



# THÈSE

En vue de l'obtention du

## DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ DE TOULOUSE

Délivré par **l'Institut Supérieur de l'Aéronautique et de l'Espace**  
Spécialité : Microélectronique et capteurs d'images

---

Présentée et soutenue par **Vincent GOIFFON**  
le 28 novembre 2008

**Contribution à une approche structurée  
de la conception des imageurs CMOS  
en vue de leur durcissement à l'environnement radiatif spatial**

---

### JURY

M. Gérard Sarrabayrouse, président  
Mme Véronique Ferlet-Cavrois, rapporteur  
M. Yann Hu, rapporteur  
M. Pierre Magnan, directeur de thèse  
M. Simon Platt  
M. François Roy  
M. Albert J.P. Theuwissen

---

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

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

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



*À mes parents*  
*À Muriel*



# Remerciements

Je tiens tout d'abord à remercier les membres du jury :

- Gérard Sarrabayrouse, Directeur de Recherche au LAAS-CNRS, de m'avoir fait l'honneur de présider le jury.
- Véronique Ferlet-Cavrois, Chercheur, HDR, au CEA DAM DIF, pour son investissement dans l'étude de ce manuscrit, pour la richesse de ses commentaires et pour l'intérêt qu'elle porte à nos travaux.
- Yann Hu, Professeur à l'Université de Strasbourg, IPHC, d'avoir également accepté d'être rapporteur de cette thèse et pour sa contribution à l'amélioration de ce manuscrit.
- Simon Platt, Senior Lecturer en Électronique à l'Université du Central Lancashire, d'avoir, malgré la barