seul véritable paramètre interne du modèle et que γ_{dark} dépend de v_{dark} et de K_{dark} :

$$\gamma_{\text{dark}} = \frac{K_{\text{dark}}}{v_{\text{dark}}} \quad (3.9.)$$

Dans [27], des couples de valeurs similaires ont été obtenus pour v_{dark} et γ_{dark} pour de nombreux imageurs 3T irradiés aux neutrons entre 14 et 23 MeV ou aux protons entre 100 et 500 MeV. Le couple de valeurs moyen déterminé sur toutes ces irradiations est, à 23°C [27] :

$$\begin{aligned} v_{\text{dark}} &\approx 6250 \text{ e}^-/\text{s} \\ \gamma_{\text{dark}} &\approx 3.0 \cdot 10^{-5} \text{ cm}^{-3} (\text{TeV/g})^{-1} \end{aligned} \quad (3.10.)$$

Dans [27], il a été conclu que le modèle est indépendant de la particule et de son énergie sur l'ensemble des particules testées, c'est-à-dire que le modèle est capable de reproduire correctement les distributions de courant d'obscurité induites par toutes ces particules avec le même paramètre interne v_{dark} . Ce résultat suggère que l'augmentation moyenne de courant d'obscurité générée par un choc nucléaire est similaire pour toutes ces particules, et donc que l'énergie non-ionisante moyenne déposée par un choc nucléaire reste sensiblement la même. Dans ce chapitre, nous allons voir que le paramètre interne du modèle v_{dark} doit être diminué lorsque l'énergie de la particule devient faible, par exemple dans le cas de neutrons de 0.22 et 0.67 MeV. Cet effet s'explique par l'énergie non-ionisante moyenne par choc nucléaire plus faible à ces énergies, ce qui est discuté en section 5.1.

3 Détails expérimentaux

3.1 Véhicule de test

Dans ce chapitre, trois types d'imageurs ont été irradiés (Tableau 3.1) :

- Un imageur à pixels 3T (imageur A) constitué de quatre matrices de pixels. La taille des pixels varie selon la matrice considérée (4.5, 7, 9 et 14 μm de côté). La photodiode et le volume dépeuplé sont également de tailles différentes selon la matrice.
- Un imageur à pixels 4T-PPD (imageur B) constitué d'une unique matrice de 256 x 256 pixels de 4.5 μm de côté.
- Un autre imageur à pixels 4T-PPD (imageur C) constitué d'une unique matrice de 512 x 512 pixels de 7 μm de côté.

4. Résultats expérimentaux

Tableau 3.1
Caractéristiques des imageurs CMOS testés

Imageur	A (comprenant quatre matrices de pixels)				B	C
Taille du pixel (μm)	4.5	7	9	14	4.5	7
Nombre de pixels	256 x 256	256 x 256	128 x 64	128 x 64	256 x 256	512 x 512
Aire de la photodiode (μm^2)	5	26	55	150	2.2	26

Tableau 3.2
Particules testées

Particule	σ_{el} (barns)	$\sigma_{\text{inél}}$ (barns)	σ_{tot} (barns)	NIEL (keV.cm ² /g)	$\overline{E_{ni}}$ (keV)
Neutron 22 MeV (spectre)	0.99	0.89	1.98	4.1 (nucléaire)	96
Neutron 16 MeV	0.81	1.05	1.86	3.9 (nucléaire)	98
Neutron 14.7 MeV	0.65	1.08	1.73	3.6 (nucléaire)	97
Neutron 0.67 MeV	2.6	0	2.6	1.2 (nucléaire)	21
Neutron 0.22 MeV	8.4	0	8.4	1.6 (nucléaire)	9
Proton 60 MeV	NIEL : 2.7 (nucléaire), 1.3 (coulombien), 4.0 (total)				
Proton 16.5 MeV	NIEL : 2.9 (nucléaire), 4.0 (coulombien), 6.9 (total)				
Proton 3 MeV	NIEL : 20.6 (coulombien), NIEL nucléaire négligeable				

Ces trois types d'imageurs ont été conçus par le laboratoire Conception d'Imageurs Intégrés (CIMI) de l'ISAE et fabriqués à l'aide d'un procédé de fabrication dédié à l'imagerie en technologie 0.18 μm . Le procédé de fabrication utilisé ici est différent de celui utilisé pour la fabrication des imageurs testés dans [27]. Cette différence permet de vérifier que le procédé de fabrication n'a pas d'influence sur la distribution d'augmentation de courant d'obscurité et donc que le modèle empirique est indépendant du procédé utilisé. D'autre part, le procédé dédié à l'imagerie garantit que les dopages sont suffisamment faibles pour ne pas induire d'effets d'accentuation du taux de génération dus au champ électrique [16, 26]. Ainsi, le courant d'obscurité induit par les radiations dans un pixel donné doit être proportionnel à la DDD reçue par ce pixel [41] et on suppose que la queue de pixels chauds n'est pas déformée par des effets d'accentuation, contrairement à d'autres travaux où les procédés de fabrication sont différents [48, 46].

Tableau 3.3
Détail des conditions d'irradiation

Imageur	Type et énergie de la particule	DDD (TeV/g)	Fluence (n/cm ²)	Temps de recuit après irradiation	K _{dark} (e ⁻ /s /μm ³ /(TeV/g))
A1 (3T)	Neutrons 22 MeV (spectre)	400	1.0.10 ¹¹	6 semaines	0.098
A2 (3T)	Neutrons 16 MeV	820	2.1.10 ¹¹	6 semaines	0.098
A3 (3T)	14.7 MeV	100	2.9.10 ¹⁰	6 semaines	0.098
A4 (3T)	14.7 MeV	3100	8.8.10 ¹¹	6 semaines	0.098
A5 (3T)	14.7 MeV	12700	3.6.10 ¹²	6 semaines	0.098
A6 (3T)	0.67 MeV	450	3.9.10 ¹¹	12 jours	0.117
A7 (3T)	0.22 MeV	450	2.8.10 ¹¹	12 jours	0.117
B1 (4T)	0.22 MeV	210	1.3.10 ¹¹	12 jours	0.117
B2 (4T)	0.22 MeV	1050	6.6.10 ¹¹	12 jours	0.117
C1 (4T)	Neutrons 22 MeV (spectre)	400	1.0.10 ¹¹	4 semaines	0.104
C2 (4T)	Neutrons 22 MeV (spectre)	4000	1.0.10 ¹²	4 semaines	0.104
C3 (4T)	Neutrons 22 MeV (spectre)	40000	1.0.10 ¹³	4 semaines	0.104
C4 (4T)	Protons 60 MeV	400	1.0.10 ¹¹	4 semaines	0.104
C5 (4T)	Protons 60 MeV	1200	3.0.10 ¹¹	4 semaines	0.104
C6 (4T)	Protons 60 MeV	4000	1.0.10 ¹²	4 semaines	0.104
C7 (4T)	Protons 16.5 MeV	~400	~2.10 ¹⁰	4 semaines	0.104
C8 (4T)	Protons 3 MeV	~460	~5.6.10 ¹⁰	4 semaines	0.104

3.2 Conditions d'irradiation

Le tableau 3.2 présente les différentes particules testées dans ce chapitre ainsi que les paramètres principaux caractérisant leurs interactions avec le silicium. Pour les neutrons, le NIEL (pour Non-Ionizing Energy Loss en anglais) [49] ainsi que les sections efficaces nucléaires élastique, inélastique et totale [36] sont présentées. Pour les neutrons, le NIEL est exclusivement « nucléaire » (ce qui correspond aux chocs nucléaires élastiques ou inélastiques) puisque les neutrons ne peuvent pas interagir de manière coulombienne. Au contraire, pour les protons, le NIEL peut avoir deux contributions : nucléaire et « coulombien » (qui correspond aux interactions

4. Résultats expérimentaux

coulombiennes nucléaires) [40]. Les deux contributions sont présentes pour les protons à 60 MeV et à 16.5 MeV, alors que le NIEL est exclusivement coulombien à 3 MeV (la section efficace de chocs nucléaire est négligeable) [40]. Pour les neutrons, la valeur théorique de l'énergie non-ionisante moyenne déposée par choc nucléaire $\overline{E_{ni}}$ peut être calculée à partir de la section efficace nucléaire totale (élastique + inélastique) σ_{nucl} et du NIEL nucléaire. En effet, la longueur moyenne l_{choc} parcourue par le neutron entre deux chocs nucléaires peut s'écrire comme :

$$l_{choc} = \frac{1}{\sigma_{tot} \times N_{at}} \quad (3.11.)$$

où N_{at} est la densité atomique du silicium (5.10^{22} atomes/cm³). L'énergie non-ionisante moyenne par choc vaut donc :

$$\overline{E_{ni}} = NIEL \times \rho \times l_{choc} = \frac{NIEL \times \rho}{\sigma_{nucl} \times N_{at}} \quad (3.12.)$$

La valeur de $\overline{E_{ni}}$ est reportée dans le tableau 3.2 pour les différentes énergies de neutrons testées. On remarque que $\overline{E_{ni}}$ est équivalente pour les neutrons d'énergie comprise entre 14.7 et 22 MeV (96-98 keV) mais est plus faible lorsque l'énergie des neutrons est faible (respectivement 21 et 9 keV pour une énergie de 0.67 MeV et 0.22 MeV). Dans ce chapitre, nous allons voir que cette différence a un effet majeur sur la distribution de courant d'obscurité et que son effet doit être pris en compte dans le modèle empirique.

Le tableau 3.3 présente les différentes conditions d'irradiation testées. Dans ce tableau, la DDD est calculée comme le produit de la fluence de particules par le NIEL des particules (nucléaire pour les neutrons [49] et nucléaire + coulombien pour les protons [40]) :

$$DDD(\text{TeV/g}) = 10^{-6} \times NIEL(\text{MeVcm}^2/\text{g}) \times \Phi(\text{cm}^{-2}) \quad (3.13.)$$

Au total, 17 imageurs (correspondant à 38 matrices de pixels) ont été irradiés pour l'étude développée dans ce chapitre. De nombreuses combinaisons de type et de taille de pixel, de volume dépeuplé, de DDD et de type et énergie de particule sont disponibles afin de mesurer la distribution de courant d'obscurité générée par les chocs nucléaires dans de nombreuses conditions. Ces combinaisons permettent également d'évaluer séparément l'effet de chacun des paramètres de l'imageur ou de l'irradiation sur la distribution de courant d'obscurité. Par exemple :

- L'imageur A possède quatre matrices avec des tailles de pixel et de photodiode différentes : il permet de tester l'influence de ces paramètres et du volume dépeuplé sur la distribution de courant d'obscurité. En effet, étant situées sur le même imageur, ces quatre matrices sont irradiées dans les mêmes conditions si le flux de particules est uniforme.
- Les imageurs B et C permettent d'évaluer l'influence du type de pixel et de photodiode (pixels 4T à photodiode pincée) en comparant aux résultats de l'imageur A (pixels 3T à photodiode conventionnelle).
- L'imageur B permet de tester un volume dépeuplé très faible, car la PPD de l'imageur B est très petite.

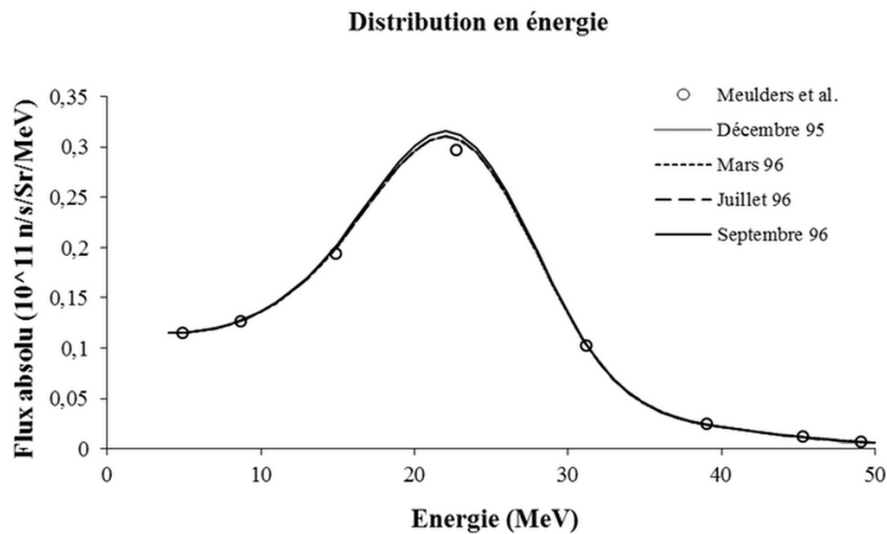


Fig. 3.2 : Spectre en énergie du faisceau de neutrons de l'UCL centré sur 22 MeV.

- Les imageurs A3, A4 et A5 sont irradiés avec la même particule et énergie (neutrons de 14.7 MeV) mais à des DDD différentes pour tester l'effet de la DDD.
 - Les imageurs A1, A6, A7, B1 et B4 sont tous irradiés avec des neutrons, mais à des énergies différentes pour tester l'effet de l'énergie des neutrons
 - Les imageurs C4 à C8 sont irradiés aux protons pour tester l'effet du type de la particule sur la distribution de courant d'obscurité
 - Les imageurs C4, C7 et C8 sont tous irradiés avec des protons à une DDD équivalente, mais à des énergies différentes pour tester l'effet de l'énergie des protons.

Les irradiations ont été effectuées au CEA (Bruyères-Le-Châtel, France) pour les neutrons de 0.22, 0.67, 14.7 et 16 MeV, à l'UCL (Louvain, Belgique) pour les neutrons de 22 MeV et les protons de 60 MeV et au CNA (Séville, Espagne) pour les protons de 16.5 MeV et de 3 MeV. Les faisceaux utilisés sont mono énergétiques, à l'exception du faisceau de neutrons de l'UCL qui correspond à un spectre centré en 22 MeV et s'étendant de quelques MeV à environ 50 MeV (Fig. 3.2).

3.3 Procédure de test du modèle empirique

L'un des objectifs principaux de ce chapitre est de tester la validité du modèle empirique pour tous les imageurs et toutes les conditions d'irradiation étudiées ici. Ainsi, pour chaque imageur irradié, la distribution de courant d'obscurité calculée à partir du modèle empirique est comparée à la distribution expérimentale. Ceci permet à la fois de vérifier la validité du modèle pour un imageur et des conditions d'irradiation données et, si une différence notable apparaît, de pouvoir étudier les raisons physiques qui pourraient être responsables de cette différence.

4. Résultats expérimentaux

Pour un imageur et une irradiation donnée, le modèle est testé en déterminant la valeur de la moyenne exponentielle v_{dark} (le seul paramètre interne du modèle) qui produit une distribution calculée la plus proche possible de la distribution expérimentale. Pour cela, la qualité de la régression entre les distributions calculée et expérimentale est évaluée par la méthode des moindres carrés et la valeur de v_{dark} est ajustée jusqu'à obtenir la meilleure régression possible. La valeur du khi carré (noté R^2 dans ce chapitre) indique alors la justesse avec laquelle le modèle reproduit les distributions expérimentales. D'autre part, pour chaque valeur de v_{dark} testée, la moyenne de la distribution calculée doit être égale à celle de la distribution expérimentale. En effet, puisque le volume dépeuplé des pixels n'est pas connu, la valeur du nombre moyen de chocs par pixel μ ne peut pas être calculée à partir de V_{dep} et de la DDD en utilisant l'équation 3.5. De plus, des incertitudes peuvent exister sur la DDD, en particulier à cause de l'incertitude sur le flux pendant l'irradiation. Ainsi, pour tester l'efficacité du modèle sans être biaisé par les incertitudes sur V_{dep} et sur la DDD, la moyenne de la distribution calculée est contrainte à être égale à la moyenne de la distribution expérimentale. Dans ce cas, μ est simplement calculé à partir de l'équation 3.4 comme :

$$\mu = \frac{\overline{\Delta I_{\text{obs}}}}{v_{\text{dark}}} \quad (3.14.)$$

Cette procédure de test suppose donc que le facteur de dommage universel s'applique [42], c'est-à-dire que le courant d'obscurité moyen est proportionnel à la fois au volume dépeuplé et à la DDD. Par conséquent, ce chapitre se focalise sur l'étude de la forme des distributions de l'augmentation du courant d'obscurité (et sur l'aptitude du modèle empirique à reproduire cette forme) et non sur la moyenne de l'augmentation du courant d'obscurité.

4 Résultats expérimentaux

4.1 Estimation du volume et de la profondeur dépeuplée des photodiodes

Puisque le facteur de dommage universel K_{dark} s'applique pour les particules testées dans ce chapitre [42], le volume dépeuplé moyen des pixels de chaque matrice irradiée peut être déduit à partir de l'augmentation moyenne de courant d'obscurité et de la DDD (d'après l'équation 3.7) :

$$V_{\text{dep}} = \frac{\overline{\Delta I_{\text{obs}}}}{K_{\text{dark}} \times \text{DDD}} \quad (3.15.)$$

Dans cette formule, K_{dark} correspond au courant d'obscurité par unité de volume et de DDD. K_{dark} dépend du temps de recuit entre l'irradiation et la mesure du courant (Tableau 3.3) et de la température de recuit [42]. En effet, après l'irradiation, le courant

Chap. 3 : L'effet des chocs nucléaires sur la distribution de courant d'obscurité

d'obscurité décroît progressivement avec le temps car certains défauts SRH responsables du courant d'obscurité sont instables ou mobiles [37, 38, 50]. Ces défauts peuvent donc disparaître de la zone dépeuplée du pixel, soit par dissociation ou transformation en un autre défaut, soit par diffusion hors du volume dépeuplé. Ces processus conduisent à une diminution de l'augmentation du courant d'obscurité des pixels avec le temps de recuit, d'autant plus rapide que la température de recuit est élevée (puisque la diffusion ou la dissociation de défauts sont des processus thermiquement activés [51, 52]). Par conséquent, K_{dark} dépend du budget thermique de l'imageur entre l'irradiation et la mesure du courant d'obscurité, quantifié par le facteur de recuit noté AF (Annealing Factor en anglais) [42] :

$$K_{\text{dark}}(T, AF) = K_{\text{dark}}(T, AF = 1) \times AF \quad (3.16.)$$

Le facteur de recuit est égal à 1 pour une durée de recuit de trois semaines à température ambiante. Dans ce cas, à $T = 300$ K, K_{dark} vaut [42] :

$$K_{\text{dark}}(T = 300\text{K}, AF = 1) = 1.9 \cdot 10^5 \frac{\text{e}^-/\text{s}}{\text{cm}^3(\text{MeV/g})} \quad (3.17.)$$

K_{dark} dépend également de la température de mesure car il représente le taux de génération par unité de volume et de DDD dans le silicium irradié. Ainsi, K_{dark} varie exponentiellement avec la température et l'énergie d'activation habituellement mesurée est de 0.63 eV [42] :

$$K_{\text{dark}} \propto \exp\left(-\frac{0.63}{kT}\right) \quad (3.18.)$$

Dans les conditions où le facteur de dommage universel s'applique, l'augmentation moyenne de courant d'obscurité possède donc une énergie d'activation d'environ 0.63 eV [26]. Cette valeur suggère que le courant d'obscurité induit par les effets de déplacement est dominé par des défauts SRH dont les niveaux d'énergie sont proches du centre de la bande interdite (Chapitre 2).

Dans ce chapitre, les distributions de l'augmentation du courant d'obscurité sont présentées à température ambiante (22°C). D'autre part, le recuit a été effectué à température ambiante mais la durée de recuit varie selon l'imageur considéré (12 jours, 4 semaines ou 6 semaines selon l'imageur); la valeur de K_{dark} à 22°C est précisée pour chacun des imageurs dans le Tableau 3.3. A partir des valeurs de $\overline{\Delta I_{\text{obs}}}$, de K_{dark} et de la DDD, le volume dépeuplé moyen des pixels V_{dep} peut être estimé pour chacune des matrices à partir de l'équation 3.15 ; les résultats sont présentés dans le Tableau 3.4 pour chaque type de matrice.

Tout d'abord, le volume dépeuplé moyen est très différent d'un type de matrice à un autre. Il varie d'environ $0.7 \mu\text{m}^3$ pour la PPD de l'imageur B à environ $375 \mu\text{m}^3$ pour la plus grande photodiode de l'imageur A (pixel de $14 \mu\text{m}$ de côté). Ainsi, grâce aux six types de matrices testés, près de trois ordres de grandeur de volumes dépeuplés sont couverts dans cette étude.

Pour l'imageur A, on remarque que les valeurs minimales et maximales obtenues pour différentes irradiations d'un même type de matrice peuvent différer d'un facteur 2 pour les plus petits pixels. Ceci peut s'expliquer par l'erreur de mesure sur

4. Résultats expérimentaux

Tableau 3.4
Estimation des volumes et profondeurs dépeuplés
Imageurs A

Matrice (taille du pixel en μm)	4.5	7	9	14
A1	5.9	60	136	362
A2	9.1	70	147	396
A3	12.6	81	140	422
A4	9.3	62	135	386
A5	6.6	44	91	310
A6	12	86	166	430
A7	8.7	65	134	323
Volume dépeuplé moyen (μm^3)	9.3	63	136	374
Volume dépeuplé minimal (μm^3)	5.9	44	91	310
Volume dépeuplé maximal (μm^3)	12.6	86	166	430
Ecart-type (μm^3)	2.5	18	23	53
Profondeur dépeuplée moyenne (μm)	1.9	2.4	2.5	2.5

Imageurs B

Imageur	B1	B2
Volume dépeuplé (μm^3)	0.63	0.66
Profondeur dépeuplée (μm)	0.29	0.30

Imageurs C

Imageur	C1	C2	C3	C4	C5	C6
Volume dépeuplé (μm^3)	29.3	30.5	29.8	27.6	27.2	28.4
Profondeur dépeuplée (μm)	1.1	1.2	1.1	1.1	1.0	1.1

l'augmentation moyenne de courant d'obscurité, qui est plus importante pour les petits pixels car l'augmentation moyenne du courant y est plus faible. Ces différences pourraient aussi s'expliquer par la disparité du volume dépeuplé moyen des pixels d'un imageur à un autre (à cause des variations inhérentes au procédé de fabrication) ou par les incertitudes sur la DDD estimée pour les irradiations. En particulier, les irradiations à faible DDD requièrent d'employer des temps d'irradiation très courts ou des flux de particules très bas, qui peuvent induire une erreur non-négligeable sur la fluence. Au contraire, un flux très important doit être utilisé pour les irradiations à forte DDD, ce qui oblige à placer l'imageur très près de la source radioactive dans le cas d'une source isotrope. Cette opération a pour effet d'augmenter l'incertitude sur la distance entre l'imageur et la source, et donc sur le flux d'irradiation (qui varie comme l'inverse du carré de cette distance dans le cas d'une source isotrope). Pour résumer, toutes ces incertitudes peuvent conduire à des écarts non-négligeables entre la DDD calculée et la DDD effectivement déposée dans l'imageur. Par conséquent, ces erreurs se reportent sur le volume dépeuplé recalculé à partir de la DDD et de l'augmentation moyenne du courant d'obscurité, ce qui peut expliquer les écarts observés entre les différentes matrices d'un même type. Ceci justifie le choix de ne pas tester le modèle à partir des

Chap. 3 : L'effet des chocs nucléaires sur la distribution de courant d'obscurité

valeurs de volume dépeuplé et de DDD en utilisant l'équation 3.5, mais directement à partir du courant d'obscurité moyen à l'aide de l'équation 3.14.

Enfin, pour les imageurs B et C, les volumes dépeuplés sont similaires d'un imageur à un autre (à 10% près). Globalement, pour les grands volumes dépeuplés (par exemple pour le pixel de 14 μm de côté dans l'imageur A), le volume dépeuplé moyen est similaire pour toutes les conditions d'irradiation (+/- 20%), ce qui confirme l'applicabilité du facteur de dommage universel pour l'ensemble des particules et des énergies testées ici.

Pour chaque matrice de pixels, la profondeur dépeuplée des photodiodes peut être estimée à partir du volume dépeuplé moyen et de l'aire de la photodiode (connue d'après le dessin du pixel) : les valeurs sont reportées dans le Tableau 3.4. La profondeur dépeuplée vaut environ 2.5 μm pour les pixels 3T, ce qui est en accord avec la largeur théorique de la ZCE d'une jonction PN polarisée à une tension inverse de 2.4 V (tension de recharge des pixels 3T dans ces travaux). En effet, puisque les concentrations de dopage sont d'environ 10^{17} cm^{-3} dans la zone N de la photodiode et 10^{15} cm^{-3} dans l'épitaixie de type P, la largeur de la ZCE vaut :

$$W(V_{\text{ppd}}) = \sqrt{\frac{2\varepsilon_s(V_{\text{bi}} + V_{\text{ppd}})}{q} \left(\frac{1}{N_A} + \frac{1}{N_D} \right)} \approx 2 \mu\text{m} \quad (3.19.)$$

avec $V_{\text{bi}} \approx 0.7 \text{ V}$

D'autre part, on remarque que la profondeur dépeuplée de la photodiode du plus petit pixel de l'imageur A (4.5 μm de côté) est légèrement plus faible que pour les pixels plus grands. Ceci peut s'expliquer par l'idée que le volume dépeuplé sur les côtés de la photodiode (dans les caissons P) devient non-négligeable devant le volume dépeuplé sous la photodiode (dans l'épitaixie) dans le cas d'une photodiode de petite aire. Or, puisque le dopage des caissons P est plus élevé que celui de l'épitaixie, la ZCE est moins étendue sur les côtés de la photodiode qu'en profondeur. Par conséquent, le rapport entre le volume dépeuplé et l'aire de la photodiode a tendance à diminuer lorsque les dimensions de la photodiode sont réduites [53]. Cet effet est parfois qualifié d'effet en trois dimensions sur le volume dépeuplé [54]. Pour la PPD du pixel 4T de l'imageur C, la profondeur dépeuplée est plus faible que pour les pixels 3T de l'imageur A (environ 1.1 μm contre 2.5 μm). Ceci peut s'expliquer par la plus faible polarisation inverse de la photodiode dans le cas d'une PPD, puisque celle-ci est limitée à la tension de pincement de la PPD (entre 0.5 et 1V). Enfin, la profondeur dépeuplée de la PPD de l'imageur B est très faible (environ 0.3 μm), probablement à cause de la faible tension de pincement de cette PPD (environ 0.5 V) et d'un effet en trois dimensions très important sur le volume dépeuplé (car l'aire de la PPD est très petite).

4.2 Effet du volume dépeuplé sur la distribution de courant d'obscurité

L'effet du volume dépeuplé de la photodiode sur la distribution de l'augmentation du courant d'obscurité peut être étudié indépendamment des autres paramètres de l'irradiation en comparant les distributions de courant d'obscurité des quatre matrices d'un même imageur A. Par exemple, la Fig. 3.3 présente les distributions expérimentales de l'augmentation du courant d'obscurité des quatre matrices de l'imageur A1, irradié aux neutrons de spectre énergétique centré sur 22 MeV à une DDD de 400 TeV/g. La figure 3.4 présente quant à elle les distributions des quatre matrices de l'imageur A2, irradié aux neutrons de 16 MeV à 820 TeV/g. Les distributions sont tracées en échelle semi-logarithmique (nombre de pixels en échelle logarithmique), ce qui permet de retranscrire la forme de la distribution sur une plage de courant d'obscurité plus étendue qu'en échelle linéaire. En particulier, puisque les pixels limitant les performances de l'imageur sont ceux ayant les courants d'obscurité les plus forts, il est important d'étudier précisément la forme de la distribution aux forts courants d'obscurité. Or, dans cette partie de la distribution, le nombre de pixels est souvent très faible car la distribution possède une forme exponentielle décroissante ; la représentation en échelle logarithmique permet donc de mieux visualiser cette partie de la distribution. Puisque le nombre de pixels est huit fois plus grand dans les matrices de 4.5 μm et de 7 μm que dans les matrices de 9 μm et de 14 μm (Tableau 3.1), le nombre de pixels des distributions de courant d'obscurité des imageurs de 9 μm et de 14 μm est multiplié par huit afin de pouvoir comparer directement les distributions des quatre matrices. Dans les Fig. 3.3 et 3.4, les distributions calculées avec le modèle (équation 3.2) sont aussi représentées. La valeur de μ utilisée par le modèle est différente pour chaque imageur ; elle est calculée à partir de l'augmentation moyenne du courant d'obscurité expérimentale et de la moyenne exponentielle du modèle v_{dark} à l'aide de l'équation 3.14. D'autre part, la moyenne exponentielle v_{dark} (seul paramètre interne du modèle) est déterminée de manière à obtenir le meilleur accord possible entre les distributions calculées et expérimentales sur l'ensemble des quatre matrices de l'imageur. La moyenne exponentielle v_{dark} doit être la même pour toutes les matrices d'un même imageur car elle représente le courant d'obscurité moyen généré par la « source élémentaire » du modèle (qui correspond à un choc nucléaire comme montré en section 5.1). Ainsi, elle doit être indépendante du volume dépeuplé et de la DDD, et ne peut varier qu'avec les propriétés de la particule (type et énergie). Cette hypothèse est vraie seulement si l'extension spatiale moyenne de la source élémentaire de courant d'obscurité (qui correspond à la taille de la cascade de déplacement générée par un choc nucléaire) est très petite devant les dimensions du volume dépeuplé du pixel. Sinon, la moyenne de courant d'obscurité est plus faible pour les petits volumes dépeuplés car il arrive plus souvent qu'une partie de la cascade de déplacement se trouve hors de la zone dépeuplée. Ces effets de bord [29] (ou « border effects » en anglais) sont négligés dans ce chapitre car la taille moyenne des

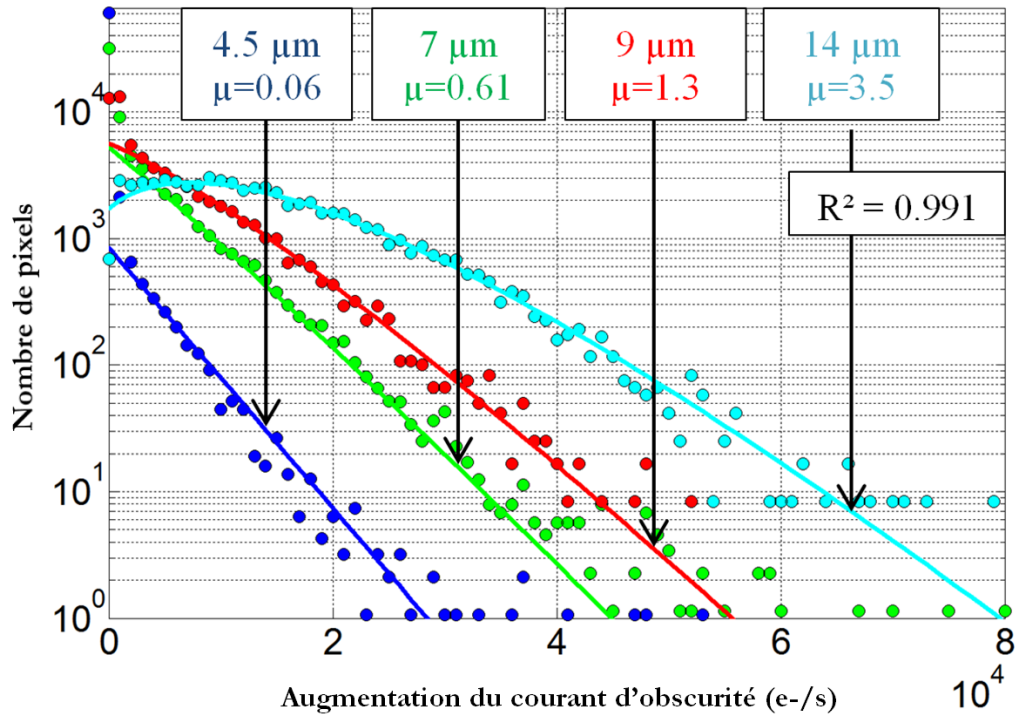


Fig. 3.3 : Distributions expérimentales et calculées de l'augmentation de courant d'obscurité pour les quatre matrices de l'imageur A1 (spectre centré en 22 MeV, 400 TeV/g, $v_{\text{dark}} = 4.1 \cdot 10^3 \text{ e}^-/\text{s}$).

cascades de déplacement est toujours très inférieure aux dimensions des volumes dépeuplés des pixels [55] (vérifié dans la section 5.2). Par conséquent, on suppose que les effets de bord n'ont pas d'impact significatif sur la distribution de courant d'obscurité et que la moyenne exponentielle ne peut dépendre que de la particule et de son énergie. Les résultats expérimentaux confirment cette hypothèse, car l'accord entre le modèle et les distributions expérimentales est bon pour toutes les tailles de pixels avec une même moyenne exponentielle (pour une particule donnée).

Pour les imageurs A1 (neutrons centrés sur 22 MeV) et A2 (neutrons de 16 MeV), la moyenne exponentielle produisant l'accord optimal entre le modèle et les distributions expérimentales est identique et vaut $4.1 \cdot 10^3 \text{ e}^-/\text{s}$. Ainsi, la moyenne du courant d'obscurité généré par un choc nucléaire semble similaire pour les neutrons dont l'énergie est comprise entre quelques MeV et 50 MeV (ce qui correspond à l'extension du spectre énergétique des neutrons utilisés pour l'imageur A2, cf. Fig. 3.2). L'accord entre les distributions calculées et expérimentales, évalué par le chi-carré (R^2) de la méthode des moindres carrés, est bon pour les deux imageurs ($R^2 \geq 0.98$). Ainsi, le modèle fonctionne pour les neutrons d'énergie comprise entre quelques MeV et 50 MeV et pour des volumes dépeuplés très différents (de $9 \mu\text{m}^3$ à $375 \mu\text{m}^3$). Visuellement, on observe que l'accord est bon pour toutes les matrices et que le modèle reproduit bien la forme exponentielle des distributions à faible DDD par pixel (dans les petits pixels) puis la déformation de la distribution vers une forme plutôt gaussienne à forte DDD par pixel (dans les grands pixels). D'autre part, on remarque

4. Résultats expérimentaux

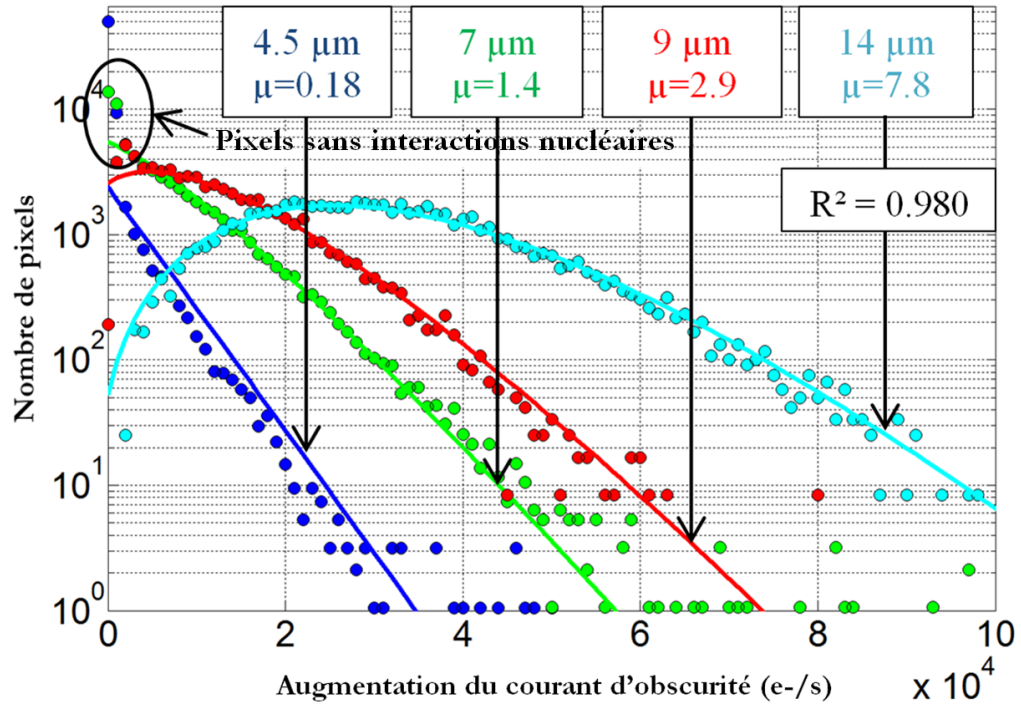


Fig. 3.4 : Distributions expérimentales et calculées de l'augmentation de courant d'obscurité pour les quatre matrices de l'imageur A2 (16 MeV, 820 TeV/g, $v_{\text{dark}} = 4.1 \cdot 10^3$ e-/s).

que la déformation est observée dès lors que le paramètre μ , qui représente le nombre de chocs nucléaires par pixel, est équivalent ou supérieur à 1. Par conséquent, la déformation est bien due à la superposition des contributions de courant d'obscurité de plusieurs chocs nucléaires dans les pixels.

Comme montré plus loin dans les résultats expérimentaux (partie 4.5), le modèle fonctionne également avec l'imageur B pour lequel le volume dépeuplé est très faible (environ $0.7 \mu\text{m}^3$). Ainsi, le modèle est valide sur un très large domaine de volumes (de $0.7 \mu\text{m}^3$ à $375 \mu\text{m}^3$). Ce domaine couvre par exemple la majorité des volumes dépeuplés des pixels typiquement utilisés dans les instruments d'imagerie spatiale [26, 17, 56, 3, 9, 1, 8] ou pour les expériences de fusion nucléaire [15, 57].

4.3 Effet de la DDD sur la distribution de courant d'obscurité

Pour tester l'effet de la DDD indépendamment des autres paramètres (taille du pixel et type/énergie de la particule) sur la distribution de l'augmentation du courant d'obscurité, trois imageurs A ont été irradiés avec la même particule (neutrons de 14.7 MeV) mais à des DDD différentes : 100 TeV/g pour l'imageur A3, 3120 TeV/g pour l'imageur A4 et enfin 12700 TeV/g pour l'imageur A5. Les Fig. 3.5, 3.6 et 3.7 présentent respectivement les distributions expérimentales et calculées pour les quatre matrices des imageurs A3, A4 et A5.

Tout d'abord, puisque les imageurs A3, A4 et A5 sont irradiés avec la même particule et à la même énergie, la moyenne exponentielle du modèle v_{dark} doit être la

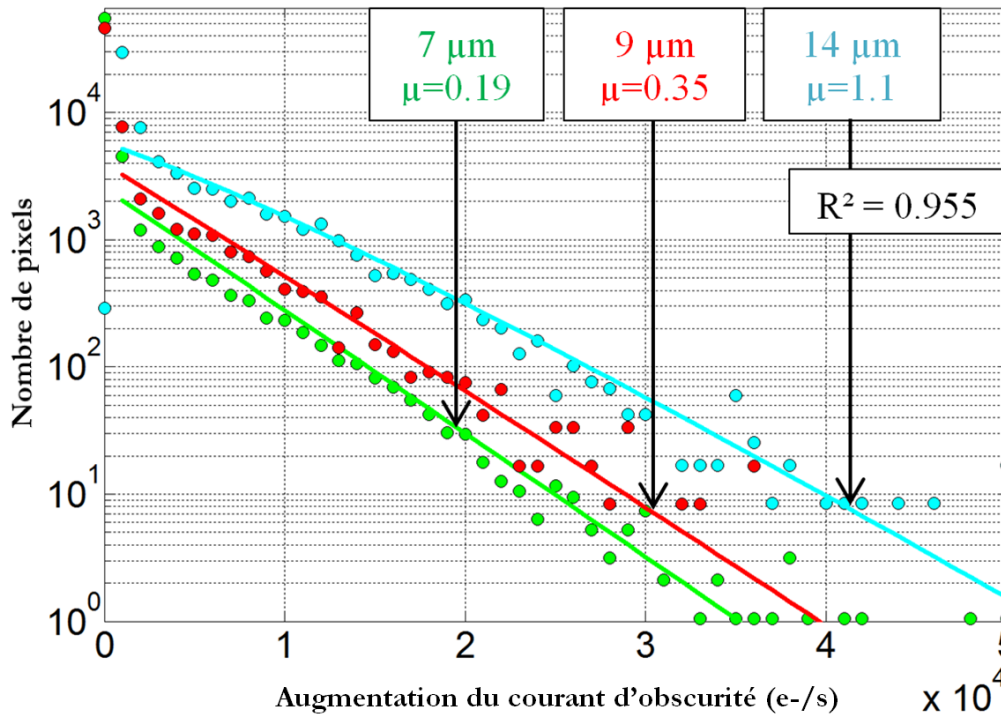


Fig. 3.5 : Distributions expérimentales et calculées de l'augmentation de courant d'obscurité pour les quatre matrices de l'imageur A3 (14.7 MeV, 100 TeV/g, $\nu_{\text{dark}} = 4.1 \cdot 10^3$ e-/s). Les distributions pour la matrice aux pixels de 4.5 μm de côté ne sont pas représentées (et ne sont pas prises en compte dans le calcul du chi-carré) car la statistique y est trop faible pour obtenir des résultats significatifs.

même pour ces trois imageurs. Par conséquent, la valeur de ν_{dark} est celle qui fournit l'accord optimal sur les 12 matrices simultanément (c'est-à-dire celle pour laquelle le chi-carré calculé sur l'ensemble des 12 distributions est le plus proche de 1). Dans ce cas, ν_{dark} est égal à $4.1 \cdot 10^3$ e-/s comme pour les imageurs A1 et A2. Ce résultat confirme que la moyenne de courant d'obscurité générée par un choc nucléaire semble similaire quelle que soit l'énergie des neutrons entre quelques MeV et 50 MeV.

Contrairement aux imageurs A1 et A2, les distributions de courant d'obscurité ne sont plus forcément de forme exponentielle dans les petits pixels et déformées dans les grands pixels. Par exemple, dans l'imageur A3 irradié avec une faible DDD (Fig. 3.5), les distributions sont toutes de forme exponentielle, même dans les matrices de grands pixels. En effet, le nombre de chocs nucléaires par pixel μ reste toujours inférieur ou égal à 1 pour les quatre matrices. Au contraire, dans l'imageur A5 irradié avec une forte DDD (Fig. 3.7), les distributions sont déformées pour les quatre imageurs voire de forme gaussienne pour les matrices de pixels de 7, 9 et 14 μm de côté. Le nombre moyen de chocs nucléaires par pixel est toujours supérieur à 1, même dans la matrice de pixels de 4.5 μm de côté, ce qui explique que toutes les distributions sont déformées. Par conséquent, la forme de la distribution n'est pas une fonction directe de la taille du pixel ou de la DDD ; elle dépend de la DDD par pixel. Cela signifie qu'un petit pixel fortement irradié peut conduire à la même distribution de

4. Résultats expérimentaux

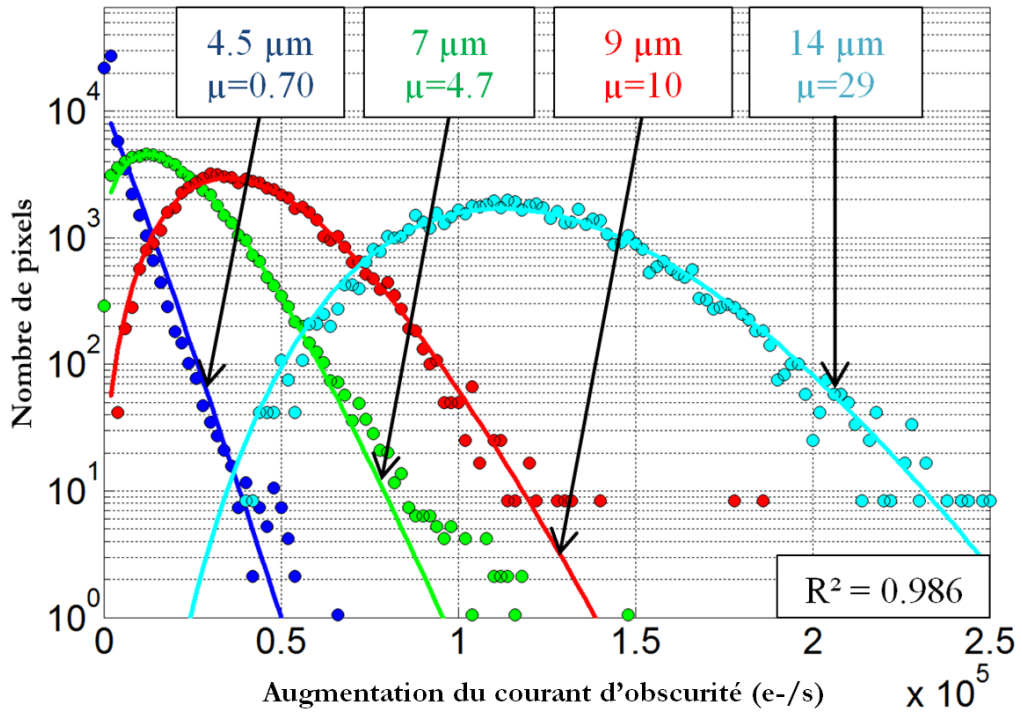


Fig. 3.6 : Distributions expérimentales et calculées de l'augmentation de courant d'obscurité pour les quatre matrices de l'imageur A4 (14.7 MeV, 3120 TeV/g, $v_{\text{dark}} = 4.1 \cdot 10^3$ e-/s).

courant d'obscurité qu'un grand pixel faiblement irradié. Ces résultats sont en accord avec les hypothèses du modèle, puisque le nombre moyen de « sources élémentaires » par pixel μ dépend directement du produit du volume dépeuplé et de la DDD (équation 3.5).

L'accord entre les distributions expérimentales et calculées est bon pour les trois imageurs A3, A4 et A5 ($R^2 > 0.95$), et la forme des distributions est correctement reproduite pour toutes les matrices de chaque imageur. Ces résultats valident le modèle sur une large gamme de DDD (de 100 à 12690 TeV/g) et sur une gamme d'énergie non-ionisante par volume (DDD par pixel) encore plus grande : de 2 keV pour le pixel de 4.5 μm de côté irradié à 100 TeV/g jusqu'à 11 MeV pour le pixel de 14 μm de côté irradié à 12700 TeV/g. Ainsi, presque quatre ordres de grandeur de DDD par pixel sont couverts par le modèle empirique.

Finalement, on remarque que l'accord entre les distributions expérimentales et calculées est plus faible pour l'imageur A3 ($R^2 = 0.955$) que pour les imageurs A4 et A5 ($R^2 > 0.98$). Puisque l'imageur A3 est irradié avec une faible DDD, ceci peut s'expliquer par le manque de statistique dans l'imageur A3. En effet, puisque le nombre moyen de chocs nucléaires par pixel μ est toujours inférieur ou égal à 1 dans les matrices de l'imageur A3, de nombreux pixels n'ont subi aucun choc nucléaire et ne participent pas à la distribution de l'augmentation du courant d'obscurité. Pour la matrice de pixels de 4.5 μm de côté de l'imageur A3, la distribution de courant d'obscurité est très irrégulière car le nombre de pixels impactés par les chocs nucléaires est très faible ; c'est pourquoi elle n'est pas représentée dans la Fig. 3.5.

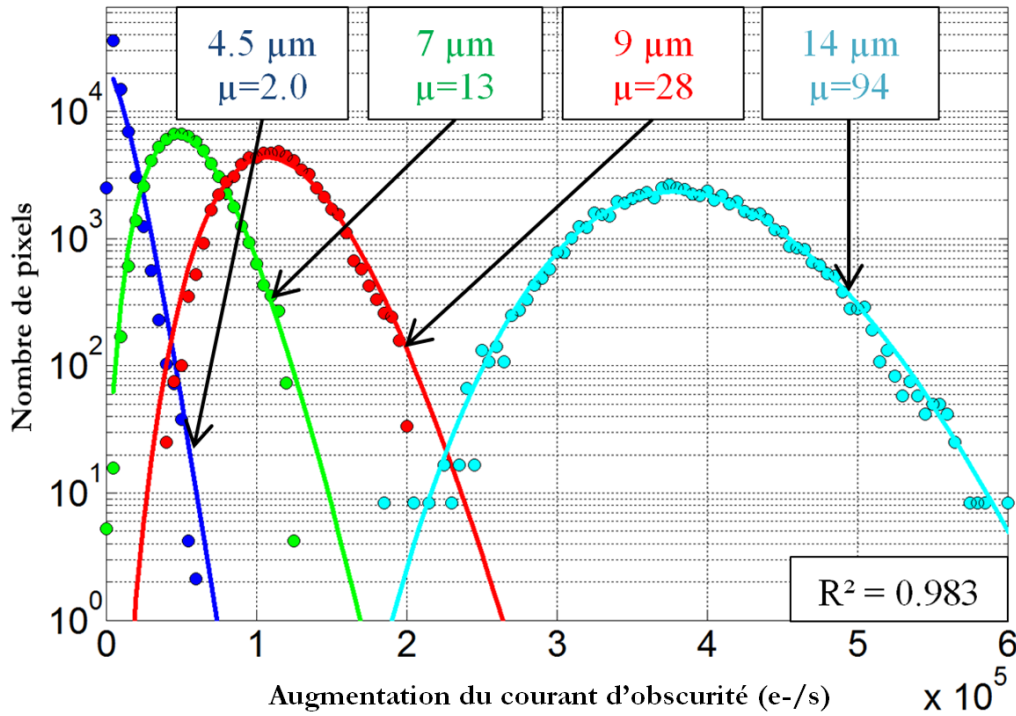


Fig. 3.7 : Distributions expérimentales et calculées de l'augmentation de courant d'obscurité pour les quatre matrices de l'imageur A5 (14.7 MeV, 12690 TeV/g, $v_{\text{dark}} = 4.1 \cdot 10^3$ e-/s).

4.4 Effet de l'énergie de la particule sur la distribution de courant d'obscurité

Dans les résultats expérimentaux des parties 4.2 et 4.3, nous avons vu que la distribution de courant d'obscurité possède toujours une forme exponentielle décroissante lorsque la DDD par pixel est faible. Cette similarité avait aussi été observée dans le travail précédent [27]. Nous avons également vu que la moyenne exponentielle du modèle qui fournit le meilleur accord avec les distributions expérimentales reste similaire quelle que soit l'énergie des neutrons de quelques MeV à environ 50 MeV. Dans [27], cette propriété a aussi été observée pour la même gamme d'énergie de neutrons mais aussi pour les protons de 60 à 500 MeV. D'autre part, pour toutes ces particules, il a été conclu dans [27] que le modèle reproduit correctement la distribution de courant d'obscurité avec $v_{\text{dark}} = 6250$ e-/s (à $T = 23^\circ\text{C}$ et après 3 semaines de recuit à température ambiante).

Puisque la moyenne exponentielle v_{dark} représente le courant d'obscurité moyen d'une « source élémentaire », elle doit être proportionnelle à K_{dark} (qui représente le courant d'obscurité moyen par unité de DDD et de volume dépeuplé) :

$$v_{\text{dark}} \propto K_{\text{dark}} \quad (3.20.)$$

De manière générale, v_{dark} doit suivre les variations de K_{dark} avec le temps de recuit et avec la température car v_{dark} représente le courant d'obscurité moyen généré par un choc nucléaire. Au contraire, le second paramètre du modèle γ_{dark} est invariant avec la

4. Résultats expérimentaux

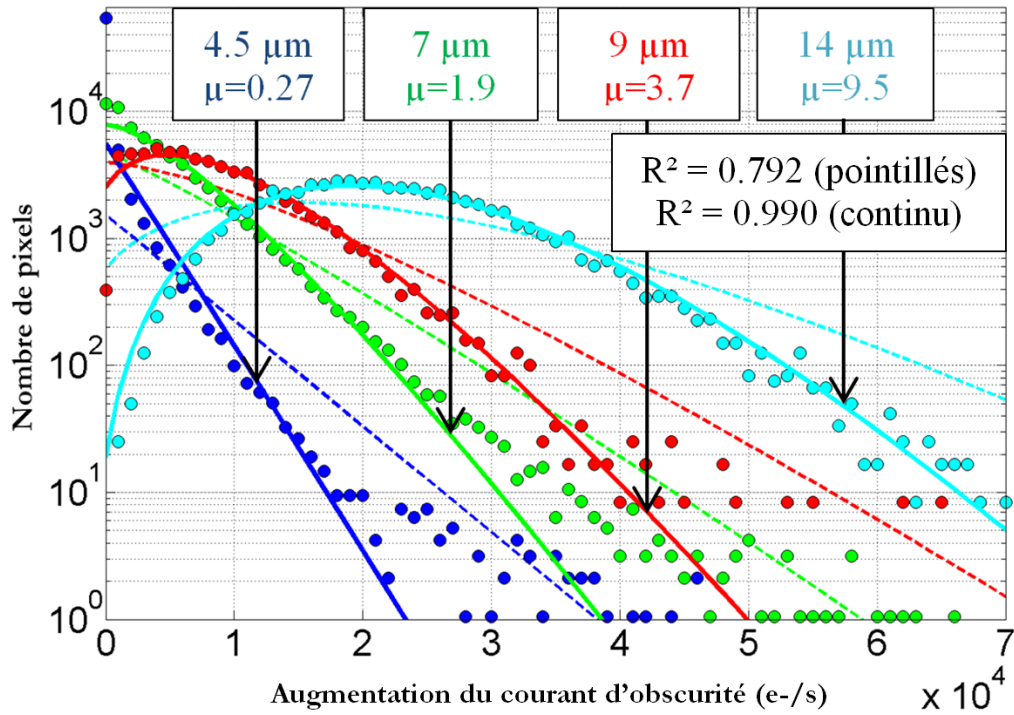


Fig. 3.8 : Distributions expérimentales et calculées de l'augmentation de courant d'obscurité pour les quatre matrices de l'imageur A6 (0.67 MeV, 450 TeV/g) avec $v_{\text{dark}} = 4.9 \cdot 10^3$ e-/s (pointillés) ou $v_{\text{dark}} = 2.4 \cdot 10^3$ e-/s (continu).

température et avec le recuit puisqu'il représente le nombre de chocs nucléaires par pixel : ce nombre est fixe après l'irradiation. D'après ces hypothèses, l'équation 3.8 est bien vérifiée quelles que soit la température de mesure et la durée du recuit.

Les conditions de mesure employées dans [27] (recuit de 3 semaines à température ambiante et température de mesure de 23°C) correspondent à $K_{\text{dark}} = 0.117$ e-/s/ μm^3 /(TeV/g), contre $K_{\text{dark}} = 0.098$ e-/s/ μm^3 /(TeV/g) pour les imageurs A1 à A5 [42, 39]. Par conséquent, la valeur de v_{dark} obtenue dans [27] correspond à $5.2 \cdot 10^3$ e-/s lorsqu'elle est exprimée pour les conditions de mesure des imageurs A1 à A5 (température de mesure de 22°C et six semaines de recuit). Cette valeur est supérieure à celle obtenue ici pour les neutrons de quelques MeV à 50 MeV ($4.1 \cdot 10^3$ e-/s). Ceci peut s'expliquer par le fait que l'objectif du travail précédent était de proposer un modèle valable pour toutes les particules testées sans devoir varier les paramètres internes du modèle. Ainsi, la valeur de v_{dark} a été déterminée de manière à optimiser l'accord entre le modèle et les distributions expérimentales simultanément pour les protons et pour les neutrons. Cependant, comme nous allons le voir en section 5.1, il est probable que la moyenne de l'augmentation du courant d'obscurité produite par un choc nucléaire soit plus élevée pour les protons de 60 à 500 MeV que pour les neutrons de quelques MeV à 50 MeV. Ainsi, la valeur optimale de v_{dark} déterminée dans [27] pour les neutrons et les protons est plus élevée que la valeur optimale pour les neutrons uniquement ici. En tout cas, pour les neutrons de quelques MeV à 50

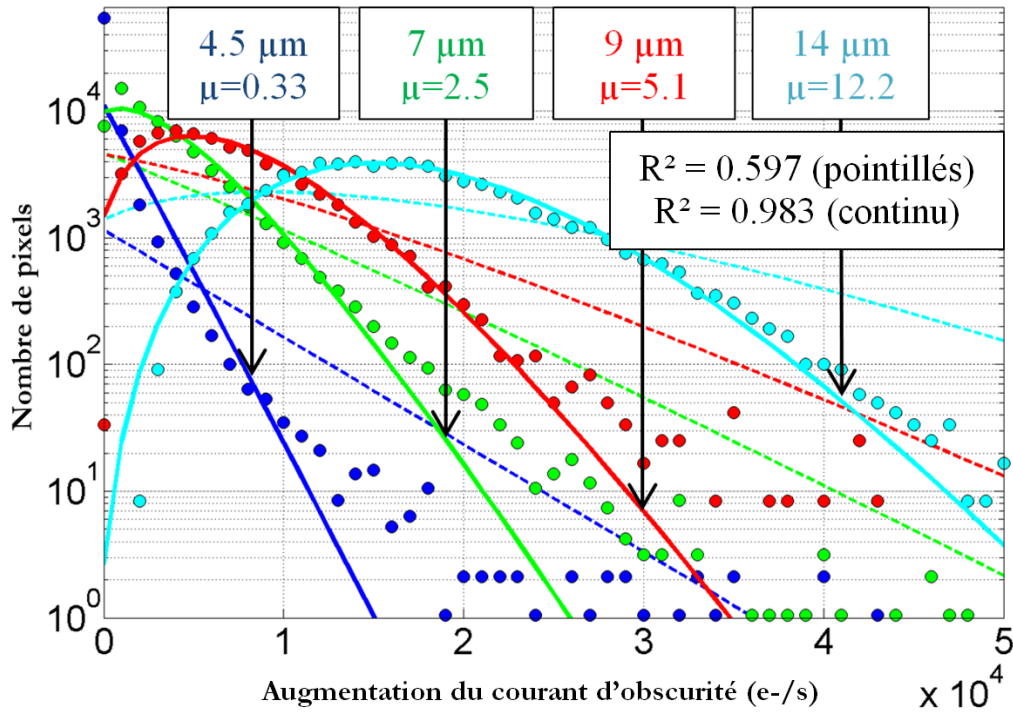


Fig. 3.9 : Distributions expérimentales et calculées de l'augmentation de courant d'obscurité pour les quatre matrices de l'imageur A7 (0.22 MeV, 450 TeV/g) avec $v_{\text{dark}} = 4.9 \cdot 10^3$ e-/s (pointillés) ou $v_{\text{dark}} = 1.4 \cdot 10^3$ e-/s (continu).

MeV testés dans ce chapitre, il est clair que la moyenne exponentielle reste similaire et environ égale à $4.1 \cdot 10^3$ e-/s.

Afin de vérifier si la moyenne exponentielle varie lorsque l'énergie des neutrons est inférieure à quelques MeV, deux nouvelles énergies beaucoup plus faibles ont été testées : 0.67 MeV dans l'imageur A6 et 0.22 MeV dans l'imageur A7. Ces deux imageurs ont été irradiés avec une DDD identique de 450 TeV/g (et similaire à la DDD de 400 TeV/g dans l'imageur A2) afin de tester l'influence de l'énergie de la particule indépendamment des autres paramètres de l'irradiation. Le temps de recuit des imageurs A6 et A7 a été de 12 jours seulement contre 6 semaines pour les imageurs A1 à A5. En tenant compte de la variation du facteur de recuit AF avec le temps de recuit [42], le facteur de dommage universel vaut 0.117 e-/s/ μm^3 /(TeV/g) à 22°C et après 12 jours de recuit (contre 0.098 e-/s/ μm^3 /(TeV/g) après 6 semaines de recuit). Par conséquent, la valeur optimale de v_{dark} pour les imageurs A1 à A5 ($4.1 \cdot 10^3$ e-/s après 6 semaines de recuit) vaut $4.9 \cdot 10^3$ e-/s après seulement 12 jours de recuit d'après l'équation 3.20.

La figure 3.8 présente les distributions expérimentales des quatre matrices de l'imageur A6, ainsi que les distributions calculées à l'aide du modèle en utilisant la moyenne exponentielle optimale des neutrons de « haute énergie » (de quelques MeV à 50 MeV) qui est $v_{\text{dark}} = 4.9 \cdot 10^3$ e-/s. On remarque que l'accord entre le modèle (en

4. Résultats expérimentaux

pointillés) et les distributions expérimentales n'est pas bon ($R^2 = 0.792$), ce qui se vérifie visuellement par deux erreurs majeures :

- La moyenne exponentielle (qui correspond à l'inverse de la pente du modèle en échelle semi-logarithmique) est surestimée lorsque la distribution de courant d'obscurité est de forme exponentielle (petits pixels)
- La largeur des distributions est surestimée lorsque la distribution est de forme gaussienne.

Ces deux erreurs traduisent une moyenne exponentielle trop élevée. En effet, l'accord peut être très largement amélioré pour ces quatre distributions ($R^2 = 0.990$) en diminuant ν_{dark} de $4.9 \cdot 10^3$ e⁻/s à $2.4 \cdot 10^3$ e⁻/s. Avec cette nouvelle moyenne exponentielle, l'accord entre les distributions expérimentales et le modèle est aussi bon que pour les imageurs A1 à A5 (neutrons de haute énergie), et ce pour les quatre matrices. Par conséquent, le modèle reste valide lorsque l'énergie de la particule est faible (0.67 MeV ici) mais nécessite une réduction du paramètre interne ν_{dark} . La même chose est observée pour l'imageur A7, irradié à une énergie encore plus faible de 0.22 MeV (Fig. 3.9). Dans ce cas, l'accord obtenu avec la valeur de ν_{dark} correspondant aux neutrons de haute énergie ($4.9 \cdot 10^3$ e⁻/s) est encore moins bon qu'à 0.67 MeV ($R^2 = 0.597$). Par contre, un bon accord est retrouvé pour l'ensemble des quatre matrices ($R^2 = 0.983$) en réduisant ν_{dark} de $4.9 \cdot 10^3$ e⁻/s à $1.4 \cdot 10^3$ e⁻/s. A 0.22 MeV, la valeur optimale de ν_{dark} est donc encore plus faible qu'à 0.67 MeV.

Malgré le bon accord obtenu à ces faibles énergies, on note toutefois une différence non-négligeable entre les distributions expérimentales et calculées pour les pixels les plus « chauds » (partie de la distribution à fort courant d'obscurité). En effet, le modèle a tendance à sous-estimer la fin de la distribution expérimentale. Ceci est particulièrement visible dans les petits pixels, où le nombre de sources par pixel μ est inférieur à 1. Ceci suggère que la PDF du courant d'obscurité généré par une « source élémentaire » n'a plus tout à fait une forme exponentielle décroissante lorsque l'énergie de la particule devient faible. L'origine possible de cette différence par rapport à la forme exponentielle est discutée dans la section 5.2, et étudiée de manière plus approfondie dans le chapitre 4. Toutefois, cette différence a peu d'impact sur l'accord global entre le modèle et les distributions expérimentales puisqu'elle concerne seulement les pixels les plus chauds (qui sont très peu nombreux). Par conséquent, on peut considérer que le modèle reste valide pour les neutrons d'énergie inférieure à quelques MeV sous condition que le paramètre ν_{dark} est modifié. Le modèle est alors valide pour des neutrons d'énergie comprise entre 0.2 MeV et environ 50 MeV.

En conclusion, le modèle reste valide aux faibles énergies de neutron testées ici (0.22 et 0.67 MeV) sous réserve que la moyenne exponentielle soit réduite. Ceci suggère que le courant d'obscurité moyen d'une source de courant d'obscurité diminue pour les énergies de neutron plus faibles que quelques MeV.

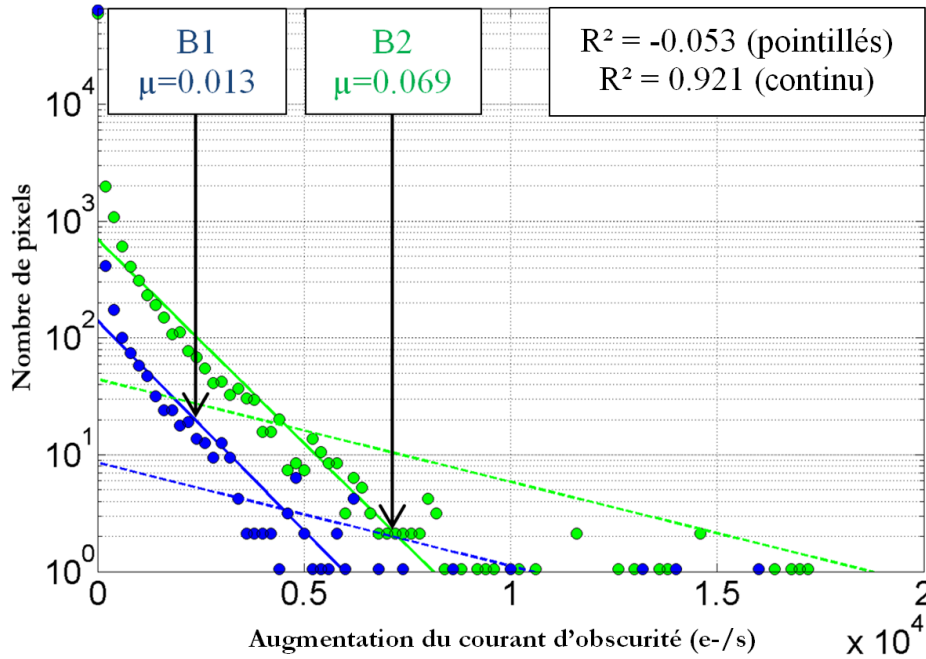


Fig. 3.10 : Distributions expérimentales et calculées de l'augmentation de courant d'obscurité pour les imageurs B1 (0.22 MeV, 210 TeV/g) et B2 (0.22 MeV, 1050 TeV/g) avec $v_{\text{dark}} = 4900$ e-/s (pointillés) ou $v_{\text{dark}} = 1200$ e-/s (continu).

4.5 Effet du type de pixel et du type de photodiode sur la distribution de courant d'obscurité

Afin de tester si la distribution de courant d'obscurité induite par les chocs nucléaires dépend du type de pixel ou du type de photodiode, des imageurs à pixels 4T et à photodiode pincée (imageurs B et C) ont été irradiés avec les mêmes particules que certains imageurs A (pixels 3T à photodiode conventionnelle). Par exemple, les imageurs B1 et B2 ont été irradiés avec des neutrons de 0.22 MeV comme l'imageur A7 et les imageurs C1 à C3 ont été irradiés avec des neutrons de 22 MeV (spectre) comme l'imageur A1. Pour les imageurs B1 et B2, le temps de recuit est de 12 jours comme pour l'imageur A7 ($K_{\text{dark}} = 0.117$ e-/s/ μm^3 /(TeV/g)). Par contre, pour les imageurs C1 à C3, le temps de recuit est de 4 semaines (soit $K_{\text{dark}} = 0.104$ e-/s/ μm^3 /(TeV/g)). La Fig. 3.10 présente les distributions expérimentales des imageurs B1 et B2 (une seule matrice dans ces imageurs), ainsi que le modèle calculé avec la moyenne exponentielle optimale des neutrons de haute énergie ($4.9 \cdot 10^3$ e-/s) en pointillés. Comme pour l'imageur A7 (aussi irradié à 0.22 MeV), le modèle surestime la moyenne exponentielle à faible énergie et il est nécessaire de diminuer v_{dark} pour obtenir un bon accord avec les distributions expérimentales. Pour les imageurs B1 et B2, le meilleur accord est obtenu avec $v_{\text{dark}} = 1.2 \cdot 10^3$ e-/s ($R^2 = 0.921$), ce qui est proche de la valeur optimale pour l'imageur A7 ($1.4 \cdot 10^3$ e-/s). Ainsi, le modèle semble capable de prédire la distribution de courant d'obscurité indépendamment du type de pixel (3T ou 4T) et du type de photodiode (conventionnelle ou pincée). La valeur du

4. Résultats expérimentaux

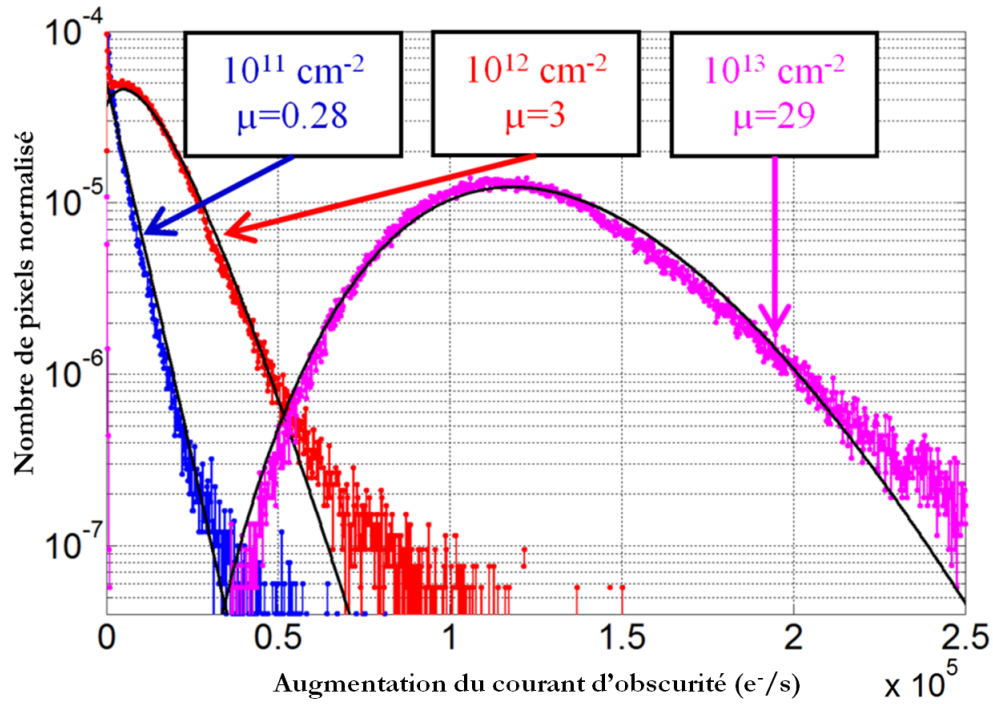


Fig. 3.11 : Distributions expérimentales et calculées de l'augmentation de courant d'obscurité pour les imageurs C1 à C3, irradiés aux neutrons centrés en 22 MeV avec des DDD différentes : 400 TeV/g (C1), 4000 TeV/g (C2) et 40000 TeV/g (C3).

chi-carré est plus faible que pour les imageurs A1 à A7, ce qui peut s'expliquer par une statistique très faible dans les imageurs B1 et B2. En effet, à cause du très faible volume dépeuplé de la PPD de ces imageurs ($0.7 \mu\text{m}^3$), très peu de pixels ont subi une interaction nucléaire à l'intérieur du volume dépeuplé (par exemple, seulement 1.3% des pixels dans l'imageur B1 puisque $\mu = 0.013$). En revanche, l'accord est plutôt bon pour les deux imageurs avec la même valeur de v_{dark} (malgré le facteur 5 sur la valeur de la DDD entre B1 et B2), ce qui suggère que le modèle est valide pour les imageurs 4T à PPD. D'autre part, ces résultats permettent de valider le modèle sur un volume dépeuplé encore plus faible que celui du plus petit pixel de l'imageur A ($0.7 \mu\text{m}^3$ contre $9 \mu\text{m}^3$).

La Fig. 3.11 présente quant à elle les résultats pour les imageurs C1 à C3 irradiés aux neutrons centrés en 22 MeV (même spectre d'énergie que pour l'imageur A1). Les distributions de courant d'obscurité sont représentées en fonction du nombre de pixels normalisé, c'est-à-dire que l'intégrale des distributions est égale à 1. Cette représentation permet de comparer les distributions de courant d'obscurité d'imageurs ayant un nombre de pixels différent, ceci sans avoir à modifier le nombre de pixels de la distribution (comme précédemment avec les matrices de l'imageur A). Le meilleur accord est obtenu avec $v_{\text{dark}} = 4.3 \cdot 10^3 \text{ e}^-/\text{s}$ (pour 4 semaines de recuit), ce qui correspond à $v_{\text{dark}} = 4.8 \cdot 10^3 \text{ e}^-/\text{s}$ pour 12 jours de recuit. Ainsi, la moyenne exponentielle dans les pixels 4T-PPD de l'imageur C est similaire à celle obtenue dans les pixels 3T à photodiode conventionnelle de l'imageur A à la même énergie ($4.9 \cdot 10^3 \text{ e}^-$

/s pour 12 jours de recuit). Ceci montre que la distribution de l'augmentation du courant d'obscurité induite par les chocs nucléaires est indépendante du type de pixel et de photodiode, et que le modèle fonctionne de manière analogue pour les imageurs 3T et pour les imageurs 4T à photodiode enterrée.

4.6 Effet du type de particule sur la distribution de courant d'obscurité

Afin de tester l'influence du type de particule sur la distribution de l'augmentation du courant d'obscurité induite par les chocs nucléaires, des imageurs C (C4 à C8) ont été irradiés aux protons à différentes énergies. Contrairement aux neutrons qui produisent des effets de déplacement uniquement par l'intermédiaire des chocs nucléaires, les protons d'énergie supérieure à quelques MeV peuvent déplacer des atomes soit par interactions coulombiennes nucléaires soit par chocs nucléaires [40]. Ainsi, pour tester le modèle sur les distributions de courant d'obscurité générées par les protons, il convient de tenir compte uniquement de la contribution « nucléaire » de la distribution expérimentale. La fraction de la dose de déplacement totale déposée par l'intermédiaire de chocs nucléaires dépend du rapport entre le NIEL nucléaire et le NIEL total des protons, et ce rapport dépend de l'énergie [40]. Dans cette partie, le modèle empirique n'est testé que sur les distributions de courant d'obscurité générées par les protons de 60 MeV, car le NIEL nucléaire représente la majeure partie du NIEL total à 60 MeV. En revanche, à plus faible énergie (16.5 MeV et 3 MeV), le NIEL est dominé par la contribution coulombienne et l'utilisation du modèle devient inadaptée. A 60 MeV, les NIEL coulombien, nucléaire et total valent environ 1.3 keVcm²/g, 2.7 keVcm²/g et 4.0 keVcm²/g [40] (Tableau 3.3) : les deux tiers de la dose de déplacement sont donc déposés par les chocs nucléaires. Par conséquent, si l'on suppose que le facteur de dommage universel est aussi valable pour les interactions coulombiennes nucléaires (courant d'obscurité proportionnel à l'énergie non-ionisante), alors les chocs nucléaires sont responsables des deux tiers de l'augmentation du courant d'obscurité dans le cas de protons de 60 MeV. Puisque le modèle empirique prédit seulement le courant d'obscurité induit par les chocs nucléaires, il doit être testé avec $\overline{\Delta I_{\text{obs}}}$ égal aux deux tiers de l'augmentation moyenne de courant d'obscurité expérimentale dans l'équation 3.14.

La Fig. 3.12 présente les distributions expérimentales et calculées à l'aide du modèle pour les trois imageurs C4, C5 et C6, irradiés aux protons de 60 MeV avec différentes DDD. Tout d'abord, on remarque que les distributions expérimentales possèdent la même forme exponentielle décroissante que dans le cas des neutrons, en accord avec les distributions obtenues dans [27] pour des protons d'énergie comprise entre 60 et 500 MeV. D'autre part, la moyenne exponentielle produisant le meilleur accord entre le modèle et les distributions expérimentales vaut $v_{\text{dark}} = 4.3 \cdot 10^3 \text{ e}^-/\text{s}$ (pour 4 semaines de recuit) soit $v_{\text{dark}} = 4.8 \cdot 10^3 \text{ e}^-/\text{s}$ pour 12 jours de recuit ; elle est donc similaire à la moyenne exponentielle obtenue avec les neutrons de « haute

4. Résultats expérimentaux

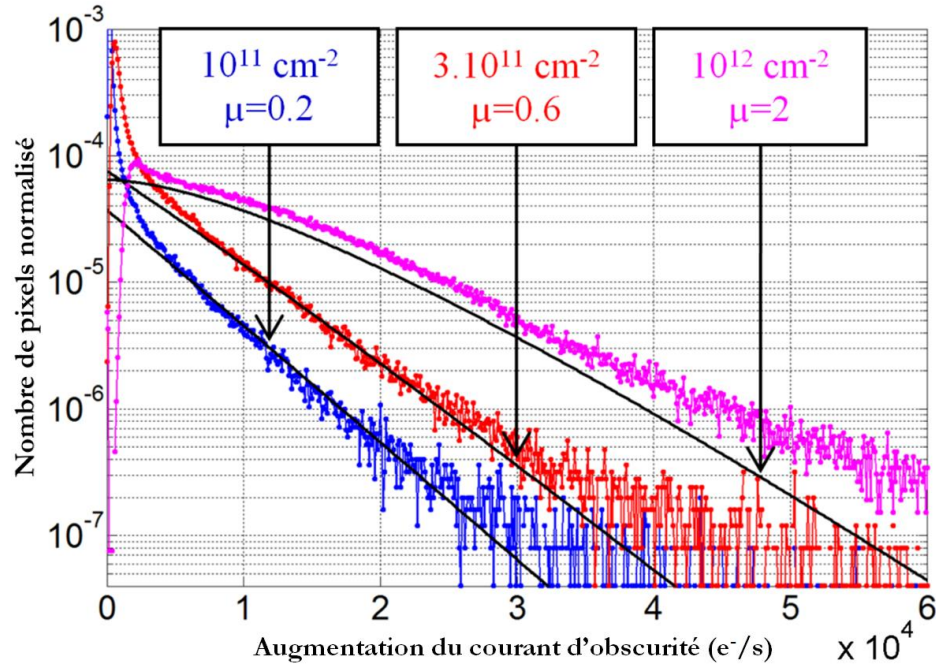


Figure 3.12: Distributions expérimentales et calculées de l'augmentation de courant d'obscurité pour les imageurs C4, C5 et C6, irradiés aux protons de 60 MeV avec des DDD différentes : 400 TeV/g (C4), 1200 TeV/g (C5) et 4000 TeV/g (C6).

énergie » ($4.9 \cdot 10^3$ e-/s pour 12 jours de recuit). Ce résultat s'accorde avec les travaux précédents [27] dans lesquels les neutrons et les protons produisent également une distribution exponentielle avec une moyenne similaire. Pour l'imageur C6, on remarque que le modèle est légèrement décalé vers les courants d'obscurité négatifs par rapport à la distribution expérimentale. Ceci peut s'expliquer par la contribution non-négligeable des interactions coulombiennes nucléaires dans l'augmentation du courant d'obscurité des pixels. Cette contribution est étudiée de manière approfondie dans le chapitre 4, y compris sur ces résultats. Brièvement, la contribution des interactions coulombiennes nucléaires conduit à une augmentation de courant d'obscurité similaire dans tous les pixels car le nombre d'interactions coulombiennes par pixel est très grand. Ici, cette contribution peut être grossièrement évaluée par le décalage de courant d'obscurité entre le modèle et la distribution expérimentale, soit environ 2500 e-/s pour l'imageur C6. Ceci implique que l'augmentation de courant d'obscurité moyenne produite par les interactions coulombiennes représente environ 20% de l'augmentation moyenne totale du courant d'obscurité (11800 e-/s pour l'imageur C6), ce qui est en accord avec l'idée que le NIEL coulombien correspond à seulement un tiers du NIEL total des protons de 60 MeV.

La Fig. 3.13 présente les distributions de courant d'obscurité des imageurs C4, C7 et C8 irradiés à une DDD équivalente (400-460 TeV/g) mais avec des protons d'énergie différente. Sans tester le modèle empirique sur les distributions obtenues à 16.5 MeV et à 3 MeV, on remarque tout de même que la moyenne exponentielle (inverse de la pente en échelle semi-logarithmique) semble similaire pour les protons de

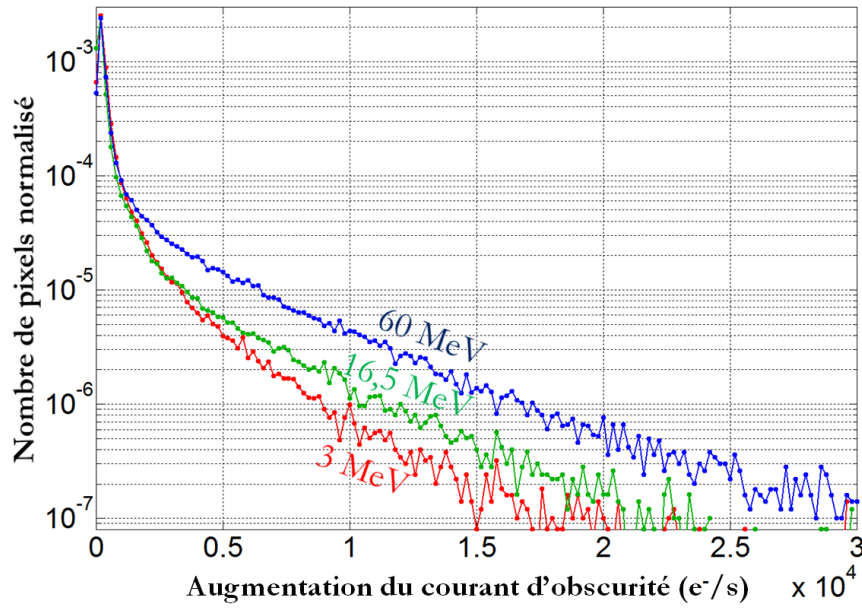


Figure 3.13 : Distributions expérimentales de l'augmentation de courant d'obscurité pour les imageurs A4 (protons de 60 MeV, 400 TeV/g), A7 (protons de 16.5 MeV, 400 TeV/g) et A8 (protons de 3 MeV, 400 TeV/g).

16.5 MeV et de 60 MeV. En revanche, la position de la distribution de courant d'obscurité n'est pas la même malgré la DDD équivalente : la queue de pixels chauds a une probabilité inférieure pour les protons de 16.5 MeV par rapport aux protons de 60 MeV. Ceci peut s'expliquer par le fait que la fraction du NIEL total des protons correspondant au NIEL nucléaire est plus faible à 16.5 MeV (42% d'après le Tableau 3.3) qu'à 60 MeV (68%). Ainsi, la forme exponentielle de la distribution semble effectivement provenir des chocs nucléaires. A 3 MeV, la probabilité de la queue de pixels est encore plus basse, en accord avec l'idée que les chocs nucléaires sont négligeables à cette énergie [40]. De plus, la distribution de courant d'obscurité n'a plus vraiment une forme exponentielle décroissante à cette énergie, ce qui suggère que la distribution n'est pas exponentielle dans le cas où les interactions coulombiennes nucléaires dominent.

Pour conclure, le modèle empirique fonctionne avec la même moyenne exponentielle pour les neutrons de quelques MeV à 50 MeV et pour les protons de 60 MeV. Ce résultat suggère que la moyenne du courant d'obscurité généré par une « source élémentaire » (qui correspond à un choc nucléaire comme nous allons le voir dans la section 5.1) est équivalente pour toutes ces particules. Dans la première partie de la discussion, l'énergie non-ionisante moyenne théorique déposée par un choc nucléaire va être calculée pour les différentes particules testées expérimentalement. Grâce à ce calcul, nous allons confirmer que les « sources élémentaires » du modèle empirique correspondent aux chocs nucléaires, et que la variation de la moyenne exponentielle du modèle avec l'énergie de la particule est liée à la variation de l'énergie

4. Résultats expérimentaux

non-ionisante moyenne déposée par un choc. De plus, ces résultats impliquent que la distribution exponentielle observée à faible DDD par pixel correspond à la PDF du courant d'obscurité généré par un choc nucléaire. Dans la seconde partie de la discussion, nous nous intéresserons donc aux raisons physiques qui pourraient expliquer la forme exponentielle de la distribution de courant d'obscurité, systématiquement observée pour toutes les irradiations.

5 Discussion

5.1 Nature de la source élémentaire de courant d'obscurité modélisée par la PDF exponentielle du modèle

Les résultats expérimentaux montrent que la distribution de courant d'obscurité induite par les chocs nucléaires possède toujours une forme exponentielle décroissante à faible DDD par pixel et une forme gaussienne à forte DDD par pixel. En analysant ces distributions à l'aide du modèle empirique, nous avons vu que la distribution exponentielle décroissante correspond à la PDF du courant d'obscurité d'une « source élémentaire » et que la forme gaussienne est due à la superposition de ces sources élémentaires dans les pixels. Comme suggéré au début de ce chapitre, deux hypothèses sont possibles concernant la nature des sources élémentaires : elles correspondent soit aux défauts SRH, soit aux chocs nucléaires. Le premier cas implique que chaque choc nucléaire crée au maximum un défaut SRH, et que la distribution exponentielle correspond à la PDF du taux de génération des défauts. Au contraire, le second cas suppose qu'un choc nucléaire génère le plus souvent de nombreux défauts SRH et que la distribution exponentielle correspond à la PDF du courant d'obscurité total généré par un choc nucléaire.

D'après l'étude expérimentale, deux éléments semblent favoriser la seconde hypothèse. Tout d'abord, la moyenne de la distribution exponentielle (comprise entre 1400 e⁻/s et 4900 e⁻/s à température ambiante selon l'énergie de la particule) paraît trop élevée pour correspondre au taux de génération moyen d'un défaut SRH unique. En effet, dans le chapitre 4, nous verrons que les principaux défauts SRH détectés par spectroscopie du courant d'obscurité possèdent des taux de génération de l'ordre de quelques dizaines d'e⁻/s à température ambiante. Ainsi, les augmentations de courant d'obscurité de plusieurs milliers d'e⁻/s observées expérimentalement semblent plutôt correspondre à la somme des taux de génération de nombreux défauts SRH générés par un choc nucléaire unique. D'autre part, nous avons observé que la moyenne de la distribution exponentielle varie en fonction de l'énergie de la particule. En effet, la moyenne exponentielle reste similaire à haute énergie (environ 4900 e⁻/s pour les neutrons de quelques MeV à 50 MeV et les protons de 60 MeV) mais diminue pour les neutrons de basse énergie (2400 e⁻/s à 0.67 MeV et 1400 e⁻/s à 0.22 MeV). Ainsi, la

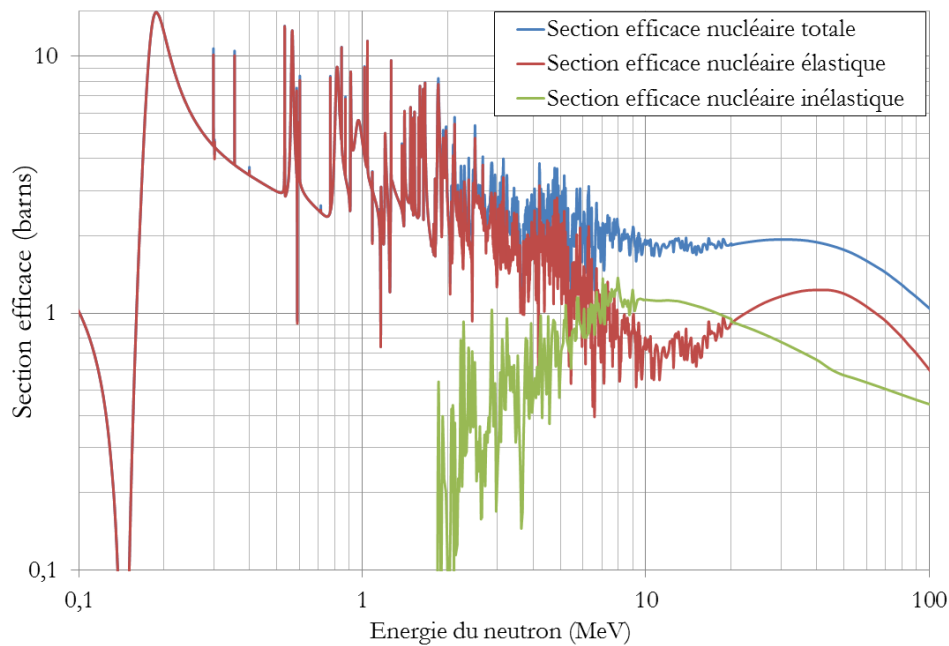


Fig. 3.14 : Section efficace nucléaire élastique, inélastique et totale (élastique + inélastique) des neutrons dans le silicium en fonction de l'énergie des neutrons [36] pour des énergies comprises entre 100 keV et 100 MeV.

moyenne du courant d'obscurité généré par une « source élémentaire » semble dépendre de l'énergie de la particule, ce qui peut s'expliquer de deux manières différentes selon l'hypothèse choisie pour la nature d'une source élémentaire :

- Si la source élémentaire est un défaut SRH, cela signifie que les neutrons de faible énergie ont tendance à créer des défauts ayant un taux de génération plus faible que les particules de haute énergie. Cette hypothèse est peu probable sachant que le facteur de dommage universel s'applique peu importe l'énergie de la particule : la nature des défauts SRH et le nombre de défauts SRH formés par unité d'énergie non-ionisante semblent ne pas varier avec le type et l'énergie des particules.
- Si la source élémentaire est un choc nucléaire, la moyenne exponentielle correspond au courant d'obscurité total moyen généré par un choc nucléaire (qui est la somme des taux de génération de tous les défauts SRH formés par le choc nucléaire). La variation de la moyenne exponentielle avec l'énergie de la particule pourrait alors s'expliquer par une variation de l'énergie non-ionisante moyenne par choc nucléaire, entraînant elle-même une variation du nombre moyen de défauts SRH générés par un choc.

Dans cette partie, nous allons démontrer à partir de calculs théoriques que la seconde hypothèse convient pour expliquer les variations de la moyenne exponentielle observées expérimentalement, et que la distribution exponentielle correspond donc à la distribution du courant d'obscurité généré par un choc nucléaire.

5. Discussion

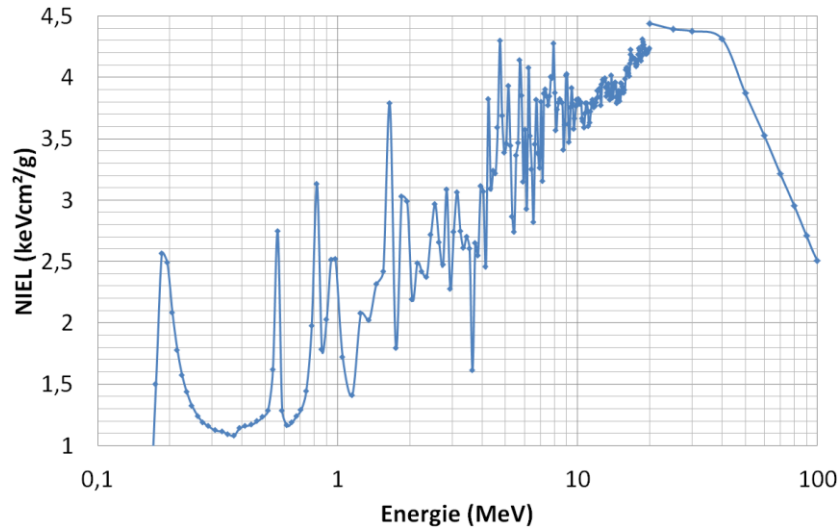


Fig. 3.15 : NIEL des neutrons dans le silicium pour des énergies comprises entre 100 keV et 100 MeV [58].

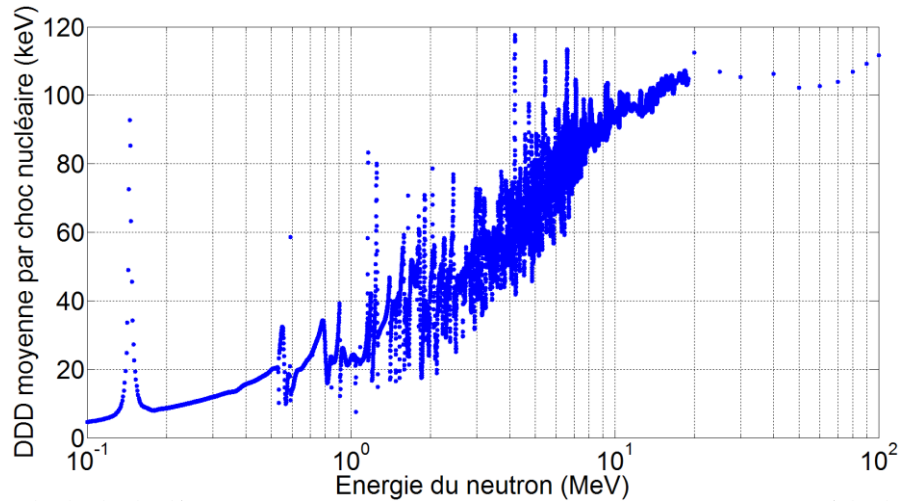


Fig. 3.16 : Energie non-ionisante moyenne par choc nucléaire en fonction de l'énergie des neutrons pour des énergies comprises entre 100 keV et 100 MeV.

Tout d'abord, la Fig. 3.14 présente les sections efficaces de choc nucléaire élastique, inélastique et totale (élastique et inélastique) pour les neutrons dans le silicium. Pour des énergies comprises entre quelques MeV et 50 MeV, on remarque que la section efficace nucléaire totale σ_{nucl} varie peu ($\pm 20\%$) et vaut en moyenne 1.9 barns ($1.9 \cdot 10^{-24} \text{ cm}^2$). D'autre part, la Fig. 3.14 montre que le NIEL des neutrons (qui est exclusivement nucléaire) est aussi similaire sur cette plage d'énergie ($\pm 20\%$) et vaut en moyenne 4.0 keVcm²/g. Ainsi, puisque la section efficace nucléaire et le NIEL varient peu entre quelques MeV et 50 MeV, on peut en déduire que l'énergie non-ionisante moyenne par choc nucléaire reste également similaire sur cet intervalle d'énergie. En effet, d'après l'équation 3.11 :

$$\overline{\text{DDD}}_{\text{choc}} = \frac{\text{NIEL} \times \rho}{\sigma_{\text{nucl}} \times N_{\text{at}}}$$

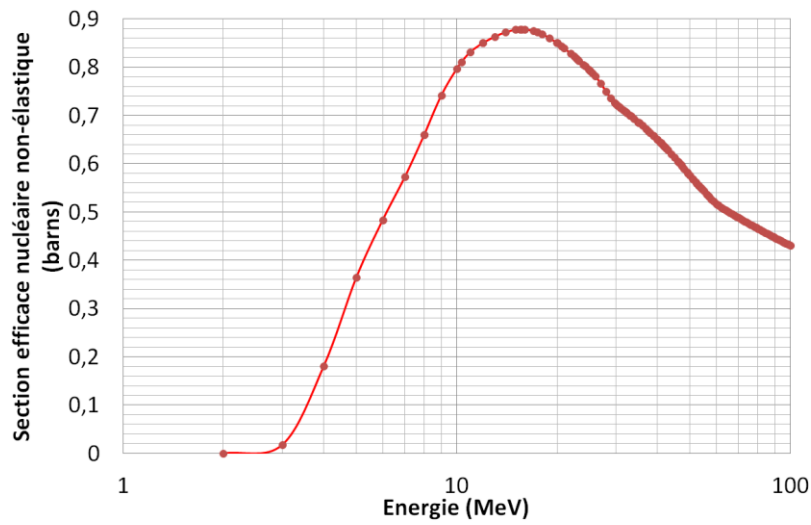


Fig. 3.17 : Section efficace nucléaire inélastique des protons dans le silicium pour des énergies comprises entre 1 MeV et 150 MeV [36].

Ce résultat constitue un premier indice en faveur de l'hypothèse que la source élémentaire de courant d'obscurité correspond aux chocs nucléaires, car les résultats expérimentaux ont montré que la moyenne exponentielle de la distribution de courant d'obscurité reste également similaire sur cette plage d'énergie. L'énergie non-ionisante moyenne par choc nucléaire peut être calculée en fonction de l'énergie des neutrons à partir des Fig. 3.14 et 3.15 et à l'aide de l'équation 3.11 : sa valeur est tracée en Fig. 3.16. On remarque en effet que l'énergie non-ionisante moyenne par choc reste similaire lorsque l'énergie des neutrons est supérieure à quelques MeV, et ce jusqu'à 100 MeV ; sa valeur est comprise entre 90 et 110 keV sur cet intervalle d'énergie.

D'autre part, nous avons vu dans la partie 4.6 que les protons de 60 MeV produisent une distribution de courant d'obscurité de moyenne exponentielle similaire à celle générée par les neutrons de quelques MeV à 50 MeV. Dans l'hypothèse où la distribution exponentielle correspond à la PDF du courant d'obscurité d'un choc nucléaire, cette similarité pourrait s'expliquer par une énergie non-ionisante moyenne par choc nucléaire équivalente pour les protons de 60 MeV et pour les neutrons de quelques MeV ou plus. Pour les protons, la seule section efficace tabulée dans [58] est la section efficace nucléaire inélastique : celle-ci est représentée en Fig. 3.17. En effet, puisque le proton est une particule chargée, les interactions coulombiennes nucléaires et les chocs nucléaires élastiques ne peuvent pas être dissociés en deux interactions distinctes avec des sections efficaces respectives. Au contraire, ces deux interactions sont couplées dans un même « modèle optique » mixant l'interaction électrostatique et l'interaction forte, et leurs probabilités respectives varient avec l'énergie [40]. Ceci explique pourquoi la section efficace des chocs nucléaires élastiques n'est pas tabulée dans [58] comme pour les neutrons. Toutefois, l'énergie non-ionisante moyenne par choc nucléaire inélastique peut être calculée pour les protons, à partir de la section efficace inélastique (Fig. 3.17) et du NIEL nucléaire inélastique (Fig. 3.18). Puisque le

5. Discussion

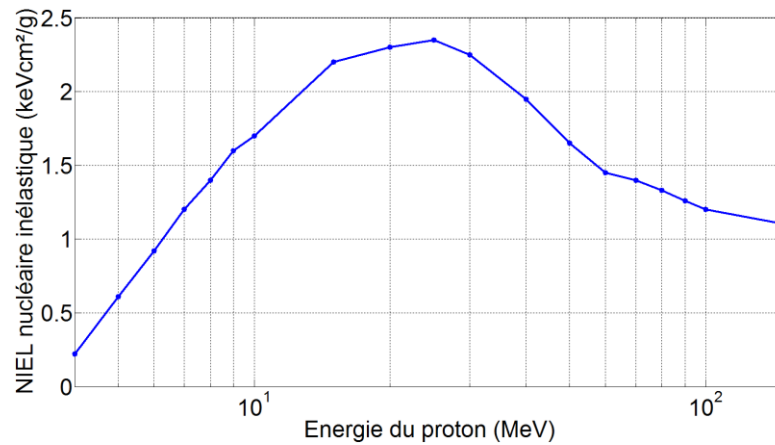


Fig. 3.18 : NIEL nucléaire inélastique des protons dans le silicium pour des énergies comprises entre 4 MeV et 150 MeV [40]. En dessous de 4 MeV, les chocs nucléaires inélastiques sont très rares et le NIEL nucléaire inélastique est négligeable [40].

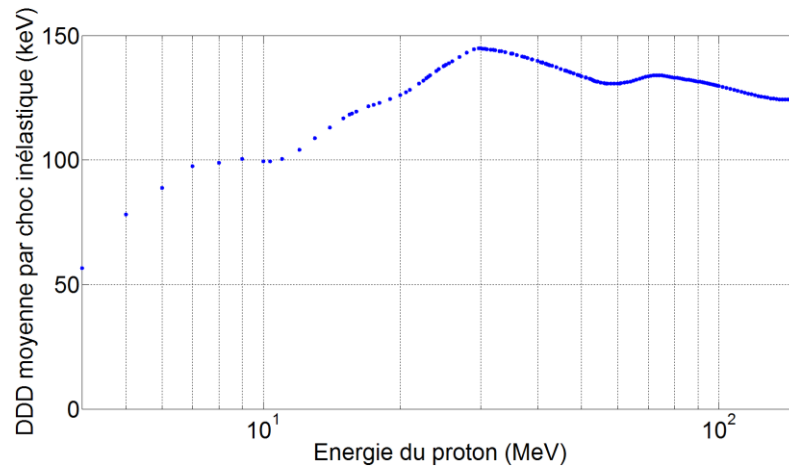


Fig. 3.19 : Energie non-ionisante moyenne déposée par choc nucléaire pour une énergie de proton comprise entre 4 MeV et 150 MeV.

NIEL nucléaire inélastique est supérieur au NIEL nucléaire élastique à une énergie de 60 MeV [40], les chocs nucléaires inélastiques constituent la contribution principale de l'augmentation du courant d'obscurité induite par chocs nucléaires pour les protons de cette énergie. Par conséquent, l'énergie non-ionisante moyenne par choc nucléaire inélastique (Fig. 3.19) est représentative de l'énergie non-ionisante moyenne déposée lors des chocs nucléaires par les protons de 60 MeV. La Fig. 3.19 montre que l'énergie non-ionisante moyenne par choc inélastique des protons de 60 MeV (130 keV) est similaire à l'énergie non-ionisante moyenne par choc nucléaire des neutrons de quelques MeV ou plus (entre 90 et 110 keV). Ceci justifie la valeur similaire de la moyenne exponentielle de la distribution de courant d'obscurité pour toutes ces particules. De plus, on remarque que l'énergie non-ionisante moyenne par choc nucléaire reste similaire pour une énergie comprise entre 15 et 200 MeV : elle est alors comprise entre 120 et 140 keV environ. Ce résultat peut expliquer la moyenne

Tableau 3.5

Energie non-ionisante moyenne par choc nucléaire (élastique et inélastique)

Particule et énergie	Energie non-ionisante moyenne par choc nucléaire élastique et inélastique (keV)
Neutron 0.22 MeV	9
Neutron 0.67 MeV	21
Neutrons > quelques MeV	90-110
Protons 60 MeV	130

exponentielle similaire observée qualitativement pour les protons de 60 MeV et de 16.5 MeV dans la Fig. 3.14.

Enfin, dans la Fig. 3.16, on observe que l'énergie non-ionisante moyenne par choc nucléaire diminue pour les neutrons d'énergie inférieure à quelques MeV. En effet, à 0.22 et 0.67 MeV (énergies testées expérimentalement), l'énergie non-ionisante moyenne par choc vaut respectivement 9 et 21 keV contre (90-110 keV) à haute énergie (Fig. 3.16, Tableau 3.5). Cette différence est en accord avec la moyenne exponentielle plus faible observée expérimentalement à 0.22 et 0.67 MeV. En conclusion, tous ces résultats indiquent que la distribution exponentielle observée à faible DDD par pixel correspond à la PDF du courant d'obscurité généré par un choc nucléaire.

Un indice supplémentaire favorisant cette hypothèse peut être obtenu en comparant les valeurs théoriques de l'énergie non-ionisante moyenne par choc aux valeurs expérimentales de la moyenne exponentielle. En effet, pour nos conditions expérimentales de mesure (température de 22°C et quelques semaines de recuit à température ambiante), le facteur de dommage universel K_{dark} vaut environ $0.1 \text{ e}^-/\text{s}/\mu\text{m}^3/(\text{TeV/g})$ (Tableau 3.3), ce qui correspond à $43 \text{ e}^-/\text{s}/\text{keV}$. Par conséquent, si l'énergie non-ionisante moyenne par choc nucléaire est d'environ 100 keV (cas des neutrons de quelques MeV ou plus, Fig. 3.16), l'augmentation moyenne de courant d'obscurité par choc nucléaire devrait être d'environ 4300 e^-/s . Cette valeur correspond à la valeur expérimentale de la moyenne exponentielle v_{dark} du modèle, ainsi il est très probable que la PDF exponentielle représente la PDF du courant d'obscurité généré par un choc nucléaire.

Finalement, il est aussi possible de comparer le nombre moyen théorique de chocs nucléaires par pixel au nombre moyen de « sources élémentaires » par pixel du modèle μ . Pour chaque matrice de pixels irradiée, le nombre moyen théorique de chocs nucléaires par pixel $\overline{N_{\text{chocs}}}$ peut être estimé à partir de la fluence Φ (Tableau 3.3), du volume dépeuplé moyen V_{dep} des pixels (Tableau 3.4) et de la section efficace nucléaire totale σ_{nucl} à partir de l'équation :

$$\overline{N_{\text{chocs}}} = \sigma_{\text{nucl}} \times N_{\text{at}} \times \Phi \times V_{\text{dep}} \quad (3.21.)$$

où N_{at} est la densité atomique du silicium ($5.10^{22} \text{ atomes}/\text{cm}^3$). Par exemple, pour les imageurs A1 et A2 pour lesquels σ_{nucl} est environ égale à $1.9.10^{-24} \text{ cm}^2$ (Fig. 3.13), on

5. Discussion

trouve respectivement 0.09, 0.60, 1.2 et 3.6 chocs nucléaires par pixel pour les quatre matrices de A1 et 0.19, 1.3, 2.6 et 7.5 chocs nucléaires par pixel pour les quatre matrices de A2. Ces valeurs sont proches des valeurs de μ pour chacune des matrices (Fig. 3.3 pour A1 et Fig. 3.4 pour A2), suggérant une nouvelle fois que la distribution exponentielle correspond à la PDF du courant d'obscurité d'un choc nucléaire. Le même calcul peut par exemple être réalisé sur les imageurs C1 à C3, pour lesquels le nombre moyen théorique de chocs nucléaires par pixel vaut respectivement 0.29, 2.9 et 29 : ces valeurs sont proches des valeurs de μ pour ces imageurs (0.28, 3 et 29). L'augmentation moyenne du courant d'obscurité expérimentale (par exemple 124000 e-/s pour l'imageur 3) est alors bien similaire au produit du nombre théorique de chocs nucléaires par pixel (29 pour l'imageur 3) par le courant d'obscurité moyen théorique généré par un choc nucléaire (environ 4300 e-/s), soit 124,700 e-/s. En conclusion, tous ces résultats suggèrent que la distribution de forme exponentielle toujours observée à faible DDD par pixel correspond à la PDF du courant d'obscurité généré par un choc nucléaire.

5.2 Origine de la forme exponentielle de la distribution de courant d'obscurité

Une distribution de courant d'obscurité de forme exponentielle décroissante est toujours observée lorsque la DDD par pixel est faible, peu importe le type et l'énergie des particules testées ici. Dans la partie 5.1, nous avons vu que cette distribution semble correspondre à la PDF du courant d'obscurité généré par un choc nucléaire, et donc que la distribution de courant d'obscurité est exponentielle lorsque le nombre moyen de chocs nucléaires est inférieur à 1. Dans le cas contraire, la distribution se déforme à cause de la superposition des contributions de courant d'obscurité de plusieurs chocs nucléaires dans chacun des pixels.

L'objectif de cette seconde partie de discussion est d'étudier les raisons physiques pouvant expliquer la forme toujours exponentielle de la PDF de courant d'obscurité des chocs nucléaires. Dans le cas des chocs nucléaires, le facteur de dommage universel s'applique [42] et l'augmentation du courant d'obscurité produite par un choc nucléaire est supposée proportionnelle à l'énergie non-ionisante déposée par le choc. Ainsi, la forme exponentielle de la distribution pourrait s'expliquer par une PDF exponentielle décroissante de l'énergie non-ionisante déposée par les chocs nucléaires. Afin de vérifier cette hypothèse, la PDF de l'énergie non-ionisante déposée par les chocs nucléaires élastiques est calculée pour les neutrons à différentes énergies. Les chocs inélastiques (réactions nucléaires) ne sont pas pris en compte dans le calcul par manque de données dans la littérature en comparaison des chocs élastiques. Les chocs inélastiques sont très rares pour des énergies inférieures à 2 MeV (Fig. 3.13) mais deviennent non-négligeables à des énergies supérieures. Ainsi, en ne considérant que les chocs élastiques, une fraction importante des chocs nucléaires (et donc du courant

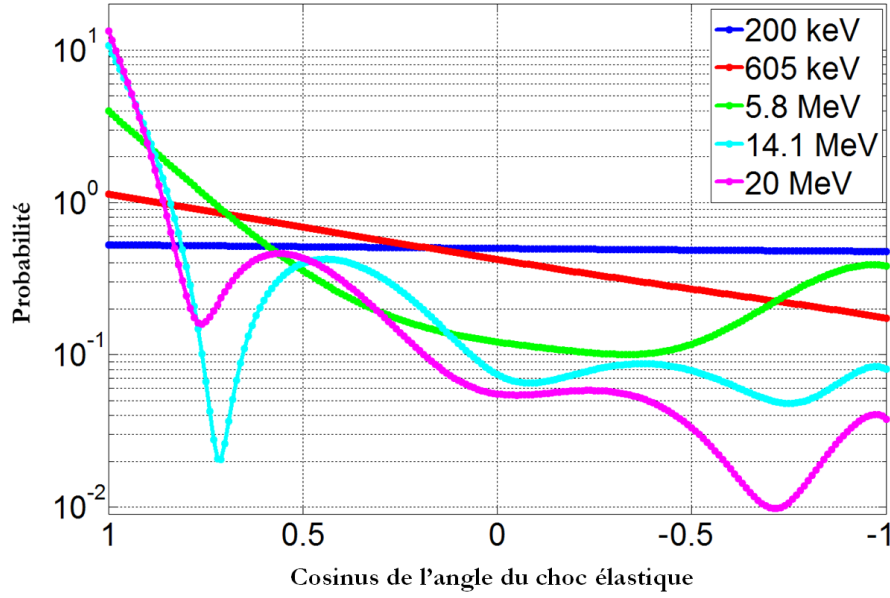


Fig. 3.20 : PDF de l'énergie transmise au PKA lors d'un choc nucléaire élastique pour différentes énergies de neutrons [58].

d'obscurité) est négligée pour les neutrons de haute énergie; l'impact de cette approximation est discuté plus loin.

Tout d'abord, la Fig. 3.20 présente la PDF de l'énergie transmise au PKA (pour Primary Knock-on Atom en anglais) lors d'un choc nucléaire élastique pour des neutrons de différentes énergies [58]. Les énergies ont été choisies au plus près possible des énergies expérimentales afin de pouvoir comparer les valeurs expérimentales et calculées de l'énergie non-ionisante moyenne par choc par la suite. Dans la Fig. 3.20, l'axe des abscisses représente le cosinus de l'angle θ entre les directions incidentes et réfléchies du neutron lors du choc élastique. Puisque le moment cinétique est conservé lors d'un choc élastique, l'énergie transmise au PKA lors du choc E_{PKA} peut s'exprimer comme [59]:

$$E_{PKA} = 4E_n \frac{Z}{(Z+1)^2} \frac{1 - \cos(\theta)}{2} = E_{max} \frac{1 - \cos(\theta)}{2} \quad (3.22.)$$

avec $E_{max} = 4E_n \frac{Z}{(Z+1)^2}$

où E_n est l'énergie du neutron incident et Z est la masse atomique du silicium ($Z = 28$). Ainsi, l'énergie transmise au PKA est proportionnelle à $1 - \cos(\theta)$ et correspond à l'axe des abscisses de la Fig. 3.20 : E_{PKA} vaut zéro pour $\cos(\theta) = 1$ (lorsque le neutron continue dans la même direction) et E_{PKA} vaut E_{max} pour $\cos(\theta) = -1$ (lorsque le neutron est réfléchi en direction opposée). E_{max} correspond à l'énergie maximale transmissible lors d'un choc élastique. Pour les neutrons dans le silicium, E_{max} vaut seulement 13.6% de l'énergie du neutron à cause de la différence de masse importante entre le neutron et le noyau de silicium. Par exemple, pour les neutrons émis lors de la fusion du deutérium et du tritium (14.1 MeV), l'énergie transmise ne dépasse pas 1.9 MeV.

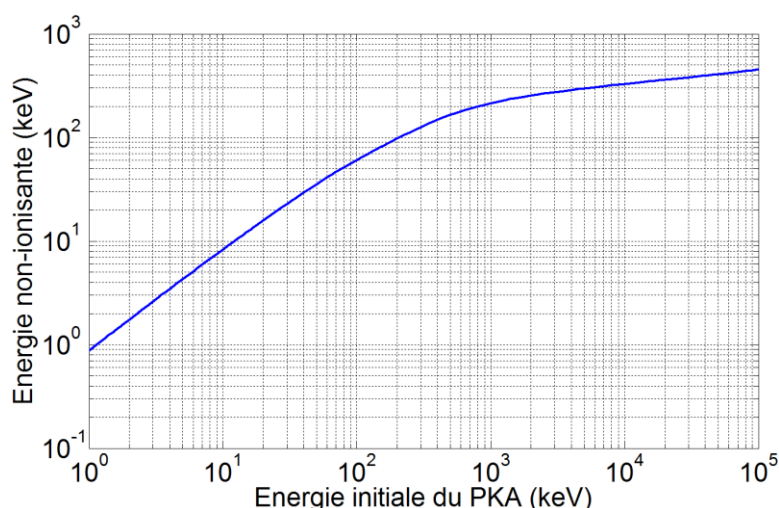


Fig. 3.21 : Energie non-ionisante déposée par le PKA en fonction de l'énergie initiale du PKA pour des énergies comprises entre 1 keV et 100 MeV déterminée à partir du facteur de partition de Lindhard [60].

En calculant l'intégrale de la PDF de l'énergie transmise lors des chocs élastiques (Fig. 3.20), l'énergie moyenne transmise au PKA lors d'un choc élastique peut être calculée pour chaque énergie de neutron (Tableau 3.6). Pour les neutrons de 200 keV, la PDF est presque uniforme : l'énergie transmise lors d'un choc nucléaire élastique est uniformément répartie entre zéro et l'énergie maximale (13.6% de 200 keV, soit environ 27 keV). Ainsi, pour les neutrons de 200 keV, l'énergie moyenne du PKA est égale à la moitié de l'énergie maximale, soit environ 13 keV. A 605 keV, la PDF est plus élevée pour les faibles énergies transmises et cet effet s'accroît lorsque l'énergie du neutron augmente. Par conséquent, l'énergie moyenne du PKA devient plus faible que la moitié de l'énergie maximale lorsque l'énergie des neutrons est importante. Par exemple, à 20 MeV, l'énergie moyenne transmise vaut 250 keV et ne représente donc que 9% de l'énergie maximale (2.7 MeV). D'autre part, à 14.1 et 20 MeV, la PDF de l'énergie transmise au PKA présente des distorsions (ou « résonnances ») importantes car le potentiel interne du noyau devient visible par le neutron très énergétique [59].

A partir de ces résultats, il est possible de vérifier que les effets de bord n'ont pas d'impact significatif sur les distributions de courant d'obscurité des imageurs irradiés aux neutrons. D'après la Fig. 3.20, on remarque que les neutrons d'énergie supérieure à quelques MeV continuent leur trajectoire dans le même sens pour la grande majorité des chocs élastiques (le cosinus de l'angle est très souvent négatif). Ainsi, l'énergie des PKA est rarement supérieure à la moitié de l'énergie maximale transmissible par choc élastique. Par exemple, pour les neutrons de 22 MeV, les PKA d'énergie initiale supérieure à 1.5 MeV sont très rares. Or, la cascade de déplacement produite par un PKA de silicium de 1.5 MeV possède une longueur moyenne de 1.5 μm et une longueur maximale d'environ 2 μm [55]. Ainsi, puisque le plus petit volume dépeuplé de l'imageur A (pixel de 4.5 μm de côté) mesure environ 2.5 x 2.5 x 2 μm , la

majeure partie des cascades de déplacement sont intégralement contenues dans les volumes dépeuplés. Dans l'imageur C, une part plus importante des cascades de déplacement peut déborder des volumes car la profondeur dépeuplée de la PPD est seulement de $1.1\ \mu\text{m}$ (Tableau 3.4). Toutefois, puisque l'énergie moyenne des PKA est de 250 keV pour les neutrons de 22 MeV (Tableau 3.6), la longueur moyenne des cascades est d'environ 350 nm [55]. Ainsi, les effets de bord apparaissent seulement pour une part minoritaire des chocs nucléaires. Enfin, pour l'imageur B (profondeur dépeuplée de $0.3\ \mu\text{m}$) irradié aux neutrons de 0.22 ou 0.67 MeV, l'énergie des PKA est toujours inférieure à 90 keV et la cascade de déplacement mesure moins de 130 nm [55]. En conclusion, les calculs théoriques suggèrent que les effets de bord sont négligeables pour l'ensemble des irradiations aux neutrons de ce chapitre. Les résultats expérimentaux confirment cette hypothèse, puisque le modèle fonctionne avec la même moyenne exponentielle peu importe le volume dépeuplé du pixel. Enfin, le modèle fonctionne aussi de manière analogue pour les protons de 60 MeV et pour les neutrons dans l'imageur C, ce qui suggère que les effets de bord restent également négligeables pour les protons de cette énergie.

Les PDF de l'énergie transmise au PKA lors d'un choc élastique (Fig. 3.20) peuvent être converties en PDF d'énergie non-ionisante transmise par choc élastique. Pour cela, le facteur de partition de Lindhard doit être utilisé [60] : il quantifie la fraction de l'énergie initiale du PKA qui est transformée en énergie non-ionisante en fonction de l'énergie du PKA (l'énergie restante étant perdue par ionisation). Le facteur de partition diminue lorsque l'énergie du PKA augmente, car le rapport entre le freinage non-ionisant et ionisant d'un ion de silicium dans le silicium diminue lorsque l'énergie de l'ion est plus élevée [55]. A faible énergie, le facteur de partition atteint environ 90% (car le freinage non-ionisant est environ dix fois plus important que le freinage ionisant), puis décroît progressivement avec l'énergie. Par exemple, pour un PKA d'une énergie initiale de 1.9 MeV (ce qui correspond à l'énergie maximale des PKA produits par des neutrons de fusion de 14.1 MeV), l'énergie non-ionisante est de seulement 240 keV : le facteur de partition vaut donc 12.6% à 1.9 MeV. La Fig. 3.21, calculée à l'aide du facteur de partition, représente l'énergie non-ionisante déposée par le PKA en fonction de l'énergie initiale du PKA. A partir de cette courbe, les PDF de l'énergie transmise au PKA lors des chocs élastiques (Fig. 3.20) peuvent être converties en PDF d'énergie non-ionisante par choc nucléaire élastique (Fig. 3.22).

Tout d'abord, on remarque que les PDF de l'énergie de déplacement (énergie non-ionisante) déposée par les chocs nucléaires élastiques ont une forme très différente des PDF de l'énergie transmise au PKA (Fig. 3.20), ce qui peut s'expliquer par la variation importante du facteur de partition avec l'énergie du PKA. D'autre part, les PDF de l'énergie non-ionisante par choc nucléaire élastique n'ont pas une forme exponentielle décroissante. Par conséquent, la forme exponentielle des distributions de courant d'obscurité expérimentales ne peut pas s'expliquer à partir des PDF de l'énergie non-ionisante par choc nucléaire élastique. Toutefois, l'énergie non-ionisante moyenne théorique par choc nucléaire élastique peut être calculée en intégrant les PDF

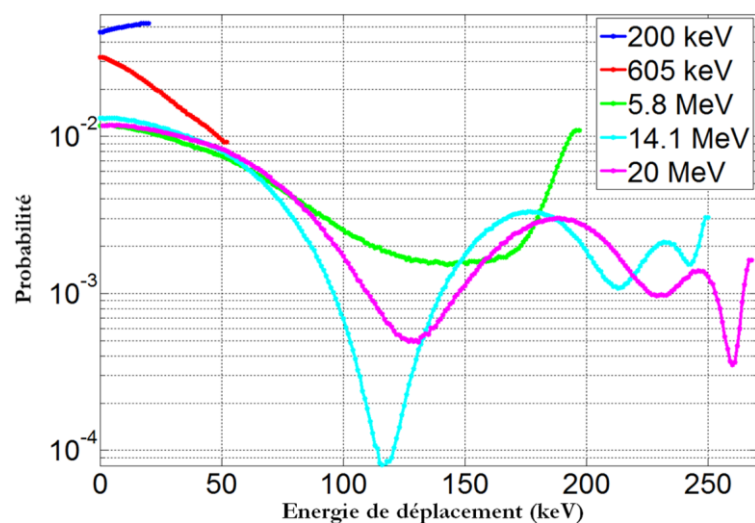


Fig. 3.22 : PDF de l'énergie déposée en déplacements atomiques (énergie non-ionisante) par choc nucléaire élastique pour différentes énergies de neutrons.

présentées dans la Fig. 3.22 : les valeurs sont reportées dans le Tableau 3.6. On remarque que l'énergie non-ionisante moyenne est sensiblement la même pour les neutrons de 5.8, 14.1 et 20 MeV (environ 75 keV à $\pm 5\%$) mais qu'elle est plus faible pour les neutrons de 200 et 605 keV (respectivement 21 et 11 keV). Ces résultats sont en accord avec les calculs effectués dans la partie 5.1, qui montrent que l'énergie non-ionisante moyenne par choc nucléaire (élastique + inélastique) reste similaire entre quelques MeV et 100 MeV mais diminue sous quelques MeV (Fig. 3.16). En conclusion, la dépendance de la moyenne exponentielle des distributions expérimentales (constante à haute énergie et plus faible à 0.22 et 0.67 MeV) semble pouvoir s'expliquer par la variation de l'énergie non-ionisante moyenne déposée par les chocs nucléaires.

L'énergie non-ionisante moyenne par choc nucléaire élastique calculée ici (Tableau 3.6) peut être comparée à l'énergie non-ionisante moyenne pour tous les chocs nucléaires (élastiques et inélastiques) calculée dans la section précédente (Fig. 3.16 et Tableau 3.5). A haute énergie, l'énergie non-ionisante moyenne par choc élastique (75 keV) est plus faible que celle des chocs élastique et inélastique combinés (90-110 keV), ce qui peut s'expliquer par la contribution non-négligeable des chocs inélastiques. Ainsi, l'énergie non-ionisante moyenne des chocs inélastiques semble plus élevée que celle des chocs élastiques pour les neutrons. Puisque les sections efficaces élastique et inélastique sont équivalentes à haute énergie (Fig. 3.14), on peut estimer que l'énergie non-ionisante moyenne inélastique est d'environ 125 keV. Ce résultat est proche de l'énergie non-ionisante moyenne par choc inélastique pour les protons de 60 MeV (Fig. 3.19) qui est égale à 130 keV. De manière générale, la probabilité et l'énergie des chocs nucléaires produits par les protons et les neutrons de haute énergie ($>$ quelques MeV) semble similaire. En effet, le NIEL, les sections efficaces nucléaires et l'énergie non-ionisante moyenne par choc nucléaire élastique et inélastique sont

Tableau 3.6

Energie moyenne transmise au PKA et énergie non-ionisante moyenne par choc nucléaire élastique

Energie du neutron (MeV)	Energie moyenne transmise au PKA (keV)	Energie non-ionisante moyenne par choc nucléaire élastique (keV)
0.200	13.1	10.7
0.605	28.3	21.0
5.8	184	72.0
14.1	241	75.3
20	251	75.8

équivalents pour ces particules. Par conséquent, il n'est pas surprenant que les distributions de courant d'obscurité produites par ces particules soient semblables. A plus faible énergie, l'énergie non-ionisante moyenne par choc élastique (Tableau 3.5) est similaire à l'énergie non-ionisante moyenne par choc nucléaire élastique et inélastique (Tableau 3.6) car les chocs inélastiques sont négligeables à faible énergie (Fig. 3.14).

Ces résultats théoriques peuvent être comparés à la moyenne exponentielle u_{dark} du modèle empirique, déterminée en testant le modèle sur les distributions expérimentales dans la partie 4. En effet, puisque les calculs théoriques suggèrent que la PDF exponentielle du modèle correspond à la PDF du courant d'obscurité généré par un choc nucléaire, u_{dark} doit correspondre au courant d'obscurité moyen généré par un choc. Or, puisque $\gamma_{\text{dark}} = K_{\text{dark}}/u_{\text{dark}}$ (équation 3.8), l'énergie non-ionisante moyenne par choc nucléaire (élastique et inélastique) peut être estimée par la valeur de $\rho/\gamma_{\text{dark}}$ où ρ est la densité du silicium (car la DDD est exprimée par unité de masse dans l'expression de K_{dark}). Le tableau 3.7 compare l'énergie non-ionisante moyenne expérimentale par choc nucléaire $\rho/\gamma_{\text{dark}}$ aux résultats théoriques.

Pour les neutrons et protons de haute énergie, les valeurs expérimentale et théorique de l'énergie non-ionisante moyenne par choc nucléaire sont similaires. D'autre part, ces valeurs sont en accord avec la littérature. Par exemple, dans [61], l'énergie non-ionisante moyenne par choc élastique pour les neutrons de 14.1 MeV (déterminée à partir de simulations Monte Carlo) est de 85 keV, ce qui est proche de la valeur théorique de 75 keV obtenue ici. Dans [28], l'énergie non-ionisante moyenne de tous les chocs nucléaires confondus (élastiques et inélastiques) est de 115 keV, ce qui est assez similaire aux valeurs théorique (90-110 keV) et expérimentale (97 keV) du tableau 3.7. Par conséquent, ces résultats confirment que la distribution exponentielle correspond à la PDF du courant d'obscurité induit par un choc nucléaire.

Pour les neutrons de 0.2 et 0.6-0.7 MeV, on remarque que l'énergie non-ionisante moyenne expérimentale est deux à trois fois plus élevée que la valeur théorique. Cet écart ne peut pas s'expliquer par un facteur de dommage plus élevé que le facteur de dommage universel à ces énergies puisque les volumes dépeuplés

5. Discussion

Tableau 3.7

Comparaison des calculs théoriques et des résultats expérimentaux

Particule et énergie	Energie non-ionisante théorique par choc élastique	Energie non-ionisante théorique par choc élastique et inélastique	ν_{dark} pour $T = 22^\circ\text{C}$ et 12 jours de recuit	Energie non-ionisante expérimentale par choc élastique et inélastique $\rho/\gamma_{\text{dark}}$
Neutron 0.2 MeV	11 keV	9 keV	1200-1400 e-/s	24-28 keV
Neutron 0.6-0.7 MeV	21 keV	21 keV	2400 e-/s	48 keV
Neutron quelques MeV – 50 MeV	75 keV	90-110 keV	4900 e-/s	97 keV
Proton 16.5-60 MeV		120-130 keV	4800 e-/s	95 keV

recalculés pour les imageurs irradiés à 220 et 670 keV (Tableau 3.4) sont similaires aux volumes des autres imageurs. Une autre explication possible est que la PDF du courant d'obscurité généré par un choc nucléaire ne peut pas se modéliser par une forme exponentielle décroissante lorsque l'énergie des neutrons est trop faible. En effet, dans les Fig. 3.8, 3.9 et 3.10, on observe que le modèle ne reproduit que grossièrement la forme des distributions expérimentales lorsque l'énergie des neutrons est égale à 220 keV ou à 670 keV. Comme discuté en section 4.4, la forme exponentielle du modèle ne parvient pas à reproduire correctement l'intégralité de la queue de pixels chauds dans ce cas. Ainsi, il semble que la PDF du courant d'obscurité généré par un choc nucléaire diffère de la forme exponentielle lorsque l'énergie des neutrons est faible, et donc que la moyenne exponentielle du modèle ne représente plus la moyenne du courant d'obscurité généré par un choc. En observant la Fig. 3.22, on remarque que la PDF de l'énergie non-ionisante des chocs nucléaires est en effet très différente pour les neutrons de basse énergie par rapport aux neutrons de quelques MeV ou plus. Il n'est donc pas surprenant que le modèle empirique, défini à partir des distributions expérimentales à haute énergie, ne fonctionne que de manière sommaire à basse énergie. D'autre part, nous avons aussi observé que la distribution de courant d'obscurité diffère d'une forme exponentielle pour les protons de faible énergie, lorsque les chocs nucléaires deviennent rares. Il semble donc que les interactions coulombiennes nucléaires (pour lesquelles l'énergie non-ionisante moyenne par interaction est beaucoup plus faible que pour les chocs nucléaires) ne produisent pas une distribution de forme exponentielle. Par conséquent, il est possible que la forme différente de la distribution de courant d'obscurité dans le cas des neutrons de faible énergie soit due à la faible valeur de l'énergie non-ionisante moyenne par choc nucléaire par rapport aux neutrons ou aux protons de haute énergie.

6 Résumé

Dans ce chapitre, la distribution de l'augmentation du courant d'obscurité induite par les chocs nucléaires dans les imageurs CMOS a été étudiée. De nombreux imageurs différents (imageurs 3T et 4T, photodiodes conventionnelles ou PPD, volumes dépeuplés variés) ont été irradiés avec des neutrons et protons d'énergie variée, et ce à de nombreuses doses de déplacement. Des similarités importantes ont été observées dans les distributions de courant d'obscurité expérimentales. Tout d'abord, lorsque le nombre de chocs nucléaires par pixel est inférieur à 1, la distribution possède presque toujours une forme exponentielle décroissante. La PDF du courant d'obscurité généré par les chocs nucléaires est donc proche d'une fonction exponentielle. Les seuls cas où la forme de la distribution diffère d'une forme exponentielle sont lorsque l'énergie des neutrons est très faible (inférieure à 1 MeV), ou bien avec des protons d'énergie faible (pour lesquels les effets de déplacement induits par les chocs nucléaires sont négligeables devant ceux produits par les interactions coulombiennes). D'autre part, dans le cas où la distribution est exponentielle (neutrons ou protons d'énergie supérieure ou égale à quelques MeV), la moyenne exponentielle (c'est-à-dire l'inverse de la pente de la distribution en échelle logarithmique) est équivalente quels que soient le type et l'énergie de la particule : environ 4000 e-/s à température ambiante et après quelques semaines de recuit. Cette similarité a été expliquée par la valeur similaire de l'énergie non-ionisante moyenne déposée par choc nucléaire pour cette gamme de particules (environ 100 keV), ce qui implique que le courant d'obscurité moyen produit par un choc nucléaire est d'environ 4000 e-/s pour toutes les particules.

Grâce à ces similarités, il est possible de prédire la distribution de courant d'obscurité induite par les chocs nucléaires dans un imageur CMOS à l'aide d'un simple modèle empirique. La distribution calculée par ce modèle correspond à la forme exponentielle générique (de moyenne proche de 4000 e-/s) lorsque le nombre de chocs par pixel est inférieur à 1, et se déforme dans le cas contraire à cause de la superposition des contributions de courant d'obscurité des différents chocs nucléaires dans les pixels. La forme de la distribution dépend alors seulement du volume dépeuplé du pixel de l'imageur et de la dose de déplacement reçue par l'imageur : la distribution est exponentielle pour un imageur peu irradié et de petit volume dépeuplé, et de forme gaussienne dans le cas de grands volumes dépeuplés importants et d'irradiations intenses. Enfin, la distribution de courant d'obscurité peut être prédite pour une température différente ou un temps de recuit plus court ou plus long : seule la moyenne exponentielle du modèle doit être modifiée en fonction de la valeur du facteur de dommage universel pour les conditions choisies.

Les limites du modèle sont visibles lorsque l'énergie des neutrons devient trop faible : la moyenne exponentielle doit alors être réduite pour que la prédiction soit raisonnable. Toutefois, malgré cette correction, le modèle est moins efficace à faible énergie car la forme de la distribution de courant d'obscurité diffère de la forme

7. Bibliographie

exponentielle. Aussi, pour les protons de faible énergie (3 MeV par exemple), les interactions coulombiennes deviennent prépondérantes devant les chocs nucléaires et le modèle ne fonctionne plus. Dans ce cas, la distribution de courant d'obscurité diffère aussi d'une forme exponentielle.

Enfin, l'origine de la forme exponentielle systématiquement observée dans les distributions expérimentales de ce chapitre n'a pas pu être expliquée par les calculs théoriques de l'énergie non-ionisante déposée par les chocs nucléaires (effectués pour les neutrons). En effet, la PDF de l'énergie non-ionisante n'a jamais une forme exponentielle décroissante, quelle que soit l'énergie des neutrons. Ceci implique que la forme exponentielle de la distribution de courant d'obscurité générée par les chocs nucléaires possède une autre origine physique, probablement liée à la nature des défauts SRH générés dans les cascades de déplacement. Cependant, la nature de ces défauts ne peut pas être étudiée dans le cas de chocs nucléaires car ces derniers conduisent à la formation de nombreux défauts dans le même pixel (comme en témoigne la valeur très élevée de l'augmentation moyenne de courant d'obscurité induite par un choc nucléaire). En revanche, dans le cas des interactions coulombiennes, l'énergie moyenne transmise au PKA est beaucoup plus faible et peut conduire à la formation d'un défaut unique dans le pixel. Cette propriété est mise à profit dans le chapitre 4, où la technique de spectroscopie de courant d'obscurité est utilisée pour détecter et caractériser les défauts SRH formés par les effets de déplacement induits par les interactions coulombiennes. L'objectif de ce dernier chapitre est double : identifier les principaux défauts SRH générés par les interactions coulombiennes (qui sont principalement des défauts simples appelés défauts ponctuels) et discerner les contributions des chocs nucléaires et des interactions coulombiennes dans la distribution de courant d'obscurité. La spectroscopie de courant d'obscurité va nous permettre de différencier les principaux types de défauts générés par les interactions coulombiennes (plutôt des défauts ponctuels) et par les chocs nucléaires (défauts plus complexes) et, en comparant leurs caractéristiques, de discuter sur la nature possible des défauts complexes générés par les chocs nucléaires.

7 Bibliographie

- [1] M. Breart de Boisanger, O. Saint-Pé, F. Larnaudie, S. Guiry, P. Magnan, P. Martin-Gonthier, F. Corbière, N. Huger et N. Guyatt, «COBRA, a CMOS space qualified detector family covering the need for many LEO and GEO optical instruments,» chez *Int. Conf. Space Optics*, Toulouse, 2008.
- [2] P. Martimort, V. Fernandez, V. Kirschner, C. Isola et A. Meygret, *IEEE International Geoscience and Remote Sensing Symposium*, pp. 6999-7002, 2012.
- [3] R. C. Wiens et al, «The SuperCam Remote Sensing Instrument Suite for Mars 2020,» chez *47th Lunar and Planetary Science Conference*, The Woodlands, 2016.
- [4] T. Behnke et al, «Imaging Systems for Planetary Exploration,» *ESA Special Publication*, vol. 732, p. 47, sept. 2015.
- [5] N. Teranishi, A. Kohno, Y. Ishihara, E. Oda et K. Arai, «An interline CCD image sensor with reduced image lag,» *IEEE Transactions on Electron Devices*, vol. 31, n° 112, pp. 1829-1833, 1984.
- [6] N. Teranishi, «Effect and Limitation of Pinned Photodiode,» *IEEE Transactions on Electron Devices*, vol. 63, n° 11, pp. 10-15, jan. 2016.
- [7] J. Janesick, «Fundamental performance differences between CMOS and CCD imagers: Part I, II, III, IV,» chez *Proc. SPIE*, 2006, 2007, 2009, 2010.
- [8] N. Waltham, «CCD and CMOS sensors,» chez *Observing photons in space*, S. N. York, Éd., 2013, pp. 423-442.
- [9] J. Bogaerts, «Complementary metal-oxide-semiconductor (CMOS) image sensors for use in space,» chez *High Performance Silicon Imaging: Fundamentals and Applications of CMOS and CCD Image Sensors*, C. W. Publishing, Éd., 2014, pp. 250-280.
- [10] S. Rolando, Etude de capteurs d'images CMOS dédiés à la détection et la mesure d'intensité d'événements lumineux, Toulouse: Thèse de doctorat, Institut Supérieur de l'Aéronautique et de l'Espace, 2008.
- [11] G. Lepage, J. Bogaerts et G. Meynants, «Time-delay-integration architectures in CMOS image sensors,» *IEEE transactions on electron devices*, vol. 56, n° 111, pp. 2524-2533, 2009.
- [12] V. Goiffon, «Radiation Effects on CMOS Active Pixel Image Sensors,» chez *Ionizing Radiation Effects in Electronics: From Memories to Imagers*, C. P. 2015, Éd., 2015, pp. 295-332.
- [13] V. Goiffon, M. Estribeau, P. Cervantes, R. Molina, M. Gaillardin et P. Magnan, «Influence of Transfer Gate Design and Bias on the Radiation Hardness of Pinned Photodiode CMOS Image Sensors,» *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 61, n° 16, p. 3.
- [14] M. e. a. Beaumel, «Proton, Electron, and Heavy Ion Single Event Effects on the HAS2 CMOS Image Sensor,» *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 61, n° 14, pp. 1909-1917, 2014.
- [15] V. Goiffon et al, «Toward Multi-MGy/Grad Radiation Hardened CMOS Image Sensors

7. Bibliographie

- for Nuclear Applications,» *International Image Sensor Workshop (IISW 2015)*, 2015.
- [16] V. Goiffon, «Contribution à une approche structurée de la conception des imageurs CMOS en vue de leur durcissement à l'environnement radiatif spatial,» Thèse de doctorat, ISAE, 2008.
- [17] M. Innocent, «A radiation tolerant 4T pixel for space applications,» chez *Proc. IISW*, 2009.
- [18] M. Innocent, «A radiation tolerant 4T pixel for space applications: layout and process optimization,» chez *Proc. IISW*, 2013.
- [19] P. Paillet et al, «Hardening approach to use CMOS image sensors for fusion by inertial confinement diagnostics,» *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 60, n° 16, pp. 4349-4355, 2013.
- [20] V. Goiffon, C. Virmondois, P. Magnan, P. Cervantes, S. Place, M. Gaillardin, S. Girard, P. Paillet, M. Estribeau et P. Martin-Gonthier, «Identification of Radiation Induced Dark Current Sources in Pinned Photodiode CMOS Image Sensors,» *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 59, n° 14, pp. 918-926, 2012.
- [21] V. Goiffon, C. Virmondois, P. Magnan, P. Cervantes, M. Gaillardin, S. Girard, P. Paillet et P. Martin-Gonthier, «Identification of radiation induced dark current sources in pinned photodiode CMOS image sensors,» *Proc. RADECS*, 2011.
- [22] O. Gilard et al, «New Approach for the Prediction of CCD Dark Current Distribution in a Space Radiation Environment,» *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 55, n° 16, pp. 3626-3632, déc. 2008.
- [23] J.-M. Belloir, V. Goiffon, C. Virmondois, M. Raine, P. Paillet, O. Duhamel, M. Gaillardin, P. Magnan et O. Gilard, «Pixel pitch and particle energy influence on the dark current distribution of neutron irradiated CMOS image sensors,» *Optics express*, vol. 24, n° 14, pp. 4299-4315, 2016.
- [24] M. S. Robbins, «High-energy proton-induced dark signal in silicon charge coupled devices,» *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 47, pp. 2473-2479, déc. 2000.
- [25] M. Raine et al, «Modeling approach for the prediction of transient and permanent degradations of image sensors in complex radiation environments,» *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 60, n° 16, pp. 4297-4304, 2013.
- [26] C. Virmondois, «Analyse des effets des déplacements atomiques induits par l'environnement radiatif spatial sur la conception des imageurs CMOS,» Thèse de doctorat, ISAE, 2012.
- [27] C. Virmondois et al, «Similarities between proton and neutron induced dark current distribution in CMOS image sensors,» *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 59, n° 14, pp. 927-936, 2012.
- [28] C. J. Dale et al, «A Comparison of Monte Carlo and Analytic Treatments of Displacement Damage in Si Microvolumes,» *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 41, n° 16, pp. 1974-1983, déc. 1994.
- [29] C. Inguibert et al, «Modeling the Dark Current Non-Uniformity of Image Sensors With GEANT4,» *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 61, n° 16, pp. 3323-3330, 2014.
- [30] P. W. Marshall, «Proton-induced displacement damage distributions and extremes in silicon microvolumes,» *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 37, n° 16, pp. 1776-1783, déc. 1990.

Chap. 3 : L'effet des chocs nucléaires sur la distribution de courant d'obscurité

- [31] P. W. e. a. Marshall, «Displacement damage extremes in silicon depletion regions,» *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 36, n° 16, pp. 1831-1839, déc. 1989.
- [32] J. R. Srour et al, «Permanent damage introduced by single particles incident on silicon devices,» *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 30, n° 16, pp. 4526-4532, déc. 1983.
- [33] P. W. Marshall, C. J. Dale et E. A. Burke, «Proton-induced displacement damage distributions and extremes in silicon microvolumes charge injection device,» *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 37, n° 16, pp. 1776-1783, 1990.
- [34] C. Dale, P. W. Marshall et E. A. Burke, «Particle-induced spatial dark current fluctuations in focal plane arrays,» *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 37, n° 16, pp. 1784-1791, 1990.
- [35] C. J. Dale et P. W. Marshall, «Displacement damage in Si imagers for space applications,» chez *Medical Imaging, International Society for Optics and Photonics*, San Jose, CA, juil. 1991.
- [36] N. Soppera, «<https://www.oecd-neo.org/janis/>».
- [37] J. R. Srour et J. W. Palko, «A framework for understanding displacement damage mechanisms in irradiated silicon devices,» *IEEE transactions on nuclear science*, vol. 53, n° 16, pp. 3610-3620, 2006.
- [38] J. R. Srour et J. W. Palko, «Displacement Damage Effects in Irradiated Semiconductor Devices,» *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 60, n° 13, pp. 1740-1766, juin 2013.
- [39] M. Raine et al, «Exploring the kinetics of formation and annealing of single particle displacement damage in microvolumes of silicon,» *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 61, n° 16, pp. 2826-2833, 2014.
- [40] I. Jun, M. A. Xapsos, S. R. Messenger, E. A. Burke, R. J. Walters, G. R. Summers et T. Jordan, «Proton nonionizing energy loss (niel) for device applications,» *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 50, n° 16, pp. 1924-1928, déc. 2003.
- [41] C. Dale et al, «The generation lifetime damage factor and its variance in silicon,» *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 36, pp. 1872-1881, 1989.
- [42] J. R. Srour et D. H. Lo, «Universal damage factor for radiation induced dark current in silicon devices,» *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 47, n° 16, pp. 2451-2459, déc 2000.
- [43] R. Germanicus et al, «Evaluation and Prediction of the Degradation of a COTS CCD Induced by Displacement Damage,» *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 49, pp. 2830-2835, déc. 2002.
- [44] E. A. Burke, «Energy dependence of proton-induced displacement damage in silicon,» *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 33, pp. 1276-1281, 1986.
- [45] M. Raine et al, «Simulation of Single Particle Displacement Damage in Silicon – Part I: Global Approach and Primary Interaction Simulation,» chez *IEEE NSREC 2016*.
- [46] J. Bogaerts, B. Dierickx et R. Mertens, «Enhanced dark current generation in proton-irradiated CMOS active pixel sensors,» *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 49, n° 13, pp. 1513-1521, 2002.
- [47] 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.
- [48] J. Bogaerts, B. Dierickx, G. Meynants et D. Uwaerts, «Total Dose and Displacement

7. Bibliographie

- Damage Effects in a Radiation-Hardened CMOS APS,» *IEEE Trans. Electron Devices*, vol. 50, n° 11, pp. 84-90, 2003.
- [49] G. Lindstroem et A. Vasilescu, «Displacement damage in silicon, on-line compilation,» [En ligne].
- [50] M. Raine, A. Jay, N. Richard, V. Goiffon, S. Girard, M. Gaillardin et P. Paillet, «Simulation of Single Particle Displacement Damage in Silicon – Part I: Global Approach and Primary Interaction Simulation,» *Proc. NSREC*, 2016.
- [51] M. Moll, Radiation damage in silicon particle detectors, Hamburg University: Thèse de doctorat, 1999.
- [52] J. Bourgoin et M. Lannoo, Point defects in semiconductors II: experimental aspects, Springer-Verlag Berlin Heidelberg New York, 1983.
- [53] J.-B. Lincelles, Etude d'imageurs CMOS fortement dépeuplés pour l'amélioration des performances des futurs instruments d'observation spatiaux, Thèse de doctorat, ISAE-Supaéro, Université de Toulouse, 2015.
- [54] J.-B. Lincelles et al, «Enhanced Near-Infrared Response CMOS Image Sensors using high-resistivity substrate: photodiodes design impact on performances,» *IEEE Transactions on Electron Devices*, vol. 63, n° 11, pp. 120-127, 2016.
- [55] J. F. Ziegler, M. D. Ziegler et J. P. Biersack, «SRIM – The stopping and range of ions in matter, 268(11-12), 1818-1823 (2010).,» *Nucl. Inst. and Methods in Phys. B*, vol. 268, n° 11-12, pp. 1818-1823, 2010.
- [56] A. Penquer et al, «Analysis of CCD dark current degradation in orbit,» *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 56, n° 14, pp. 2142-2148, août 2009.
- [57] V. Goiffon et al, «Vulnerability of CMOS image sensors in megajoule class laser harsh environment,» *Optics Express*, vol. 20, n° 118, pp. 20028-20042, 2012.
- [58] A. Vasilescu et G. Lindstroem, «Displacement Damage in Silicon, on-line compilation,» [En ligne]. Available: <http://rd50.web.cern.ch/RD50/NIEL/default.html>.
- [59] H. J. Stein, «Energy Dependence of Neutron Damage in Silicon,» *Journal of Appl. Phys.*, p. 204, 1967.
- [60] J. Lindhard et al, «Integral equations governing radiation effects (Notes on atomic collisions, III),» *Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk.*, vol. 33, n° 110, pp. 1-42, 1963.
- [61] J. R. Srouf et al, «Permanent damage produced by single proton interactions in silicon devices,» *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 33, n° 16, pp. 1597-1604, 1986.
- [62] G. R. Hopkinson, «Radiation Effects in a CMOS Active Pixel Sensor,» *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 47, n° 16, pp. 2480-2484, déc. 2000.
- [63] G. R. Hopkinson, «Radiation Effects on a radiation-tolerant CMOS Active Pixel Sensor,» *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 51, n° 15, pp. 2753-2762, déc. 2004.
- [64] 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.*, vol. 57, n° 14, pp. 2056-2065, août 2010.
- [65] 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*, pp. 217-222, 2009.

Chap. 3 : L'effet des chocs nucléaires sur la distribution de courant d'obscurité

- [66] M. Cohen et J.-P. David, «Radiation-Induced Dark Current in CMOS Active Pixel Sensors,» *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 47, n° 16, pp. 2485-2491, 2000.
- [67] 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, n° 19, pp. 1407-1413, sep. 2008.
- [68] 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, n° 16, pp. 3494-3501, déc. 2008.
- [69] V. Goiffon, M. Estribeau 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, pp. 2594-2601, 2009.
- [70] V. Goiffon, C. Virmontois, P. Magnan, S. Girard et 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, n° 16, pp. 3087-3094, déc. 2010.
- [71] J. Tan, B. Buttgen et A. Theuwissen, «4T CMOS image sensor pixel degradation due to X-ray radiation,» *Proc. IISW*, 2011.
- [72] S. Place, J. P. Carrere, P. Magnan, V. Goiffon et F. Roy, «Radiation effects on CMOS image sensors with sub-2 μ m pinned photodiodes,» *Proc. RADECS*, 2011.
- [73] X. Qian, H. Yu, S. Chen et K. S. Low, «Design and characterization of radiation-tolerant CMOS 4T Active Pixel Sensors,» chez *IEEE International Symposium on Integrated Circuits (ISIC)*, 2014.
- [74] J. Tan, B. Buttgen et A. J. P. Theuwissen, «Analyzing the radiation degradation of 4-transistor deep submicron technology CMOS image sensors,» *EEE Sensors Journal*, vol. 12, n° 16, pp. 2278-2286, 2012.
- [75] G. P. Summers, «Displacement damage: Mechanisms and measurements,» chez *IEEE NSREC Short Course*, 1992.
- [76] C. Inguibert et R. Gigante, «NEMO: A code to compute NIEL of protons, neutron, electron and heavy ions,» *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 53, n° 14, août 2006.
- [77] C. Tivarus et W. C. McColgin, «Dark Current Spectroscopy of Irradiated CCD Image Sensors,» *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 55, n° 13, pp. 1719-1724, juin 2003.
- [78] C. e. a. Virmontois, «Displacement damage effects in pinned photodiode CMOS image sensors,» *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 59, n° 16, pp. 2872-2877, 2012.
- [79] J.-M. Belloir, V. Goiffon, C. Virmontois, P. Paillet, M. Raine, P. Magnan et O. Gilard, «Dark Current Spectroscopy on Alpha Irradiated Pinned Photodiode CMOS Image Sensors,» *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 63, n° 14, pp. 2183-2192, aug. 2016.
- [80] G. R. Hopkinson et A. Mohammadzadeh, «Radiation Effects in Charge-Coupled Device Imagers and CMOS Active Pixel Sensors,» *International Journal of High Speed Electronics and Systems*, vol. 14, n° 12, pp. 419-443, 2004.
- [81] C. Leroy et P. G. Rancoita, «Particle interaction and displacement damage in silicon devices operated in radiation environments,» *Reports on Progress in Physics*, vol. 70, n° 14, p. 493, 2007.
- [82] M. Edwards, M. Hall et S. Sotthibandhu, «Neutron radiation damage studies of silicon

7. Bibliographie

- detectors,» *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, vol. 310, n° 11-2, pp. 283-286, 1991.
- [83] G. R. Hopkinson, «Radiation effects on solid state imaging devices,» chez *Radiation Physics and Chemistry* 43 (1-2), 1994, pp. 79-91.
- [84] J. R. Srouf et R. A. Hartmann, «Enhanced displacement damage effectiveness in irradiated silicon devices,» *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 36, n° 16, pp. 1825-1830, 1989.
- [85] J. P. Carrere et al, «New mechanism of plasma induced damage on CMOS image sensor: Analysis and process optimization,» *Solid-State Electron.*, Vols. 51 sur 52, pp. 51-56, sept. 2010.
- [86] A. M. Chugg et al, «Single particle dark current spikes induced in CCDs by high energy neutrons,» *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 50, n° 16, pp. 2011-2017, 2003.
- [87] C. Dale et al, «Displacement damage effects in mixed particle environments for shielded spacecraft CCDs,» *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 40, n° 16, pp. 1628-1637, 1993.
- [88] M. Deveau et al, «Neutron radiation hardness of monolithic active pixel sensors for charged particle tracking,» *Nucl. Instr. Meth. A*, vol. 512, pp. 71-76, 2003.
- [89] D. Doering et al, «Noise performance and ionizing radiation tolerance of CMOS Monolithic Active Pixel Sensors using the 0.18 μm CMOS process,» *Journal of Instrumentation*, vol. 9, n° 15, p. C05051, 2014.
- [90] E.-S. Eid et al, «Design and Characterization of Ionizing Radiation-Tolerant CMOS APS Image Sensors up to 30 Mrd (Si) Total Dose,» *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 48, n° 16, pp. 1796-1806, déc. 2001.
- [91] V. Goiffon et al, «Generic radiation hardened photodiode layouts for deep submicron CMOS image sensor processes,» *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 58, n° 16, pp. 3076-3084, déc. 2011.
- [92] G. R. Hopkinson, «Displacement damage : Analysis and characterisation of effects on devices,» *Space radiation environment and its effects on spacecraft components and systems*, vol. Toulouse : Cepadues editions, pp. 175-197, 2004.
- [93] E. Martin et al, «Prediction of CMOS Image Sensor Dark Current Distribution and Noise in a Space Radiation Environment,» *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 60, n° 13, pp. 2280-2287, 2013.
- [94] E. Martin et al, «Proton and-Rays Irradiation-Induced Dark Current Random Telegraph Signal in a 0.18- μm CMOS Image Sensor,» *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 60, n° 14, pp. 2503-2510, 2013.
- [95] B. Pain et al, «Hardening CMOS imagers: radhard-by-design or radhard-by-foundry,» *Proc. SPIE*, vol. 5167, pp. 101-110, 2004.
- [96] S. Place et al, «Rad tolerant CMOS image sensor based on hole collection 4T pixel pinned photodiode,» *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 59, n° 16, pp. 2888-2893, 2012.
- [97] M. S. Robbins et al, «An Assessment of the Bias Dependence of Displacement Damage Effects and Annealing in Silicon Charge Coupled Devices,» *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 60, n° 16, pp. 4332-4340, 2013.

Chap. 3 : L'effet des chocs nucléaires sur la distribution de courant d'obscurité

- [98] D. Tang et al, «Time dependent modeling of single particle displacement damage in silicon devices,» *Microelectronics Reliability*, vol. 60, pp. 25-32, 2016.
- [99] C. Virmondois et al, «Dark current random telegraph signals in solid-state image sensors,» *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 60, n° 16, pp. 4323-4331, 2013.
- [100] C. Virmondois et al, «Displacement damage effects due to neutron and proton irradiations on CMOS image sensors manufactured in deep submicron technology,» *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 57, n° 16, pp. 3101-3108, déc. 2010.
- [101] C. Virmondois et al, «Radiation-induced dose and single event effects in digital CMOS image sensors,» *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 61, n° 16, pp. 3331-3340, 2014.
- [102] Z. Wang et al, «Combined reactor neutron beam and ^{60}Co γ -ray radiation effects on CMOS APS image sensors,» *AIP advances*, vol. 5, n° 12, p. 027128, 2015.
- [103] Z. Wang et al, «Displacement damage induce degradation of COTS array CCDs irradiated by neutron beams from a nuclear reactor,» *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, vol. 771, pp. 49-57, 2015.
- [104] Z. Wang et al, «Displacement damage effects on CMOS APS image sensors induced by neutron irradiation from a nuclear reactor,» *AIP advances*, vol. 4, n° 17, p. 077108, 2014.
- [105] W. Zujun et al, «Degradation of CMOS APS Image Sensors Induced by Total Ionizing Dose Radiation at Different Dose Rates and Biased Conditions,» *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 62, n° 12, pp. 527-533, 2015.
- [106] V. Goiffon et al, «Radiation damages in CMOS image sensors: testing and hardening challenges brought by deep sub-micrometer CIS processes,» *Proc. SPIE, Sensors, Systems, and Next-Generation Satellites XIV*, vol. 7826, p. 78261S, déc. 2010.
- [107] V. Goiffon et al, «Multi-MGy Radiation Hard CMOS Image Sensor: Design, Characterization and X/Gamma Rays Total Ionizing Dose Tests,» *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 62, n° 16, pp. 2956-2964, 2015.

Chapitre 4

La spectroscopie du courant d'obscurité induit par les interactions coulombiennes dans les imageurs CMOS

Plan du chapitre

1	Introduction.....	170
2	Principe de la spectroscopie du courant d'obscurité.....	172
3	Choix du type de photodiode et des volumes dépeuplés.....	176
4	Choix de la particule d'irradiation.....	178
5	Premiers résultats de DCS avec les ions hélium.....	181
5.1	Distribution de l'augmentation du courant d'obscurité avant irradiation.....	182
5.2	Distribution de l'augmentation du courant d'obscurité après irradiation.....	182
5.3	Energie d'activation du courant d'obscurité.....	186
5.4	Recuit isochrone.....	190
5.5	Identité des défauts P3, P4 et P5.....	194
6	Résultats de DCS avec différents ions.....	196
6.1	Spectre de DCS après irradiation.....	198
6.2	Recuit isochrone.....	200
7	Dissociation de l'effet des interactions coulombiennes et des chocs nucléaires sur la distribution de courant d'obscurité.....	206
7.1	Neutrons de 22 MeV.....	208
7.2	Protons de 60 MeV.....	210
7.3	Effet de l'énergie des protons.....	213
7.4	Cas des ions plus lourds que l'hélium.....	214
8	Résumé.....	217
9	Bibliographie.....	219

1 Introduction

En environnement spatial ou nucléaire, les interactions non-ionisantes les plus problématiques sont les chocs nucléaires produits respectivement par les protons de haute énergie et par les neutrons. En effet, nous avons vu dans le chapitre 3 que les chocs nucléaires induisent une augmentation de courant d'obscurité très importante dans les pixels qu'ils frappent (typiquement quelques milliers d'e-/s à température ambiante). Par conséquent, malgré la rareté de ces événements et le nombre potentiellement faible de pixels impactés, les chocs nucléaires limitent les performances des imageurs CMOS en environnement radiatif spatial ou nucléaire par la dégradation violente de certains pixels.

L'augmentation de courant d'obscurité très importante générée par un choc nucléaire peut s'expliquer par la présence d'une large cascade de déplacements atomiques, dans laquelle de nombreux défauts SRH sont formés. Dans le cas d'un choc nucléaire, l'énergie d'activation de l'augmentation du courant d'obscurité est conforme à celle du facteur de dommage universel [1], soit environ 0.63 eV [2]. Cela signifie que les défauts qui dominent l'augmentation du courant d'obscurité possèdent des niveaux d'énergie centrés dans la bande interdite du silicium. Ce résultat s'accorde avec la théorie SRH, qui prédit que le taux de génération d'un défaut croît exponentiellement lorsque le niveau d'énergie s'approche du milieu de la bande interdite : la présence de tels défauts explique l'augmentation importante du courant d'obscurité.

Dans le chapitre 3, nous avons observé que la distribution de courant d'obscurité induite par les chocs nucléaires est similaire pour une grande variété de particules. En effet, pour les neutrons et les protons d'énergie supérieure à quelques MeV, la distribution de courant d'obscurité est équivalente et ne dépend que du nombre moyen de chocs nucléaires dans chaque pixel de l'imageur. Cette similarité a d'ailleurs permis de valider le modèle empirique étudié dans le chapitre 3 sur l'ensemble de ces particules et énergies. D'autre part, la distribution de courant d'obscurité commune à toutes ces particules semble reposer sur une distribution élémentaire de forme exponentielle décroissante, qui correspond à la PDF du courant d'obscurité généré par un choc nucléaire. La moyenne de cette distribution élémentaire est sensiblement la même quels que soit le type et l'énergie des particules, ce qui peut s'expliquer par l'idée que l'énergie non-ionisante moyenne par choc nucléaire est similaire pour ces particules. Seules les particules de faible énergie ne respectent pas ce modèle, soit à cause d'une énergie non-ionisante moyenne par choc plus faible (pour les neutrons) soit en raison de la prépondérance des interactions coulombiennes devant les chocs nucléaires (pour les protons). Dans ce cas, la distribution élémentaire n'est plus exponentielle et sa moyenne est plus faible.

Malgré la mise en évidence de ces similarités, l'origine de la forme exponentielle de la PDF du courant d'obscurité produite par les chocs nucléaires n'est pas comprise. En particulier, la forme exponentielle ne peut pas s'expliquer par la forme de la PDF de l'énergie non-ionisante des chocs nucléaires (section 5.2 du Chapitre 3). Les raisons

1. Introduction

physiques qui conduisent systématiquement à une distribution de forme exponentielle sont donc probablement liées à la nature des défauts SRH responsables de l'augmentation du courant d'obscurité. Malheureusement, puisque chaque choc nucléaire entraîne la formation de nombreux défauts, il est impossible de mesurer individuellement le taux de génération de chaque défaut SRH dans les pixels impactés. Au contraire, les contributions de nombreux défauts s'additionnent dans les pixels touchés et ce mélange conduit à la PDF de forme exponentielle observée expérimentalement dans les résultats du Chapitre 3. Par ailleurs, cette PDF est régulière et aucun taux de génération particulier ne s'en dégage, ce qui suggère que les défauts SRH sont nombreux et de nature variée.

Afin de détecter (voire d'identifier) des défauts SRH induits par les effets de déplacement dans les imageurs CMOS, il est nécessaire de les produire par l'intermédiaire des interactions coulombiennes. En effet, l'énergie transmise au PKA lors de ces interactions est beaucoup plus faible que lors de chocs nucléaires, ce qui permet de ne former qu'un nombre réduit de défauts SRH à chaque interaction. Dans ce cas, certains pixels ne contiennent qu'un seul défaut supplémentaire après irradiation et l'augmentation du courant d'obscurité de ces pixels correspond directement au taux de génération du défaut formé. En mesurant la distribution de l'augmentation du courant d'obscurité de l'imageur, il est alors possible de détecter des pics correspondant aux pixels contenant un défaut identique (ou une combinaison de défauts identique). Cette méthode, appelée la spectroscopie de courant d'obscurité, permet de détecter la présence de défauts particuliers (défauts ponctuels) lorsqu'ils sont contenus dans de nombreux pixels et de les caractériser : elle constitue l'objet d'étude de ce dernier chapitre.

Dans ce chapitre, la spectroscopie de courant d'obscurité est employée sur des imageurs à pixels 4T-PPD irradiés avec des protons et des ions de faible énergie. En effet, à l'inverse du chapitre 3 qui se focalise sur les chocs nucléaires, les particules choisies ici doivent produire des déplacements atomiques principalement par interactions coulombiennes afin de garantir qu'un nombre limité de défauts apparait dans chaque pixel. Pour chaque particule, les principaux défauts ponctuels (dont le taux de génération est suffisamment élevé pour être mesuré) sont détectés par spectroscopie de courant d'obscurité. La spectroscopie est réalisée à différentes températures afin d'extraire l'énergie d'activation du taux de génération des défauts ponctuels, qui renseigne sur le niveau d'énergie des défauts et permet de les identifier à partir de la littérature. D'autre part, la spectroscopie est effectuée à plusieurs reprises durant un recuit isochrone pour déterminer la stabilité des défauts ponctuels en fonction de la température et faciliter leur identification. Enfin, les résultats de spectroscopie des différents imageurs sont comparés afin de déterminer si l'identité et la concentration des défauts ponctuels dépendent du type d'ion ou de l'énergie de la particule.

Ensuite, après avoir étudié les distributions de courant d'obscurité typiquement produites par les interactions coulombiennes, une section de ce chapitre s'intéresse à discerner les contributions des interactions coulombiennes et des chocs nucléaires dans

les distributions de courant d'obscurité des protons. En effet, pour les protons de quelques MeV ou plus, les deux contributions sont présentes et peuvent être dissociées en s'appuyant sur les conclusions du chapitre 3 et sur les résultats de spectroscopie. Enfin, dans la dernière partie de ce chapitre, un modèle analytique est développé afin de simuler la distribution de courant d'obscurité à partir des deux contributions coulombiennes et nucléaires. Le test de ce modèle sur les distributions expérimentales permet de déterminer l'effet de chacune des contributions sur la distribution de courant d'obscurité totale, et aussi d'estimer le nombre de défauts ponctuels et de défauts plus complexes (agrégats par exemple) dans les pixels. Enfin, cette partie apporte des éléments de réponse quant aux différences possibles entre les défauts ponctuels générés par les interactions coulombiennes et les défauts plus complexes produits par les chocs nucléaires.

2 Principe de la spectroscopie du courant d'obscurité

La spectroscopie de courant d'obscurité (ou DCS pour Dark Current Spectroscopy en anglais) est une technique introduite en 1987 par R.D. McGrath pour dénombrer les défauts à niveaux d'énergie profonds présents dans les CCD [3]. A l'époque, de nombreuses techniques existent déjà pour détecter et caractériser les défauts électriquement actifs dans le silicium ou aux interfaces entre le silicium et les oxydes [4]. On peut citer par exemple l'analyse spectroscopique des transitoires de niveau profond [5, 6] (ou DLTS pour Deep Transient Level Spectroscopy en anglais), la résonance paramagnétique électronique [7, 8] (EPR en anglais), la résonance de spin électronique [9, 10] (ESR en anglais), l'analyse du courant thermiquement stimulé [11, 12] (TSC en anglais) ou encore les techniques de courant transitoire [13, 14] (TCT). Alors que l'EPR et l'ESR fournissent des informations sur l'organisation de la structure électronique des défauts, la TSC, la DLTS et les TCT sont des techniques permettant de déterminer la position des niveaux d'énergie des défauts dans la bande interdite. Ces trois dernières techniques sont basées sur la mesure de courants transitoires produits par la capture ou l'émission de porteurs par les défauts à niveaux profonds.

Par exemple, la DLTS consiste à remplir les niveaux d'énergie des défauts contenus dans la zone dépeuplée d'un dispositif tel qu'une jonction PN, une capacité MOS ou une diode Schottky, en polarisant le dispositif de manière à apporter un excès de porteurs libres. Ensuite, la polarisation est inversée pour évacuer les porteurs libres : la capacité électrique du dispositif varie alors en fonction du temps à cause de la réémission progressive des porteurs capturés par les défauts. Le temps caractéristique de réémission des porteurs dépend directement de la hauteur de barrière à franchir par les porteurs pour quitter le défaut, par exemple de la distance entre le niveau d'énergie du défaut et la bande de conduction si le porteur capturé est un électron. Comme pour le processus de génération SRH, le temps caractéristique varie exponentiellement avec

2. Principe de la spectroscopie du courant d'obscurité

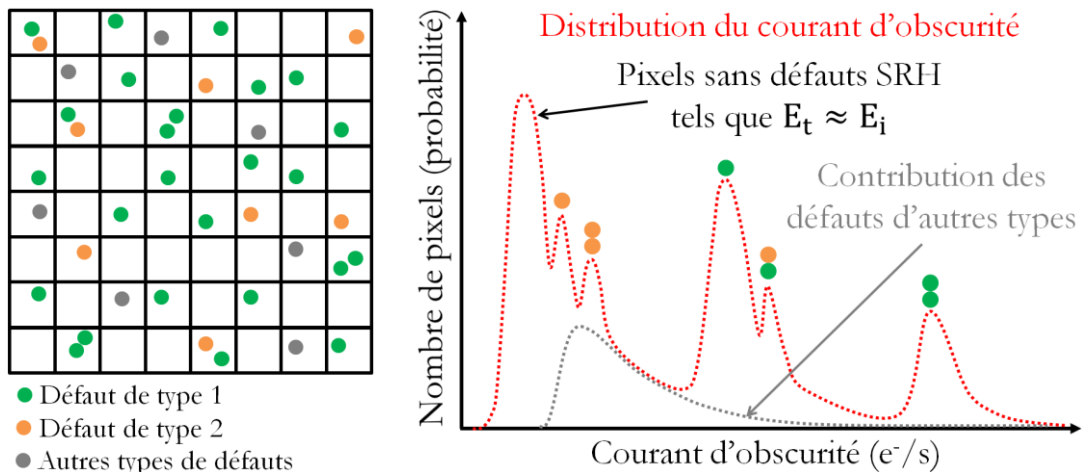


Fig. 4.1 – Principe de la spectroscopie de courant d'obscurité. A gauche, la répartition arbitraire de deux types principaux de défauts SRH dans les pixels de l'imageur est représentée. A droite, la distribution (l'histogramme) de courant d'obscurité correspondante est tracée : des pics de spectroscopie apparaissent et correspondent aux pixels contenant les types particuliers de défauts (ou des combinaisons de ces défauts).

la température et l'énergie d'activation du temps d'émission est égale à la hauteur de la barrière. En pratique, la capacité du dispositif est mesurée à deux instants donnés après avoir changé la polarisation du dispositif, formant une fenêtre de temps. Lorsque la variation de capacité dans la fenêtre de temps est maximale, cela signifie que la largeur de la fenêtre de temps correspond à la constante de temps d'émission des défauts [15]. En mesurant le transitoire de capacité à différentes températures et en variant la largeur de la fenêtre de temps, il est donc possible de détecter les principaux types de défauts et d'en extraire le niveau d'énergie et la section efficace d'émission du porteur capturé.

Malgré les nombreuses possibilités offertes par ces techniques de détection, leur limite réside dans l'utilisation d'une structure unique. En effet, la taille de la structure et la concentration des défauts doivent être suffisamment élevées pour produire un transitoire de capacité mesurable. De plus, les courants électriques mis en jeu sont faibles et nécessitent l'utilisation de systèmes de mesure à très faible bruit. Enfin, puisque ces techniques sont basées sur la capture et la réémission de porteurs libres, la détection des défauts dont le niveau d'énergie est proche de la bande de conduction ou de valence nécessite de réduire fortement la température de mesure. En effet, à température ambiante, la réémission des porteurs est trop rapide pour être mesurée, sauf pour les défauts dont le niveau d'énergie est proche du milieu de la bande interdite. Typiquement, les mesures de DLTS nécessitent l'utilisation d'azote liquide afin de pouvoir détecter des défauts de niveaux d'énergie variés dans la bande interdite, ce qui complexifie le matériel nécessaire pour effectuer ces mesures.

Contrairement aux techniques précédentes où les défauts sont détectés par l'intermédiaire de la capture et de la réémission des porteurs, la technique de DCS est basée sur la mesure du taux de génération de paires électron-trou à travers les défauts. Puisque le taux de génération décroît exponentiellement avec l'écart entre le niveau

Chap. 4: Spectroscopie du courant d'obscurité des interactions coulombiennes

d'énergie du défaut et le milieu de la bande interdite d'après la théorie SRH [16], la DCS est particulièrement sensible aux défauts dont le niveau d'énergie est près du centre de la bande interdite. Elle représente donc une alternative intéressante aux techniques précédentes si l'objectif est de détecter les défauts à niveau très profond. La DCS consiste à mesurer le taux de génération de nombreux micro-volumes de silicium (comme par exemple les volumes dépeuplés des pixels d'un imageur CMOS) et à tracer l'histogramme des taux de génération mesurés. En effet, la DCS est basée sur l'hypothèse qu'à chaque type de défaut donné (de niveau d'énergie E_t et de sections efficaces d'émission d'électrons σ_n et de trous σ_p) correspond une unique valeur possible du taux de génération U si le défaut est situé dans une zone dépeuplée telle que $p \ll n_i$ et $n \ll n_i$:

$$U = \frac{\sigma_n \sigma_p V_{th} n_i}{\sigma_n \exp\left(\frac{E_t - E_i}{kT}\right) + \sigma_p \exp\left(\frac{E_i - E_t}{kT}\right)} \quad (4.1.)$$

Ce taux de génération, donné par la théorie SRH, dépend de la température mais doit être le même pour tous les défauts d'un même type situés dans différents volumes dépeuplés à une température donnée. Ainsi, les micro-volumes dont le taux de génération est dominé par un même type de défaut possèdent un taux de génération équivalent. Si de nombreux micro-volumes contiennent le même type de défaut, un pic apparaît dans l'histogramme des taux de génération et correspond à ces micro-volumes (Fig. 4.1).

Les imageurs sont de très bons candidats pour utiliser la DCS, car ils contiennent de nombreux micro-volumes de silicium dans lesquels le taux de génération peut être indépendamment échantillonné. Ces micro-volumes sont matérialisés par les volumes dépeuplés des pixels (pour les imageurs CMOS) ou des photosites (pour les CCDs), et la spectroscopie est réalisée en traçant la distribution du courant d'obscurité de l'imageur. Par rapport aux autres techniques de détection, la DCS présente trois avantages majeurs :

- Pour un type de défaut donné, la concentration minimale détectable est beaucoup plus faible. En effet, de nombreux micro-volumes différents sont échantillonnés simultanément en DCS contrairement à un unique volume dans les autres techniques. Ainsi, en DCS, un défaut de type donné peut être détecté dès lors qu'il est présent une fois dans de nombreux pixels. Au contraire, en DLTS par exemple, le défaut doit être présent en grand nombre dans le volume mesuré. Typiquement, la concentration minimale détectable en DLTS est de 10^{12} cm^{-3} à 10^{13} cm^{-3} selon les dimensions du dispositif mesuré [6, 15]. Dans ce chapitre, nous allons voir qu'un type de défaut donné est facilement détectable dès lors qu'il est présent dans quelques centaines de pixels. Ainsi, pour les imageurs testés dans ce chapitre (jusqu'à 250 000 pixels de volume dépeuplé de $30 \mu\text{m}^3$), la concentration minimale détectable est typiquement de quelques 10^7 cm^{-3} (comme dans [17]). Ainsi, la DCS permet de mesurer des concentrations de défauts extrêmement faibles par rapport aux autres techniques de détection.

2. Principe de la spectroscopie du courant d'obscurité

- La résolution spatiale de la détection est bien meilleure. En effet, en DLTS par exemple, l'aire des dispositifs testés est importante car les variations de capacité électrique doivent être suffisamment grandes pour être détectées. Ainsi, la localisation des défauts n'est pas connue avec précision. En DCS, les volumes échantillonnés (volumes dépeuplés des photodiodes) peuvent être très petits (moins d'un micromètre cube pour l'un des imageurs testé dans ce chapitre). Ainsi, la répartition des défauts peut être cartographiée avec précision.
- Les défauts peuvent être observés individuellement dans les pixels, contrairement aux autres méthodes de détection où la réponse de nombreux défauts est mesurée simultanément.

En 1987, la DCS est utilisée pour la première fois sur des CCDs non-irradiés et non contaminés [3]. Des pics de spectroscopie correspondant à deux types de défauts différents sont détectés, démontrant la validité de cette technique. La DCS est employée à plusieurs reprises par la suite, dans l'objectif de détecter et de caractériser les principaux défauts responsables du courant d'obscurité dans les imageurs. Ces défauts peuvent correspondre à des défauts cristallins (intrinsèques ou induits par les radiations) ou bien à des impuretés introduites volontairement ou non dans l'imageur. Par exemple, la DCS est utilisée sur des CCDs contaminés par des impuretés métalliques [18, 19], sur des CIS non contaminés [20], sur des CIS contaminés par des métaux [21, 22, 23, 24, 25], sur des CCD irradiés [17] et enfin sur des imageurs CMOS irradiés [26].

La DCS permet de détecter les principaux types de défauts SRH présents dans l'imageur, et d'en mesurer le taux de génération lorsque celui-ci est du même ordre ou supérieur au courant d'obscurité intrinsèque des pixels (courant de diffusion et de génération minimal des pixels). D'autre part, en utilisant la DCS à différentes températures, l'énergie d'activation $E_{A,SRH}$ du taux de génération des principaux défauts peut être calculée. En effet, dans les pixels où le courant d'obscurité est dominé par le taux de génération d'un défaut donné, $E_{A,SRH}$ correspond aussi à l'énergie d'activation $E_{A,Iobs}$ du courant d'obscurité $I_{obs}(T)$:

$$E_{A,Iobs} \approx E_{A,SRH}$$
$$I_{obs}(T) = C \exp\left(-\frac{E_{A,Iobs}}{kT}\right) \approx C' \exp\left(-\frac{E_{A,SRH}}{kT}\right) \quad (4.2.)$$

Or, selon la théorie SRH, celle-ci est directement liée à la position du niveau d'énergie du défaut E_t par rapport au milieu de la bande interdite E_i . D'après le chapitre 2, pour les défauts situés dans la zone centrale de la zone dépeuplée et tels que $\sigma_n \approx \sigma_p$:

$$E_{A,SRH} \approx 0.65 + |E_t - E_i| \quad (4.3.)$$

Ainsi, en utilisant la DCS à différentes températures, la position relative de E_t et E_i peut être déterminée pour les principaux défauts. Dans la section 4.3 du chapitre 2, nous avons vu que le courant de génération domine le courant d'obscurité total des pixels à photodiode pincée lorsque la température est inférieure ou égale à environ 32°C. Ainsi, dans ce chapitre, $E_{A,Iobs}$ sera mesurée entre -8°C et 22°C pour s'assurer

que le courant de diffusion est négligeable devant le courant de génération des défauts SRH (et donc que $E_{A, \text{Iobs}} \approx E_{A, \text{SRH}}$). Lorsque le taux de génération et l'énergie d'activation du taux de génération d'un défaut sont connus, la section efficace d'émission σ du processus limitant de la génération peut être déduite de l'équation 4.1. Dans le cas où $\sigma_n \approx \sigma_p$ et $E_t < E_i$, $\sigma \approx \sigma_n$ car U s'écrit :

$$U = \frac{\sigma_n v_{th} n_i}{\exp\left(\frac{E_i - E_t}{kT}\right)} \quad (4.4.)$$

Au contraire, si $\sigma_n \approx \sigma_p$ et $E_t > E_i$, $\sigma \approx \sigma_p$ car U s'écrit :

$$U = \frac{\sigma_p v_{th} n_i}{\exp\left(\frac{E_t - E_i}{kT}\right)} \quad (4.5.)$$

Enfin, si $E_t \approx E_i$, l'équation 4.1 ne peut pas se simplifier et la section efficace recalculée σ est comprise entre σ_n et σ_p : les deux processus de la génération (émission du trou et émission de l'électron) sont limitants. Il est important de noter que la section efficace déterminée par DCS correspond au processus de génération ayant la plus haute barrière énergétique, contrairement à la DLTS qui fournit la section efficace de capture/réémission de la plus petite barrière.

Dans la littérature, les défauts détectés et caractérisés par DCS ou par d'autres techniques sont souvent répertoriés par la position de leur niveau d'énergie dans la bande interdite et par leurs sections efficaces d'émission (par exemple dans [27, 5, 17, 28]). Parfois, le taux de génération des défauts est renseigné (comme par exemple dans [29]). Ainsi, en comparant nos résultats de DCS à la littérature, il est possible d'identifier les principaux défauts présents dans nos imageurs irradiés. Finalement, une dernière information utile pour identifier les défauts est leur stabilité en température. Pour cela, les imageurs sont soumis à un cycle de recuit isochrone et la DCS est employée à chaque étape de température du recuit. La disparition progressive des principaux types de défauts peut alors être surveillée lorsque la température augmente et comparée à la littérature [28, 17]. Dans ce chapitre, l'apparition de nouveaux types de défauts est aussi observée pendant le recuit isochrone. Ces défauts semblent se former lorsque d'autres défauts disparaissent, suggérant que le recuit induit une transformation des défauts existants ou que certains composants des défauts instables sont utilisés pour former de nouveaux défauts.

3 Choix du type de photodiode et des volumes dépeuplés

Pour détecter les principaux types de défauts par spectroscopie de courant d'obscurité dans les imageurs, il est nécessaire que le taux de génération des défauts soit la contribution dominante du courant d'obscurité des pixels. Ainsi, l'imageur doit avoir un courant d'obscurité intrinsèque (courant d'obscurité minimal des pixels avant irradiation) le plus faible possible afin de pouvoir détecter le maximum de défauts. Par

3. Choix du type de photodiode et des volumes dépeuplés

conséquent, seuls des imageurs à pixels 4T à photodiode pincée (PPD pour Pinned PhotoDiode en anglais) sont utilisés dans ce chapitre. En effet, le courant d'obscurité intrinsèque des pixels à PPD est très faible (quelques e-/s à température ambiante) en comparaison de celui des pixels à photodiode conventionnelle (typiquement cent fois plus élevé à surface de pixel équivalente). Le très faible courant d'obscurité de la PPD est permis par l'absence complète d'interfaces oxyde-silicium dépeuplées dans la Zone de Charge d'Espace (ZCE) de la photodiode (Chapitre 2). Le courant d'obscurité du pixel provient alors uniquement du courant de diffusion des régions quasi-neutres de type P autour de la photodiode (implant de pincement, caissons P et épitaxie) et du courant de génération des défauts SRH contenus dans la ZCE. Avant irradiation, seuls quelques pixels de l'imageur contiennent des défauts SRH tels que $E_t \approx E_i$. Ces pixels ont un courant d'obscurité supérieur au courant intrinsèque et sont appelés pixels chauds. Pour la grande majorité des pixels, le courant d'obscurité avant irradiation est minimal et la mesure du courant d'obscurité après irradiation permet de détecter des défauts SRH dont le taux de génération est supérieur ou égal à quelques e-/s seulement à température ambiante. Dans ce chapitre, nous allons voir que cette sensibilité nous permet de détecter des défauts dont le niveau d'énergie est distant d'environ 0.15 eV du centre de la bande interdite. Contrairement à la DLTS, la DCS ne nous permet pas de détecter les défauts dont le niveau d'énergie est trop éloigné de E_i car leur taux de génération est trop faible.

Dans ce chapitre, deux types imageurs différents sont utilisés. Le premier (qui correspond à l'imageur B dans le chapitre 3) est un imageur de 256 x 256 pixels de 4.5 μm de côté dans lesquels la PPD est très petite (2.2 μm^2) : son volume dépeuplé est d'environ 0.7 μm^3 d'après les résultats du chapitre 3. En réduisant au maximum le micro-volume échantillonné par chaque pixel, les chances de pouvoir mesurer le taux de génération de défauts uniques sont optimisées. Par conséquent, les premières mesures de DCS ont été réalisées sur cet imageur afin de prouver l'applicabilité de la DCS à la détection et la caractérisation de défauts induits par les radiations dans les imageurs CMOS. Par la suite, un nouvel imageur optimisé pour la DCS a été réalisé (imageur C du chapitre 3). Tout d'abord, il comporte quatre fois plus de pixels que l'imageur précédent (512 x 512 pixels) ce qui permet d'augmenter la statistique de détection des défauts. D'autre part, le volume dépeuplé des PPD a été fortement augmenté (30 μm^3) en agrandissant le pas du pixel (7 μm) et la photodiode (26 μm^2). En effet, dans l'imageur précédent, le volume dépeuplé était si petit que de très grandes fluences de particules étaient nécessaires pour générer une concentration suffisante de défauts. Or, l'inconvénient d'utiliser de hautes fluences de particules chargées est que la dose ionisante déposée dans l'imageur est importante et conduit à une augmentation significative du courant d'obscurité provenant des interfaces avec l'oxyde. Cette contribution augmente le courant de diffusion des pixels et peut empêcher la détection des défauts dont le taux de génération est faible. Dans le nouvel imageur, le volume dépeuplé est 40 fois plus important et permet d'utiliser des fluences beaucoup plus faibles pour atteindre le même nombre moyen de défauts par pixel.

4 Choix de la particule d'irradiation

Pour optimiser la détection des principaux défauts induits par les radiations non-ionisantes par spectroscopie de courant d'obscurité, il faut utiliser des particules qui ne génèrent qu'un nombre réduit de défauts en traversant le volume dépeuplé d'un pixel. Idéalement, il faut même choisir une particule qui ne forme le plus souvent qu'un défaut au maximum dans le volume dépeuplé du pixel qu'elle traverse. Cette contrainte exclut immédiatement les particules qui interagissent principalement par chocs nucléaires (neutrons et protons de haute énergie), car les cascades de déplacement produites lors de ces chocs contiennent de nombreux défauts. En effet, d'après le chapitre 3, la distribution de courant d'obscurité produite par les chocs nucléaires possède une moyenne très élevée et ne contient pas de pics de spectroscopie, ce qui suggère que de nombreux défauts sont présents dans chaque pixel impacté.

Par conséquent, il faut choisir une particule qui dépose son énergie non-ionisante principalement par interactions coulombiennes nucléaires. Celles-ci sont en effet beaucoup plus propices à la formation d'un seul défaut SRH puisque l'énergie du PKA (pour Primary Knock-on Atom en anglais) est beaucoup plus faible que dans le cas des chocs nucléaires (typiquement quelques centaines d'eV contre quelques centaines de keV [30, 31, 32]). Les particules concernées sont les ions de faible énergie, pour lesquels la section efficace nucléaire est négligeable, ou bien les électrons. Pour les ions, l'énergie à partir de laquelle les chocs nucléaires deviennent non-négligeables augmente avec la taille de l'ion : elle est de quelques MeV pour les protons [33], de 10-20 MeV pour les ions hélium [34] et encore plus élevée pour les ions plus lourds [35].

Toutefois, il convient de choisir un ion dont le NIEL coulombien (énergie non-ionisante déposée par unité de longueur de manière coulombienne nucléaire) est suffisamment faible pour éviter que plusieurs défauts se forment sur la trajectoire de la particule. La section efficace de l'interaction coulombienne nucléaire peut s'exprimer de la manière suivante [31] :

$$\sigma_{\text{coul}}(E, T) = \pi Z_1^2 Z_2^2 q^4 \frac{M_1}{M_2} \frac{1}{E} \frac{1}{T^2} \quad (4.6.)$$

Dans cette formule, E est l'énergie de l'ion, T est l'énergie transmise au PKA lors de l'interaction, Z_1 et M_1 sont la charge et la masse de l'ion et Z_2 et M_2 sont la charge et la masse de l'atome de silicium. Tout d'abord, on remarque que la section efficace coulombienne décroît avec le carré de l'énergie transmise à l'atome de silicium. Cette particularité explique pourquoi l'énergie moyenne transmise lors de ces interactions est très faible : les cascades de déplacement ne contiennent le plus souvent que quelques atomes. D'autre part, on remarque que la section efficace est inversement proportionnelle à l'énergie de l'ion, en accord avec les résultats présentés dans [34, 33, 35], et proportionnelle à la masse et au carré de la charge de l'ion en accord avec [35]. Ainsi, l'idéal est de choisir un ion le plus léger possible (proton, deutérium ou hélium par exemple). Son énergie doit être plutôt élevée pour limiter la section efficace coulombienne, mais pas trop élevée pour ne pas déclencher de chocs nucléaires.

4. Choix de la particule d'irradiation

Un autre critère à considérer pour le choix de la particule et de son énergie est le rapport entre le freinage non-ionisant et le freinage ionisant. En effet, si ce rapport est trop faible, une fluence importante devra être utilisée pour atteindre une concentration de défauts suffisante et la dose ionisante sera élevée, entraînant une augmentation importante du courant de diffusion. Ainsi, l'idéal est de choisir une particule et une énergie pour lesquelles le rapport entre les freinages non-ionisant et ionisant est maximal. Typiquement, pour les ions légers (protons, hélium) et pour des énergies comprises entre 1 MeV et 1 GeV, les freinages non-ionisant et ionisant sont inversement proportionnels à l'énergie et le rapport entre les deux est de l'ordre de $1/1000$ [36, 37, 38]. A faible énergie, ceci correspond à un rapport environ deux fois plus faible entre le NIEL et le freinage ionisant (soit $1/2000$) car le NIEL coulombien (par exemple [33] pour les protons) est environ deux fois plus faible que le freinage non-ionisant coulombien (par exemple [36, 38] pour les protons). Ceci est dû aux nombreuses interactions coulombiennes d'énergie insuffisante pour déplacer l'atome de silicium de son site cristallin. En revanche, à faible énergie, le rapport augmente et peut même dépasser 1 à très faible énergie pour les ions plus lourds que l'hélium [38]. Cette particularité peut être mise à profit pour les ions légers, pour lesquels la probabilité de créer un défaut SRH dans un pixel est faible même à faible énergie. Dans ce cas, il faut utiliser l'énergie la plus faible possible afin de limiter au maximum la dose ionisante déposée dans l'imageur. En pratique, ceci est réalisé en choisissant l'énergie de manière à ce que la majorité des ions terminent leur course à l'intérieur du volume dépeuplé des pixels. Dans ce cas, la profondeur de pénétration moyenne des ions dans l'oxyde doit être d'environ $5.5\ \mu\text{m}$ (épaisseur totale des couches d'oxyde surplombant les pixels). Par exemple, pour les protons, l'énergie doit être d'environ 500 keV [38]. Enfin, les électrons ont été écartés de cette étude à cause de leur freinage non-ionisant trop faible. En effet, le rapport entre le NIEL [39] et le freinage ionisant [40] des électrons atteint un maximum vers la dizaine de MeV mais est seulement de l'ordre de $1/10000$. Ainsi, les doses ionisantes engendrées par des irradiations aux électrons seraient trop importantes (ou le nombre de défauts serait trop faible) pour détecter des pics de spectroscopie de courant d'obscurité. Pour résumer, l'idéal est d'utiliser un ion léger (proton, deutérium, hélium) à l'énergie la plus faible possible pour tester la spectroscopie de courant d'obscurité dans les imageurs CMOS irradiés.

La première particule à avoir été utilisée pour tester la DCS est l'ion hélium, aussi appelé particule « alpha ». Le choix de l'hélium repose sur le fait que le rapport entre les freinages non-ionisant et ionisant atteint environ 1 à très faible énergie, contrairement à environ $1/10$ pour les protons par exemple. De plus, compte tenu du NIEL relativement faible de cet ion (même à faible énergie), l'énergie non-ionisante déposée par un ion hélium dans le volume dépeuplé d'un pixel est faible, même pour les ions terminant leur course dans le volume (particules « en fin de course » ou End-Of-Range (EOR) en anglais). En effet, l'intégrale du freinage non-ionisant d'un ion hélium dans le silicium sur le dernier micromètre de sa trajectoire (ce qui correspond à la profondeur maximale du volume dépeuplé des PPD testées dans ce chapitre) est

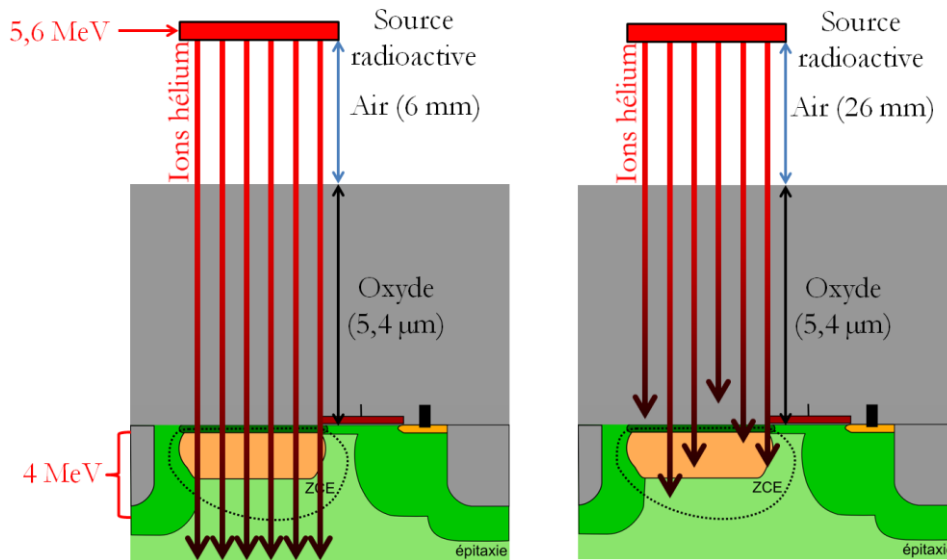


Fig. 4.2 – Schéma de l'irradiation aux ions hélium de 4 MeV (à gauche) et aux ions en fin de course (à droite). Dans le cas des ions en fin de course, certains ions ne parviennent pas jusqu'au pixel.

d'environ 5 keV [38]. Or, seule une partie du freinage non-ionisant est convertie en énergie non-ionisante à cause des interactions coulombiennes ne déplaçant pas d'atomes. Pour l'hélium, ce rapport vaut environ 1/2 pour des énergies de quelques dizaines de keV à quelques dizaines de MeV (en comparant [34] et [38] par exemple). Ainsi l'énergie non-ionisante maximale déposée par un ion hélium de faible énergie dans un volume dépeuplé est d'environ 2.5 keV. Si l'on suppose que le facteur de dommage universel [1] (environ 40 e-/s/keV à température ambiante et après quelques semaines de recuit d'après le chapitre 3) s'applique aux interactions coulombiennes produites par les ions hélium, cela signifie que l'augmentation moyenne de courant d'obscurité produite par un ion dans un pixel est inférieure ou égale à 100 e-/s. Les résultats de spectroscopie de courant d'obscurité présentés dans la suite de ce chapitre montrent que cette augmentation moyenne de courant d'obscurité est du même ordre que le taux de génération des principaux défauts détectés par spectroscopie. Ainsi, les particules alphas en fin de course semblent idéales pour tester la spectroscopie de courant d'obscurité : le nombre moyen de défauts créés par chaque particule est de l'ordre de 1.

Dans cette étude, les ions hélium sont obtenus à partir d'une source d'américium ^{241}Am d'activité égale à 30 kBq. Cet élément radioactif se désintègre en plutonium ^{237}Pu en émettant une particule alpha d'énergie proche de 5.6 MeV. Les imageurs CMOS sont irradiés dans l'air à l'aide de cette source radioactive isotrope. L'énergie d'irradiation (qui correspond à l'énergie des ions dans le volume dépeuplé des pixels) peut être changée en faisant varier la distance entre la source et l'imageur (car les ions sont freinés dans l'air). Pour l'imageur B, l'énergie maximale atteignable tout en conservant une uniformité suffisante sur l'imageur est d'environ 4 MeV ; la source est

4. Choix de la particule d'irradiation

alors placée à environ 6 mm de la surface de l'imageur (Fig. 4.2). Cette énergie est plus faible pour l'imageur C car il est plus grand que l'imageur B : la source doit être placée plus loin pour conserver l'uniformité. Enfin, pour que la majeure partie des ions soient stoppés dans le volume dépeuplé des pixels, la source est placée à 26 mm de la surface : la profondeur moyenne de pénétration des particules dans l'imageur est alors de $5.7\ \mu\text{m}$ (Fig. 4.2).

5 Premiers résultats de DCS avec les ions hélium

Pour obtenir les premiers résultats de DCS, deux imageurs B ont été irradiés aux ions hélium : l'un à une énergie de 4 MeV (imageur B1) et l'autre avec des ions en fin de course (imageur B2). Dans le premier cas, la fluence de particules effectivement reçue par les pixels est inférieure à celle émise par la source car certains ions sont stoppés avant d'atteindre les volumes dépeuplés (Fig. 4.2). D'autre part, la dose de déplacement (DDD pour Displacement Damage Dose en anglais) ne peut pas être calculée dans cette situation. En effet, l'épaisseur des couches d'oxyde surplombant les pixels n'est pas connue de manière très précise. De plus, il existe une certaine incertitude sur la distance entre la source radioactive et la surface de l'imageur. Enfin, la profondeur du volume dépeuplé des pixels par rapport à l'interface avec l'oxyde n'est pas connue avec précision. Toutes ces incertitudes nous empêchent de connaître exactement la profondeur de pénétration des ions dans l'imageur et de calculer l'énergie non-ionisante effectivement déposée dans les pixels, d'autant plus que le NIEL des ions en fin de course varie très rapidement. En revanche, dans le second cas, tous les ions traversent les pixels avec une énergie similaire d'environ 4 MeV : la DDD peut être calculée comme le produit du NIEL à 4 MeV ($280\ \text{keVcm}^2/\text{g}$ d'après [34]) par la fluence.

Dans les deux cas, la fluence est estimée en effectuant une courte période d'irradiation avec l'imageur en fonctionnement (de durée négligeable devant la durée totale de l'irradiation) et en dénombrant le nombre de taches d'ionisation par unité de temps sur l'imageur. En effet, lorsqu'un ion atteint le volume dépeuplé d'un pixel, il provoque l'ionisation du silicium et la collection des électrons générés par la photodiode du pixel, qui apparaît blanc sur l'image. Si l'ion atteint l'épitaxie, les électrons excités peuvent diffuser et être collectés par les pixels voisins, ce qui produit des taches occupant plusieurs pixels. La présence de taches et non de pixels blancs isolés indique que les ions dépassent les volumes dépeuplés des pixels : ces mesures permettent donc de vérifier si les ions sont bien stoppés dans les volumes dépeuplés pour l'irradiation avec les particules en fin de course. Dans le cas des ions en fin de course, la fluence est seulement donnée à titre indicatif et ne peut pas être convertie en dose de déplacement.

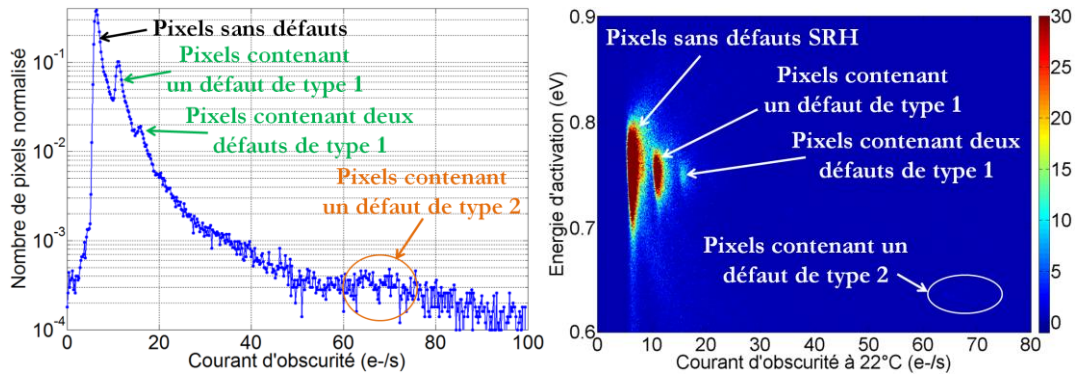


Fig. 4.3 – Distribution du courant d'obscurité d'un imageur de type C à température ambiante (22°C) avant irradiation (à gauche) et distribution de l'énergie d'activation du courant d'obscurité en fonction du courant d'obscurité à température ambiante (à droite).

5.1 Distribution de l'augmentation du courant d'obscurité avant irradiation

Avant irradiation, aucun pic de spectroscopie n'est visible dans la distribution de courant d'obscurité des imageurs B. En revanche, dans l'imageur C, les pics de deux types de défauts sont détectés comme montré dans la partie 4.3 du chapitre 2 : les résultats sont rappelés dans la Fig. 4.3. Ces défauts ont un taux de génération de 5 e-/s (défaut de type 1) et 60 e-/s (défaut de type 2) à température ambiante. L'énergie d'activation du taux de génération des défauts type 1 semble être d'environ 0.75 eV d'après la Fig. 4.3, mais il est difficile d'évaluer précisément sa valeur car le taux de génération du défaut de type 1 est du même ordre de grandeur que le courant d'obscurité intrinsèque des pixels (6.5 e-/s environ). Le défaut de type 2, présent dans très peu de pixels, possède quant à lui une énergie d'activation d'environ 0.63 eV : son niveau d'énergie doit être très proche du milieu de la bande interdite. Cette valeur est inférieure à la valeur minimale prédite par l'équation 4.3 lorsque $E_t \approx E_i$, ce qui est possible si $\sigma_n \neq \sigma_p$. Malgré la présence de ces deux types de défauts dans certains pixels avant irradiation, la plupart des pixels ne contiennent aucun défaut au taux de génération significatif et leur courant d'obscurité est environ égal au courant intrinsèque (6.5 e-/s).

5.2 Distribution de l'augmentation du courant d'obscurité après irradiation

La Fig. 4.4 présente la distribution de l'augmentation du courant d'obscurité après irradiation dans l'imageur B irradié aux ions hélium de 4 MeV, et ce à trois fluences différentes. Pour cet imageur, la source radioactive d'activité égale à 30 kBq est placée à 6 mm de l'imageur : le flux de particules pendant l'irradiation vaut alors environ 6000 particules par cm^2 . A cause de ce faible flux, les temps d'irradiation sont

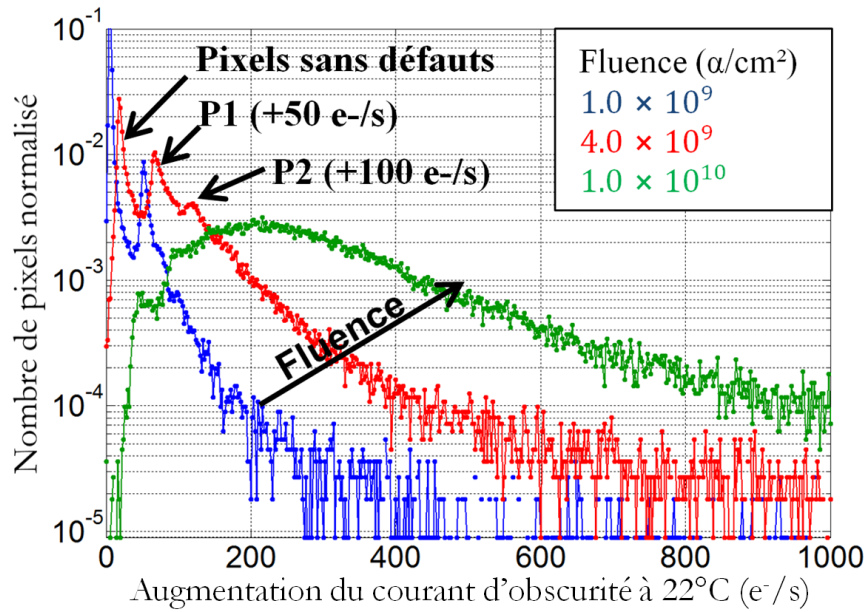


Fig. 4.4 - Distribution de l'augmentation du courant d'obscurité dans l'imageur B1 irradié aux ions hélium de 4 MeV après différentes fluences d'irradiation.

conséquents : près de trois semaines pour la plus haute fluence. Par conséquent, il n'existe pas de temps de recuit à proprement parler pour ces irradiations car le recuit a déjà lieu pendant l'irradiation. Contrairement au chapitre 3 dans lequel des temps de recuits de 2 à 6 semaines étaient respectés entre l'irradiation et la mesure du courant d'obscurité, les distributions de courant d'obscurité sont mesurées dès que la fluence souhaitée est atteinte dans ce chapitre. Par conséquent, la valeur du facteur de dommage universel n'est pas connue. Dans l'imageur B1 irradié à 4 MeV, l'augmentation moyenne du courant d'obscurité des pixels est proportionnelle à la fluence et vaut environ 450 e-/s à la plus haute fluence de $1.0 \times 10^{10} \text{ cm}^{-2}$. Comme le NIEL des ions hélium vaut $280 \text{ keVcm}^2/\text{g}$ à 4 MeV, la DDD vaut environ 2800 TeV/g à cette fluence. Or, puisque le volume dépeuplé des pixels est d'environ $0.7 \mu\text{m}^3$, l'énergie non-ionisante moyenne par volume vaut 4.5 keV : le facteur universel est donc d'environ 100 e-/s/keV soit $0.25 \text{ e-/s}/\mu\text{m}^3/(\text{TeV/g})$. Sa valeur est donc environ 2.5 fois plus élevée qu'après un recuit de quelques semaines (chapitre 3).

A faible fluence ($1.0 \times 10^9 \text{ cm}^{-2}$), deux pics sont observés dans la distribution. Le premier pic est localisé à environ 5 e-/s et contient la majorité des pixels ; il correspond aux pixels dans lesquels aucun défaut SRH tel que $E_t \approx E_i$ ne s'est formé. L'augmentation du courant d'obscurité de ces pixels est supposée correspondre à l'augmentation du courant de diffusion provenant des oxydes, à cause de la dégradation induite par la dose ionisante. Ainsi, cette contribution doit être similaire dans tous les pixels de l'imageur. Le second pic, noté « P1 » et localisé à 55 e-/s, doit correspondre à un groupe de pixels contenant un même type de défaut SRH. De plus, son taux de génération doit être de 50 e-/s puisqu'il s'ajoute à l'augmentation du courant de diffusion provenant des oxydes (5 e-/s) pour totaliser 55 e-/s dans les

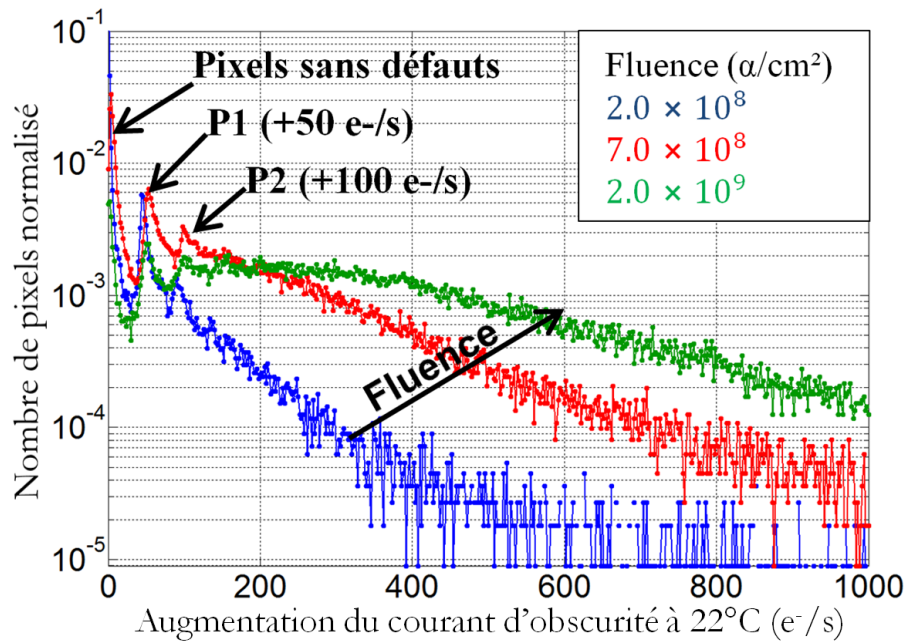


Fig. 4.5 – Distribution de l'augmentation du courant d'obscurité dans l'imageur B2 irradié aux ions hélium en fin de course après différentes fluences d'irradiation.

pixels concernés. A moyenne fluence ($4.0 \times 10^9 \text{ cm}^{-2}$), un troisième pic noté « P2 » est visible et est localisé environ 100 e-/s au-dessus du premier pic de la distribution. Ainsi, ce pic peut correspondre soit à des pixels contenant un autre type de défaut de taux de génération égal à 100 e-/s, soit à des pixels contenant exactement deux défauts identiques au défaut du second pic (générant alors 50 e-/s chacun). On remarque également que l'ensemble de la distribution s'est déplacé vers les courants d'obscurité positifs par rapport à la faible fluence, traduisant l'augmentation du courant d'obscurité induite par la dose ionisante (similaire dans tous les pixels de l'imageur). A la fluence maximale ($1.0 \times 10^{10} \text{ cm}^{-2}$), le premier pic est localisé à environ 50 e-/s et correspond à la valeur moyenne de l'augmentation du courant d'obscurité due à la dose ionisante. On remarque que les pics de spectroscopie de courant d'obscurité ne sont plus discernables, ce qui peut s'expliquer par l'élargissement des pics à cause de l'écart-type important du courant d'obscurité induit par la dose ionisante. De plus, à haute fluence, le nombre moyen de défauts par pixels devient important, ce qui complexifie le spectre de courant d'obscurité.

La Fig. 4.5 présente les résultats pour l'imageur B2 irradié aux ions hélium en fin de course. Les mêmes pics de DCS sont observés (localisés à +50 e-/s et à +100 e-/s par rapport au pic principal), ce qui suggère que les principaux défauts ponctuels générés par les ions hélium sont identiques à 4 MeV et en fin de course. A la fluence maximale ($2.0 \times 10^9 \text{ cm}^{-2}$), l'augmentation moyenne du courant d'obscurité est similaire à celle de l'imageur B1 irradié à 4 MeV et à $1.0 \times 10^{10} \text{ cm}^{-2}$ (environ 450 e-/s). Ainsi, l'énergie non-ionisante moyenne déposée par un ion hélium en fin de course dans un volume dépeuplé semble environ cinq fois plus élevée que pour une particule alpha de

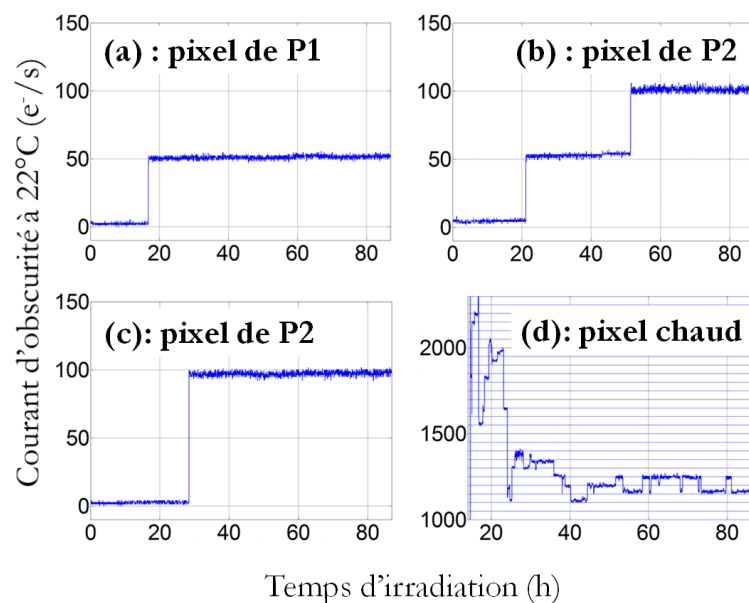


Fig. 4.6 – Courant d’obscurité de quatre pixels de l’imageur B2 en fonction du temps d’irradiation pendant la première étape d’irradiation.

4 MeV traversant le volume. Ceci peut s’expliquer par le NIEL beaucoup plus important à faible énergie (en fin de course) qu’à 4 MeV [34]. D’autre part, pour une augmentation moyenne du courant d’obscurité similaire, l’augmentation du courant d’obscurité induite par la dose ionisante (moyenne du pic principal) est plus faible pour les ions en fin de course que pour les ions de 4 MeV : seulement quelques e-/s au lieu de 50 e-/s. Ce résultat confirme que l’utilisation d’ions à très faible énergie (en fin de course) est utile pour minimiser la dose ionisante pour un même nombre de défauts ponctuels par pixel (et donc optimiser la finesse des pics de spectroscopie et la détection des défauts).

Durant la première étape d’irradiation (jusqu’à la fluence de $2.0 \times 10^8 \text{ cm}^{-2}$) l’imageur B2 était en fonctionnement (images successives de temps d’intégration de 1s pendant 88h) afin de mesurer l’évolution du courant d’obscurité dans les pixels pendant l’irradiation. Cette technique, utilisée par exemple dans [41], permet de détecter les augmentations de courant d’obscurité brutales générées par la formation des défauts dans les volumes dépeuplés et éventuellement les diminutions de courant d’obscurité induites par le recuit. La Fig. 4.6 présente le courant d’obscurité de quatre pixels de l’imageur pendant la première étape d’irradiation : ces courbes sont représentatives de l’ensemble de l’imageur. Dans le pixel (a), qui correspond à un pixel de P1 dans la distribution de courant d’obscurité à $2.0 \times 10^8 \text{ cm}^{-2}$, une seule marche de 50 e-/s est observée : elle correspond à la formation de l’unique défaut P1. Dans le pixel (b) appartenant au pic P2, deux marches identiques de 50 e-/s sont observées pour totaliser 100 e-/s : ainsi le pic P2 correspond bien aux pixels contenant deux défauts P1. Dans le pixel (a), une seule marche de 100 e-/s est observée, ce qui suggère

qu'une même particule a induit la formation de deux défauts P1. Enfin le pixel (d) subit une augmentation du courant d'obscurité très importante à environ 15h d'irradiation, de quelques milliers d'e-/s. Il est possible que cette augmentation corresponde à un rare choc nucléaire, ou bien à une interaction coulombienne particulièrement énergétique. Après l'interaction, le courant d'obscurité montre de nombreux changements au fil du temps (dont une réduction globale du courant d'obscurité) attribués au recuit des défauts générés lors de l'interaction. Pendant le recuit, le courant d'obscurité présente à la fois des diminutions et des augmentations de courant d'obscurité (parfois même plusieurs augmentations successives), ce qui suggère que le recuit observé correspond à une réorganisation des défauts plutôt qu'à leur disparition. Les défauts mis en jeu semblent donc avoir une structure plus complexe que des défauts ponctuels. Enfin, après environ 50h d'irradiation, un comportement plus régulier est observé avec l'oscillation du courant d'obscurité entre deux valeurs principales. Ce comportement semble correspondre à la présence d'un défaut instable responsable de DC-RTS [15, 42, 43], ce qui suggère une nouvelle fois que les défauts formés lors d'une interaction énergétique sont plus complexes que les défauts ponctuels des pics de spectroscopie.

5.3 Energie d'activation du courant d'obscurité

Afin de discriminer les différents défauts responsables des pics de spectroscopie et de déterminer leur niveau d'énergie dans la bande interdite, le courant d'obscurité après irradiation est mesuré à différentes températures et l'énergie d'activation du courant d'obscurité est extraite. Dans ce chapitre, l'énergie d'activation est calculée pour chaque pixel à partir de la valeur du courant d'obscurité à 22°C et à -8°C :

$$E_A(T) = \frac{k \ln \left(\frac{I_{\text{obs}}(T_2)}{I_{\text{obs}}(T_1)} \right)}{\left(\frac{1}{T_1} - \frac{1}{T_2} \right)} \quad (4.7.)$$

En effet, nous avons vu dans le chapitre 2 que le courant de diffusion est négligeable devant le courant de génération provenant de la ZCE dans les pixels à PPD lorsque la température est inférieure ou égale à la température ambiante (section 4.3). Par conséquent, dans les pixels où le courant de génération du pixel est dominé par le taux de génération d'un défaut unique, l'énergie d'activation du courant d'obscurité calculée entre -8°C et 22°C correspond directement à l'énergie d'activation du taux de génération du défaut. La position relative du niveau d'énergie du défaut E_t par rapport à E_i peut alors être déduite de l'énergie d'activation à l'aide de l'équation 4.3.

La Fig. 4.7 présente l'énergie d'activation des pixels de l'imageur B2 irradié aux ions hélium en fin de course à faible fluence ($2.0 \times 10^8 \text{ cm}^{-2}$) en fonction du courant d'obscurité à 22°C. L'échelle colorée représente le nombre de pixels correspondant à un courant d'obscurité et une énergie d'activation donnés. A très faible courant d'obscurité (3 e-/s en moyenne, ce qui correspond au courant d'obscurité intrinsèque

5. Premiers résultats de DCS avec les ions hélium

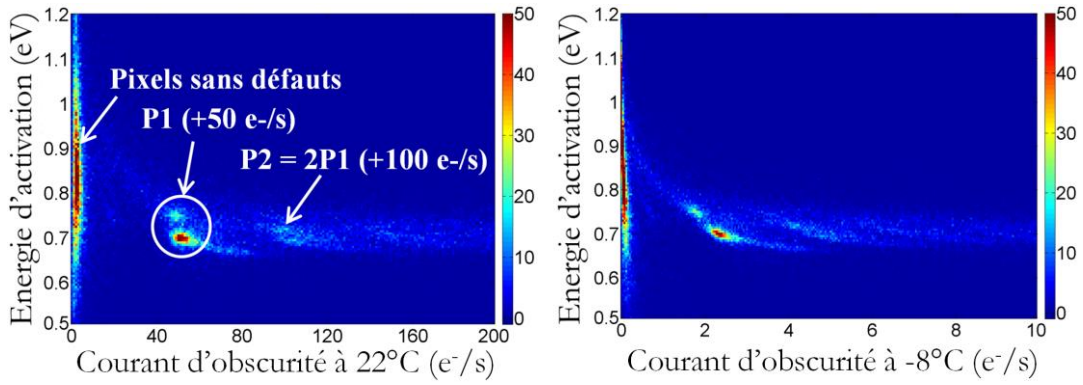


Fig. 4.7 - Energie d'activation du courant d'obscurité en fonction du courant d'obscurité à 22°C (à gauche) ou à -8°C (à droite) pour l'imageur B2 (ions hélium en fin de course) après une fluence de 2.10^8 cm^{-2} . L'échelle colorée représente le nombre de pixels.

des pixels), on retrouve les pixels dans lesquels aucun défaut SRH tel que $E_t \approx E_i$ ne s'est formé. Pour ces pixels, l'énergie d'activation est le plus souvent comprise entre 0.8 et 0.9 eV. Ce résultat suggère que la contribution principale du courant d'obscurité à 22°C est bien la génération et non la diffusion, car dans le cas contraire l'énergie d'activation devrait être d'environ E_g (Chapitre 2). Puisque l'énergie d'activation est d'environ 0.8 à 0.9 eV, les défauts SRH qui produisent le courant de génération possèdent des niveaux d'énergie assez éloignés du centre de la bande interdite (d'environ 0.15 à 0.25 eV d'après l'équation 4.3). D'après la théorie SRH, leur taux de génération est donc très faible : ceci explique pourquoi le courant d'obscurité intrinsèque des pixels est de seulement 3 e-/s en moyenne.

Entre 50 et 55 e-/s (soit environ 50 e-/s au-dessus du courant d'obscurité intrinsèque), deux groupes de pixels sont observés à des énergies d'activation de 0.70 et de 0.75 eV. Ainsi, le pic P1 observé dans la distribution de l'augmentation du courant d'obscurité (Fig. 4.5) correspond en réalité à des pixels pouvant contenir deux types de défauts différents. Ces pixels sont indiscernables dans la distribution du courant d'obscurité puisque le taux de génération des deux types de défauts est similaire (environ 50 e-/s). D'autre part, on observe que les pixels du pic P2 (situés à environ 100 e-/s) possèdent une énergie d'activation du courant d'obscurité similaire aux pixels du pic P1, comprise entre 0.70 et 0.75 eV. Ce résultat suggère que les pixels du pic P2 contiennent des défauts de nature identique à ceux des pixels du pic P1, et donc que le pic P2 correspond aux pixels contenant exactement deux défauts du même type que ceux des pixels du pic P1. Puisque le pic P1 correspond à deux types de défauts différents, les deux défauts compris dans les pixels de P2 peuvent être identiques ou différents : ceci explique pourquoi l'énergie d'activation des pixels de P2 semble s'étaler entre 0.70 et 0.75 eV. Enfin, on remarque que l'énergie d'activation de la majorité des pixels dont le courant d'obscurité est supérieur ou égal à 50 e-/s est comprise entre 0.70 et 0.75 eV, même pour les pixels qui ne sont pas situés dans les pics de spectroscopie. Ceci suggère que ces pixels contiennent aussi les mêmes types de défauts que ceux du pic P1, avec en plus d'autres défauts de taux de génération plus

faible (qui ne dominent pas le courant d'obscurité). Par conséquent, il semble que les deux types de défauts du pic P1 soient les défauts ponctuels principaux générés par l'irradiation aux ions hélium.

Les deux types de défauts du pic de spectroscopie P1 peuvent être identifiés en calculant leur niveau d'énergie et en comparant à la littérature. D'après la formule 4.3, les énergies d'activation de 0.70 et de 0.75 eV correspondent respectivement à des niveaux d'énergie distants d'environ 0.05 et 0.1 eV du milieu de la bande interdite. Toutefois, la formule 4.3 suppose que σ_n et σ_p sont égales. Dans le chapitre 2, nous avons vu que l'énergie d'activation est plus faible que celle prédite par l'équation 4.3 si $\sigma_n \neq \sigma_p$. D'autre part, pour les irradiations aux neutrons et aux protons de haute énergie (qui produisent principalement des chocs nucléaires), l'énergie d'activation de l'augmentation moyenne du courant d'obscurité habituellement mesurée est de 0.63 eV [15]. Cette valeur correspond aussi à l'énergie d'activation du facteur de dommage universel [1] et est inférieure à la valeur minimale prédite par l'équation 4.3 (0.65 eV). Puisque le taux de génération des défauts SRH décroît exponentiellement avec la distance entre E_t et E_i , on peut supposer que le courant d'obscurité moyen induit par les radiations est dominé par les défauts tels que $E_t = E_i$. Ainsi, la valeur minimale de l'énergie d'activation du taux de génération des défauts SRH semble être de 0.63 eV lorsque $E_t = E_i$, et non de 0.65 eV comme prédit par l'équation 4.3. Cet écart pourrait s'expliquer par exemple par des valeurs différentes de σ_n et σ_p . Par conséquent, pour estimer le niveau d'énergie des défauts SRH, on utilisera plutôt l'équation suivante :

$$E_A \approx 0.63 + |E_t - E_i| \quad (4.8.)$$

Avec cette nouvelle formule, on estime que les niveaux d'énergie des deux types de défauts du pic P1 sont situés à environ 0.07 et 0.12 eV du centre de la bande interdite. Dans la littérature [4, 27, 17], on trouve que deux des principaux défauts induits par les radiations dans le silicium contenant du phosphore peuvent correspondre à ces niveaux : la lacune-phosphore notée VP et la bi-lacune notée V_2 . La lacune-phosphore correspond à une lacune de silicium piégée près d'un atome de phosphore en position substitutionnelle [7], alors que la bi-lacune correspond à deux lacunes de silicium juxtaposées [8]. D'après la littérature, le niveau d'énergie de la bi-lacune d'état de charge $-/0$ se situe entre 0.39 et 0.44 eV en dessous de E_c (donc entre 0.12 et 0.17 eV au-dessus de E_i) alors que le niveau d'énergie de VP se situe entre 0.45 et 0.49 eV sous E_c (soit entre 0.07 et 0.12 eV au-dessus de E_i). Par conséquent, les deux types de défauts d'énergie d'activation du taux de génération égale à 0.70 et 0.75 eV pourraient correspondre respectivement à VP et à V_2 . De plus, dans certains travaux, les défauts identifiés comme V_2 ont un taux de génération à température ambiante proche de notre résultat de 50 e-/s (par exemple 42 e-/s dans [29]). Dans [17], le taux de génération du défaut identifié comme la bi-lacune est de 1200 e-/s à 60°C, ce qui correspond à environ 42 e-/s en recalculant le taux de génération à température ambiante (22°C) à partir de l'équation 4.2 avec $E_A = 0.75$ eV. Dans [17], un autre type de défaut au taux de génération proche de celui de V_2 (1000 e-/s à 22°C)

5. Premiers résultats de DCS avec les ions hélium

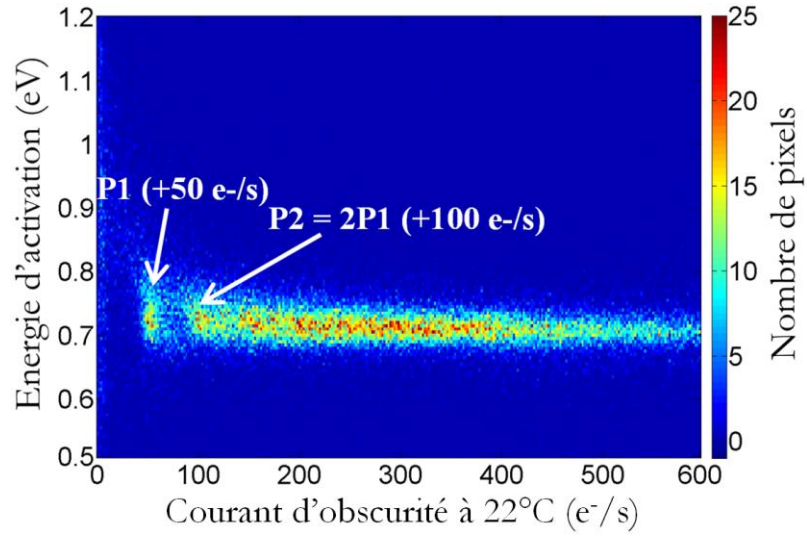


Fig. 4.8 - Energie d'activation du courant d'obscurité en fonction du courant d'obscurité à 22°C pour l'imageur B2 (ions hélium en fin de course) après une fluence de 2.10^9 cm^{-2} .

est détecté et identifié comme VP. Le taux de génération recalculé à 22°C avec $E_A = 0.70 \text{ eV}$ vaut 43 e-/s, ce qui est très proche du taux de génération recalculé pour la bi-lacune (42 e-/s). Ces résultats suggèrent que le taux de génération de V_2 et de VP est similaire à température ambiante et proche de 50 e-/s, comme pour les deux défauts observés ici. En effet, puisque l'énergie d'activation du taux de génération de VP est légèrement plus faible que pour V_2 , le taux de génération varie sensiblement moins rapidement avec la température. Ceci explique pourquoi le taux de génération de V_2 est supérieur à celui de VP à 60°C [17] mais similaire à température ambiante. A -8°C (Fig. 4.7, à droite), il n'est donc pas surprenant de voir que le taux de génération du défaut identifié comme V_2 ($E_A = 0.75 \text{ eV}$) devient inférieur au taux de génération du défaut identifié comme VP ($E_A = 0.70 \text{ eV}$). Enfin, à partir de l'équation 4.5, la section efficace d'émission d'un trou σ_p des deux types de défauts peut être estimée :

$$\sigma_p \approx \frac{U \times \exp\left(\frac{E_t - E_i}{kT}\right)}{v_{th} n_i} \quad (4.9.)$$

On trouve $\sigma_p \approx 1,5 \times 10^{-14} \text{ cm}^2$ pour le défaut identifié comme V_2 et $\sigma_p \approx 2 \times 10^{-15} \text{ cm}^2$ pour celui identifié comme VP : ces valeurs sont du même ordre de grandeur que les valeurs présentées dans la littérature pour V_2 et VP [17, 27, 5]. Par conséquent, il semble que les deux défauts principaux détectés dans les imageurs irradiés aux ions hélium soient la bi-lacune et la lacune-phosphore. La Fig. 4.7 montre par ailleurs que VP est sensiblement plus présente que V_2 après irradiation aux ions hélium.

Enfin, la Fig. 4.8 présente l'énergie d'activation après une fluence dix fois plus grande que dans la Fig. 4.7. La grande majorité des pixels possède une énergie d'activation comprise entre 0.70 et 0.75 eV, ce qui suggère que les défauts qui dominent le courant d'obscurité dans les pixels sont souvent VP et V_2 . Ce résultat est supporté par la valeur de l'énergie d'activation du courant d'obscurité moyen de

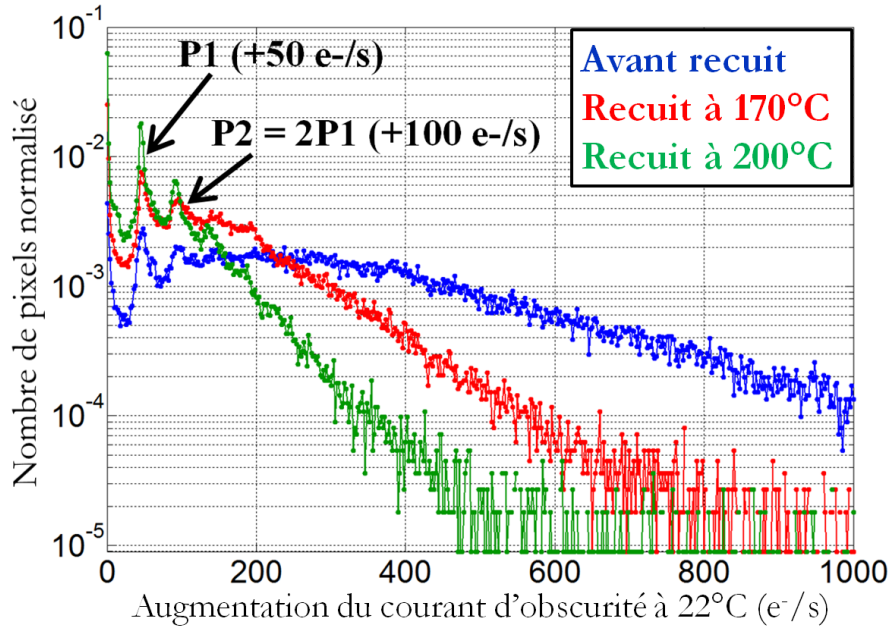


Figure 4.9 - Distribution de l'augmentation du courant d'obscurité dans l'imageur B2 irradié aux ions hélium en fin de course à la fluence de 2.10^9 cm^{-2} après différentes températures de recuit lors d'un recuit isochrone.

l'imageur, qui vaut 0.66 eV entre -8°C et 22°C . Cette valeur est légèrement supérieure à l'énergie d'activation du facteur de dommage universel (0.63 eV), ce qui suggère que VP (0.70 eV) et V_2 (0.75 eV) sont responsables d'une partie non-négligeable de l'augmentation du courant d'obscurité dans l'imageur irradié. Puisque le courant d'obscurité des pixels est souvent de quelques centaines d'e-/s (Fig. 4.8), les pixels semblent contenir une combinaison de plusieurs V_2 et/ou VP après une fluence de $2.0 \times 10^9 \text{ cm}^{-2}$.

5.4 Recuit isochrone

Pour vérifier que les deux défauts principaux détectés par spectroscopie de courant d'obscurité correspondent à la bi-lacune et à la lacune-phosphore, les imageurs irradiés sont soumis à un recuit isochrone. Le recuit isochrone débute à 100°C , puis la température est augmentée par paliers de 20 à 30°C jusqu'à environ 300°C . Chaque étape du recuit dure 30 minutes, et le courant d'obscurité des imageurs est mesuré à 22°C et à -8°C après chaque étape. Le recuit isochrone nous permet de mesurer l'évolution de la population des défauts dans l'imageur en fonction de la température de recuit, et donc d'évaluer la stabilité des principaux défauts détectés par spectroscopie.

La Fig. 4.9 présente la distribution de l'augmentation du courant d'obscurité de l'imageur B2 irradié aux ions en fin de course après irradiation à la plus haute fluence (identique à la distribution à $2.0 \times 10^9 \text{ cm}^{-2}$ dans la Fig. 4.5) et après les étapes du recuit

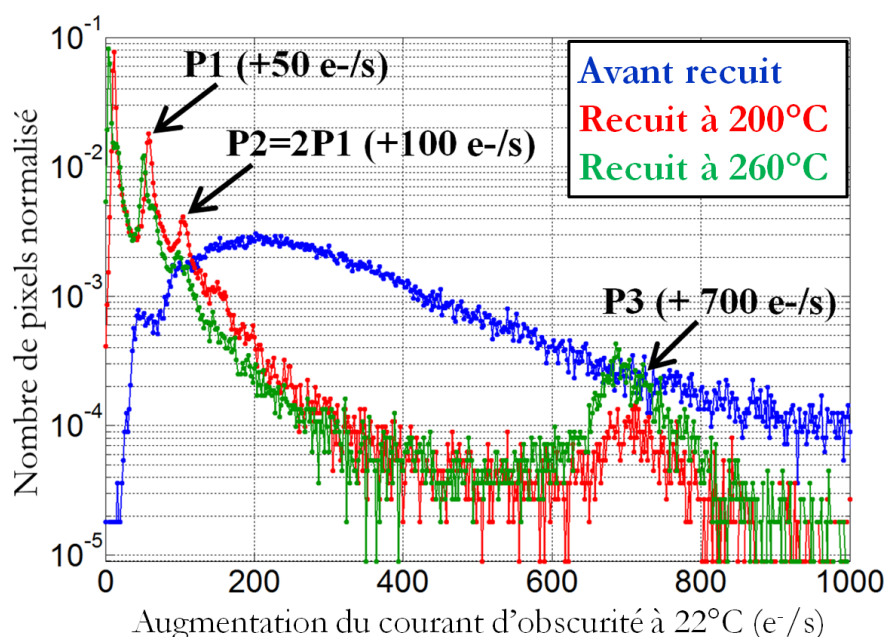


Fig. 4.10 - Distribution de l'augmentation du courant d'obscurité dans l'imageur B1 irradié aux ions hélium de 4 MeV à la fluence de $1.0 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-2}$ après différentes températures de recuit jusqu'à 260°C .

isochrone à 170°C et à 200°C (étapes précédentes : 100°C , 125°C , 150°C). L'effet principal du recuit sur la distribution du courant d'obscurité est la diminution du nombre de pixels à fort courant d'obscurité (queue de pixels chauds) et l'augmentation du nombre de pixels contenant seulement un ou quelques défauts ponctuels. L'effet est faible en dessous de 150°C : la distribution de courant d'obscurité après le recuit à 150°C est similaire à la distribution avant recuit. Par contre, au-dessus de 150°C , la Fig. 4.9 montre que la disparition des pixels chauds est très rapide. Puisque la majorité des pixels contient principalement une combinaison des deux types de défauts ponctuels détectés par spectroscopie (d'après la Fig. 4.8), la disparition des pixels chauds suggère qu'au moins l'un des deux types de défauts ponctuels devient instable. Toutefois, après le recuit à 200°C , plusieurs pics de spectroscopie sont toujours présents, ce qui indique que l'un des défauts ponctuels est encore stable à 200°C . Les pics de spectroscopie correspondant aux pixels contenant un ou deux défauts ont augmenté alors que les autres pics ont diminué, ce qui montre que le nombre moyen de défauts ponctuels par pixel a fortement diminué. Ceci suggère que le défaut instable à partir de 150°C était le défaut le plus présent avant recuit, c'est-à-dire le défaut identifié comme VP (Fig. 4.7).

Pour l'imageur irradié aux ions hélium de 4 MeV (Fig. 4.8), le même comportement est observé au détail près qu'un nouveau pic de spectroscopie (noté « P3 ») apparaît à partir de 200°C et augmente jusqu'à 260°C . Ce pic semble correspondre à un nouveau type de défaut au taux de génération élevé d'environ 700 e-/s , et n'est pas observé dans l'imageur irradié aux ions en fin de course. On remarque aussi que l'ensemble de la distribution de courant d'obscurité se déplace vers les courants d'obscurité négatifs lorsque la température de recuit augmente, ce qui traduit

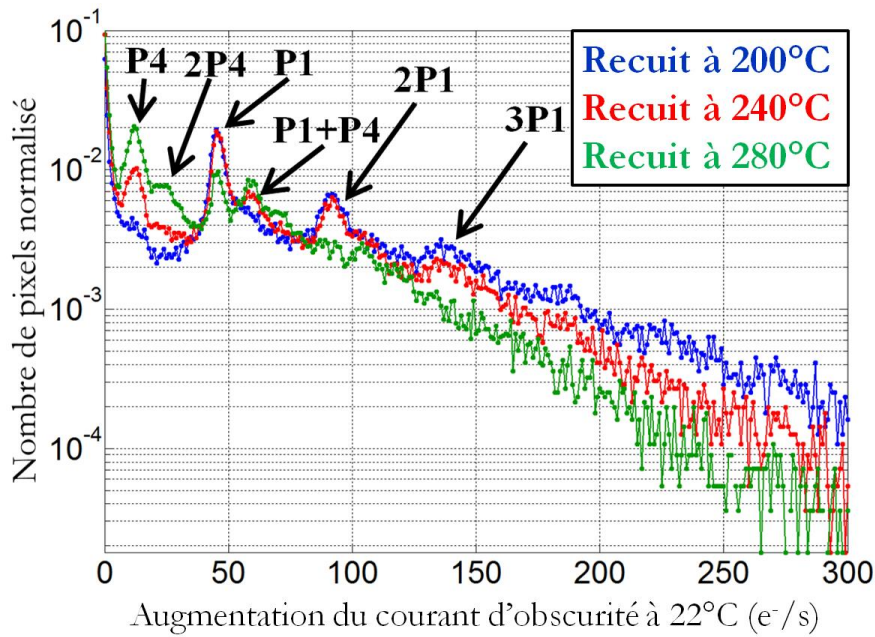


Fig. 4.11 - Distribution de l'augmentation du courant d'obscurité dans l'imageur B2 (ions hélium en fin de course) après une fluence de 2.10^9 cm^{-2} et après différentes températures de recuit jusqu'à 280°C .

la réduction du courant d'obscurité induit par la dose ionisante. Au-dessus de 200°C , d'autres transformations ont également lieu à plus faible courant d'obscurité (Fig. 4.11). Un quatrième type de défaut au taux de génération de 13 e-/s , matérialisé par le pic noté « P4 » dans la distribution de courant d'obscurité, apparaît au-dessus de 200°C . Sa concentration augmente lorsque la température de recuit augmente, et ce jusqu'à 280°C . Au contraire, la hauteur du pic P1 n'augmente plus au-dessus de 200°C et décroît au-dessus de 240°C , ce qui suggère que le second type de défaut du pic P1 devient à son tour instable entre 240°C et 280°C .

La Fig. 4.12 représente l'énergie d'activation du courant d'obscurité dans l'imageur irradié aux ions en fin de course après l'étape de recuit à 280°C . Seul l'un des deux groupes de pixels correspondants au pic P1 dans la Fig. 4.7 est toujours présent. En effet, le groupe de pixels localisé à une énergie d'activation de 0.70 eV (attribué aux pixels contenant VP) a complètement disparu alors que le groupe de pixels situé à 0.75 eV (attribué à V_2) est toujours présent. Ainsi, le recuit important observé entre 150°C et 200°C dans la Fig. 4.8 semble dû à la disparition de VP, qui était présente en quantité importante avant recuit (Fig. 4.7). Ceci est en accord avec l'idée que VP possède une température de recuit beaucoup plus faible que V_2 d'après la littérature (environ 150°C contre 260°C pour V_2) [4, 17, 27]. Ainsi, à partir du recuit à 200°C (Fig. 4.11), les pics P1, 2P1 et 3P1 correspondent aux pixels contenant exclusivement des bilacunes (respectivement une, deux et trois). Ceci est en accord avec le fait que le pic P1 commence à diminuer entre 240°C et 280°C (Fig. 4.11), vers la température de recuit de V_2 indiquée par la littérature.

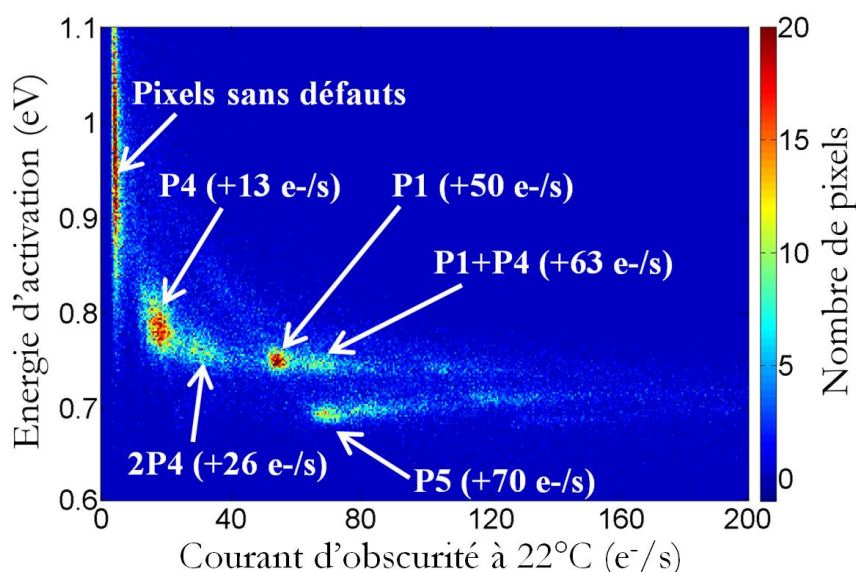


Fig. 4.12 - Energie d'activation du courant d'obscurité en fonction du courant d'obscurité à 22°C pour l'imageur B2 (ions hélium en fin de course) après une fluence de 2.10^9 cm^{-2} et après recuit à 280°C pendant 30 minutes.

Dans la Fig. 4.12, les groupes de pixels P4 et 2P4 (contenant un et deux défauts de type P4) sont également visibles à 13 e-/s et 26 e-/s au-dessus des pixels sans défauts. Puisque l'énergie d'activation des pixels du groupe P4 (0.78 eV en moyenne) est légèrement supérieure à celle du groupe 2P4 correspondant pourtant au même type de défaut (0.76 eV en moyenne), il semble que l'énergie d'activation du taux de génération du défaut P4 soit en réalité légèrement inférieure à 0.78 eV. Puisque le taux de génération de P4 est faible, ceci peut s'expliquer par la contribution non-négligeable des autres sources de courant d'obscurité dans les pixels du groupe P4. Or, l'énergie d'activation de ces autres contributions (courant de génération des autres défauts et/ou courant de diffusion provenant des oxydes dégradés par la dose ionisante) est en moyenne d'environ 1 eV comme le montrent les pixels sans défauts. Ainsi, l'énergie d'activation du courant d'obscurité des pixels du groupe P4 surestime légèrement l'énergie d'activation du taux de génération du défaut de type P4, qui semble plutôt similaire à celle des bi-lacunes (environ 0.75 eV). Un cinquième type de défaut est également observé dans la Fig. 4.12 (noté « P5 ») : son taux de génération vaut 70 e-/s et l'énergie d'activation du taux de génération est d'environ 0.70 eV comme pour VP. Ce défaut n'est pas décelable dans la distribution de courant d'obscurité présentée en Fig. 4.11 car son taux de génération est similaire au courant d'obscurité des pixels contenant un défaut P1 et un défaut P4 (groupe P1+P4 dans la Fig. 4.12).

Enfin, la Fig. 4.13 présente l'énergie d'activation du courant d'obscurité pour l'imageur irradié aux ions de 4 MeV et après le recuit de 260°C. Les mêmes défauts que dans l'imageur irradié aux ions en fin de course sont détectés, à l'exception du défaut P3 au taux de génération de 700 e-/s détecté seulement pour les ions de 4 MeV (Fig. 4.13). L'énergie d'activation du taux de génération du défaut P3 est très faible (environ

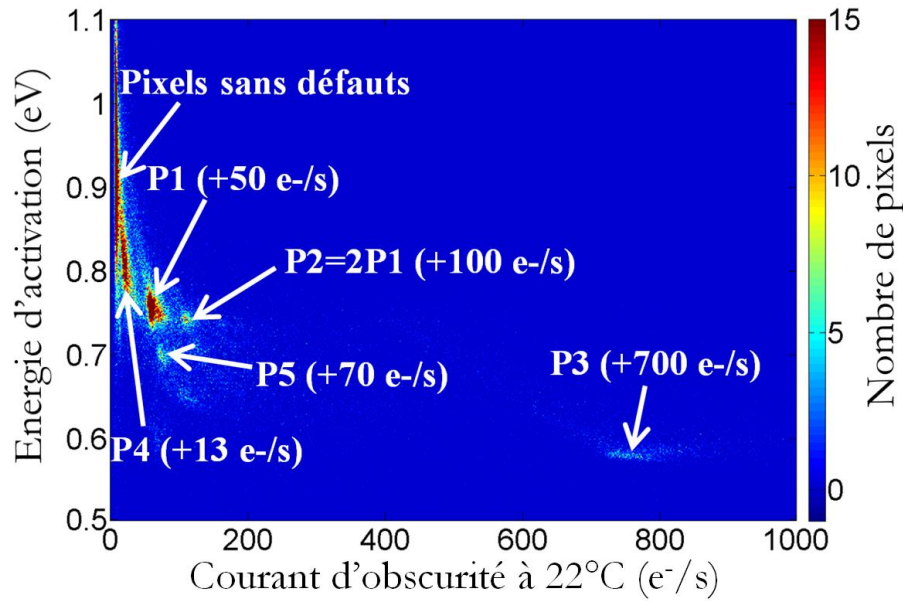


Fig. 4.13 - Energie d'activation du courant d'obscurité en fonction du courant d'obscurité à 22°C pour tous les pixels de l'imageur B1 irradié aux ions hélium de 4 MeV à la fluence de 10^{10} cm⁻² et après recuit à 260°C pendant 30 minutes.

0.60 eV), ce qui explique pourquoi son taux de génération est si important. Cette énergie d'activation est plus faible que l'énergie minimale prédite par l'équation 4.8 pour un défaut tel que $E_t = E_i$; il est donc possible que ce défaut ait des sections efficaces d'émission d'un électron σ_n et d'un trou σ_p très différentes.

En résumé, les résultats de spectroscopie de courant d'obscurité obtenus avec les ions hélium montrent que les deux défauts ponctuels principalement formés par les interactions coulombiennes nucléaires dans les imageurs CMOS sont la bi-lacune et la lacune-phosphore. Lors du recuit, trois autres types de défauts apparaissent à partir de 200°C ; deux d'entre eux sont détectés dans les deux imageurs et le dernier n'apparaît que dans le cas des ions de 4 MeV. Le tableau 4.1 récapitule les principales caractéristiques des cinq types de défauts détectés.

5.5 Identité des défauts P3, P4 et P5

La bi-lacune et la lacune-phosphore sont observées directement après l'irradiation. En effet, grâce à la mobilité importante de la lacune de silicium à température ambiante, ces défauts peuvent se former rapidement. Au contraire, les défauts P3, P4 et P5 ne sont pas observés directement après l'irradiation, mais seulement après recuit à une température supérieure ou égale à 200°C. Ceci suggère que ces défauts se forment seulement lorsque la température est suffisamment élevée pour permettre la diffusion de certains défauts ou impuretés dans le silicium et leur regroupement. L'identité de ces défauts reste inconnue, et est d'une importance limitée par rapport à l'identité des défauts présents après l'irradiation puisqu'il est peu

5. Premiers résultats de DCS avec les ions hélium

Tableau 4.1: Principales caractéristiques des défauts ponctuels détectés par DCS

Pic de spectroscopie	Taux de génération à 22°C (e-/s)	Energie d'activation du taux de génération	$ E_t - E_i $ (eV)	Identité
P1	50	0.70 eV	0.07	VP ($E_c - 0.49$ eV)
	50	0.75 eV	0.12	V ₂ ($E_c - 0.44$ eV)
P3	700	0.60 eV	0	?
P4	13	0.75 eV	0.12	?
P5	70	0.70 eV	0.07	?

probable que les conditions de leur formation (température supérieure à 200°C) soient rencontrées dans les instruments spatiaux ou lors des expériences nucléaires. Toutefois, il est intéressant d'engager une brève discussion sur la nature possible de ces défauts et l'origine de leur formation.

Tout d'abord, entre 150 et 200°C, nous avons vu que les groupements lacune-phosphore se dissocient. Ces groupements utilisent une grande partie des lacunes générées lors de l'irradiation, car ils constituent le type de défaut ponctuel le plus présent après irradiation (Fig. 4.7). Ainsi, lors de leur dissociation, de nombreuses lacunes sont libérées et peuvent former de nouveaux défauts avec d'autres lacunes, groupements de lacunes ou impuretés (de la même manière que lors de l'irradiation). Après irradiation, nous avons vu que seuls deux types principaux de défauts ponctuels sont détectés : VP et V₂. Par conséquent, il paraît logique que la dissociation de VP conduise principalement à la formation de nouvelles bi-lacunes, qui sont stables à 200°C. L'apparition des autres types de défauts pourrait alors s'expliquer par l'idée que certains défauts (par exemple V₂) ou impuretés deviennent mobiles à partir de 200°C et se combinent. Par exemple, si l'on suppose que les bi-lacunes deviennent mobiles à cette température, il est possible qu'elles s'associent entre elles pour former des groupements de lacunes plus volumineux (tri-lacunes, quadri-lacunes...). La formation de ce type de groupement est peu probable lorsque les bi-lacunes sont immobiles, puisque les lacunes très mobiles auront tendance à se rencontrer entre elles plutôt qu'à rencontrer une bi-lacune immobile. De même, les bi-lacunes mobiles peuvent former des groupements avec des impuretés immobiles ; la formation de ces groupements est aussi très peu probable lorsque les bi-lacunes ne sont pas mobiles (c'est-à-dire à partir des lacunes simples) pour les mêmes raisons. Ainsi, il est possible que les défauts détectés lors du recuit correspondent à des groupements tels que V₂H ou V₂O. Si les bi-lacunes deviennent instables et se dissocient, des défauts à base de lacunes simples tels que VO pourraient aussi apparaître. L'absence de VO avant le recuit pourrait se justifier par la concentration beaucoup plus faible en oxygène qu'en phosphore dans le volume dépeuplé des pixels. Enfin, si les atomes d'oxygène deviennent mobiles, la présence de défauts plus complexes tels que V₂O₂ est envisageable.

La littérature des défauts induits par les radiations dans le silicium est vaste et cette discussion n'a pas vocation à étudier de manière approfondie la nature possible

Tableau 4.2: Principaux défauts de déplacement dans le silicium ayant un niveau d'énergie proche du milieu de la bande interdite

Défaut	Position du niveau d'énergie	Processus de formation possible
VP	$E_c - 0.46$ eV [4]	V + P (pendant l'irradiation) [17]
$V_2(-/0)$	$E_c - 0.42$ eV [5]	V + V (pendant l'irradiation) [17]
V_2O	$E_c - 0.55$ eV [47]	$V_2 + O$ (220°C) [45]
$V_2O(-/0)$	$E_c - 0.42$ eV [45]	$V_2 + O$ (220°C) [45]
V_2O_2	$E_c - 0.43$ eV [45]	$V_2O \rightarrow VO + V$ (300°C) et $2VO \rightarrow V_2O_2$ [45]
V_2H	$E_c - 0.43$ eV [44]	$V_2 + H$ [45]
V_2H	$E_c - 0.45$ eV [44]	$V_2 + H$ [44]

des défauts P3, P4 et P5. Toutefois, une liste des principaux défauts de déplacement ayant un niveau d'énergie suffisamment proche du milieu de la bande interdite pour pouvoir correspondre aux défauts détectés par DCS peut être dressée à partir de quelques travaux [17, 5, 27, 44, 45, 46, 47]. Le tableau 4.2 résume l'identité, l'état de charge, le niveau d'énergie et les processus de formation possibles de ces défauts lors de l'irradiation ou du recuit. D'après ces résultats, les défauts P4 et P5 pourraient correspondre (dans le désordre) à V_2H et $V_2O(-/0)$, dont les niveaux d'énergie sont suffisamment éloignés du milieu de la bande interdite pour expliquer les taux de génération relativement faibles de P4 et P5. Au contraire, le défaut P3 (au taux de génération très important de 700 e-/s) pourrait correspondre à V_2O , qui possède un niveau d'énergie très proche du centre de la bande interdite ($E_c - 0.55$ eV). Toutefois, cette hypothèse n'explique pas pourquoi P3 n'est observé que dans le cas des ions hélium de 4 MeV.

6 Résultats de DCS avec différents ions

Dans la partie précédente, cinq types de défauts ponctuels ont été détectés par spectroscopie de courant d'obscurité avec les ions hélium : deux après irradiation (la bi-lacune et la lacune-phosphore) puis trois autres pendant le recuit. Les mêmes types de défauts et le même comportement en recuit ont été observés pour les deux énergies testées (à 4 MeV ou en fin de course), à l'exception d'un type de défaut qui n'apparaît que lors de recuit de l'imageur irradié aux ions de 4 MeV. Dans cette section, les résultats de DCS obtenus avec d'autres ions (proton, deutérium, carbone, oxygène et aluminium) et à différentes énergies sont comparés afin d'étudier l'effet du type et de l'énergie de la particule sur les principaux défauts ponctuels formés. Le tableau 4.3 présente l'ensemble des irradiations étudiées dans ce chapitre. Les énergies renseignées dans ce tableau correspondent à l'énergie des ions dans le volume dépeuplé (et non à

6. Résultats de DCS avec différents ions

Tableau 4.3: Tableau des irradiations étudiées dans ce chapitre

#	Particle and energy in pixel	NIEL (keVcm ² /g)	Fluence (particules /cm ²)	DDD (TeV/g)	Mean dark current increase (e ⁻ /s)
C1	Neutron 22 MeV (spectre)	4.0	1.0×10^{11}	400	1220
C2			1.0×10^{12}	4000	12700
C3			1.0×10^{13}	40000	124000
C4	Proton 60 MeV	4.0	1.0×10^{11}	400	1150
C5			3.0×10^{11}	1200	3400
C6			1.0×10^{12}	4000	11800
C7	Proton 3 MeV	23	2.0×10^{10}		520
C8	Proton EOR		7×10^8		500
C9	Deutérium 3 MeV		2.0×10^{10}		1720
C10	Deutérium EOR		1.5×10^8		490
C11	Hélium 3 MeV	370	1.0×10^9		1520
C12	Proton 16 MeV	7.2	5.6×10^{10}		570
C13	Oxygène 1 MeV		8×10^7		2600
C14	Oxygène EOR		1.0×10^8		20300
C15	Aluminium EOR		8×10^6		4700
B1	Hélium 4 MeV	280	1.0×10^{10}		480
B2	Hélium EOR		2.0×10^9		440
B3	Proton 730 keV	86	3.2×10^{10}		175
B4	Proton 110 keV		3.2×10^{10}		450
B5	Carbone 3 MeV		3×10^8		205
B6	Carbone EOR		2×10^8		550
B7	Neutron 220 keV	1.6	6×10^{11}		80

l'énergie initiale des particules). Lorsque l'énergie de la particule est choisie de manière à ce que les ions soient stoppés dans le volume dépeuplé des pixels, l'énergie de l'ion est qualifiée d'EOR (pour End-Of-Range en anglais). Les imageurs B1 et B2 correspondent aux imageurs de type B irradiés aux ions hélium et étudiés dans la partie 5. Cinq autres imageurs B (B3 à B7) et 15 imageurs C (C1 à C15) ont été irradiés avec d'autres particules afin de compléter cette étude. Les imageurs C1 à C6 ont été irradiés à l'UCL (Louvain, Belgique), l'imageur B7 a été irradié au CEA (Bruyères-Le-Châtel, France), l'imageur C11 a été irradié avec la source radioactive d'²⁴¹Am et toutes les autres irradiations ont été effectuées au CNA (Séville, Espagne). Les faisceaux utilisés sont mono énergétiques, à l'exception du faisceau de neutrons de l'UCL qui correspond à un spectre centré en 22 MeV et s'étendant de quelques MeV à environ 50 MeV (cf. Fig. 3.2 du chapitre 3). Enfin, la fluence n'est connue précisément que pour

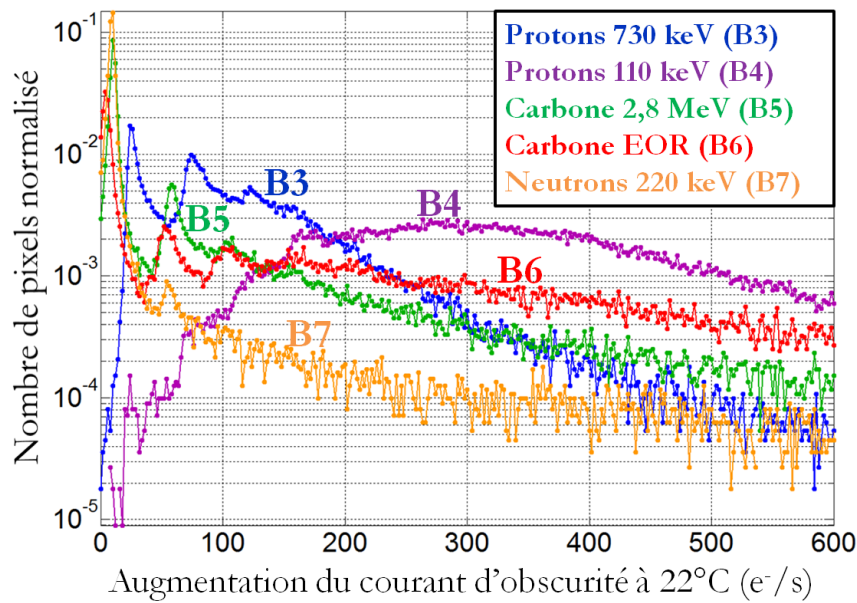


Fig. 4.14 - Distribution de l'augmentation du courant d'obscurité après irradiation dans des imageurs irradiés avec différents ions et à différentes énergies.

les particules testées à l'UCL : la DDD n'est calculée que pour ces irradiations dans le tableau 4.3. Pour les autres, l'incertitude sur la fluence est trop importante pour estimer la DDD. Dans ce chapitre, on supposera que le facteur de dommage universel s'applique pour toutes les particules [1], et donc que l'augmentation moyenne du courant d'obscurité et la DDD sont proportionnelles dans un imageur donné.

6.1 Spectre de DCS après irradiation

La Fig. 4.14 présente les distributions de courant d'obscurité des imageurs B3 à B7, mesurées après 3 semaines de recuit à température ambiante. Ces imageurs sont irradiés avec d'autres ions que l'hélium (proton et carbone) ou avec des neutrons de faible énergie (220 keV comme l'énergie la plus faible testée dans le chapitre 3). Des pics de spectroscopie identiques à ceux observés dans les imageurs B1 et B2 irradiés aux ions hélium dans la partie 5 (pics espacés de 50 e-/s) sont visibles dans tous les imageurs. La position absolue des pics varie selon l'imageur considéré, car l'augmentation du courant d'obscurité induite par la dose ionisante (qui correspond à la moyenne du pic principal de la distribution) est différente pour chaque irradiation : les spectres de courant d'obscurité sont décalés. En traçant l'énergie d'activation du courant d'obscurité (non représentée ici), on s'aperçoit que les deux types de défauts principalement présents sont les mêmes que pour l'hélium : la bi-lacune et la lacune-phosphore. Ainsi, VP et V_2 semblent majoritairement présents après irradiation quels que soient le type et l'énergie de l'ion. Enfin, un pic de spectroscopie à + 50 e-/s est également détecté pour les neutrons, ce qui suggère que certains pixels contiennent une seule bi-lacune ou lacune-phosphore. La statistique est trop faible dans cet imageur

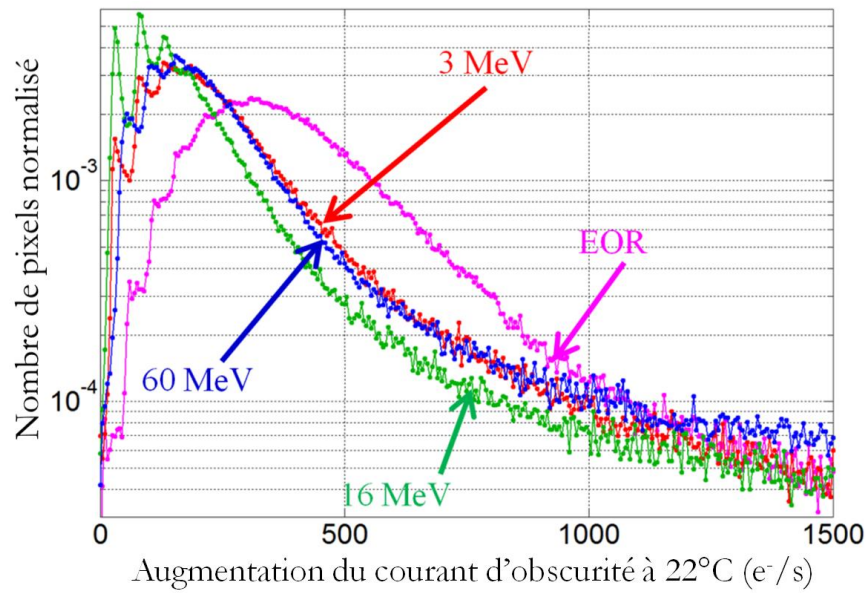


Figure 4.15 - Distribution de l'augmentation du courant d'obscurité dans des imageurs irradiés avec des protons à différentes énergies : C4 (60 MeV), C12 (16 MeV), C7 (3 MeV) et C8 (EOR).

pour savoir si ce pic correspond à V_2 , à VP ou bien aux deux types de défauts. Toutefois, puisque les neutrons interagissent seulement par chocs nucléaires, il semble que certains chocs transmettent une énergie suffisamment faible au PKA pour qu'un seul défaut ponctuel apparaisse. Ceci peut s'expliquer par l'énergie très faible des neutrons utilisés ici (220 keV), pour lesquels l'énergie non-ionisante moyenne par choc nucléaire est de seulement 10 keV d'après le chapitre 3.

La Fig. 4.15 montre les distributions de courant d'obscurité pour quatre imageurs C irradiés aux protons mais à différentes énergies. Là encore, un spectre de courant d'obscurité similaire est observé dans les quatre imageurs, avec la période de 50 e-/s caractéristique des bi-lacunes et des groupements lacune-phosphore. De manière générale, pour toutes les irradiations faisant apparaître des pics de spectroscopie (protons et ions légers), nous avons observé que le spectre de courant d'obscurité après irradiation possède toujours une structure similaire de période égale à 50 e-/s (traduisant la présence majoritaire de VP et de V_2), et ce dans les deux types d'imageurs B et C. De plus, pour les ions légers (protons, deutérium ou ions hélium), l'énergie d'activation du courant d'obscurité moyen des imageurs est supérieure à l'énergie d'activation du facteur de dommage universel (0.63 eV). On obtient par exemple 0.67 eV pour les protons EOR et le deutérium EOR, 0.68 eV pour le deutérium à 3 MeV, 0.69 eV pour l'hélium à 3 MeV et même 0.71 eV pour les protons de 3 MeV. Pour ces imageurs, l'énergie d'activation est intermédiaire entre 0.63 eV et l'énergie d'activation du taux de génération de VP (0.70 eV) et de V_2 (0.75 eV). Par conséquent, VP et V_2 sont responsables d'une partie non-négligeable de l'augmentation du courant d'obscurité (voire majoritaire dans le cas des ions légers de 3 MeV).

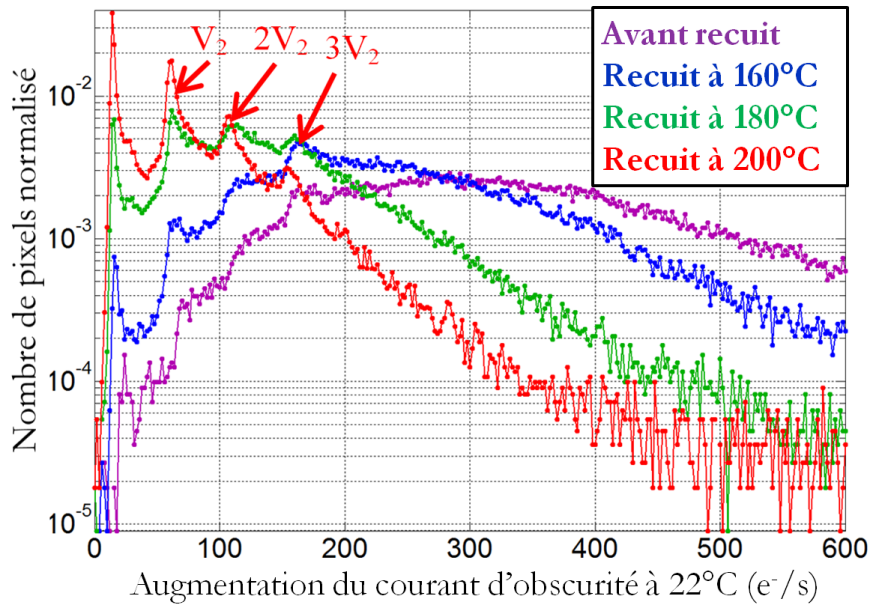


Fig. 4.16 - Distribution de l'augmentation du courant d'obscurité dans l'imageur B4 (protons de 110 keV) après différentes températures de recuit jusqu'à 200°C.

6.2 Recuit isochrone

Le recuit isochrone jusqu'à 200°C a un effet similaire pour toutes les particules et énergies testées, à savoir une réduction importante du nombre de pixels ayant un fort courant d'obscurité (principalement à partir de 150°C) et une augmentation du nombre de pixels des premiers pics du spectre de courant d'obscurité (pixels contenant seulement un ou deux défauts). Dans la partie 5.4, nous avons vu que cet effet peut être attribué à la dissociation de VP dont la température de recuit se situe entre 150°C et 170°C d'après la littérature [27, 5]. En effet, même si une partie des lacunes libérées par la dissociation de VP peut être utilisée pour former de nouvelles bi-lacunes, le nombre moyen de défauts ponctuels diminue dans les pixels car chaque bi-lacune utilise deux lacunes (il est aussi possible que certaines lacunes diffusent hors du volume dépeuplé). La Fig. 4.16 présente par exemple l'évolution de la distribution de courant d'obscurité lors du recuit isochrone de l'imageur des protons de 110 keV ; l'effet du recuit est similaire à celui observé dans l'imageur B2 irradié aux ions hélium en fin de course (Fig. 4.9). Après le recuit à 200°C, les trois premiers pics de spectroscopie de la bi-lacune (la lacune-phosphore ayant disparu à cette température) sont clairement visibles dans la Fig. 4.16.

Grâce au plus grand nombre de pixels de l'imageur C et à son volume dépeuplé plus important (qui permet d'utiliser des fluences plus faibles et donc de réduire la dose ionisante), les pics de spectroscopie sont plus distincts et plus nombreux que dans l'imageur B. La Fig. 4.17 montre l'énergie d'activation du courant d'obscurité dans l'imageur C10 (irradié aux ions deutérium en fin de course) avant le recuit isochrone. De nombreux groupes de pixels sont visibles et correspondent à VP, V_2 ou bien à des combinaisons de ces deux types de défauts dans les pixels. Les énergies d'activation

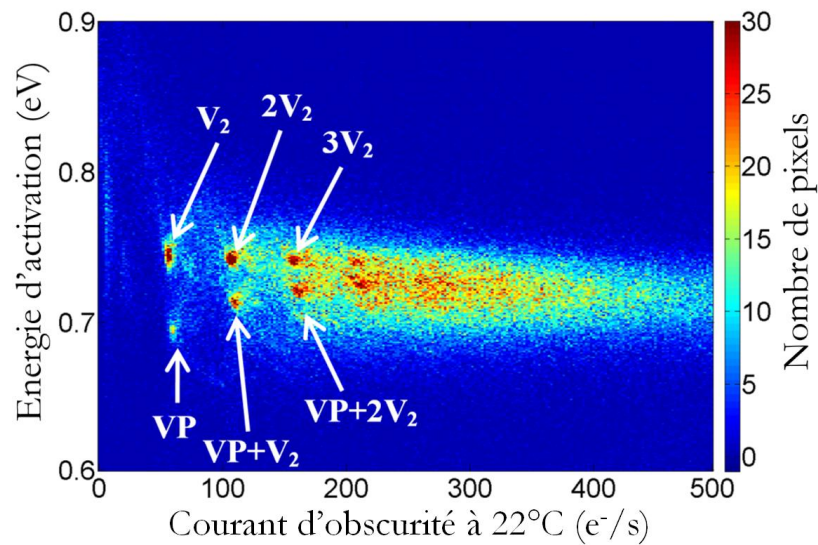


Fig. 4.17 - Energie d'activation du courant d'obscurité dans l'imageur B10 (ions deutérium en fin de course) après 3 semaines de recuit à température ambiante (avant recuit isochrone).

sont similaires à celles mesurées dans l'imageur B (0.70 eV pour VP et 0.75 eV pour V_2), confirmant l'identité de ces deux défauts d'après la littérature. Il est intéressant de noter que, dans l'imageur C, la bi-lacune semble plus présente que la lacune-phosphore après irradiation contrairement à l'imageur B (Fig. 4.7). Ceci peut s'expliquer par une concentration moyenne en phosphore plus faible dans le volume dépeuplé de l'imageur C que dans celui de l'imageur B. Par exemple, à cause de la profondeur plus importante du volume dépeuplé dans l'imageur C, le volume s'étend davantage dans l'épitaxie que celui de l'imageur B, où le phosphore est absent et où seules les bi-lacunes peuvent se former. Après l'étape de recuit à 200°C (Fig. 4.18), les groupes de pixels correspondant à des pixels contenant un ou plusieurs groupements lacune-phosphore ont totalement disparu, en accord avec la température de recuit de VP indiquée dans la littérature. Ainsi, la réduction du nombre de pixels contenant de nombreux défauts ponctuels observée pendant le recuit entre 150°C et 200°C (Fig. 4.9 et Fig. 4.16) semble bien correspondre à la disparition de VP. Le défaut noté « P4 », précédemment détecté après le recuit à 140°C dans les imageurs B1 et B2 irradiés aux ions hélium (partie 5), est également observé ici : son taux de génération est de 13 e-/s comme dans l'imageur B. La meilleure statistique de l'imageur C permet donc de s'apercevoir que ce défaut est déjà présent après le recuit à 200°C. Cinq groupes de pixels correspondant à V_2 sont visibles : ils représentent les pixels contenant de une à cinq bi-lacunes. Des ponts de pixels sont visibles entre les groupes de pixels successifs de la bi-lacune, ce qui suggère que le taux de génération d'un défaut change dans certains pixels de l'imageur pendant la mesure du courant d'obscurité. Puisque les ponts relient successivement les différents groupes de pixels contenant exclusivement des bi-lacunes, il est probable que le défaut instable corresponde à une bi-lacune dont le taux de génération peut s'annuler (expliquant l'amplitude de 50 e-/s des ponts). L'énergie d'activation plus élevée à l'intérieur des ponts suggère que, dans ces pixels, le défaut instable est plus souvent

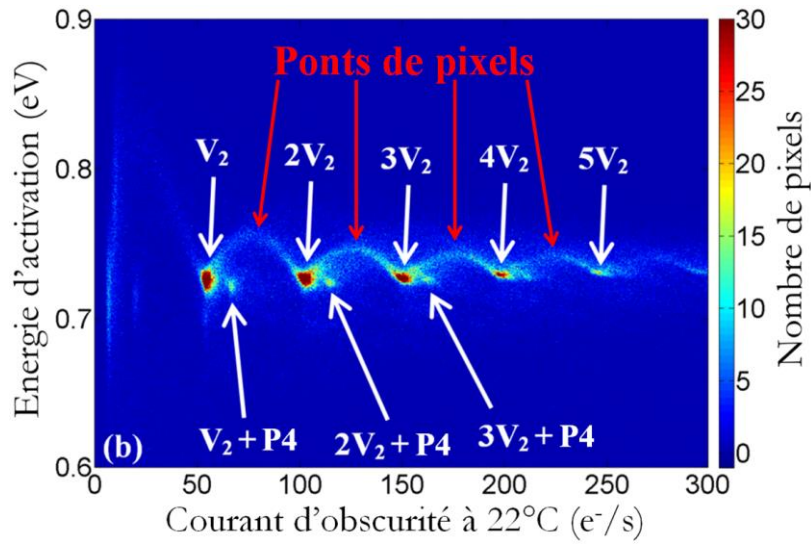


Fig. 4.18 - Energie d'activation du courant d'obscurité dans l'imageur C10 après recuit à 200°C

désactivé à basse température (-8°C) qu'à température ambiante (22°C). Ce phénomène pourrait s'expliquer par un comportement RTS (pour Random Telegraph Signal en anglais) du taux de génération de certaines bi-lacunes dans l'imageur. En effet, les effets de déplacement sont connus pour conduire à l'apparition de DC-RTS (pour Dark Current RTS en anglais) dans les imageurs CMOS [43, 48, 42, 49, 15]. Le comportement aléatoire du courant d'obscurité des pixels impactés est habituellement expliqué par la présence de défauts SRH à la structure instable dans le volume dépeuplé des pixels. Dans le cas de radiations ionisantes, des comportements RTS peuvent aussi apparaître à cause de la formation d'états d'interfaces instables aux interfaces oxyde/silicium [50, 51]. Le plus souvent, deux valeurs distinctes de courant d'obscurité sont observées, ce qui suggère que ces défauts oscillent entre deux structures dans lesquelles leur taux de génération SRH diffère (par exemple parce que la disponibilité ou la position du niveau d'énergie introduit par le défaut dans la bande interdite change en fonction de la structure). Dans l'imageur C10, seulement quelques centaines de pixels sont contenus dans les ponts de pixels, ce qui signifie que seule une faible fraction des bi-lacunes présente un comportement DC-RTS détectable pendant la mesure du courant d'obscurité (quelques heures à température ambiante). L'étude plus approfondie de cet effet est une perspective intéressante, d'autant plus qu'aucun comportement DC-RTS n'a été démontré jusqu'à présent pour la bi-lacune. De manière générale, l'étude du comportement RTS des défauts ponctuels par l'intermédiaire de la spectroscopie du courant d'obscurité est une perspective majeure de ces travaux. En effet, les défauts responsables du DC-RTS sont particulièrement gênants pour les applications d'imagerie puisque leur taux de génération varie au fil du temps : le signal d'obscurité ne peut pas être simplement retranché des images. Dans [52], il est même observé que le taux de génération de certains défauts RTS peut avoir plus de deux valeurs différentes, ce qui complexifie encore davantage la correction du signal d'obscurité généré par ces défauts dans les pixels.

6. Résultats de DCS avec différents ions

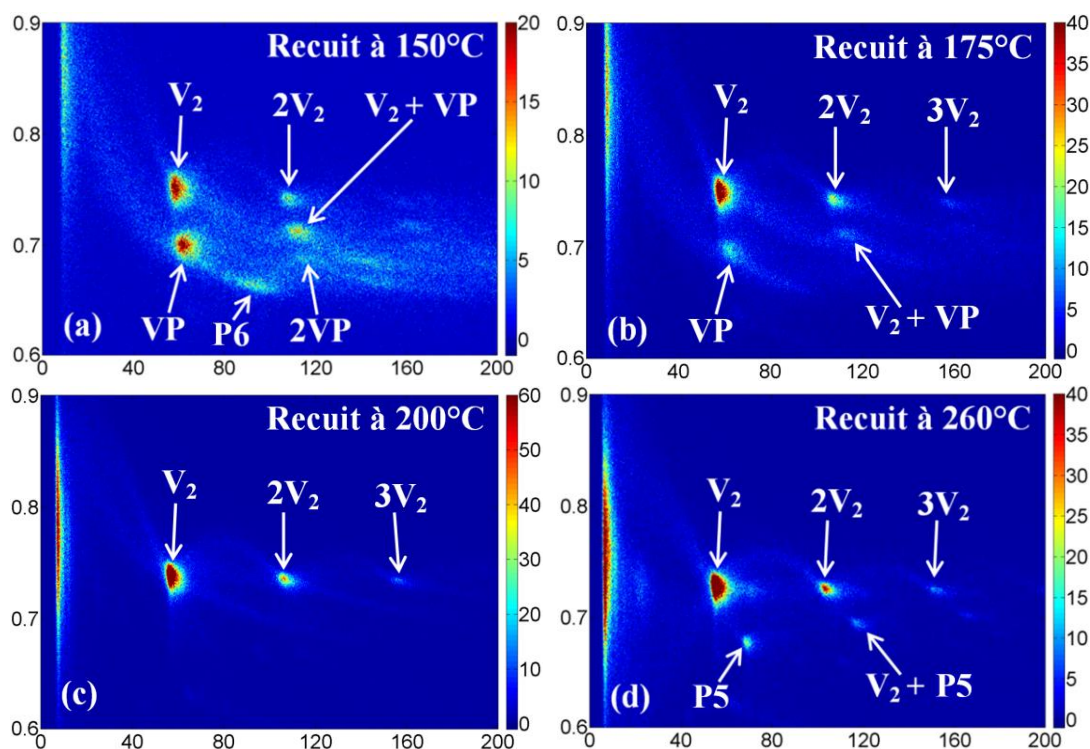


Fig. 4.19 - Energie d'activation du courant d'obscurité dans l'imageur C11 irradié aux ions hélium de 3 MeV après différentes températures de recuit : 150°C (a), 175°C (b), 200°C (c) et 260°C (d). L'axe des abscisses représente le courant d'obscurité à 22°C en e-/s et l'axe des ordonnées est l'énergie d'activation en eV.

La Fig. 4.19 présente l'énergie d'activation du courant d'obscurité dans l'imageur C11 (irradié aux ions hélium de 3 MeV) après différentes températures de recuit : la disparition progressive de VP entre 150°C et 200°C est clairement observée. Dès l'étape de recuit à 150°C, un nouveau type de défaut noté « P6 » est détecté. Ce défaut n'est pas observé dans les imageurs B, probablement à cause du manque de statistique. Il possède un taux de génération d'environ 80 e-/s et l'énergie d'activation du taux de génération est d'environ 0.65 eV. La Fig. 4.19 montre également que ce défaut a totalement disparu après le recuit à 200°C, comme VP. Enfin, après le recuit à 260°C, le défaut P5 se forme, comme précédemment observé dans les imageurs B1 et B2 en partie 5.

La Fig. 4.20 présente les distributions de courant d'obscurité pour quatre imageurs irradiés avec différents ions après le recuit à 200°C : un spectre de courant d'obscurité similaire est observé, avec de nombreux pics séparés par 50 e-/s correspondant à la bi-lacune. Dans l'imageur irradié aux protons en fin de course, jusqu'à 7 pics de bi-lacunes sont observés, ce qui met en évidence la puissance de la technique de spectroscopie de courant d'obscurité pour détecter et dénombrer les défauts ponctuels. De même, après le recuit à 260°C, les spectres de courant d'obscurité sont similaires pour toutes les particules testées (par exemple pour les imageurs B4, B5 et B7 dans la Fig. 4.21), à l'exception du défaut P3 qui apparaît

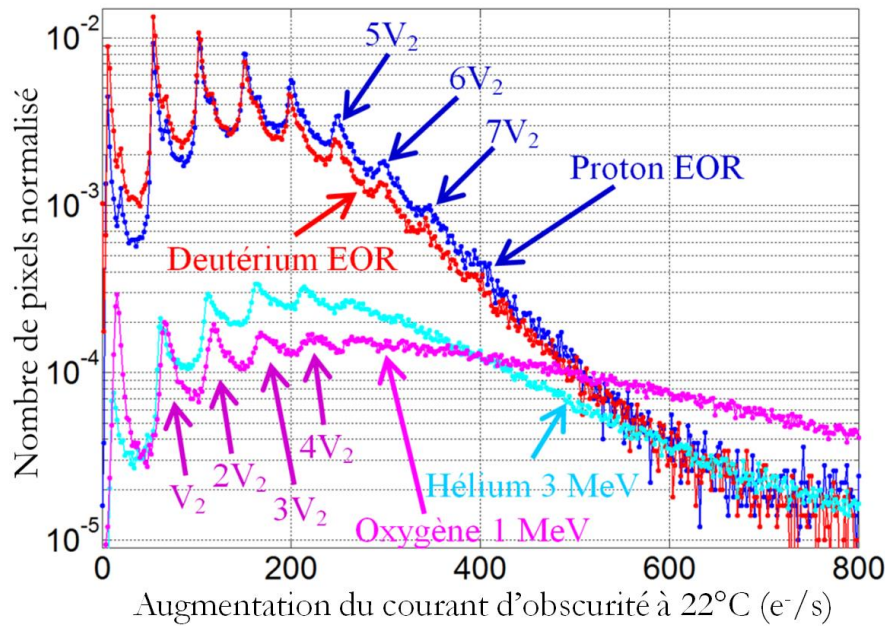


Figure 4.20 - Distribution de l'augmentation du courant d'obscurité pour différents types d'ions après recuit à 200°C. Les distributions pour l'hélium et l'oxygène ont été décalées d'un ordre de grandeur vers le bas pour plus de clarté.

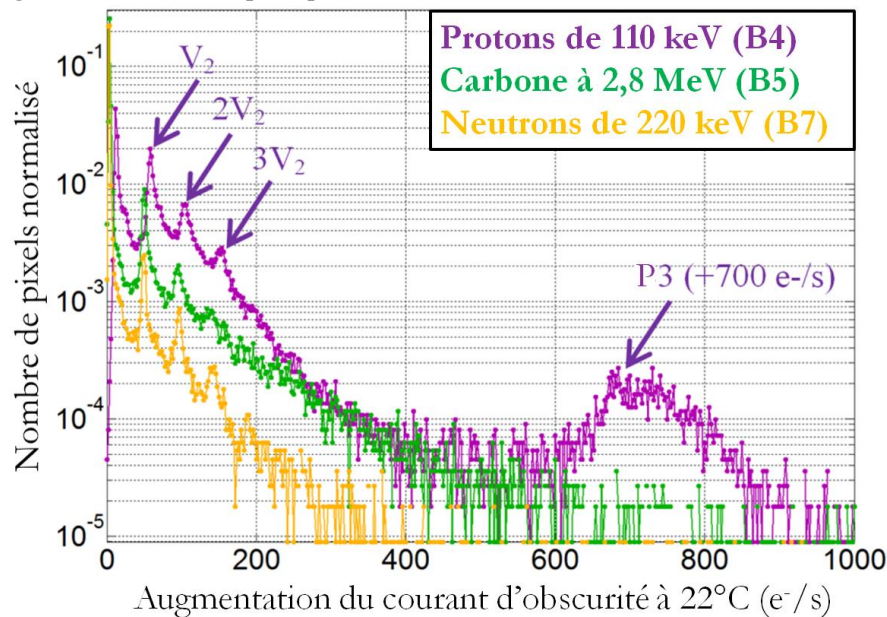


Figure 4.21 - Distribution de l'augmentation du courant d'obscurité pour différents types d'ions après le recuit à 260°C.

seulement pour deux particules : les ions hélium de 4 MeV (imageur B1) et les protons de 110 keV (imageur B4). L'absence de ce défaut dans les imageurs irradiés avec des ions hélium en fin de course (B2), des protons de plus haute énergie ou d'autres types d'ions reste inexpliquée. Le tableau 4.4 récapitule les principales caractéristiques des huit types de défauts détectés par spectroscopie de courant d'obscurité dans ce chapitre (deux avant irradiation et six après irradiation) et les conditions (particule, recuit) dans lesquelles ces défauts sont observés.

6. Résultats de DCS avec différents ions

Tableau 4.4: Types de défauts détectés par spectroscopie de courant d'obscurité

Pic de spectroscopie	Taux de génération à 22°C (e-/s)	Energie d'activation du taux de génération	Conditions de formation	Conditions de disparition
« Type 1 » (Fig. 2.14, 4.3)	5	0.75 eV	Présents avant irradiation Contribution masquée après irradiation	
« Type 2 » (Fig. 2.14, 4.3)	60	0.63 eV		
VP (« P1 », « P2 = 2P1 », Fig. 4.4, 4.7)	50	0.70 eV (Ec – 0.49 eV)	Après irradiation pour tous les ions testés	Au-dessus de 150°C , totale après 200°C
V₂ (« P1 », « P2 = 2P1 », Fig. 4.4, 4.7)	50	0.75 eV (Ec – 0.44 eV)		A partir de 260°C
« P3 » (Fig. 4.10, 4.13, 4.21)	700	0.60 eV	Après 200°C pour les protons de 110 keV et les ions hélium de 4 MeV	Pas observée (jusqu'à 280°C)
« P4 » (Fig. 4.11, 4.12, 4.18)	13	0.75 eV	Après 200°C pour tous les ions testés	
« P5 » (Fig. 4.12, 4.19)	70	0.70 eV	Après 260°C pour tous les ions testés	
« P6 » (Fig. 4.19)	80	0.65 eV	Après 150°C pour les ions hélium de 3 MeV	Au-dessus de 150°C, totale après 200°C

7 Dissociation de l'effet des interactions coulombiennes et des chocs nucléaires sur la distribution de courant d'obscurité

Dans le chapitre 3, nous avons étudié la distribution de courant d'obscurité produite par les chocs nucléaires en irradiant des imageurs CMOS avec des neutrons ou des protons de haute énergie. Cette étude a montré que, pour les neutrons et les protons de quelques MeV ou plus, la PDF du courant d'obscurité généré par un choc nucléaire peut être modélisée par une fonction exponentielle décroissante. De plus, pour ces particules, la moyenne de la distribution est similaire et vaut environ 4000 e-/s à température ambiante et après quelques semaines de recuit. Cette similarité a été expliquée par le fait que l'énergie non-ionisante moyenne déposée par un choc nucléaire est équivalente pour ces particules. Par contre, pour les neutrons de moins d'1 MeV et les protons de 3 MeV ou moins, des différences ont été observées : la distribution de courant d'obscurité à faible fluence n'est plus de forme exponentielle et sa moyenne est plus faible.

Ensuite, dans ce chapitre, nous avons testé la technique de spectroscopie de courant d'obscurité sur des imageurs CMOS irradiés aux ions légers et peu énergétiques, qui produisent des effets de déplacement principalement par interactions coulombiennes nucléaires. Nous avons observé que la faible énergie non-ionisante déposée par chacune de ces interactions nous permet de générer un nombre réduit de défauts par pixel (contrairement aux chocs nucléaires) et de mesurer le taux de génération de défauts uniques. A partir de ces irradiations, les deux principaux types de défauts ponctuels générés par les interactions coulombiennes nucléaires dans les imageurs CMOS ont été identifiés : la bi-lacune et la lacune-phosphore. Comme pour les neutrons et les protons de faible énergie, la queue exponentielle de pixels chauds est absente dans le cas d'interactions coulombiennes et la moyenne de la queue de pixels chauds est plus faible que dans le cas de chocs nucléaires.

Les nombreux pics de spectroscopie observés dans les distributions de courant d'obscurité de ce chapitre contrastent avec la distribution exponentielle continue systématiquement observée dans le chapitre 3. L'idée qu'aucun pic de spectroscopie n'est généré par les chocs nucléaires peut s'expliquer de deux manières différentes. La première est que les interactions coulombiennes génèrent des défauts plutôt simples (qui sont donc souvent les mêmes) alors que les chocs nucléaires génèrent des défauts plus complexes pouvant avoir de nombreuses structures (ce qui conduit à une distribution de courant d'obscurité plutôt continue). Cette hypothèse pourrait se justifier par l'énergie très faible transmise aux PKA lors d'interactions coulombiennes (quelques centaines d'eV en moyenne [30, 29]) ; ainsi seuls quelques atomes sont déplacés à chaque interaction : la densité et la complexité des déplacements atomiques est faible. Au contraire, pour les chocs nucléaires, le PKA possède une énergie souvent importante et peut déplacer plusieurs milliers d'atomes. Puisque le NIEL d'un ion de silicium (le PKA) dans le silicium est très élevé, la densité et la complexité des

7. Dissociation des contributions coulombiennes et nucléaires

déplacements atomiques est probablement très importante (entraînant par exemple l'apparition d'agrégats de lacunes ou de zones amorphes [53, 54]). La seconde hypothèse pour expliquer l'absence de pics de spectroscopie dans la distribution exponentielle est que les chocs nucléaires génèrent des défauts semblables à ceux produits par les interactions coulombiennes (principalement V_2 et VP) mais en nombre si important que les pics de DCS ne sont pas visibles. En effet, puisque la moyenne de l'augmentation du courant d'obscurité produite par un choc nucléaire est d'environ 4000 e-/s, cela supposerait qu'une centaine de ces défauts apparaisse lors de chaque choc.

Afin de départager ces deux hypothèses et d'essayer de mieux comprendre la nature des défauts générés lors des chocs nucléaires et responsables de la queue exponentielle de pixels chauds, cette partie s'intéresse à comparer l'énergie d'activation du courant d'obscurité pour les chocs nucléaires et pour les interactions coulombiennes. Pour s'affranchir de l'effet possible du type d'imageur sur l'énergie d'activation, seuls des imageurs de type C sont irradiés et étudiés dans cette partie. Tout d'abord, trois imageurs de type C sont irradiés avec des neutrons de 22 MeV afin de mesurer l'énergie d'activation produite par les chocs nucléaires uniquement (imageurs C1 à C3, cf. Tableau 4.3). Les distributions de courant d'obscurité de ces imageurs ont déjà été étudiées dans le chapitre 3 afin de tester le modèle empirique sur un imageur à pixels 4T-PPD (section 4.5 du chapitre 3). Ensuite, trois autres imageurs C4 à C6 ont été irradiés aux protons de haute énergie (60 MeV) afin de mesurer l'énergie d'activation du courant d'obscurité lorsque les interactions nucléaires et coulombiennes sont toutes les deux présentes. Les distributions de courant d'obscurité de ces imageurs ont aussi été étudiées dans le chapitre 3 (section 4.5). Enfin, des imageurs sont également irradiés aux ions lourds peu énergétiques (oxygène de 1 MeV pour C13, oxygène en fin de course pour C14 et aluminium en fin de course pour C15) afin d'étudier le cas où les interactions coulombiennes sont majoritaires mais présentes en grande quantité. En effet, la section efficace nucléaire est négligeable pour les ions lourds d'un MeV ou moins [35] mais la section efficace coulombienne est très élevée (car proportionnelle à la masse de l'ion et au carré de la charge de l'ion d'après l'équation 4.6 [31]). L'objectif des irradiations aux ions lourds de faible énergie est de déterminer si la forme exponentielle de la distribution de courant d'obscurité observée pour les chocs nucléaires est propre à la nature du choc (par exemple à cause de la distribution de l'énergie transmise lors du choc) ou bien est due à la forte densité et complexité des déplacements atomiques dans la cascade de déplacements. Si la seconde hypothèse est vraie, la forme exponentielle devrait aussi être observée avec des ions lourds en fin de course tels que l'oxygène et l'aluminium, pour lesquels le NIEL est équivalent au NIEL d'un ion de silicium en fin de course (c'est-à-dire au NIEL du PKA qui produit la cascade de déplacements).

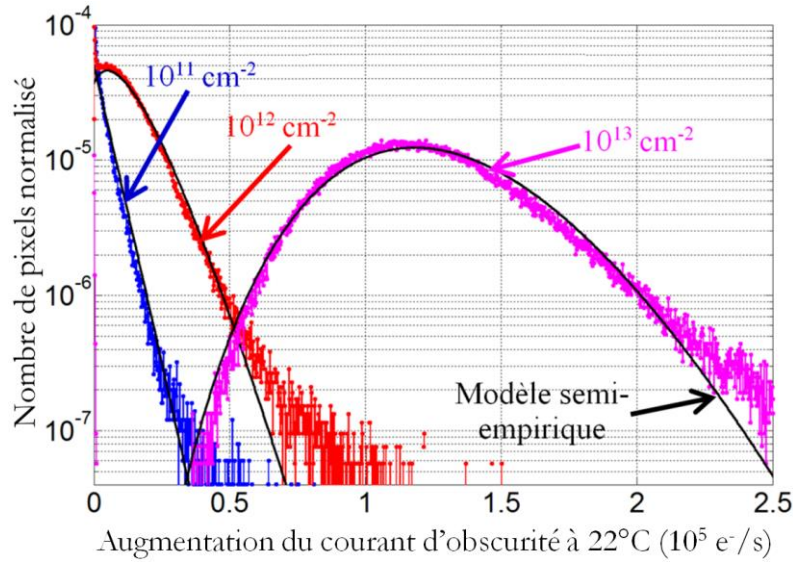


Fig. 4.22 - Distribution de l'augmentation du courant d'obscurité dans les imageurs C1 (10^{11} n/cm²), C2 (10^{12} n/cm²) et C3 (10^{13} n/cm²) irradiés aux neutrons de 22 MeV.

7.1 Neutrons de 22 MeV

La Fig. 4.22 rappelle les distributions de courant d'obscurité des imageurs C1 à C3 irradiés aux neutrons de 22 MeV à trois différentes fluences. La distribution possède une forme exponentielle à faible fluence, lorsque le nombre moyen de chocs nucléaires par pixel est inférieur à 1 (0.29 d'après le chapitre 3) : cette distribution correspond à la PDF du courant d'obscurité généré par un choc nucléaire. Inversement, lorsque le nombre moyen de chocs nucléaires par pixel est grand (29 à la haute fluence), la distribution a une forme gaussienne à cause de la convolution de la PDF exponentielle.

La Fig. 4.23 présente l'énergie d'activation du courant d'obscurité des pixels de l'imageur C2 (irradié à 10^{12} n/cm²) mesurée entre -8°C et 22°C. L'énergie d'activation de l'augmentation moyenne du courant d'obscurité sur cet intervalle de température vaut 0.61 eV, ce qui est proche de la valeur de 0.63 eV prédite par le facteur de dommage universel [1]. D'après l'équation 4.8, cette énergie d'activation indique que le courant d'obscurité est dominé par des défauts dont le niveau d'énergie est situé au centre de la bande interdite. Ce résultat diffère de l'énergie d'activation du courant d'obscurité moyen des imageurs C irradiés avec des ions légers en fin de course (0.67 eV) ou à une énergie de 3 MeV (0.68-0.71 eV, cf. 6.1). Ainsi, l'augmentation du courant d'obscurité semble plutôt dominée par V_2 et VP dans le cas des ions légers (interactions coulombiennes) et par des défauts tels que $E_t \approx E_i$ pour les neutrons de 22 MeV (chocs nucléaires). La Fig. 4.23 montre que l'énergie d'activation est située autour de 0.63 eV pour les pixels à fort courant d'obscurité (une dizaine de milliers d'e-/s ou plus), ce qui suggère que le courant d'obscurité de ces pixels est dominé par des défauts tels que $E_t \approx E_i$. La présence de tels défauts explique aussi le fort courant d'obscurité de ces pixels, puisque leur taux de génération est élevé d'après la théorie

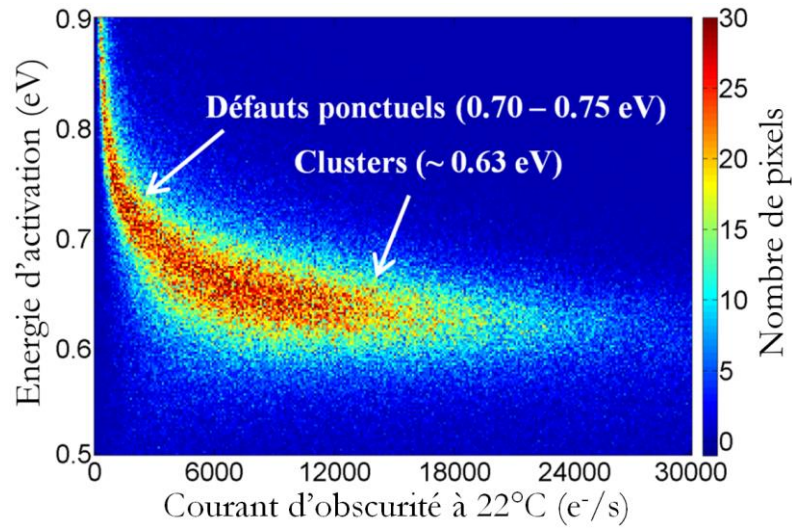


Fig. 4.23 - Energie d'activation du courant d'obscurité dans l'imageur C2 irradié aux neutrons de 22 MeV à une fluence de 10^{12} n/cm².

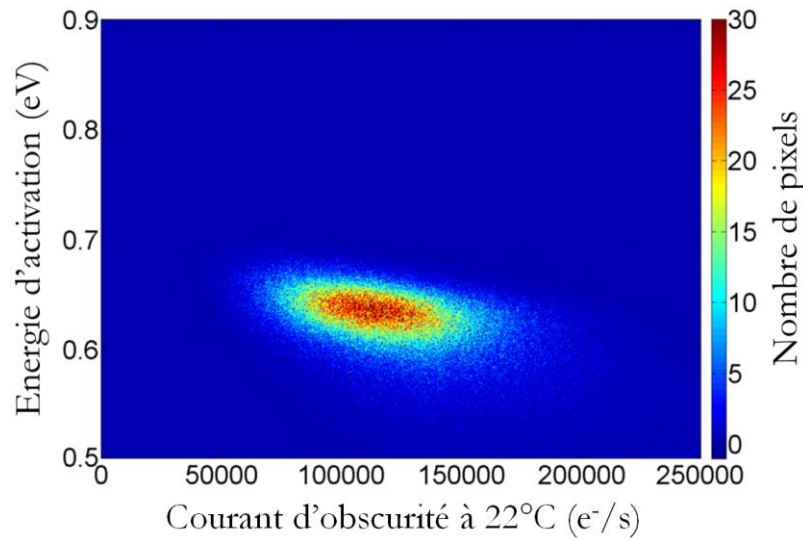


Fig. 4.24 - Energie d'activation du courant d'obscurité dans l'imageur C3 irradié aux neutrons de 22 MeV à une fluence de 10^{13} n/cm².

SRH. Au contraire, pour les pixels à courant d'obscurité plus faible (quelques milliers d'e-/s ou moins), l'énergie d'activation est plus élevée ce qui suggère que le courant d'obscurité est dominé par des défauts tels que $E_t \neq E_i$ (par exemple par V_2 et/ou VP). L'énergie d'activation plus élevée est en accord avec le courant d'obscurité plus faible de ces pixels : le taux de génération des défauts tels que $E_t \neq E_i$ est plus faible que pour les défauts tels que $E_t \approx E_i$ d'après la théorie SRH. La Fig. 4.23 montre que certains de ces pixels présentent une énergie d'activation située entre 0.70 et 0.75 eV, dans lesquels le courant d'obscurité pourrait être dominé par V_2 et/ou VP comme dans le cas des interactions coulombiennes. Toutefois, ces pixels sont beaucoup moins nombreux que les pixels tels que $E_A \approx 0.63$ eV.

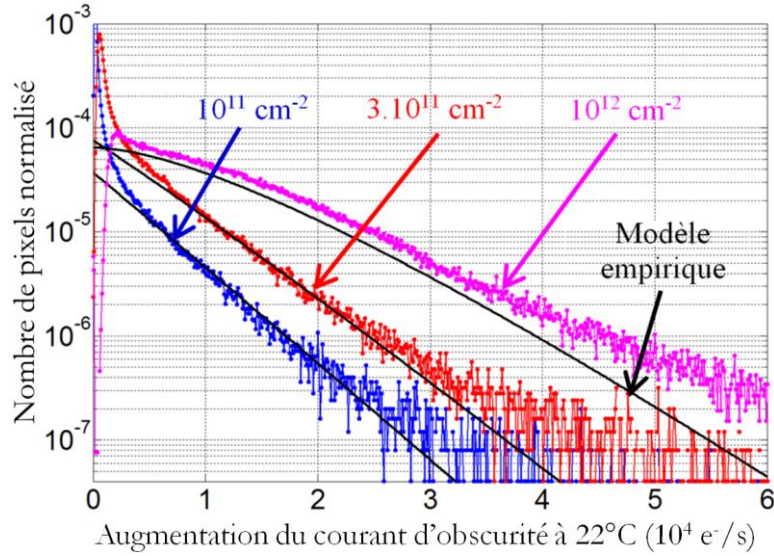


Fig. 4.25 - Distribution de l'augmentation du courant d'obscurité dans les imageurs C4 (10^{11} p/cm²), C5 (3.10^{11} p/cm²) et C6 (10^{12} p/cm²) irradiés aux protons de 60 MeV.

La Fig. 4.24 présente l'énergie d'activation dans l'imageur C3 irradié à forte fluence. Tous les pixels ont une énergie d'activation proche de 0.63 eV, ce qui suggère que le courant d'obscurité de tous les pixels est dominé par des défauts tels que $E_t \approx E_i$ à forte dose. En conclusion, les chocs nucléaires semblent produire des défauts de types plus variés que les interactions coulombiennes, dont des défauts tels que $E_t \neq E_i$ qui dominent le courant d'obscurité de la majorité des pixels (surtout lorsque le nombre moyen de chocs nucléaires dans chaque pixel devient grand).

7.2 Protons de 60 MeV

La Fig. 4.25 présente la distribution d'obscurité des imageurs irradiés aux protons de 60 MeV à trois différentes fluences. Le NIEL des protons de 60 MeV est équivalent à celui des neutrons de 22 MeV (4.0 keVcm²/g), ce qui explique l'augmentation de courant d'obscurité similaire à fluence égale pour ces deux particules (Tableau 4.3). Toutefois, pour les protons de 60 MeV, le NIEL total (4.0 keVcm²/g) est partagé en deux contributions : le NIEL coulombien (1.3 keVcm²/g) et le NIEL nucléaire (2.7 keVcm²/g). Le NIEL nucléaire représente seulement deux tiers du NIEL total, ce qui explique pourquoi le modèle empirique étudié dans le chapitre 3 (destiné à prédire le courant d'obscurité généré par les chocs nucléaires) ne reproduit pas l'intégralité de la distribution de courant d'obscurité ici (Fig. 4.25). En particulier, à faible et moyenne fluence, on remarque que la partie à faible courant d'obscurité de la distribution expérimentale est sous-estimée par le modèle. Puisque le modèle ne tient pas compte des interactions coulombiennes, ces pixels doivent correspondre à ceux n'ayant pas subi de choc nucléaire : leur augmentation de courant d'obscurité provient uniquement des défauts générés par les interactions coulombiennes. A forte fluence,

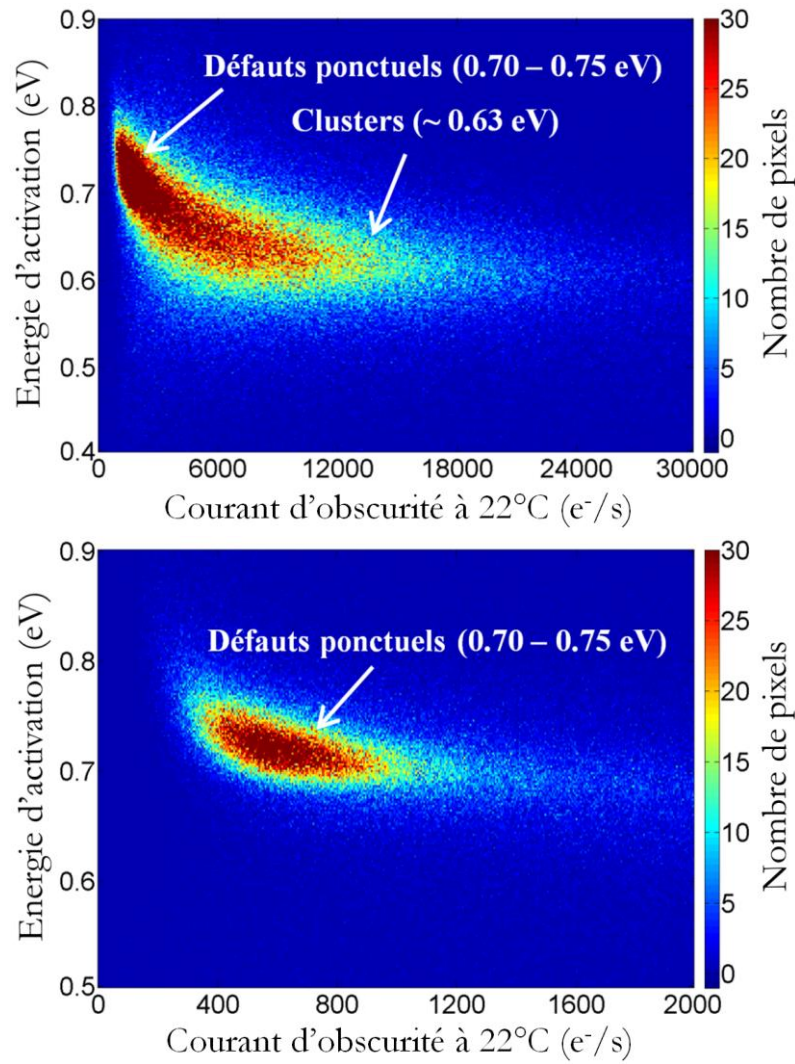


Fig. 4.26 - Energie d'activation du courant d'obscurité à fort courant d'obscurité (en haut) et à faible courant d'obscurité (en bas) dans l'imageur C6 irradié aux protons de 60 MeV à une fluence de 10^{12} n/cm².

toute la distribution de courant d'obscurité est sous-estimée : l'augmentation du courant d'obscurité induite par les interactions coulombiennes, présente dans tous les pixels de l'imageur, est négligée.

La Fig. 4.26 présente l'énergie d'activation dans l'imageur C6 irradié aux protons de 60 MeV à une fluence de 10^{12} n/cm². D'après le chapitre 3 (section 4.6), le nombre moyen de chocs nucléaires par pixel dans cet imageur est de 2. Par conséquent, on peut estimer qu'une fraction non-négligeable des pixels (environ 14% d'après la loi de Poisson) n'a subi aucun choc nucléaire. L'énergie d'activation du courant d'obscurité moyen est de 0.63 eV ; le courant d'obscurité est donc dominé par le taux de génération de défauts tels que $E_t \approx E_i$, comme dans le cas des neutrons de 22 MeV (Fig. 4.23 et 4.24). Ceci peut s'expliquer par le nombre important de chocs nucléaires dans l'imageur, et par le fait que le NIEL nucléaire est deux fois plus important que le

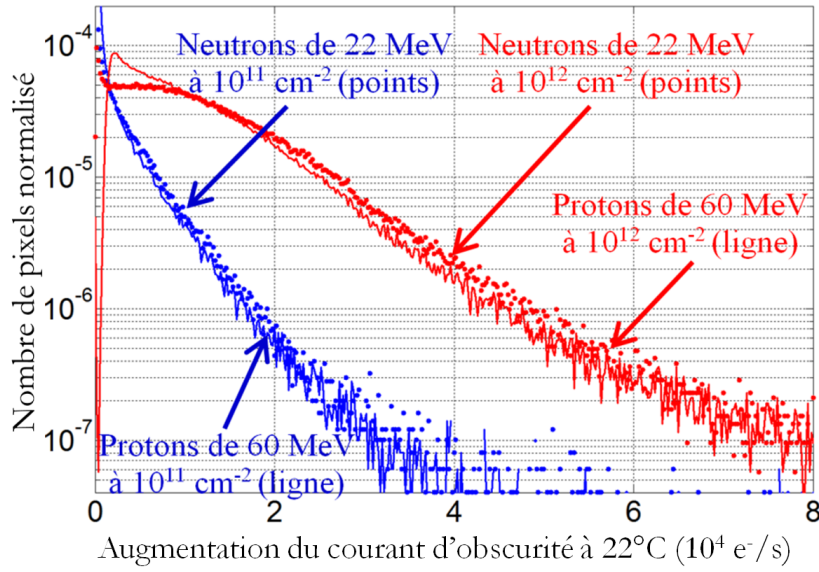


Fig. 4.27 - Distributions de l'augmentation du courant d'obscurité dans les imageurs C1 (10^{11} neutrons/cm²), C4 (10^{11} protons/cm²), C2 (10^{12} neutrons/cm²) et C6 (10^{12} protons/cm²).

NIEL coulombien pour les protons de 60 MeV. Ainsi, malgré la présence de nombreux défauts ponctuels générés par les interactions coulombiennes (tels que V_2 et VP), le courant d'obscurité moyen reste dominé par les défauts tels que $E_t \approx E_i$.

La Fig. 4.26 montre que l'énergie d'activation est centrée autour de 0.63 eV pour les pixels fort courant d'obscurité (courant dominé par les défauts tels que $E_t \approx E_i$). En revanche, pour les pixels faible courant d'obscurité, l'énergie d'activation se focalise entre 0.70 et 0.75 eV : le courant d'obscurité de ces pixels semble dominé par V_2 et VP. Ainsi, ces pixels doivent correspondre aux pixels n'ayant pas subi de choc nucléaire. L'énergie d'activation à faible courant d'obscurité est nettement plus concentrée entre 0.70 et 0.75 eV pour les protons que pour les neutrons, en accord avec l'idée que les interactions coulombiennes (absentes pour les neutrons) créent principalement V_2 et VP (parties 5 et 6 de ce chapitre).

Dans la Fig. 4.27, les distributions de courant d'obscurité produites par les protons de 60 MeV et par les neutrons de 22 MeV sont comparées à deux fluences identiques. Les queues exponentielles de pixels chauds sont quasiment superposées pour les deux particules à une même fluence, ce qui s'explique par une valeur similaire de l'énergie non-ionisante moyenne par choc nucléaire (conduisant à une même pente exponentielle d'après le chapitre 3) et au NIEL nucléaire comparable. Cependant, les queues de pixels chauds sont légèrement plus basses pour les protons à cause du NIEL nucléaire sensiblement plus faible (2.7 keVcm²/g contre 4.0 keVcm²/g pour les neutrons). A 10^{12} particules/cm², on remarque que le nombre de pixels est plus important pour les protons que pour les neutrons à faible courant d'obscurité (entre 2000 et 10000 e-/s environ). Cette différence doit être due à la présence des interactions coulombiennes, dont la contribution est visible principalement dans les pixels n'ayant pas subi de choc nucléaire.

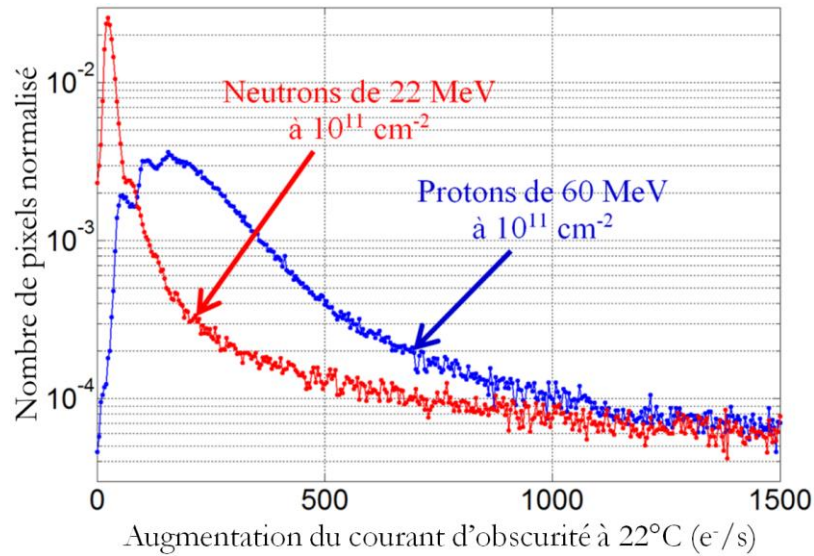


Fig. 4.28 - Distributions de courant d'obscurité dans les imageurs C1 (10^{11} neutrons/cm²) et C4 (10^{11} protons/cm²) observées à faible courant d'obscurité.

La Fig. 4.28 présente la partie à faible courant d'obscurité des distributions de courant d'obscurité des imageurs C1 et C4 irradiés à 10^{11} particules/cm². La différence apportée par les interactions coulombiennes pour les protons est clairement visible : le spectre de courant d'obscurité habituel apparaît, avec des pics espacés de 50 e-/s correspondant à V_2 et/ou VP. En résumé, il semble clair que les interactions coulombiennes génèrent principalement des bi-lacunes et des groupements lacune-phosphore alors que les chocs nucléaires génèrent aussi d'autres types de défauts, dont des défauts tels que $E_t \approx E_i$ qui dominent l'augmentation du courant d'obscurité.

7.3 Effet de l'énergie des protons

La Fig. 4.29 présente les distributions de courant d'obscurité obtenues avec des protons à trois énergies différentes : 16 MeV, 3 MeV et des protons en fin de course. Puisque l'augmentation moyenne de courant d'obscurité est similaire dans ces trois imageurs (de 500 e-/s à 570 e-/s, cf. Tableau 4.3), la DDD est équivalente d'après le facteur de dommage universel. Malgré cela, la distribution de courant d'obscurité présente des différences notables entre les différents imageurs. Tout d'abord, à fort courant d'obscurité, la queue de pixels chauds a une probabilité d'autant plus élevée que l'énergie du proton est élevée. Ceci peut s'expliquer par le fait que la section efficace nucléaire augmente avec l'énergie du proton : elle est négligeable en fin de course, faible à 3 MeV et conséquente à 16 MeV [33]. Ainsi, la queue de pixels chauds semble générée principalement par les chocs nucléaires. De plus, la forme exponentielle de la queue de pixels chauds n'est observée que lorsque les interactions nucléaires sont non-négligeables (3 MeV et 16 MeV) ; la queue de pixels chauds n'est pas exponentielle pour les protons en fin de course et possède une moyenne plus faible.

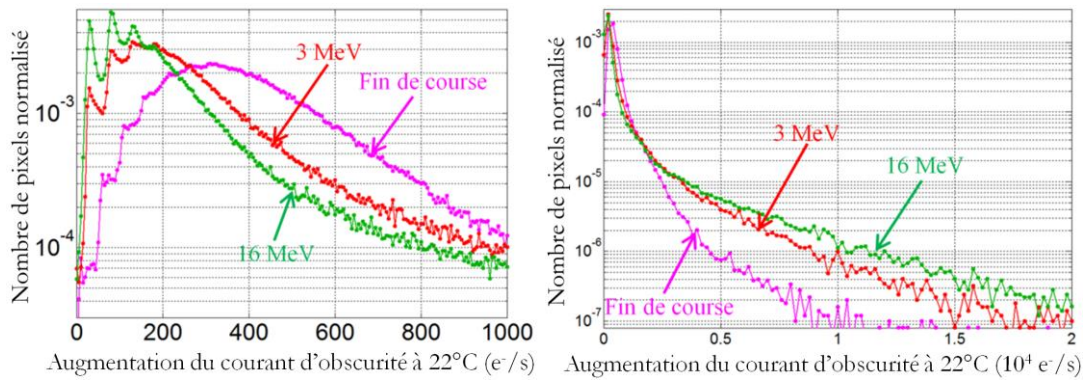


Fig. 4.29 - Distributions de courant d'obscurité dans trois imageurs irradiés aux protons avec des DDD équivalentes mais à différentes énergies (respectivement 16 MeV, 3 MeV et en fin de course pour C12, C7 et C8). Les distributions sont observées à faible courant d'obscurité à gauche et dans leur intégralité à droite.

A faible courant d'obscurité, un spectre de courant d'obscurité similaire est observé à toutes les énergies (pics espacés de 50 e-/s caractéristiques de V_2 et/ou VP). Cependant, la moyenne du courant d'obscurité du spectre augmente lorsque l'énergie diminue : le nombre moyen de défauts ponctuels par pixel augmente lorsque l'énergie du proton diminue pour une DDD similaire. Ceci peut s'expliquer par l'idée que la section efficace d'interaction coulombienne est inversement proportionnelle à l'énergie (d'après l'équation 4.6) : les défauts ponctuels sont donc principalement générés par les interactions coulombiennes.

7.4 Cas des ions plus lourds que l'hélium

La Fig. 4.30 compare la distribution de courant d'obscurité générée par des protons de 60 MeV à celles obtenues avec des ions oxygène ou aluminium peu énergétiques (1 MeV ou en fin de course). Pour les ions oxygène de 1 MeV, les protons de 60 MeV et les ions aluminium en fin de course, l'augmentation moyenne du courant d'obscurité dans les imageurs est comparable (respectivement 2600, 3400 et 4700 e-/s). En tenant compte de ces légères différences, on remarque que les distributions de courant d'obscurité produites par ces particules semblent similaires. D'ailleurs, le modèle empirique du chapitre 3 (normalement réservé à la prédiction du courant d'obscurité généré par les chocs nucléaires) reproduit assez fidèlement la distribution de courant d'obscurité des ions aluminium en fin de course, et ce avec la même moyenne exponentielle que pour les chocs nucléaires (4300 e-/s d'après le chapitre 3). Ainsi, malgré l'absence de chocs nucléaires pour les ions aluminium en fin de course, ces derniers semblent générer une distribution de courant d'obscurité similaire à celle produite par les chocs nucléaires (par exemple pour les protons de 60 MeV). La Fig. 4.30 montre que le modèle empirique fonctionne aussi sur les ions oxygène en fin de course, mais avec une moyenne exponentielle réduite (2500 e-/s). La distribution apparaît déformée pour cet imageur, de manière analogue à la distribution générée par

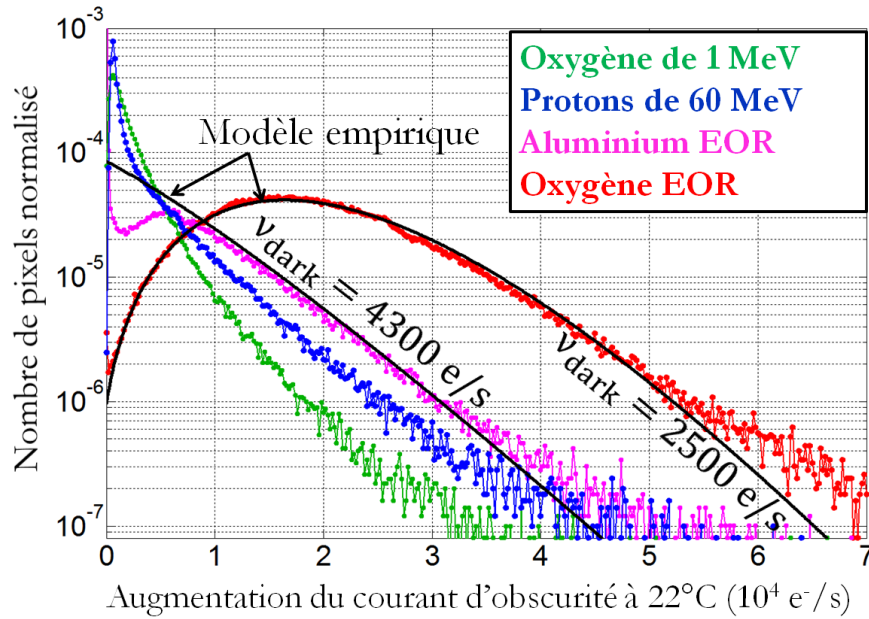


Fig. 4.30 – Comparaison entre les distributions de courant d’obscurité obtenues avec les protons de 60 MeV (imageur C5) et avec des ions plus lourds (oxygène de 1 MeV pour l’imageur C13, oxygène EOR pour C14 et aluminium EOR pour C15).

les chocs nucléaires lorsque le nombre moyen de chocs nucléaires par pixel dépasse 1 (chapitre 3). Ceci suggère que la déformation est due à la superposition des contributions de courant d’obscurité apportées par chaque ion d’oxygène dans les volumes dépeuplés. Par conséquent, la distribution de courant d’obscurité exponentielle (c’est-à-dire non déformée) observée pour les ions aluminium en fin de course doit correspondre à la PDF du courant d’obscurité généré par un ion. Ceci est possible en particulier puisque l’augmentation moyenne du courant d’obscurité (4700 e-/s) est équivalente à la moyenne exponentielle (4300 e-/s), ce qui suggère que les volumes dépeuplés n’ont reçu en moyenne qu’un seul ion. Pour résumer, la PDF du courant d’obscurité généré par les ions lourds peu énergétiques semble équivalente à celle des chocs nucléaires, c’est-à-dire de forme exponentielle et de moyenne élevée.

Cette similarité peut s’expliquer en comparant le freinage non-ionisant des ions testés dans ce chapitre avec celui d’un ion de silicium, qui représente le PKA dans le cas d’un choc nucléaire. Pour les ions légers jusqu’à l’hélium, le freinage non-ionisant reste toujours inférieur ou égal à 1 eV/Å quelle que soit l’énergie de l’ion (même en fin de course), alors qu’il atteint respectivement 17 eV/Å et 36 eV/Å pour les ions oxygène et aluminium en fin de course (à une énergie de quelques keV) [38]. Par conséquent, le freinage non-ionisant maximum de l’ion aluminium est similaire à celui d’un ion silicium dans le silicium (40 eV/Å [38]), et les freinages non-ionisants maximum des ions oxygène et silicium sont également comparables. Ainsi, un ion aluminium ou oxygène terminant sa course dans un volume dépeuplé a des chances de déposer une énergie non-ionisante similaire à un PKA de silicium généré par un choc nucléaire. Ce résultat est soutenu par le fait que l’énergie non-ionisante varie peu avec l’énergie

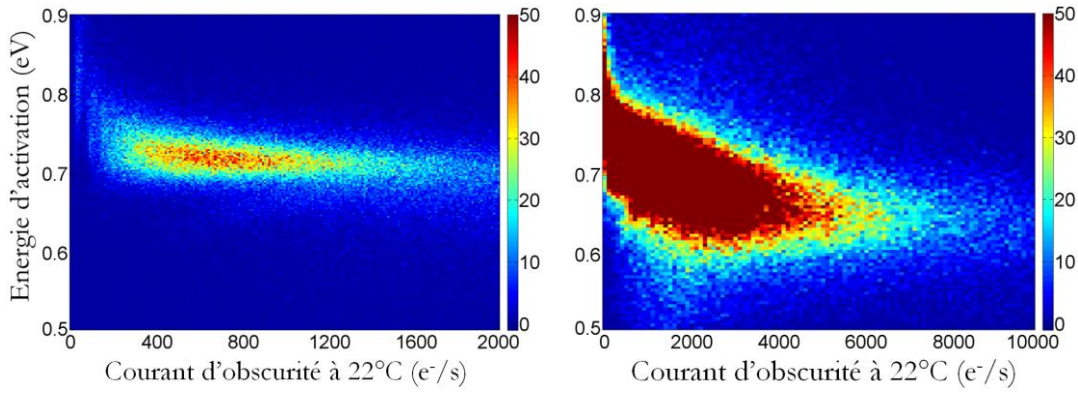


Fig. 4.31 – Energie d'activation du courant d'obscurité dans l'imageur C13 (oxygène de 1 MeV) à faible courant d'obscurité (à gauche) et à fort courant d'obscurité (à droite).

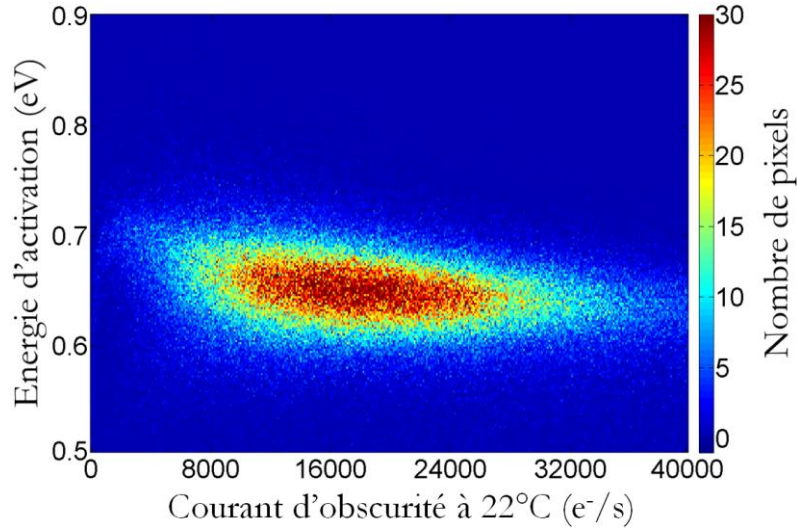


Fig. 4.32 – Energie d'activation du courant d'obscurité dans l'imageur C14 (oxygène EOR).

initiale du PKA (ou l'énergie de l'ion lorsqu'il entre dans le volume dépeuplé) à cause du facteur de partition de Lindhard [55] : la majeure partie de l'énergie non-ionisante est déposée sur la toute fin de course de l'ion ou du PKA.

D'autre part, si l'on considère que l'espace interatomique moyen (c'est-à-dire dans une direction cristallographique aléatoire) dans le silicium cristallin est de 2.4 Å et que l'énergie minimum requise pour déplacer un atome de silicium est en moyenne de 21 eV [33, 53], on peut grossièrement estimer qu'un ion déplace directement ou indirectement la majorité des atomes qu'il rencontre si son freinage non-ionisant dépasse environ 9 eV/Å. Ainsi, pour les ions lourds tels que l'oxygène et l'aluminium, les déplacements atomiques générés par les interactions coulombiennes en fin de course auront tendance à être juxtaposés. La forte densité des déplacements atomiques pourrait favoriser l'apparition de défauts plus complexes que les défauts ponctuels, et par exemple de défauts tels que $E_t \approx E_i$ comme dans le cas des chocs nucléaires (c'est-à-dire dans le cas d'ions de silicium en fin de course). Au contraire, pour les ions légers,

8. Résumé

les interactions coulombiennes sont plus rares et les déplacements atomiques produits par chacune des interactions coulombiennes auront tendance à être indépendants. Dans ce cas, seuls quelques atomes déplacés sont regroupés au niveau de chaque interaction coulombienne et l'apparition de défauts simples tels que V_2 semble favorisée. Cette différence pourrait expliquer pourquoi la distribution de courant d'obscurité générée par les ions lourds possède une forme exponentielle similaire à celle produite par les chocs nucléaires, alors qu'au contraire la distribution n'est pas exponentielle dans le cas d'ions plus légers.

Cette hypothèse est supportée par les Fig. 4.31 et 4.32, qui présentent respectivement l'énergie d'activation du courant d'obscurité pour les ions oxygène de 1 MeV et pour les ions oxygène en fin de course. A 1 MeV (Fig. 4.31), l'énergie d'activation est située entre 0.70 et 0.75 eV à faible courant d'obscurité, ce qui traduit la prédominance de V_2 et/ou VP dans ces pixels. Par contre, à fort courant d'obscurité (c'est-à-dire pour la queue exponentielle de pixels chauds), l'énergie d'activation décroît jusqu'à se centrer autour de 0.63 eV : le courant d'obscurité est dominé par des défauts tels que $E_t \approx E_i$ dans les pixels les plus chauds. Ces résultats suggèrent que le NIEL coulombien élevé des ions oxygène de 1 MeV entraîne la formation de défauts tels que $E_t \approx E_i$ dans de nombreux pixels, mais le NIEL n'est pas suffisant pour que ces défauts apparaissent dans tous les pixels. Au contraire, pour les ions oxygène en fin de course (Fig. 4.32), l'énergie d'activation est centrée en 0.63 eV pour tous les pixels de l'imageur : le NIEL coulombien est si élevé que tous les pixels contiennent des défauts tels que $E_t \approx E_i$.

8 Résumé

L'objectif de ce chapitre était d'identifier les principaux types de défauts générés par les radiations non-ionisantes, et d'étudier l'effet du type d'interaction (nucléaire ou coulombienne) sur le type des défauts formés. Pour cela, la technique de spectroscopie de courant d'obscurité a été testée pour la première fois dans des imageurs CMOS irradiés. Pour utiliser la DCS, il est nécessaire de ne générer qu'un nombre limité de défauts dans le volume dépeuplé de chaque pixel afin de pouvoir mesurer le taux de génération de défauts uniques. Cette contrainte impose d'éviter les chocs nucléaires, puisque ces derniers produisent de larges cascades de déplacement et entraînent l'apparition de nombreux défauts dans les pixels impactés. En utilisant des ions peu énergétiques, nous avons vu qu'il est possible d'éviter les chocs nucléaires et de déposer la DDD uniquement par interactions coulombiennes nucléaires. Ces interactions sont beaucoup moins énergétiques que les chocs nucléaires et permettent de former un défaut unique dans de nombreux pixels. Egalement, nous avons choisi des ions légers pour limiter la section efficace coulombienne et s'assurer que chaque particule génère un nombre réduit d'interactions coulombiennes dans les pixels.

Les résultats de spectroscopie ont montré que les deux principaux types de défauts générés par les interactions coulombiennes sont la bi-lacune (V_2) et la lacune-phosphore (VP). Ces deux défauts possèdent un taux de génération similaire à température ambiante (50 e-/s), et leur niveau d'énergie semble situé respectivement à 0.44 et 0.49 eV sous E_c en accord avec la littérature. Lors de recuit isochrone, la disparition progressive de VP est observée entre 150°C et 200°C ; elle est totalement absente après le recuit à 200°C en accord avec la littérature. Au contraire V_2 est stable à 200°C et ne commence à disparaître qu'à partir de 260°C, également en accord avec les autres travaux. La formation de quatre autres types de défauts a été détectée pendant le recuit isochrone. Excepté pour le défaut « P6 » qui semble se former lors du recuit à 150°C puis disparaître à 200°C (Fig. 4.19), les autres défauts semblent apparaître vers 200°C et rester présents jusqu'à 280°C au moins. A cause de la formation progressive de ces défauts durant le recuit isochrone, il est difficile de dire si ces défauts se forment lorsque VP disparaît (entre 150°C et 200°C) ou bien lorsque V_2 devient mobile (plutôt à partir de 200°C). Dans la partie 5.5 dédiée à l'identification de ces défauts, nous avons suggéré que la dissociation de VP doit conduire principalement à la formation de nouvelles bi-lacunes et que les défauts P3 à P5 apparaissent lorsque V_2 devient mobile. Elle peut alors s'associer avec des impuretés présentes dans le silicium (par exemple O ou H) et former de nouveaux types de défauts. Enfin, aucune explication n'a été trouvée pour justifier que le défaut P3 n'apparaisse que pour les protons de 110 keV et les ions hélium de 4 MeV. De manière générale, la spectroscopie de courant d'obscurité nous a permis de détecter de nombreux types de défauts différents et se révèle être un outil puissant pour étudier les défauts induits par les radiations dans le silicium.

Après avoir étudié la nature des principaux défauts formés par les interactions coulombiennes par spectroscopie de courant d'obscurité, nous avons comparé la distribution du courant d'obscurité (et l'énergie d'activation du courant d'obscurité) générés par les interactions coulombiennes et par les chocs nucléaires. L'objectif de cette seconde partie était de déterminer si les défauts générés par les chocs nucléaires sont différents des défauts ponctuels formés par interactions coulombiennes, mais aussi de comprendre pourquoi la distribution de courant d'obscurité possède une forme exponentielle dans le cas de chocs nucléaires. Tout d'abord, nous avons observé que les chocs nucléaires génèrent des défauts différents de V_2 et VP, dont certains sont tels que $E_t \approx E_i$. Ces derniers dominent l'augmentation du courant d'obscurité dans le cas de chocs nucléaires (l'énergie d'activation du courant d'obscurité est proche de 0.63 eV), et masquent la présence possible de V_2 et VP. Au contraire, pour les interactions coulombiennes produites par les ions légers, V_2 et VP dominent le plus souvent le courant d'obscurité moyen. En effet, l'énergie d'activation du courant moyen est comprise entre 0.67 et 0.71 eV pour les ions légers, ce qui est plus proche de l'énergie d'activation du taux de génération de V_2 et VP (0.75 eV et 0.70 eV) que de 0.63 eV. Enfin, dans le cas où les deux types d'interactions sont présents (pour les protons d'énergie supérieure ou égale à 3 MeV par exemple), nous avons clairement observé

8. Résumé

que les chocs nucléaires sont responsables de la queue exponentielle de pixels chauds (à fort courant d'obscurité) alors que les interactions coulombiennes forment le spectre de courant d'obscurité (à faible courant d'obscurité). En annexe de ce manuscrit, le développement d'un modèle analytique de prédiction de la distribution de courant d'obscurité générée par les interactions coulombiennes est présenté. Ce modèle calcule le spectre de courant d'obscurité généré par V_2 et VP en fonction du nombre moyen de défauts ponctuels par pixel. Le test de ce modèle sur plusieurs distributions expérimentales permet d'évaluer la contribution de V_2 et VP pour différentes particules, et de manière plus précise qu'à partir de l'énergie d'activation du courant d'obscurité moyen. Ce modèle est ensuite complété par une composante exponentielle (de moyenne plus faible que pour les chocs nucléaires) pour essayer de reproduire à la fois le spectre de courant d'obscurité et la queue de pixels chauds. Le modèle complet est également testé sur des distributions expérimentales afin de comparer les contributions respectives du spectre de courant d'obscurité et de la queue de pixels chauds pour différentes particules.

Enfin, pour comprendre l'origine de la forme exponentielle de la queue de pixels chauds générée par les chocs nucléaires, des ions lourds en fin de course ont été testés. La partie 7.4 montre que ces ions conduisent aussi à une distribution de courant d'obscurité exponentielle, malgré l'absence de chocs nucléaires. Ceci s'explique par le NIEL coulombien très élevé de ces ions lourds en fin de course, équivalent au NIEL coulombien d'un PKA (c'est-à-dire un ion de silicium) généré par un choc nucléaire. Ainsi, la forme exponentielle semble apparaître lorsque les interactions coulombiennes sont si rapprochées que les déplacements atomiques générés par les différentes interactions peuvent se regrouper. Dans ce cas, il est envisageable que des défauts plus complexes que les défauts ponctuels apparaissent et soient à l'origine de la queue exponentielle de pixels chauds.

9 Bibliographie

- [1] J. R. Srour et D. H. Lo, «Universal damage factor for radiation induced dark current in silicon devices,» *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 47, n° 16, pp. 2451-2459, déc 2000.
- [2] J.-M. Belloir, V. Goiffon, C. Virmondois, M. Raine, P. Paillet, O. Duhamel, M. Gaillardin, P. Magnan et O. Gilard, «Pixel pitch and particle energy influence on the dark current distribution of neutron irradiated CMOS image sensors,» *Optics express*, vol. 24, n° 14, pp. 4299-4315, 2016.
- [3] R. D. McGrath, J. Doty, G. Lupino, G. Ricker et J. Vallergera, «Counting of deep-level traps using a charge-coupled device,» *IEEE Transactions on Electron Devices*, vol. 34, n° 11, pp. 2555-2557, 1987.
- [4] M. Moll, Radiation damage in silicon particle detectors, Hamburg University: Thèse de doctorat, 1999.

Chap. 4: Spectroscopie du courant d'obscurité des interactions coulombiennes

- [5] M. Moll et al, «Comparison of defects produced by fast neutrons and CO60 gamma rays in high resistivity silicon detectors using Deep Level Transient Spectroscopy,» chez *Conference on Radiation Effects on Semiconductor Materials, Detectors and Devices*, Florence, Italie, 6-8 mars 1996.
- [6] D. V. Lang, «Deep-level transient spectroscopy: a new method to characterize traps in semiconductors,» *J. Appl. Phys.*, vol. 45, n° 17, pp. 3023-3032, 1974.
- [7] G. D. Watkins et al, «Defects in irradiated silicon: electron paramagnetic resonance and electron-nuclear double resonance of the Si-E center,» *Phys. Rev.*.
- [8] G. D. Watkins et J. W. Corbett, «Defects in irradiated silicon: Electron paramagnetic resonance of the divacancy,» *Physical Review*, vol. 138, n° 12A, p. A543, 1965.
- [9] G. D. Watkins et J. W. Corbett, «Defects in irradiated silicon. I. Electron spin resonance of the Si-A center,» *Physical Review*, vol. 121, n° 14, p. 1001, 1961.
- [10] G. D. Watkins et al, «Spin resonance in electron irradiated silicon,» *Journal of Applied Physics*, vol. 30, n° 18, pp. 1198-1203, 1959.
- [11] U. Biggeri et al, «Studies of deep levels in high resistivity silicon detectors irradiated by high fluence fast neutrons using a thermally stimulated current spectrometer,» *IEEE transactions on nuclear science*, vol. 41, n° 14, pp. 964-970, 1994.
- [12] E. Borchì et al, «Thermally stimulated and leakage current analysis of neutron irradiated silicon detectors,» *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, vol. 310, n° 11, pp. 273-276, 1991.
- [13] E. Fretwurst et al, «Investigation of damage-induced defects in silicon by TCT,» *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, vol. 388, n° 13, pp. 358-360, 1997.
- [14] G. Kramberger et al, «Investigation of irradiated silicon detectors by edge-TCT,» *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 57, n° 14, pp. 2294-2302, 2010.
- [15] C. Virmondois, Analyse des effets des déplacements atomiques induits par l'environnement radiatif spatial sur la conception des imageurs CMOS, ISAE-Supaéro, Université de Toulouse: Thèse de doctorat, 2012.
- [16] C.-T. Sah, R. N. Noyce et W. Shockley, «Carrier generation and recombination in pn junctions and pn junction characteristics,» *Proceedings of the IRE*, vol. 45, n° 19, pp. 1228-1243, 1957.
- [17] C. Tivarus et W. C. McColgin, «Dark Current Spectroscopy of Irradiated CCD Image Sensors,» *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 55, n° 13, pp. 1719-1724, juin 2003.
- [18] W. C. McColgin, J. Lavine, J. Kyan, D. N. Nichols et C. V. Stancampiano, «Dark current quantization in CCD image sensors,» chez *IEEE International Electron Devices Meeting, 1988. IEDM '88. Technical Digest.*, jan. 1993.
- [19] J. Toren et J. Bisschop, «Metal contamination characterization in CCD image sensors,» chez *IEDM'95*, 1995.
- [20] H. I. Kwon, O. J. Kwon, H. Shin, B.-G. Park, S. S. Park et J. D. Lee, «The effects of deuterium annealing on the reduction of dark currents in the CMOS APS,» *IEEE Transactions on Electron Devices*, vol. 51, n° 18, pp. 1346-1349, juil. 2004.
- [21] F. Domengie, J. L. Regolini et D. Bauza, «Study of Metal Contamination in CMOS Image Sensors by Dark-Current and Deep-Level Transient Spectroscopies,» *Journal of Electronic*

9. Bibliographie

- Materials*, vol. 39, n° 16, pp. 625-629, juin 2010.
- [22] F. Domengie, J. L. Regolini, D. Bauza et P. Morin, «Impact on device performance and monitoring of a low dose of tungsten contamination by dark current spectroscopy» chez *IEEE International Reliability Physics Symposium*, 259-264, 2010.
- [23] F. Domengie, P. Morin et D. Bauza, «Modeling the dark current histogram induced by gold contamination in complementary-metal-oxide-semiconductor image sensors» *J. Appl. Phys.*, vol. 118, p. 024501, 2015.
- [24] E. A. G. Webster et al, «Per-Pixel Dark Current Spectroscopy Measurement and Analysis in CMOS Image Sensors» *IEEE Trans. Elec. Dev.*, vol. 57, n° 19, pp. 2176-2182, sept. 2010.
- [25] J.-P. Carrere et al, «CMOS image sensor: Process impact on dark current» *IEEE International Reliability Physics Symposium (IRPS)*, pp. 3C.1.1-3C.1.6, 2014.
- [26] J.-M. Belloir, V. Goiffon, C. Virmontois, P. Paillet, M. Raine, P. Magnan et O. Gilard, «Dark Current Spectroscopy on Alpha Irradiated Pinned Photodiode CMOS Image Sensors» *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 63, n° 14, pp. 2183-2192, aug. 2016.
- [27] J. Bourgoin et M. Lannoo, Point defects in semiconductors II: experimental aspects, Springer-Verlag Berlin Heidelberg New York, 1983.
- [28] G. D. Watkins, «Intrinsic defects in silicon» *Materials Science in Semiconductor Processing*, vol. 3, n° 14, pp. 227-235, août 2000.
- [29] P. Hazdra et al, «Defect distribution in MeV proton irradiated silicon measured by high-voltage current transient spectroscopy» *Nucl. Inst. and Methods in Phys. B*, vol. 192, n° 13, pp. 291-300, 2002.
- [30] C. J. Dale et al, «A Comparison of Monte Carlo and Analytic Treatments of Displacement Damage in Si Microvolumes» *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 41, n° 16, pp. 1974-1983, déc. 1994.
- [31] H. J. Whitlow et S. T. Nakagawa, «Low-energy primary knock on atom damage distributions near MeV proton beams focused to nanometre dimensions» *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms*, vol. 260, n° 11, pp. 468-473, juil. 2007.
- [32] H. J. Stein, «Energy Dependence of Neutron Damage in Silicon» *Journal of Appl. Phys.*, p. 204, 1967.
- [33] I. Jun, M. A. Xapsos, S. R. Messenger, E. A. Burke, R. J. Walters, G. R. Summers et T. Jordan, «Proton nonionizing energy loss (niel) for device applications» *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 50, n° 16, pp. 1924-1928, déc. 2003.
- [34] I. Jun, M. A. Xapsos et E. A. Burke, «Alpha particle nonionizing energy loss (NIEL)» *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 51, n° 16, pp. 3207-3210, déc. 2004.
- [35] S. R. Messenger et al, «Niel for heavy ions: an analytical approach» *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 50, n° 16, pp. 1919-1923, déc. 2003.
- [36] «<http://physics.nist.gov/PhysRefData/Star/Text/PSTAR.html>» [En ligne].
- [37] «<http://physics.nist.gov/PhysRefData/Star/Text/ASTAR.html>» [En ligne].
- [38] J. F. Ziegler, M. D. Ziegler et J. P. Biersack, «SRIM – The stopping and range of ions in matter, 268(11 12), 1818 1823 (2010).» *Nucl. Inst. and Methods in Phys. B*, vol. 268, n° 11-12, 2010.

- 12, pp. 1818-1823, 2010.
- [39] C. Poivey et G. Hopkinson, «Displacement Damage Mechanism and Effects,» chez *Space Radiation and its Effects on EEE Components*, EPFL Space Center, 9 Juin 2009.
- [40] [En ligne].
- [41] M. Raine et al, «Exploring the kinetics of formation and annealing of single particle displacement damage in microvolumes of silicon,» *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 61, n° %16, pp. 2826-2833, 2014.
- [42] C. Virmondois et al, «Dark current random telegraph signals in solid-state image sensors,» *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 60, n° %16, pp. 4323-4331, 2013.
- [43] J. Bogaerts et al, «Random telegraph signals in a radiation-hardened CMOS active pixel sensor,» *IEEE Transactions on nuclear science*, vol. 49, n° %11, pp. 249-257, 2002.
- [44] V. P. Markevich et al, «Defect reactions associated with divacancy elimination in silicon,» *Journal of Physics: Condensed Matter*, vol. 15, n° %139, p. S2779, 2003.
- [45] J. Coutinho et al, «The formation, dissociation and electrical activity of divacancy-oxygen complexes in Si,» *Physica B: Condensed Matter*, vol. 340, pp. 523-527, déc. 2003.
- [46] M. Mikelsen et al, «Kinetics of divacancy annealing and divacancy-oxygen formation in oxygen-enriched high-purity silicon,» *Physical Review B*, vol. 72, n° %119, nov. 2005.
- [47] I. Pintilie et al, «Close to midgap trapping level in ⁶⁰Co gamma irradiated silicon detectors,» *Applied Physics Letters*, vol. 81, n° %11, pp. 165-167, 2002.
- [48] G. R. Hopkinson, «Radiation Effects in a CMOS Active Pixel Sensor,» *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 47, n° %16, pp. 2480-2484, déc. 2000.
- [49] C. Virmondois et al, «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° %16, pp. 3085-3094, 2011.
- [50] V. Goiffon et al, «Evidence of a novel source of random telegraph signal in CMOS image sensors,» *IEEE Electron Device Letters*, vol. 32, n° %16, pp. 773-775, 2011.
- [51] V. Goiffon et al, «Investigation of Dark Current Random Telegraph Signal in Pinned Photodiode CMOS Image Sensors,» chez *IEDM*, 2011.
- [52] C. Durnez et al, «In-Depth Analysis on Radiation Induced Multi-Level Dark Current Random Telegraph Signal in Silicon Solid State Image Sensors,» chez *IEEE NSREC*, 2016.
- [53] J. R. Srour et J. W. Palko, «A framework for understanding displacement damage mechanisms in irradiated silicon devices,» *IEEE transactions on nuclear science*, vol. 53, n° %16, pp. 3610-3620, 2006.
- [54] J. R. Srour et J. W. Palko, «Displacement Damage Effects in Irradiated Semiconductor Devices,» *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 60, n° %13, pp. 1740-1766, juin 2013.
- [55] J. Lindhard et al, «Integral equations governing radiation effects (Notes on atomic collisions, III),» *Mat. Fys. MedDD. Dan. Vid. Selsk.*, vol. 33, n° %110, pp. 1-42, 1963.

Conclusions et perspectives

Vue d'ensemble

Profitant de la démocratisation des appareils photographiques grand public et des téléphones portables, les imageurs CMOS ont vu leurs performances multipliées ces dernières années. Ces imageurs représentent maintenant une alternative sérieuse aux CCDs pour les applications d'imagerie à haute performance, telles que l'imagerie spatiale [1] ou la recherche nucléaire [2]. Toutefois, les radiations intrinsèques aux environnements spatial et nucléaire dégradent les performances des imageurs CMOS et les sources de ces dégradations ne sont que partiellement comprises.

Nous avons vu dans le premier chapitre que les particules des environnements spatial et nucléaire sont capables de transférer une partie de leur énergie aux matériaux des composants électroniques à travers deux processus majeurs : l'ionisation et le déplacement d'atomes. Dans les imageurs CMOS, ces interactions conduisent principalement à l'introduction de défauts dans les pixels, au niveau des interfaces oxyde/silicium pour l'ionisation et dans le volume de silicium pour les déplacements atomiques. L'effet principal de ces défauts est d'augmenter le courant d'obscurité des pixels par l'intermédiaire de la génération de paires électron-trou pendant la prise d'image. Lorsqu'un imageur est placé en environnement radiatif pendant une durée prolongée, comme par exemple dans les instruments spatiaux, l'accumulation de la dose ionisante et de la dose de déplacement entraîne la formation répétitive de nouveaux défauts et donc l'augmentation progressive du courant d'obscurité. En recherche nucléaire, les fortes quantités de particules générées entraînent le plus souvent une augmentation brutale du courant d'obscurité pouvant totalement empêcher la prise de nouvelles images.

Les effets de l'ionisation ont pu être grandement réduits par l'utilisation de pixels spéciaux dans lesquels les interfaces oxydes/silicium sont éloignées de la zone dépeuplée de la photodiode [3]. Ce type de modification a permis de développer des imageurs CMOS durcis aux radiations ionisantes, capables de fonctionner après l'accumulation de doses de radiations très importantes [4]. Cette astuce est par ailleurs utilisée dans le pixel CMOS à photodiode pincée, ce qui lui confère un courant d'obscurité intrinsèque extrêmement faible de l'ordre de l'électron par seconde.

Les effets des déplacements atomiques sont quant à eux plus difficiles à éradiquer, car les défauts responsables de l'augmentation du courant d'obscurité sont localisés directement dans le volume dépeuplé des pixels. Ces effets sont produits par l'intermédiaire de deux types d'interactions non-ionisantes : les interactions coulombiennes et les chocs nucléaires. Ces derniers, très présents en environnement

spatial et nucléaire, sont particulièrement problématiques pour les performances de l'imageur car ils sont capables de conduire à la formation simultanée de nombreux défauts dans un pixel donné, et donc à l'apparition de pixels chauds dont la sensibilité est fortement réduite. Puisque le courant d'obscurité induit par les effets de déplacement ne peut pas être supprimé, il est nécessaire de s'en accommoder en développant des modèles pour prédire la distribution du courant d'obscurité générée par ces effets dans les imageurs. Ces modèles vont au-delà de la simple prédiction de l'augmentation moyenne du courant d'obscurité (à partir du facteur de dommage universel [5]) et permettent de calculer le nombre et le courant d'obscurité des pixels chauds pour un imageur et un environnement radiatif donnés. Si les effets de déplacement atomique sur les imageurs CMOS ont déjà fait l'objet de recherches par le passé (par exemple [6]), la nature des défauts responsables de l'augmentation du courant d'obscurité reste mystérieuse. Ainsi, les modèles développés dans la littérature sont soit empiriques soit basés sur le calcul des quantités d'énergie transmises lors des interactions non-ionisantes ; aucun modèle ne prédit le courant d'obscurité directement à partir de la nature des défauts.

Dans ces travaux, l'augmentation du courant d'obscurité induite par les effets de déplacement atomique a été étudiée de manière plus approfondie dans l'objectif de déterminer l'identité des défauts responsables du courant d'obscurité. Tout d'abord, dans le chapitre 3, la distribution de l'augmentation du courant d'obscurité induite par les chocs nucléaires a été mesurée dans de nombreux imageurs différents et pour des particules de type et d'énergie variés. Cette partie nous a permis d'étudier l'origine physique de la distribution de courant d'obscurité systématiquement exponentielle et de moyenne équivalente observée pour les protons et pour les neutrons d'énergie supérieure à quelques MeV, qui sont des particules très présentes respectivement en environnement spatial et nucléaire. Ces observations ont également permis d'améliorer et de valider un modèle empirique préexistant sur un très large champ d'imageurs et de particules, couvrant la majeure partie des conditions rencontrées pour les instruments d'imagerie spatiale. Ensuite, dans le chapitre 4, la technique de spectroscopie de courant d'obscurité a été testée pour la première fois sur des imageurs CMOS irradiés dans le but d'identifier les principaux types de défauts générés par les effets de déplacement atomique. Grâce au courant d'obscurité extrêmement faible des pixels à photodiode pincée, les imageurs CMOS ont pu être utilisés comme des dispositifs capables d'échantillonner indépendamment le taux de génération de très nombreux micro volumes de silicium à la recherche de défauts spécifiques. Pour les interactions coulombiennes, nous avons observé que la bi-lacune et la lacune-phosphore dominant souvent l'augmentation du courant d'obscurité induite par les effets de déplacement.

Si la spectroscopie de courant d'obscurité ne permet pas d'identifier les défauts générés par les chocs nucléaires (à cause du trop grand nombre de défauts dans chaque pixel), les résultats obtenus pour les interactions coulombiennes ont néanmoins permis de différencier clairement les types de défauts formés par les chocs nucléaires et par les interactions coulombiennes. De plus, le bilan des chapitres 3 et 4 a permis de dissocier

les contributions respectives des chocs nucléaires et des interactions coulombiennes dans la distribution de courant d'obscurité générée par des particules chargées.

De manière générale, ces travaux apportent une meilleure compréhension de la distribution de courant d'obscurité générée par les effets de déplacement dans les imageurs CMOS. Ils ouvrent la voie au développement de modèles de prédiction basés directement sur la nature des défauts présents, voire à la réduction du courant d'obscurité induit par les radiations non-ionisantes en empêchant la formation de certains défauts, par exemple en retirant certains types de dopants ou impuretés. Enfin, ils prouvent l'applicabilité de la technique de spectroscopie du courant d'obscurité pour détecter et caractériser les défauts induits par les effets de déplacement du silicium dans les imageurs CMOS.

Résultats clés

Chapitre 2 : Sources de courant d'obscurité dans les imageurs CMOS

Contribution de courant d'obscurité dominante

Dans un pixel CMOS à photodiode conventionnelle, le courant d'obscurité est dominé par le courant de génération provenant des interfaces oxyde/silicium dépeuplées. Au contraire, dans le pixel à photodiode pincée, ces interfaces dépeuplées sont absentes : le courant d'obscurité est dominé par la génération dans la zone dépeuplée à basse température, et par le courant de diffusion provenant de la génération aux interfaces oxyde/silicium accumulées et dans les régions P à haute température. Dans les imageurs CMOS à photodiode pincée testés ici, les courants de diffusion et de génération sont équivalents vers 30°C.

Effet de débordement du courant d'obscurité

Un phénomène de débordement du courant d'obscurité est observé dans les imageurs CMOS à photodiode pincée. On montre que ce débordement est permis par la diffusion des électrons d'un pixel à un autre à travers l'épitaxie. Le débordement apparaît lorsque la photodiode d'un pixel se rapproche de la capacité de charge à l'équilibre : sa polarisation inverse est faible et des électrons sont transférés de la photodiode vers l'épitaxie par émission thermoïonique (ce qui correspond au courant de diffusion de la jonction PN). Le courant de diffusion d'électrons à travers l'épitaxie est entretenu par le courant de génération du pixel qui déborde. Autour des pixels chauds, ce phénomène peut produire un effet de débordement sur de nombreux pixels (jusqu'à plusieurs centaines) et avoir un impact majeur sur l'image et sur la correction du signal d'obscurité.

Chapitre 3 : Distribution du courant d'obscurité induite par les chocs nucléaires (neutrons, protons > 3 MeV)

Augmentation moyenne du courant d'obscurité produite par un choc nucléaire

Pour les neutrons et les protons de quelques MeV ou plus, l'augmentation de courant d'obscurité moyenne générée par un choc nucléaire est similaire : environ 4300 e-/s à 22°C et après quatre semaines de recuit. Cette similarité s'explique par la valeur équivalente de l'énergie non-ionisante moyenne déposée par un choc nucléaire pour ces particules (environ 100 keV).

Forme exponentielle de la PDF du courant d'obscurité généré par un choc nucléaire

Pour les neutrons et les protons de quelques MeV ou plus, la PDF de l'augmentation du courant d'obscurité généré par un choc nucléaire est toujours de forme exponentielle décroissante. Par contre, pour les neutrons de moins de 1 MeV et pour les protons de moins de 3 MeV, la PDF n'est plus exponentielle et sa moyenne est plus faible que 4300 e-/s. Ceci peut s'expliquer par la réduction de l'énergie non-ionisante moyenne par choc nucléaire pour les neutrons et par l'absence de chocs nucléaires pour les protons.

Validation du modèle empirique de prédiction de la distribution de courant d'obscurité induite par les chocs nucléaires

Puisque la PDF du courant d'obscurité généré par un choc nucléaire est la même pour les neutrons et les protons de quelques MeV ou plus, la distribution de courant d'obscurité induite par les chocs nucléaires dépend seulement du nombre moyen de chocs nucléaires par pixel. Par conséquent, la distribution peut se calculer simplement à partir du volume dépeuplé des pixels et de la dose de déplacement en utilisant le modèle empirique présenté dans le chapitre 3. On montre que ce modèle fonctionne pour de nombreux imageurs (pixels 3T ou 4T, photodiode conventionnelle ou pincée, volumes dépeuplés de 0.7 à 370 μm^3) et pour toutes les conditions d'irradiation testées (neutrons de quelques MeV à 50 MeV, protons de 16.5 et 60 MeV, DDD de 100 à 40000 TeV/g). Ce modèle peut donc être utilisé pour prédire la distribution de courant d'obscurité induite par les chocs nucléaires (qui sont responsables de la majorité des pixels chauds) pour une grande partie des conditions rencontrées en environnement spatial ou nucléaire.

Moyenne et énergie d'activation du courant d'obscurité

L'augmentation moyenne du courant d'obscurité respecte le facteur de dommage universel [5] : elle est proportionnelle au volume dépeuplé et à la DDD, et possède une énergie d'activation proche de 0.63 eV. Ceci suggère que l'augmentation moyenne du courant d'obscurité est dominée par le taux de génération de défauts ayant un niveau d'énergie très proche du milieu de la bande interdite. L'énergie d'activation

Résultats clés

du courant d'obscurité des pixels chauds est le plus souvent d'environ 0.63 eV, mais peut être supérieure pour les pixels ayant un courant d'obscurité assez faible. Ceci s'explique par l'absence de défauts à fort taux de génération dans ces pixels, c'est-à-dire de défauts ayant un niveau d'énergie très proche du milieu de la bande interdite d'après la théorie SRH.

Chapitre 4 : Spectroscopie du courant d'obscurité induit par les interactions coulombiennes (protons < 3 MeV, ions)

Validation de la technique de spectroscopie du courant d'obscurité

La technique de spectroscopie du courant d'obscurité permet de détecter et de caractériser les principaux défauts responsables du courant d'obscurité dans les imageurs CMOS lorsque seuls quelques types de défauts dominant le courant d'obscurité. Ainsi, elle peut être utilisée sur la distribution de courant d'obscurité après irradiation pour identifier les défauts induits par les effets de déplacement atomique dans les imageurs CMOS.

Défauts principaux identifiés pour les interactions coulombiennes

Pour les ions légers (protons, deutérium et hélium), les effets de déplacement induits par les interactions coulombiennes conduisent principalement à la formation de défauts simples et de types peu variés. Deux types de défauts sont présents en grande majorité après irradiation, et ont un taux de génération équivalent de 50 e-/s : ils sont identifiés comme la bi-lacune V_2 et la lacune-phosphore VP. Les niveaux d'énergie de ces défauts, déterminés à partir de l'énergie d'activation du taux de génération, sont respectivement situés à 0.12 et 0.07 eV du centre de la bande interdite (en accord avec la littérature pour V_2 et VP).

Energie d'activation du courant d'obscurité

Dans le cas d'ions légers, V_2 et VP sont responsables de la majeure partie de l'augmentation du courant d'obscurité induite par les interactions coulombiennes. En effet, l'énergie d'activation de l'augmentation moyenne du courant d'obscurité vaut entre 0.67 et 0.71 eV pour les ions légers, ce qui est proche de l'énergie d'activation du taux de génération de V_2 et de VP (respectivement 0.70 eV et 0.75 eV). Toutefois, quelques pixels chauds existent et possèdent une énergie d'activation similaire à celle observée pour les chocs nucléaires (0.63 eV). Ceci suggère que les pixels chauds sont systématiquement ceux qui contiennent des défauts ayant un niveau d'énergie proche du centre de la bande interdite, quel que soit le type d'interaction non-ionisante mis en jeu.

Effet du recuit isochrone

Le recuit isochrone montre que la lacune-phosphore a complètement disparu après 30 minutes à 200°C, alors que la bi-lacune ne commence à disparaître de manière significative qu'à partir de 30 minutes passées à 260°C (en accord avec la littérature). Pendant le recuit isochrone, quatre autres types de défauts sont détectés par spectroscopie de courant d'obscurité. Ces défauts semblent se former soit lorsque VP disparaît, soit lorsque V_2 devient mobile. La nature de ces défauts reste inconnue, mais on peut supposer d'après la littérature qu'il s'agit principalement de groupements entre les bi-lacunes et les impuretés présentes dans le silicium (telles que l'oxygène et l'hydrogène). Ces nouveaux défauts pourraient aussi correspondre à des agrégats de plus de deux lacunes qui seraient moins mobiles que la bi-lacune [7].

Conditions de formation des défauts responsables des pixels chauds

Pour les ions tels que l'oxygène ou l'aluminium, le courant d'obscurité induit par les interactions coulombiennes est plutôt dominé par des défauts ayant un niveau d'énergie très proche du milieu de la bande interdite, comme dans le cas des chocs nucléaires. Ceci suggère que l'apparition de tels défauts est liée à une densité de déplacements atomiques importante, obtenue lorsque les chocs coulombiens sont très rapprochés. Cette situation se présente soit lorsque le NIEL coulombien de l'ion est élevé (typiquement pour l'oxygène ou l'aluminium), soit pour les chocs nucléaires qui produisent des ions de silicium (les PKA) au NIEL coulombien également très élevé.

Origine de la forme exponentielle de la distribution de courant d'obscurité

Une distribution de forme exponentielle et de moyenne similaire à celle générée par les chocs nucléaires est obtenue avec les ions oxygène et aluminium en fin de course. Or, nous avons vu que l'énergie non-ionisante moyenne déposée par chacun de ces ions dans les pixels est équivalente à celle déposée lors d'un choc nucléaire par le PKA de silicium ? Ceci est dû à la fois au facteur de partition de Lindhard (la majeure partie de l'énergie non-ionisante est déposée en fin de course) et au fait que le NIEL coulombien des ions oxygène et aluminium est du même ordre de grandeur que celui des PKA. Ces résultats suggèrent que la PDF exponentielle apparaît dès lors que l'énergie non-ionisante moyenne déposée par chaque particule dans les pixels est suffisamment élevée, soit par l'intermédiaire d'un choc nucléaire soit par de nombreuses interactions coulombiennes juxtaposées.

Perspectives

Identification des défauts responsables du courant d'obscurité des pixels chauds

La forme exponentielle de la distribution du courant d'obscurité est observée pour les chocs nucléaires mais aussi pour les ions de taille équivalente à l'ion de silicium : elle semble apparaître lorsque l'énergie non-ionisante déposée par chaque particule dans les pixels est importante et que les déplacements atomiques sont denses. Sa forme continue (c'est-à-dire sans pics de spectroscopie visibles) suggère que de nombreux défauts sont présents, ou bien que ces défauts sont de types très variés. D'autre part, nous avons vu que les défauts qui dominent le courant d'obscurité dans la distribution exponentielle possèdent des niveaux d'énergie très proches du milieu de la bande interdite. Tous ces éléments suggèrent que de nombreux types de défauts apparaissent dans le cas de fortes densités de déplacement atomique, et que ces défauts sont plus complexes que les défauts ponctuels observés dans le cas d'interactions coulombiennes distinctes. D'après la littérature, ces défauts complexes pourraient correspondre par exemple à des agrégats de lacunes ou à des zones amorphes. La structure électronique complexe de ce type de défauts pourrait justifier l'introduction de nombreux niveaux d'énergie dans la bande interdite du silicium, dont des niveaux localisés très près du centre de la bande interdite.

L'étude de la nature de ces défauts complexes est une perspective majeure de ces travaux, puisqu'ils sont responsables des fortes augmentations du courant d'obscurité produites par les chocs nucléaires et si préjudiciables en environnement spatial ou nucléaire. Leur identification pourrait permettre d'empêcher ou de limiter leur formation, ou a minima d'améliorer les modèles de prédiction de la distribution de courant d'obscurité. Toutefois, pour identifier ces défauts, il est nécessaire d'utiliser d'autres techniques que la spectroscopie de courant d'obscurité après irradiation car celle-ci ne permet pas d'étudier séparément les nombreux défauts générés lors d'un choc nucléaire.

Une solution expérimentale prometteuse consiste à observer le courant d'obscurité des pixels pendant l'irradiation [8], ce qui permet de visualiser indirectement l'évolution de la population de défauts après une interaction non-ionisante. En effet, le courant d'obscurité du pixel ayant subi l'interaction peut présenter des variations abruptes au fil du temps correspondant à la formation, la disparition ou le changement de structure de défauts dans le volume dépeuplé. Ainsi, l'amplitude et le temps caractéristique de ces variations peuvent renseigner sur les niveaux d'énergie et la stabilité des défauts présents. Il est aussi envisageable d'utiliser la spectroscopie de courant d'obscurité sur l'histogramme des amplitudes, dans lequel des types particuliers de défauts (stables ou instables) pourraient être détectés.

L'observation de la formation et de la disparition des défauts au cours du temps peut aussi être étudiée numériquement, par des méthodes de simulation telles

que la Monte-Carlo cinétique ou la plus récente k-ART (pour kinetic Activation Relaxation Technique en anglais) [7]. Ces techniques numériques permettent de simuler les déplacements atomiques induits par les interactions non-ionisantes dans le silicium puis d'observer l'évolution de la structure endommagée au cours du temps, comme par exemple l'apparition de structures particulières tels que les défauts ponctuels ou les agrégats de lacunes. De plus, ces méthodes permettent de visualiser les mécanismes de réorganisation cristalline à des échelles de temps beaucoup plus courtes que celles accessibles par l'expérience, qui sont limitées par la fréquence de prise d'images ou par la sensibilité des pixels. Des travaux sont actuellement entrepris pour tenter de relier les structures cristallines simulées numériquement aux courants d'obscurité mesurés expérimentalement, ceci dans le but de dévoiler l'identité des défauts responsables du courant d'obscurité dans les pixels chauds [9].

Réduction du courant d'obscurité induit par les interactions coulombiennes des ions légers

Puisqu'une grande partie du courant d'obscurité après irradiation aux ions légers provient de la présence de groupements lacune-phosphore, il serait intéressant de ne pas utiliser le phosphore comme dopant donneur pour former la zone de type N de la photodiode. D'autres éléments de type V, comme par exemple l'arsenic, pourraient être utilisés en lieu et place du phosphore afin d'éviter la formation de lacunes-phosphore lors de l'irradiation. Dans tous les cas, il serait intéressant de tester la spectroscopie de courant d'obscurité sur des imageurs dont les concentrations de dopants et d'impuretés sont connues afin de faciliter l'identification des défauts. En particulier, cela pourraient permettre de déterminer la nature des nouveaux types de défauts observés lors du recuit isochrone, qui semblent liés à la présence d'impuretés telles que l'oxygène ou l'hydrogène. Si la formation de ces défauts pouvait être évitée, le recuit à haute température pourrait constituer une solution très intéressante pour annuler périodiquement l'augmentation du courant d'obscurité générée par les radiations. Par exemple, dans le cas des interactions coulombiennes, un recuit à plus de 260°C permettrait de dissocier VP et de faire disparaître V_2 par diffusion, et donc de ne laisser aucun type de défaut détecté par spectroscopie.

Spectroscopie des signaux télégraphiques aléatoires de courant d'obscurité

Certains défauts induits par les effets de déplacement sont métastables : leur taux de génération peut varier au cours du temps et conduire à un signal télégraphique aléatoire du courant d'obscurité du pixel. Le taux de génération de ces défauts oscille le plus souvent entre deux valeurs distinctes [6, 3], mais certains défauts peuvent produire des signaux télégraphiques aléatoires à plus de deux niveaux [10]. De plus, les temps caractéristiques de transition entre chaque couple de niveaux et les amplitudes de courant d'obscurité séparant les différents niveaux sont très variables d'un défaut métastable à un autre. Enfin, les amplitudes de courant d'obscurité observées lors de la transition de ces défauts métastables sont très importantes, en moyenne de 1200 e-/s à

température ambiante [11]. Par conséquent, ces défauts sont particulièrement préjudiciables pour les performances de l'imageur, car ils produisent des variations importantes du courant d'obscurité des pixels au fil du temps et empêchent de corriger le signal d'obscurité des images réelles par soustraction d'images en obscurité. L'une des perspectives majeures de ces travaux est donc d'appliquer la technique de spectroscopie de courant d'obscurité aux amplitudes de transition des défauts métastables, pour essayer de détecter des types particuliers de défauts et de comprendre l'origine physique de leur métastabilité.

Bibliographie

- [1] R. C. Wiens et al, «The SuperCam Remote Sensing Instrument Suite for Mars 2020,» chez *47th Lunar and Planetary Science Conference*, The Woodlands, 2016.
- [2] P. e. a. Paillet, «Hardening approach to use CMOS image sensors for fusion by inertial confinement diagnostics,» *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 60, n° 16, pp. 4349-4355, 2013.
- [3] V. Goiffon, «Contribution à une approche structurée de la conception des imageurs CMOS en vue de leur durcissement à l'environnement radiatif spatial,» Thèse de doctorat, ISAE, 2008.
- [4] V. Goiffon et al, «Toward Multi-MGy/Grad Radiation Hardened CMOS Image Sensors for Nuclear Applications,» *International Image Sensor Workshop (IISW 2015)*, 2015.
- [5] J. R. Srouf et D. H. Lo, «Universal damage factor for radiation induced dark current in silicon devices,» *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 47, n° 16, pp. 2451-2459, déc 2000.
- [6] C. Virmontois, Analyse des effets des déplacements atomiques induits par l'environnement radiatif spatial sur la conception des imageurs CMOS, ISAE-Supaéro, Université de Toulouse: Thèse de doctorat, 2012.
- [7] M. Trochet et al, «Diffusion of point defects in crystalline silicon using the kinetic ART method,» *Phys. Rev. B*, vol. 91, n° 1224106, 2015.
- [8] M. Raine et al, «Exploring the kinetics of formation and annealing of single particle displacement damage in microvolumes of silicon,» *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 61, n° 16, pp. 2826-2833, 2014.
- [9] M. Raine, A. Jay, N. Richard, V. Goiffon, S. Girard, M. Gaillardin et P. Paillet, «Simulation of Single Particle Displacement Damage in Silicon – Part I: Global Approach and Primary Interaction Simulation,» *Proc. NSREC*, 2016.
- [10] C. Durnez et al, «In-Depth Analysis on Radiation Induced Multi-Level Dark Current Random Telegraph Signal in Silicon Solid State Image Sensors,» chez *IEEE NSREC*, 2016.
- [11] V. Goiffon, «Radiation Effects on CMOS Active Pixel Image Sensors,» chez *Ionizing Radiation Effects in Electronics: From Memories to Imagers*, C. P. 2015, Éd., 2015, pp. 295-332.

Liste des publications et communications

Publications en revue internationale de rang A à comité de lecture (1^{er} auteur) :

Jean-Marc Belloir, Jean-Baptiste Lincelles, Alice Pelamatti, Clémentine Durnez, Vincent Goiffon, Cédric Virmontois, Philippe Paillet, Olivier Gilard et Pierre Magnan, « Dark current blooming in pinned photodiode CMOS image sensors », **IEEE Transactions on Electron Devices**, acceptée pour publication.

Jean-Marc Belloir, Vincent Goiffon, Cédric Virmontois, Philippe Paillet, Mélanie Raine, Romain Molina, Olivier Gilard et Pierre Magnan, « Dark Current Spectroscopy in neutron, proton and ion irradiated CMOS Image Sensors: from Point Defects to Clusters », **IEEE Transactions on Nuclear Science**, acceptée pour publication.

- Récompensée par : **Outstanding student paper award**, IEEE Nuclear and Space Radiation Effects Conference (NSREC), juillet 2016.

Jean-Marc Belloir, Vincent Goiffon, Cédric Virmontois, Philippe Paillet, Mélanie Raine, Olivier Gilard et Pierre Magnan, « Dark Current Spectroscopy on Alpha Irradiated Pinned Photodiode CMOS Image Sensors », **IEEE Transactions on Nuclear Science**, vol. 63, no. 4, pp. 2183-2192, août 2016.

- Récompensée par : **Best student paper award**, IEEE RADiation and its Effects on Components and Systems (RADECS), septembre 2015.

Jean-Marc Belloir, Vincent Goiffon, Cédric Virmontois, Philippe Paillet, Mélanie Raine, Olivier Duhamel, Marc Gaillardin, Olivier Gilard et Pierre Magnan, « **Pixel pitch and particle energy influence on the dark current distribution of neutron irradiated CMOS image sensors** », *Optics express*, vol. 24, no. 4, pp. 4299-4315, février 2016.

Publications en revue internationale de rang A à comité de lecture (co-auteur) :

Alice Pelamatti, **Jean-Marc Belloir**, Camille Messien, Vincent Goiffon, Magali Estribeau, Pierre Magnan, Olivier Saint-Pé et Philippe Paillet, « Temperature dependence and dynamic behavior of full well capacity in pinned photodiode CMOS image sensors », **IEEE Transactions on Electron Devices**, vol. 62, no. 4, pp. 1200-1207, avril 2015.

Mélanie Raine, Vincent Goiffon, Philippe Paillet, Olivier Duhamel, Sylvain Girard, Marc Gaillardin, Cédric Virmondois, **Jean-Marc Belloir**, Nicolas Richard et Pierre Magnan, « Exploring the kinetics of formation and annealing of single particle displacement damage in microvolumes of silicon », **IEEE Transactions on Nuclear Science**, vol. 61, no. 6, pp. 2826-2833, décembre 2014.

Communications en tant qu'intervenant en session plénière de conférences internationales :

Dark Current Spectroscopy in proton, neutron and ion irradiated CMOS Image Sensors, **IEEE Nuclear and Space Radiation Effects Conference (NSREC)**, juillet 2016, Portland, OR, USA.

- **Paul Phelps Continuing Education Grant Award**
- **Outstanding student paper award**

Dark Current Spectroscopy on Alpha Irradiated Pinned Photodiode CMOS Image Sensors, **IEEE RADiation and its Effects on Components and Systems (RADECS)**, septembre 2015, Moscou, Russie.

- **Best student paper award**

Pixel pitch and particle energy influence on the dark current distribution of neutron irradiated CMOS image sensors, **IEEE Nuclear and Space Radiation Effects Conference (NSREC)**, juillet 2015, Boston, MA, USA.

Communications en tant qu'intervenant en session plénière de conférences nationales :

Dark current blooming in pinned photodiode CMOS image sensors, **Workshop: CMOS image sensors for high performance applications**, CNES, Toulouse, 17-18 novembre 2015.

Validation of a model for the dark current non uniformity generated by displacement damage dose in CMOS image sensors, **Workshop: Radiation effects on optoelectronic detectors**, CNES, Toulouse, 26 novembre 2014.

Annexe : Modèle analytique pour la prédiction de la distribution du courant d'obscurité générée par les interactions coulombiennes

Plan de l'annexe

1	Modèle analytique du spectre de courant d'obscurité	241
1.1	Définition du modèle	241
1.2	Test du modèle : deutérium en fin de course	243
2	Modèle analytique complet : spectre de courant d'obscurité et queue de pixels chauds.	245
2.1	Définition du modèle complet.....	245
2.2	Test du modèle complet : deutérium en fin de course	246
2.3	Test du modèle complet : protons en fin de course.....	247
2.4	Test du modèle complet : ions hélium de 3 MeV.....	249
3	Test du modèle complet avec prise en compte des chocs nucléaires	250
3.1	Ions hélium de 3 MeV.....	250
3.2	Protons de 3 MeV.....	250
3.3	Protons de 16 MeV.....	251
3.4	Protons de 60 MeV.....	252
4	Résumé.....	253
5	Bibliographie	254

Dans le chapitre 3, nous avons vu que la PDF du courant d'obscurité produit par les chocs nucléaires est toujours de forme exponentielle décroissante et de moyenne élevée pour les neutrons et les protons d'énergie supérieure à quelques MeV. De plus, la moyenne exponentielle est équivalente pour ces particules, ce qui peut s'expliquer par la valeur similaire de l'énergie non-ionisante moyenne par choc nucléaire pour ces particules. Grâce à ces similarités, un modèle empirique de prédiction de la distribution du courant d'obscurité générée par les chocs nucléaires [1] a été validé dans de

nombreuses conditions et se présente comme un outil très efficace pour calculer l'effet des chocs nucléaires sur le courant d'obscurité dans un imageur [2]. Des éléments de réponse ont été apportés dans le chapitre 4 quant à l'origine de la forme exponentielle de la distribution pour les chocs nucléaires. En effet, nous avons observé que les ions lourds en fin de course (tels que l'oxygène ou aluminium) produisent aussi une distribution de courant d'obscurité exponentielle de moyenne élevée. Pourtant, ces ions génèrent des effets de déplacement seulement par interactions coulombiennes, mais avec un NIEL coulombien très élevé, équivalent au NIEL coulombien des PKA produits lors de chocs nucléaires. Ainsi, il a été conclu que la forme exponentielle apparaît dès lors que le nombre et la densité des déplacements atomiques sont suffisamment importants. Cependant, les raisons physiques responsables de la forme exponentielle de la distribution restent inconnues.

En dessous de quelques MeV, les chocs nucléaires sont moins énergétiques pour les neutrons et absents pour les protons. Dans ce cas, nous avons vu dans le chapitre 3 que la distribution de courant d'obscurité n'a plus une forme exponentielle et que sa moyenne est plus faible. Cette forme non-exponentielle est également observée pour la queue de pixels chauds générée par les ions légers peu énergétiques, qui produisent des déplacements atomiques seulement par interactions coulombiennes et avec un faible NIEL coulombien. Dans ce cas, les déplacements atomiques sont donc peu nombreux et bien espacés (contrairement aux ions lourds et aux chocs nucléaires). Pour ces ions légers peu énergétiques, un spectre de courant d'obscurité vient également s'ajouter à la queue de pixels chauds à faible courant d'obscurité à cause de la présence de types particuliers de défauts ponctuels. Les résultats de spectroscopie de courant d'obscurité du chapitre 4 ont montré que ce spectre correspond principalement à deux types de défauts ponctuels : la bi-lacune V_2 et la lacune-phosphore VP.

L'objectif de cette partie est de présenter le développement d'un modèle analytique de la distribution de courant d'obscurité générée par les interactions coulombiennes. L'existence d'un tel modèle permettrait en effet de mieux prédire la distribution de l'augmentation du courant d'obscurité produite par des particules pour lesquelles le NIEL coulombien n'est pas négligeable. Par exemple, pour les protons de 60 MeV, nous avons vu que la distribution de courant d'obscurité n'est pas intégralement reproduite par le modèle empirique du chapitre 3, qui calcule uniquement la contribution des chocs nucléaires. Cet effet doit être amplifié à faible énergie, puisque le rapport entre le NIEL coulombien et le NIEL nucléaire des protons augmente lorsque l'énergie diminue. Enfin, pour les protons de moins de 3 MeV et pour les ions légers peu énergétiques en général, les chocs nucléaires sont absents et le modèle empirique du chapitre 3 est incapable de reproduire la distribution de courant d'obscurité. Il est donc intéressant de développer un modèle de prédiction de la distribution de courant d'obscurité générée par les interactions coulombiennes, qui peut ensuite être complété par le modèle empirique du chapitre 3 afin de prédire l'intégralité de la distribution de courant d'obscurité quelles que soit la particule et son énergie.

1 Modèle analytique du spectre de courant d'obscurité

Pour les ions légers et peu énergétiques, nous avons vu dans le chapitre 4 que les défauts qui dominent l'augmentation du courant d'obscurité sont principalement V_2 et VP. Leur présence en grand nombre dans l'imageur se traduit par l'apparition d'un spectre de courant d'obscurité dans la distribution, où les pics de courant d'obscurité correspondent aux pixels contenant une même combinaison de ces défauts ponctuels. Afin de modéliser la distribution de courant d'obscurité générée par les interactions coulombiennes, il est nécessaire de commencer par modéliser ce spectre de courant d'obscurité. Pour débiter, nous allons supposer qu'un seul type de défaut SRH est présent ; nous tiendrons compte de la présence des deux types de défauts (V_2 et VP) par la suite.

1.1 Définition du modèle

Tout d'abord, tous les pixels de l'imageur sont impactés par l'augmentation de courant d'obscurité due à la dose ionisante. Dans les distributions expérimentales, nous avons vu que cette augmentation est parfois non-négligeable devant le taux de génération des défauts ponctuels ; il convient donc d'en tenir compte dans le modèle. On suppose que cette augmentation suit une loi normale de moyenne $\overline{\Delta I_{\text{tid}}}$ (correspondant à la moyenne du premier pic de DCS) et d'écart-type $\sigma_{\Delta I_{\text{tid}}}$ (correspondant à la largeur à mi-hauteur du pic). La PDF de l'augmentation du courant d'obscurité due à la dose ionisante vaut alors :

$$f_{\text{tid}}(x) = \text{Norm}(\overline{\Delta I_{\text{tid}}}, \sigma_{\Delta I_{\text{tid}}}) = \frac{1}{\sigma_{\Delta I_{\text{tid}}} \sqrt{2\pi}} e^{-\frac{1}{2} \left(\frac{x - \overline{\Delta I_{\text{tid}}}}{\sigma_{\Delta I_{\text{tid}}}} \right)^2}$$

où x est le courant d'obscurité des pixels. Maintenant, la contribution du taux de génération des défauts ponctuels présents dans chacun des pixels doit être ajoutée. On suppose que le taux de génération d'un type de défaut donné suit une loi normale de valeur moyenne U et d'écart-type σ_U . La PDF du taux de génération d'un défaut est alors :

$$f_{1 \text{ défaut}}(x) = \text{Norm}(U, \sigma_U) = \frac{1}{\sigma_U \sqrt{2\pi}} e^{-\frac{1}{2} \left(\frac{x - U}{\sigma_U} \right)^2}$$

L'écart-type non nul du taux de génération d'un type de défaut donné permet d'expliquer l'élargissement des pics de spectroscopie avec l'augmentation du nombre de défauts par pixel observé dans les distributions expérimentales. Ceci peut se justifier par l'idée qu'une partie des défauts est située dans les zones périphériques de la ZCE ; leur taux de génération peut alors être sensiblement différent à cause de la présence de porteurs libres (théorie SRH). Des effets d'accentuation du taux de génération par le champ électrique sont aussi envisageables pour expliquer l'écart-type du taux de génération ; car le champ électrique varie beaucoup dans le volume dépeuplé.

Lorsque le nombre moyen de défauts ponctuels par pixel est proche de 1, de nombreux pixels contiennent plusieurs défauts ; la distribution du nombre de défauts dans les pixels est supposée suivre une loi de Poisson de paramètre λ où λ est le nombre moyen de défauts par pixel. Cette hypothèse est vraie seulement si la probabilité qu'une particule crée plusieurs défauts en traversant un pixel est négligeable. Dans ce cas, la PDF du courant d'obscurité des pixels contenant exactement k défauts correspond à $f_{1 \text{ défaut}}$ convoluée k fois. Puisque la convolution de lois normales produit également une loi normale, cette PDF vaut :

$$f_{k \text{ défauts}}(x) = \text{Norm}\left(kU, \sqrt{k\sigma_U^2}\right) = \frac{1}{\sqrt{k\sigma_U^2}\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{1}{2}\left(\frac{x-U}{\sqrt{k\sigma_U^2}}\right)^2}$$

Le spectre de courant d'obscurité complet f_{spectre} généré par un type de défaut donné est alors la somme sur k des PDF $f_{k \text{ défauts}}$ pondérées par les coefficients $\text{Poisson}(k, \lambda)$, et individuellement augmentées de la contribution de la dose ionisante :

$$\begin{aligned} f_{\text{spectre}}(x) &= f_{\text{pix}} \sum_{k=0}^{\infty} \text{Poisson}(k, \lambda) \times \text{Norm}\left(\overline{\Delta I_{\text{tid}}} + kU, \sqrt{\sigma_{\Delta I_{\text{tid}}}^2 + k\sigma_U^2}\right) \\ &= f_{\text{pix}} \sum_{k=0}^{\infty} \frac{\lambda^k}{k!} e^{-\lambda} \frac{1}{\sqrt{\sigma_{\Delta I_{\text{tid}}}^2 + k\sigma_U^2}\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{1}{2}\left(\frac{x-(\overline{\Delta I_{\text{tid}}}+kU)}{\sqrt{\sigma_{\Delta I_{\text{tid}}}^2 + k\sigma_U^2}}\right)^2} \end{aligned}$$

Dans cette formule, le facteur f_{pix} correspond à la fraction des pixels de l'imageur ne contenant que le type de défaut considéré. Dans le chapitre 4, nous avons vu que les interactions coulombiennes conduisent principalement à la formation de deux types de défauts ponctuels : la bi-lacune et la lacune-phosphore. Ces deux défauts ont un taux de génération similaire d'environ 50 e-/s à température ambiante, mais tout de même légèrement différent : environ 49 e-/s pour V_2 et 53 e-/s pour VP. Ainsi, il convient de calculer indépendamment le spectre de courant d'obscurité généré par ces deux types de défauts. En effet, à cause de la légère différence de taux de génération de V_2 et de VP, l'élargissement des pics de spectroscopie lorsque le nombre de défauts augmente sera plus importante si V_2 et VP sont tous les deux présents. Par exemple, le troisième pic de spectroscopie correspond dans ce cas à la superposition de trois pics élémentaires :

- les pixels contenant deux bi-lacunes (+98 e-/s)
- les pixels avec une bi-lacune et une lacune-phosphore (+102 e-/s)
- les pixels avec deux lacune-phosphore (+106 e-/s)

Après irradiation, nous avons observé qu'un nombre équivalent de bi-lacunes et de lacunes-phosphore est présent dans l'imageur avec toutefois des différences selon la taille du volume dépeuplé de la PPD : on observe plus de bi-lacunes pour les grands volumes dépeuplés et inversement davantage de lacunes-phosphore pour les petits

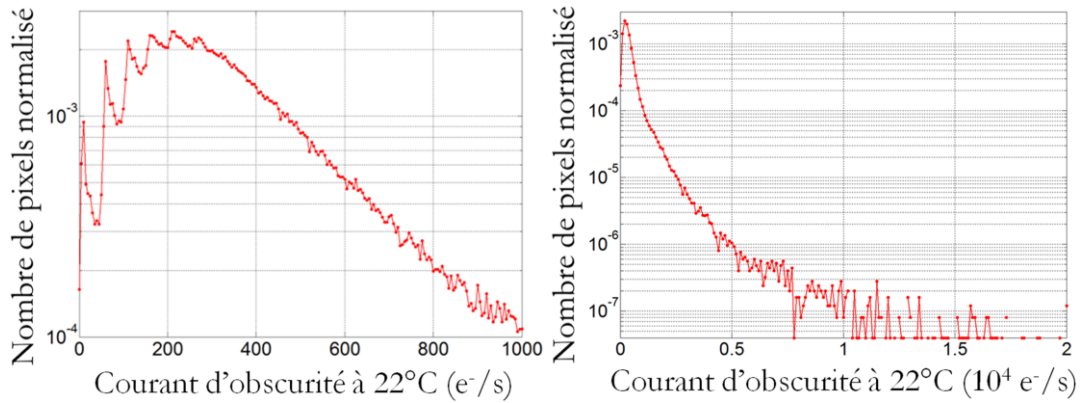


Fig. 1 : Spectre de courant d'obscurité à faible courant d'obscurité (à gauche) et queue de pixels chauds non-exponentielle à fort courant d'obscurité (à droite) pour l'imageur C10 irradié aux ions deutérium en fin de course.

volumes. Toutefois, puisque la proportion exacte des deux types de défauts n'est pas connue, on considère dans le modèle que la population de défauts ponctuels est uniformément partagée entre V_2 (50% des défauts) et VP (50% des défauts). La fonction de probabilité du spectre de courant d'obscurité f_{spectre} s'écrit alors :

$$f_{\text{spectre}}(x) = f_{\text{pix}} \sum_{k=0}^{\infty} \sum_{m=0}^{\infty} \sum_{k=0}^{\infty} \text{Poisson}(k, \lambda) \times \text{Poisson}(m, \lambda) \times N_{k,m}$$

$$\text{avec } N_{k,m} = \text{Norm}\left(\overline{\Delta I_{\text{tid}}} + kU_1 + mU_2, \sqrt{\sigma_{\Delta I_{\text{tid}}}^2 + (k+m)\sigma_U^2}\right)$$

Par conséquent, le spectre de courant d'obscurité généré par V_2 et VP peut s'écrire :

$$\Delta I(x) = f_{\text{pix}} \sum_{k=0}^{\infty} \sum_{m=0}^{\infty} \frac{\left(\frac{\lambda}{2}\right)^m}{m!} \frac{\left(\frac{\lambda}{2}\right)^k}{k!} e^{-\lambda} N_{k,m}$$

$$\text{avec } N_{k,m} = \frac{1}{\sqrt{\sigma_{\Delta I_{\text{tid}}}^2 + (k+m)\sigma_U^2} \sqrt{2\pi}} e^{-\frac{1}{2} \left(\frac{x - (\overline{\Delta I_{\text{tid}}} + kU_1 + mU_2)}{\sqrt{\sigma_{\Delta I_{\text{tid}}}^2 + (k+m)\sigma_U^2}} \right)^2}$$

où $U_1 = 49$ e-/s (taux de génération de V_2), $U_2 = 53$ e-/s (taux de génération de VP) et où f_{pix} correspond à la fraction des pixels ne contenant que V_2 et/ou VP.

1.2 Test du modèle : deutérium en fin de course

La distribution de courant d'obscurité produite par les ions légers en fin de course est principalement constituée d'un spectre de courant d'obscurité et d'une queue de pixels chauds non-exponentielle, faiblement peuplée et de moyenne faible. La Fig. 1 présente par exemple la distribution de courant d'obscurité obtenue avec des ions deutérium en fin de course (imageur C10 du chapitre 4). Le modèle analytique

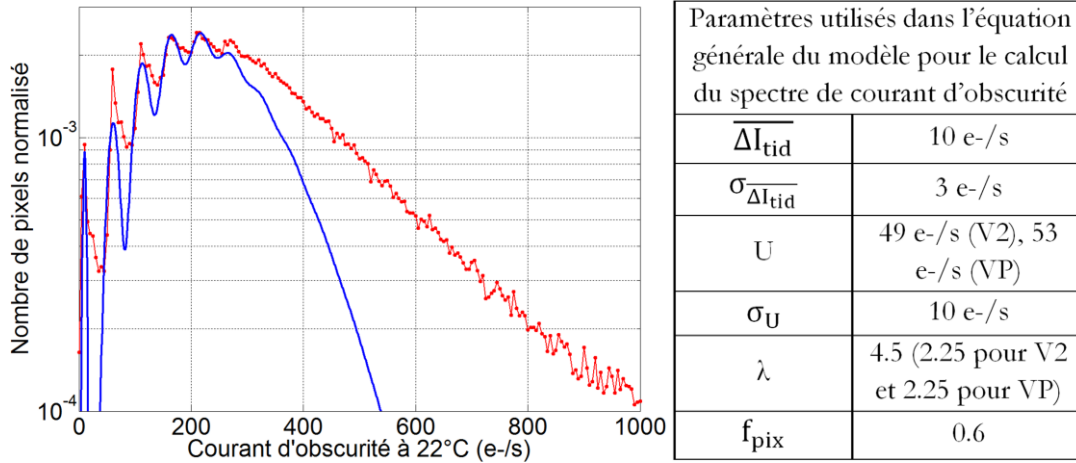


Fig. 2 : Distribution de courant d'obscurité expérimentale pour l'imageur C10 irradié au deutérium en fin de course (en rouge), spectre de courant d'obscurité simulé (en bleu) et paramètres utilisés pour le calcul du spectre de courant d'obscurité à partir du modèle analytique.

défini dans la partie précédente peut être testé sur cette distribution expérimentale (Fig. 2) ; le meilleur accord entre le spectre calculé et le spectre expérimental est obtenu avec les paramètres présentés en Fig. 2. On remarque que l'accord entre le spectre expérimental et le spectre simulé est plutôt bon à faible courant d'obscurité et que le modèle reproduit bien les pics de courant d'obscurité. En particulier, la hauteur relative des pics et leur élargissement progressif lorsque le nombre de défauts par pixel augmente sont bien reproduits.

Le nombre de défauts moyen par pixel vaut 4.5 dans le spectre calculé, soit 2.25 bi-lacunes et 2.25 lacunes-phosphore par pixel en moyenne. D'après la loi de Poisson, cela signifie qu'environ 99% des pixels contiennent au moins un défaut ponctuel (car $\text{Poisson}(\lambda=4.5, k=0) \approx 0.01$). Puisque le taux de génération de ces défauts ponctuels est d'environ 50 e-/s, ces défauts semblent produire environ la moitié du courant d'obscurité moyen (environ $4.5 \times 50 = 225$ e-/s alors que le courant d'obscurité moyen expérimental est de 490 e-/s). Ce résultat est en accord avec le fait que l'énergie d'activation du courant d'obscurité moyen (0.67 eV) est intermédiaire entre celle du facteur de dommage universel (0.63 eV [3, 4]) et celles du taux de génération de VP (0.70 eV) et de V_2 (0.75 eV) comme montré dans le chapitre 4.

D'autre part, la fraction de pixels appartenant au spectre calculé est de 60% ($f_{\text{pix}} = 0.6$). Ainsi, 60% des pixels semblent ne contenir que V_2 et/ou VP alors que les 40% restants contiennent aussi un ou plusieurs autres types de défauts. D'après la loi de Poisson, le nombre moyen de ces autres types de défauts par pixel vaut 0.5 (car $\text{Poisson}(\lambda=0.5, k=0) \approx 0.6$). Le nombre moyen de ces autres types de défauts par pixel est donc 10 fois plus faible que pour V_2 et VP ; pourtant ils sont responsables d'environ 50% du courant d'obscurité moyen (environ 265 e-/s par pixel en moyenne). Ainsi, ces défauts semblent avoir un taux de génération moyen environ 10 fois plus grand que V_2 et VP (environ 500 e-/s) et la queue de pixels chauds pourrait

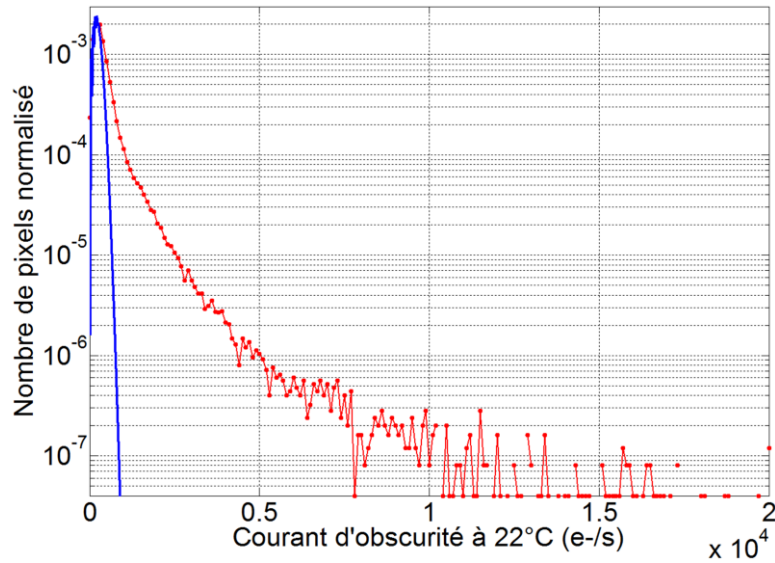


Figure 3 : Spectre de courant d'obscurité calculé (en bleu) et distribution de courant d'obscurité expérimentale observée dans son intégralité (queue de pixels chauds) pour l'imageur C10.

correspondre à la PDF de leur courant d'obscurité. En effet, les pixels contiennent le plus souvent un seul de ces défauts ou moins car $\lambda = 0.5$. Ceci pourrait expliquer pourquoi la partie de la distribution à fort courant d'obscurité n'est pas reproduite par le spectre calculé uniquement à partir de V_2 et VP (Fig. 2 et Fig. 3): la queue de pixels chauds doit correspondre aux autres types de défauts.

2 Modèle analytique complet : spectre de courant d'obscurité et queue de pixels chauds

2.1 Définition du modèle complet

Afin de modéliser l'intégralité de la distribution de courant d'obscurité, il faut compléter le spectre de courant d'obscurité (pixels contenant seulement V_2 et/ou VP) par une contribution supplémentaire représentant la queue de pixels chauds (c'est-à-dire les pixels contenant les autres types de défauts). Puisque ces pixels peuvent contenir à la fois V_2 , VP et les autres types de défauts, la PDF représentant le courant d'obscurité de ces pixels est la convolution du spectre de DCS avec la PDF du courant d'obscurité des défauts autres que V_2 et VP. En première approximation, nous pouvons supposer que cette dernière possède une forme exponentielle décroissante comme la PDF du courant d'obscurité généré les chocs nucléaires. En effet, les défauts responsables de la queue de pixels chauds semblent similaires dans les deux cas car l'énergie d'activation du courant d'obscurité des pixels est équivalente (environ 0.63 eV pour les pixels chauds). Dans la suite, ces défauts sont qualifiés d'agrégats afin de les

distinguer simplement des défauts ponctuels (V_2 et VP). La PDF du courant d'obscurité généré par un agrégat est alors :

$$f_{1 \text{ agrégat}}(x, u) = \frac{e^{-\frac{x}{u_{\text{dark}}}}}{u_{\text{dark}}}$$

u_{dark} est la moyenne exponentielle et doit correspondre à la moyenne du taux de génération des agrégats (500 e-/s d'après la partie 1.2). Le courant d'obscurité généré par k agrégats suit alors une loi Gamma de paramètres k et u_{dark} :

$$f_{k \text{ agrégats}}(x, k, u) = \text{Gamma}(x, k, u) = \frac{x^{k-1} e^{-\frac{x}{u_{\text{dark}}}}}{\text{Gamma}(k) u_{\text{dark}}^k}$$

Si l'on suppose que la répartition des agrégats dans les pixels suit une loi de Poisson comme pour les défauts ponctuels, alors la PDF du courant d'obscurité induit par les agrégats (dont le nombre moyen par pixel est noté λ_c) est la somme sur k des PDF $f_{k \text{ agrégats}}$ pondérées par les coefficients de $\text{Poisson}(k, \lambda_c)$:

$$\begin{aligned} f_{\text{agrégats}}(x, u) &= \sum_{k=0}^{\infty} \text{Poisson}(k, \lambda_c) \times \text{Gamma}(x, k, u) \\ &= \sum_{k=0}^{\infty} \frac{\lambda_c^k}{k!} \times \frac{x^{k-1} e^{-\frac{x}{u_{\text{dark}}}}}{\text{Gamma}(k) u_{\text{dark}}^k} \end{aligned}$$

Le nombre moyen d'agrégats par pixel λ_c est directement lié à la fraction de pixels f_{pix} ne contenant pas d'agrégats par la loi de Poisson : $\text{Poisson}(0, \lambda_c) = f_{\text{pix}}$. Ainsi :

$$\lambda_c = -\ln(f_{\text{pix}})$$

La partie de la distribution de courant d'obscurité correspondant aux pixels contenant des agrégats (éventuellement combinés avec V_2 et/ou VP) est la convolution de $f_{\text{agrégats}}$ avec la PDF du spectre de courant d'obscurité f_{spectre} , pondérée par la fraction des pixels de l'imageur contenant au minimum un agrégat :

$$f_{\text{spectre+agrégats}} = (1 - f_{\text{pix}}) \times (f_{\text{agrégats}} * f_{\text{spectre}})$$

Finalement, la distribution totale du courant d'obscurité s'écrit :

$$f_{\Delta I} = f_{\text{spectre}} + f_{\text{spectre+agrégats}}$$

2.2 Test du modèle complet : deutérium en fin de course

Dans le cas du deutérium en fin de course (imageur C10), nous avons vu dans la Fig. 2 que le meilleur accord entre les spectres expérimental et calculé est obtenu avec 4.5 défauts ponctuels par pixel et avec 60% des pixels ($f_{\text{pix}} = 0.6$). Ainsi, le nombre moyen de défauts ponctuels et d'agrégats par pixel vaut respectivement $\lambda = 4.5$ et $\lambda_c = 0.5$ (40% des pixels contiennent au minimum un agrégat). La Fig. 4 représente la distribution expérimentale intégrale ainsi que la distribution calculée avec le modèle complet et avec une moyenne exponentielle u_{dark} de 500 e-/s pour la queue de pixels

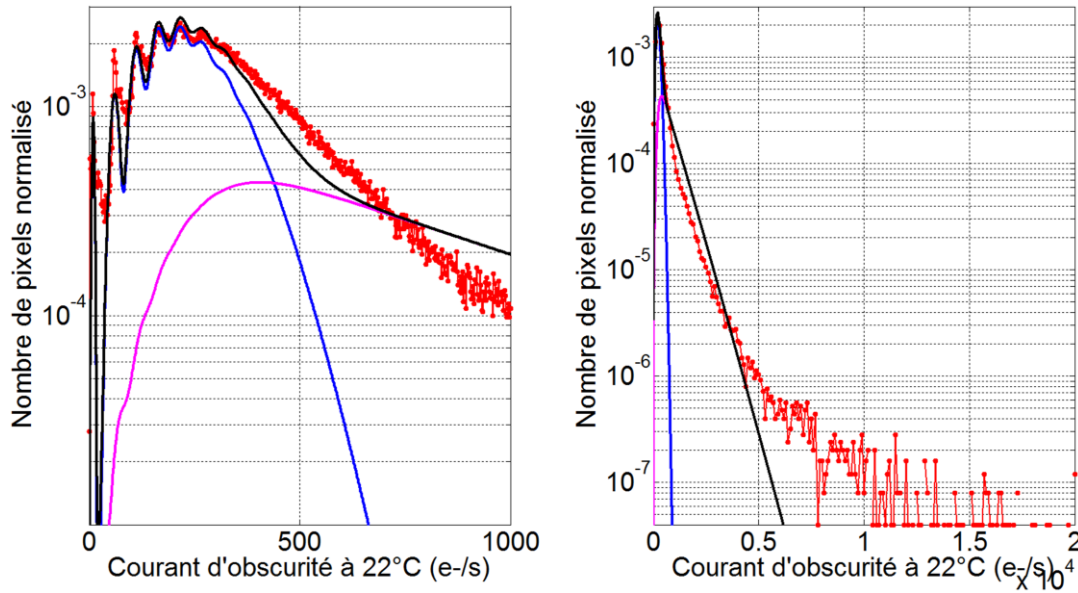


Fig. 4 : Distribution expérimentale (en rouge) et modèle analytique complet (en noir) pour l'imageur C10 (deutérium en fin de course). Le spectre de courant d'obscurité (pixels contenant seulement des défauts ponctuels) est représenté en bleu alors que la contribution rose correspond aux pixels contenant des agrégats.

chauds (car le taux de génération moyen des agrégats est d'environ 500 e-/s d'après la partie 1.2).

A faible courant d'obscurité, la distribution de courant d'obscurité correspond principalement au spectre de courant d'obscurité et l'accord entre la distribution expérimentale et le modèle est correct. A fort courant d'obscurité, on remarque que la contribution supplémentaire du modèle permet de mieux reproduire la distribution expérimentale que dans le cas du spectre de courant d'obscurité seul. Toutefois, des écarts importants existent entre le modèle et la queue de pixels chauds expérimentale. En particulier, les pixels les plus chauds ne sont pas reproduits par le modèle. Ces écarts confirment que la queue de pixels chauds générée par les ions légers et peu énergétiques possède une forme différente de la forme exponentielle.

2.3 Test du modèle complet : protons en fin de course

Le modèle analytique complet peut être testé sur les distributions de courant d'obscurité d'autres imageurs irradiés avec d'autres particules. Dans ce cas, les paramètres U et σ_U restent les mêmes (les défauts ponctuels sont toujours V2 et VP) mais le nombre moyen de défauts ponctuels par pixel λ et le nombre moyen d'agrégats par pixel λ_c peuvent varier. En effet, d'après le facteur de dommage universel, l'augmentation moyenne du courant d'obscurité est proportionnelle à la DDD [4] : ainsi λ et λ_c sont proportionnels à la DDD. De plus, le rapport entre λ et λ_c (9 pour le deutérium en fin de course) est susceptible de varier en fonction du type et de l'énergie

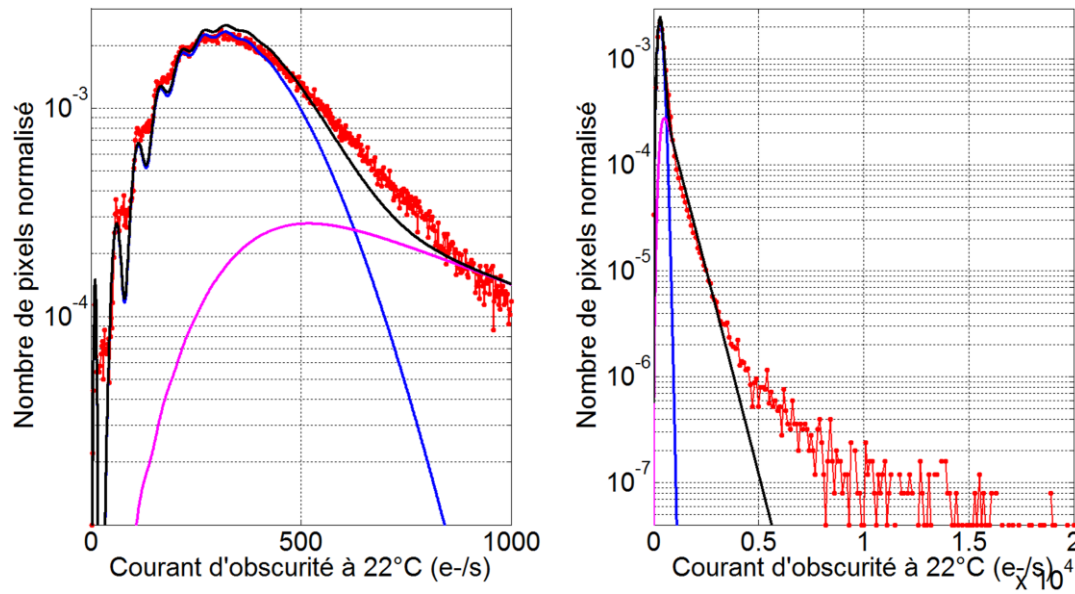


Fig. 5 : Distribution expérimentale et modèle analytique complet pour l'imageur C8 irradié aux protons en fin de course.

de la particule. Enfin, puisque la dose ionisante varie entre les différents imageurs irradiés, la valeur moyenne et l'écart-type de l'augmentation du courant d'obscurité due à la dose ionisante sont également ajustés.

La Fig. 5 présente le test du modèle complet sur l'imageur C8 irradié aux protons en fin de course. Le nombre moyen de défauts ponctuels et d'agrégats par pixel vaut respectivement 6.5 et 0.3 (rapport de 22), contre 4.5 et 0.5 pour l'imageur C10 irradié au deutérium en fin de course (rapport de 9). La DDD est équivalente pour les imageurs C10 et C8 puisque l'augmentation moyenne de courant d'obscurité est quasiment identique (respectivement 490 et 500 e-/s d'après le chapitre 4). Ainsi, les protons en fin de course produisent davantage de défauts ponctuels et moins d'agrégats que les ions deutérium en fin de course pour une même DDD. Pour les protons en fin de course, environ 70% du courant d'obscurité total provient des défauts ponctuels (et 30% des agrégats) contre 50% dans le cas du deutérium en fin de course. Ce résultat peut s'expliquer par le fait que le freinage non-ionisant des ions deutérium est environ deux fois plus élevé que celui des protons à une même énergie [5]. Ainsi, les déplacements atomiques produits par les interactions coulombiennes sont plus rapprochés pour le deutérium que pour les protons, ce qui peut favoriser l'apparition d'agrégats plutôt que de défauts ponctuels.

Enfin, comme pour les ions deutérium, seule une partie de la queue de pixels chauds est correctement calculée par le modèle : les pixels les plus chauds ne sont pas reproduits.

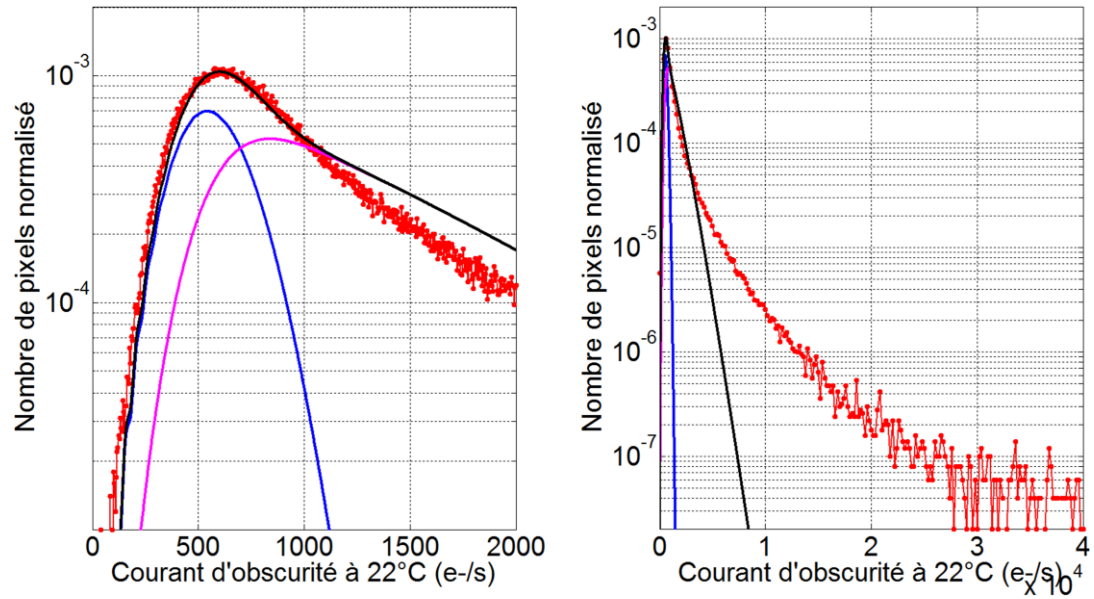


Fig. 6 : Distribution expérimentale et modèle analytique complet pour les ions hélium de 3 MeV.

2.4 Test du modèle complet : ions hélium de 3 MeV

La Fig. 6 présente le test du modèle sur l'imageur C11 irradié aux ions hélium de 3 MeV. Pour cet imageur, le nombre moyen de défauts ponctuels et d'agrégats par pixel vaut respectivement $\lambda = 12$ et $\lambda_c = 1.2$ dans la distribution calculée. Le rapport entre λ et λ_c vaut 10, ce qui est proche du rapport obtenu avec les ions deutérium en fin de course (9). A cause du nombre important de défauts ponctuels par pixel, les pics de spectroscopie des distributions expérimentales et calculées ne sont plus visibles. Le spectre de courant d'obscurité est correctement reproduit par le modèle ; par contre la queue de pixels chauds est très largement sous-estimée par le modèle. Ceci suggère que le taux de génération moyen des agrégats est plus important que celui prédit par le modèle analytique (500 e-/s) pour les ions hélium. On remarque également que la queue de pixels chauds expérimentale s'approche davantage d'une forme exponentielle que dans le cas des protons et du deutérium en fin de course. Ceci pourrait s'expliquer par l'existence de rares chocs nucléaires pour les ions hélium à 3 MeV, pourtant supposés négligeables dans la littérature [6]. En effet, la PDF du courant d'obscurité généré par les chocs nucléaires est exponentielle et de moyenne élevée (environ 4300 e-/s d'après le chapitre 3). Pour tenir compte de la présence des chocs nucléaires, une contribution supplémentaire équivalente au modèle empirique du chapitre 3 est ajoutée au modèle dans la partie suivante.

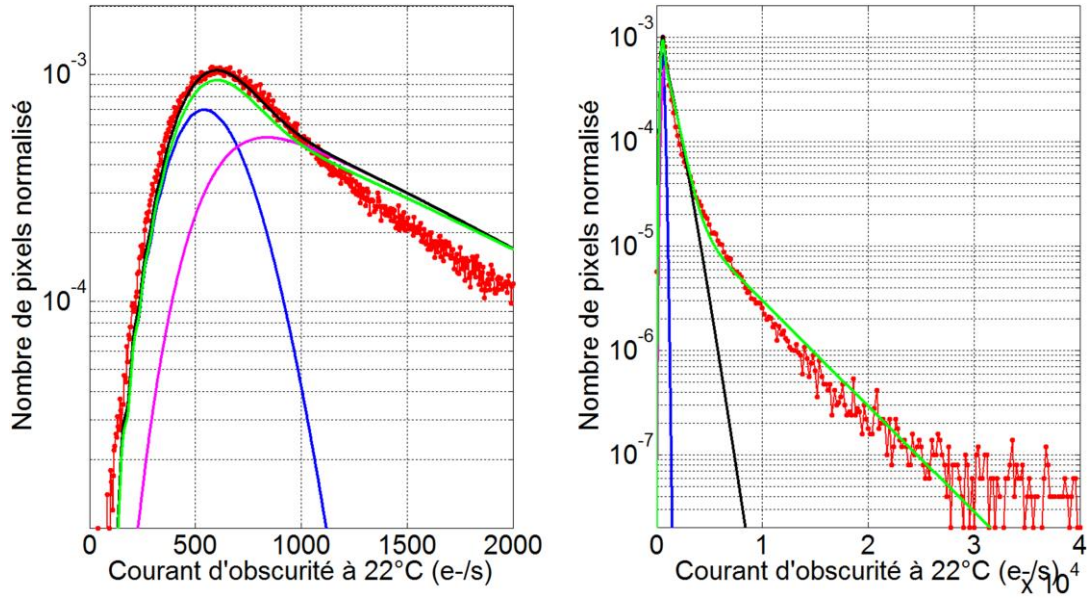


Fig. 7 : Distribution expérimentale (en rouge), modèle analytique complet (en noir) et modèle analytique complet auquel une contribution exponentielle de moyenne élevée (4300 e-/s) a été ajoutée (en vert) pour les ions hélium de 3 MeV (imageur C11).

3 Test du modèle complet avec prise en compte des chocs nucléaires

3.1 Ions hélium de 3 MeV

La Fig. 7 présente la comparaison entre le modèle complet et le modèle complet auquel une contribution exponentielle décroissante de moyenne 4300 e-/s (qui correspond au modèle empirique du chapitre 3) a été ajoutée à 10% des pixels (c'est-à-dire que 10% des pixels ont subi un choc nucléaire). On remarque que la queue de pixels chauds est beaucoup mieux reproduite avec la contribution exponentielle supplémentaire, ce qui suggère que les chocs nucléaires sont rares mais possibles pour les ions hélium de 3 MeV. Dans la suite, la contribution exponentielle de moyenne élevée (qui correspond au modèle empirique du chapitre 3) est conservée dans le modèle analytique complet. La moyenne du nombre de chocs nucléaires par pixel est notée λ_c' ; $\lambda_c' = 0.1$ pour l'imageur C11.

3.2 Protons de 3 MeV

Afin d'étudier le cas où les deux types d'interactions non-ionisantes (interactions coulombiennes et chocs nucléaires) sont présents de manière non-négligeable, le modèle analytique est testé sur les distributions de courant d'obscurité expérimentales des imageurs irradiés aux protons de 3 MeV (C7), de 16 MeV (C12) et

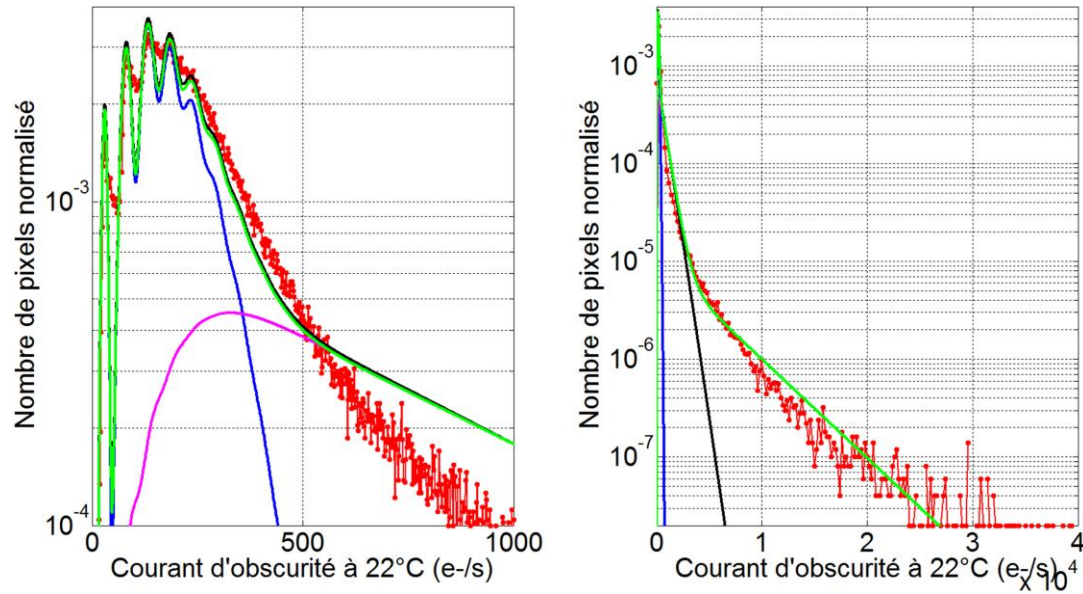


Fig. 8 : Distribution expérimentale (en rouge), modèle analytique complet (en noir) et modèle analytique complet tenant compte de la présence des chocs nucléaires (en vert) pour les protons de 3 MeV (imageur C7).

de 60 MeV (C4). D'après [7], le rapport entre le NIEL nucléaire et le NIEL coulombien est faible à 3 MeV, et vaut environ 0.7 à 16 MeV et 2 à 60 MeV. Ainsi, la proportion de l'énergie non-ionisante totale déposée par l'intermédiaire de chocs nucléaires augmente avec l'énergie.

Pour les protons de 3 MeV (Fig. 8), le meilleur accord entre le modèle et la distribution expérimentale est obtenu avec $\lambda = 3$, $\lambda_c = 0.5$ et $\lambda'_c = 0.04$. En tenant compte de la présence des chocs nucléaires (courbe verte), la queue de pixels chauds est bien reproduite par le modèle. Dans cet imageur, l'augmentation moyenne du courant d'obscurité (520 e-/s) est équivalente à celle des imageurs C10 (deutérium en fin de course, 490 e-/s) et C8 (protons en fin de course, 500 e-/s). Or, $\lambda = 4.5$ et $\lambda_c = 0.5$ pour C10 (Fig. 4) alors que $\lambda = 6.5$ et $\lambda_c = 0.3$ pour C8 (Fig. 5). Ainsi, pour une DDD équivalente, les protons de 3 MeV créent moins de défauts ponctuels que les protons ou les ions deutérium en fin de course et davantage d'agrégats. Pourtant, le NIEL des protons de 3 MeV est inférieur au NIEL des ions en fin de course ; la prédominance des agrégats peut donc s'expliquer par la présence des chocs nucléaires.

3.3 Protons de 16 MeV

Pour les protons de 16 MeV (Fig. 9), le modèle tenant compte des chocs nucléaires reproduit bien l'intégralité de la distribution de courant d'obscurité avec $\lambda = 2$, $\lambda_c = 0.5$ et $\lambda'_c = 0.06$. Dans cet imageur, l'augmentation moyenne du courant d'obscurité (570 e-/s) est similaire à celle de l'imageur C7 irradié aux protons de 3 MeV (520 e-/s, $\lambda = 3$, $\lambda_c = 0.5$ et $\lambda'_c = 0.04$). Ainsi, à DDD équivalente, on remarque que

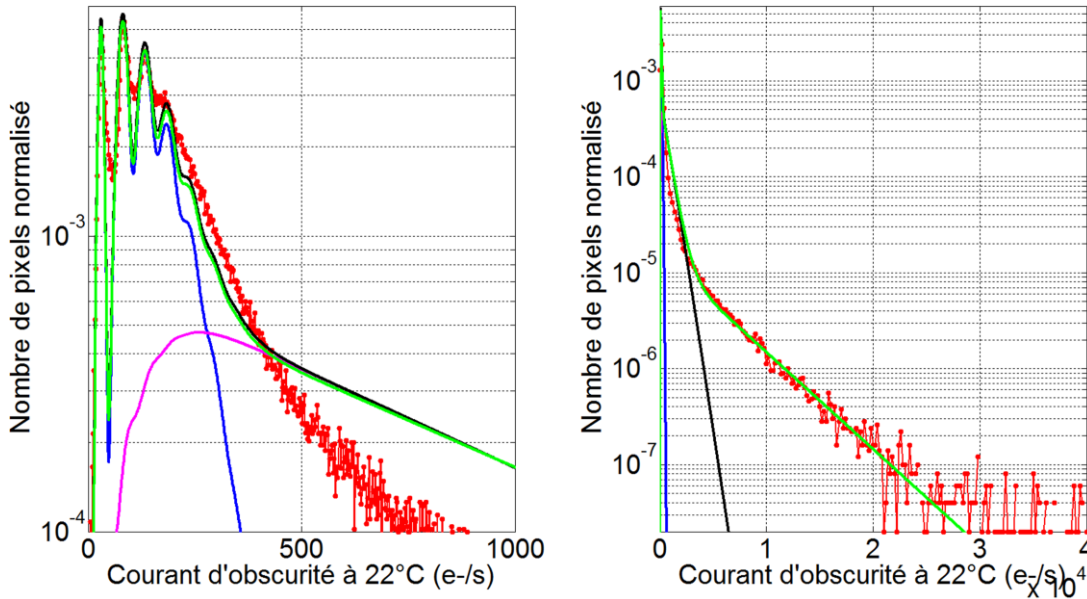


Fig. 9 : Distribution expérimentale (en rouge), modèle analytique complet (en noir) et modèle analytique complet tenant compte de la présence des chocs nucléaires (en vert) pour les protons de 16 MeV (imageur C12).

le nombre de défauts ponctuels diminue lorsque l'énergie augmente (en accord avec le fait que le NIEL coulombien est inversement proportionnel à l'énergie [7]) et que le nombre de pixels touchés par des chocs nucléaires augmente (en accord avec l'augmentation de la section efficace nucléaire avec l'énergie [7]). Le rapport entre le nombre moyen de chocs nucléaires par pixel et le nombre moyen de défauts ponctuels par pixel augmente avec l'énergie, comme le rapport entre le NIEL nucléaire et le NIEL coulombien.

3.4 Protons de 60 MeV

Pour les protons de 60 MeV (imageur C4, Fig. 10), l'effet des chocs nucléaires est encore plus important ; on obtient $\lambda = 2.7$, $\lambda_c = 0.4$ et $\lambda'_c = 0.2$. Dans cet imageur, la DDD est environ deux fois plus élevée que dans l'imageur C12 (car l'augmentation moyenne du courant d'obscurité vaut 1150 e-/s contre 570 e-/s dans l'imageur C12). Ainsi, les protons de 60 MeV semblent générer environ deux fois moins de défauts ponctuels que les protons de 16 MeV à DDD équivalente, et deux fois plus de chocs nucléaires. Ceci s'accorde avec le fait que le NIEL nucléaire représente 70% du NIEL total à 60 MeV contre 40% à 16 MeV (et donc que le NIEL coulombien représente 60% du NIEL total à 16 MeV mais seulement 30% à 60 MeV).

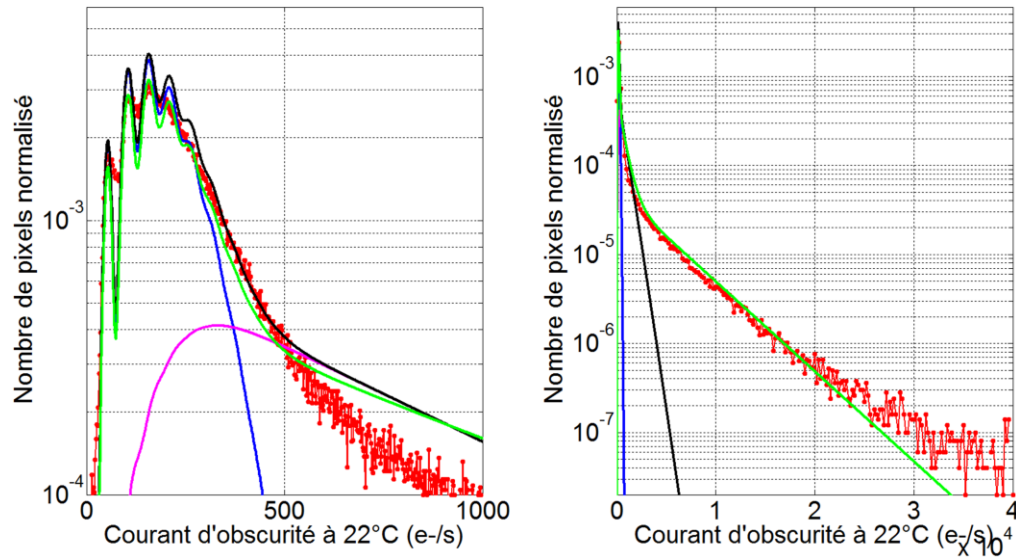


Fig. 10 : Distribution expérimentale (en rouge), modèle analytique complet (en noir) et modèle analytique complet tenant compte de la présence des chocs nucléaires (en vert) pour les protons de 60 MeV (imageur C4).

4 Résumé

Le modèle analytique présenté dans cette annexe permet de modéliser l'intégralité de la distribution de courant d'obscurité produite par les protons et les ions. En effet, contrairement au modèle empirique du chapitre 3 qui calcule uniquement la contribution de courant d'obscurité provenant des chocs nucléaires (ce qui convient pour les neutrons), le modèle développé ici tient compte de la contribution des interactions coulombiennes. En pratique, la distribution de courant d'obscurité calculée par le modèle comprend trois composantes :

- le spectre de courant d'obscurité, qui correspond aux pixels ne contenant que des défauts ponctuels (V_2 et VP)
- une composante exponentielle de faible moyenne (500 e-/s) correspondant aux pixels contenant des agrégats formés par les interactions coulombiennes
- une composante exponentielle de forte moyenne (4300 e-/s) correspondant aux pixels ayant subi un choc nucléaire.

La dernière composante du modèle correspond au modèle empirique du chapitre 3 : elle est absente lorsque les chocs nucléaires sont négligeables (pour les ions légers en fin de course par exemple). Enfin, pour les ions lourds, nous avons vu dans le chapitre 4 qu'une distribution exponentielle similaire à celle produite par les chocs nucléaires est observée. Ceci s'explique par le fait qu'un ion lourd en fin de course est équivalent à un PKA de silicium généré par un choc nucléaire. Par conséquent, le modèle analytique peut aussi être utilisé pour les ions lourds : la composante exponentielle à forte

moyenne correspond alors à la PDF du courant d'obscurité d'un ion lourd et non à celle d'un choc nucléaire.

En résumé, ce modèle analytique semble capable de prédire la distribution de courant d'obscurité quels que soient le type et l'énergie de la particule. L'utilisation du modèle pour un type et une énergie de particule donnés requiert que la quantité de défauts ponctuels, d'agréats et de chocs nucléaires générés par unité de DDD soit connue ; ce modèle doit donc être calibré sur des distributions expérimentales de la même manière que le modèle empirique du chapitre 3. Toutefois, une étude plus approfondie de la proportion des défauts ponctuels et des agrégats en fonction de la particule et de l'énergie pourrait permettre de prédire leur nombre directement à partir du NIEL coulombien, indépendamment du type et de l'énergie de la particule.

5 Bibliographie

- [1] C. Virmondois et al, «Similarities between proton and neutron induced dark current distribution in CMOS image sensors,» *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 59, n° 14, pp. 927-936, 2012.
- [2] J.-M. Belloir, V. Goiffon, C. Virmondois, M. Raine, P. Paillet, O. Duhamel, M. Gaillardin, P. Magnan et O. Gilard, «Pixel pitch and particle energy influence on the dark current distribution of neutron irradiated CMOS image sensors,» *Optics express*, vol. 24, n° 14, pp. 4299-4315, 2016.
- [3] C. Virmondois, «Analyse des effets des déplacements atomiques induits par l'environnement radiatif spatial sur la conception des imageurs CMOS,» Thèse de doctorat, ISAE, 2012.
- [4] J. R. Srour et D. H. Lo, «Universal damage factor for radiation induced dark current in silicon devices,» *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 47, n° 16, pp. 2451-2459, déc 2000.
- [5] J. F. Ziegler, M. D. Ziegler et J. P. Biersack, «SRIM – The stopping and range of ions in matter, 268(11 12), 1818 1823 (2010).,» *Nucl. Inst. and Methods in Phys. B*, vol. 268, n° 11-12, pp. 1818-1823, 2010.
- [6] I. Jun, M. A. Xapsos et E. A. Burke, «Alpha particle nonionizing energy loss (NIEL),» *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 51, n° 16, pp. 3207-3210, déc. 2004.
- [7] I. Jun, M. A. Xapsos, S. R. Messenger, E. A. Burke, R. J. Walters, G. R. Summers et T. Jordan, «Proton nonionizing energy loss (niel) for device applications,» *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 50, n° 16, pp. 1924-1928, déc. 2003.

Spectroscopie du courant d'obscurité induit par les effets de déplacement atomique des radiations spatiales et nucléaires dans les imageurs CMOS à photodiode pincée

Les imageurs CMOS représentent un outil d'avenir pour de nombreuses applications scientifiques de haut vol, telles que l'observation spatiale ou les expériences nucléaires. En effet, ces imageurs ont vu leurs performances démultipliées ces dernières années grâce aux avancées incessantes de la microélectronique, et présentent aussi des avantages indéniables qui les destinent à remplacer les CCDs dans les futurs instruments spatiaux. Toutefois, en environnement spatial ou nucléaire, ces imageurs doivent faire face aux attaques répétées de particules pouvant rapidement dégrader leurs performances électro-optiques. En particulier, les protons, électrons et ions présents dans l'espace ou les neutrons de fusion nucléaire peuvent déplacer des atomes de silicium dans le volume du pixel et en rompre la structure cristalline. Ces effets de déplacement peuvent former des défauts stables introduisant des états d'énergie dans la bande interdite du silicium, et ainsi conduire à la génération thermique de paires électron-trou. Par conséquent, ces radiations non-ionisantes produisent une augmentation permanente du courant d'obscurité des pixels de l'imageur et donc à une diminution de leur sensibilité et de leur dynamique. L'objectif des présents travaux est d'étendre la compréhension des effets de déplacement sur l'augmentation du courant d'obscurité dans les imageurs CMOS. En particulier, ces travaux se concentrent sur l'étude de la forme de la distribution de courant d'obscurité en fonction du type, de l'énergie et du nombre de particules ayant traversé l'imageur, mais aussi en fonction des caractéristiques de l'imageur. Ces nombreux résultats permettent de valider physiquement et expérimentalement un modèle empirique de prédiction de la distribution du courant d'obscurité pour une utilisation dans les domaines spatial et nucléaire. Une autre partie majeure de ces travaux consiste à utiliser pour la première fois la technique de spectroscopie de courant d'obscurité pour détecter et caractériser individuellement les défauts générés par les radiations non-ionisantes dans les imageurs CMOS. De nombreux types de défauts sont détectés et deux sont identifiés, prouvant l'applicabilité de cette technique pour étudier la nature des défauts cristallins générés par les effets de déplacement dans le silicium. Ces travaux avancent la compréhension des défauts responsables de l'augmentation du courant d'obscurité en environnement radiatif, et ouvrent la voie au développement de modèles de prédiction plus précis, voire de techniques permettant d'éviter la formation de ces défauts ou de les faire disparaître.

Dark current spectroscopy of space and nuclear environment induced displacement damage defects in pinned photodiode based CMOS image sensors

CMOS image sensors are envisioned for an increasing number of high-end scientific imaging applications such as space imaging or nuclear experiments. Indeed, the performance of high-end CMOS image sensors has dramatically increased in the past years thanks to the unceasing improvements of microelectronics, and these image sensors have substantial advantages over CCDs which make them great candidates to replace CCDs in future space missions. However, in space and nuclear environments, CMOS image sensors must face harsh radiation which can rapidly degrade their electro-optical performances. In particular, the protons, electrons and ions travelling in space or the fusion neutrons from nuclear experiments can displace silicon atoms in the pixels and break the crystalline structure. These displacement damage effects lead to the formation of stable defects and to the introduction of states in the forbidden bandgap of silicon, which can allow the thermal generation of electron-hole pairs. Consequently, non-ionizing radiation leads to a permanent increase of the dark current of the pixels and thus a decrease of the image sensor sensibility and dynamic range. The aim of the present work is to extend the understanding of the effect of displacement damage on the dark current increase of CMOS image sensors. In particular, this work focuses on the shape of the dark current distribution depending on the particle type, energy and fluence but also on the image sensor physical parameters. Thanks to the many conditions tested, an empirical model for the prediction of the dark current distribution induced by displacement damage in nuclear or space environments is experimentally validated and physically justified. Another central part of this work consists in using the dark current spectroscopy technique for the first time on irradiated CMOS image sensors to detect and characterize radiation-induced silicon bulk defects. Many types of defects are detected and two of them are identified, proving the applicability of this technique to study the nature of silicon bulk defects using image sensors. In summary, this work advances the understanding of the nature of the radiation-induced defects responsible for the dark current increase in space or nuclear environments. It also leads the way to the design of more advanced dark current prediction models, or to the development of mitigation strategies in order to prevent the formation of the responsible defects or to allow their removal.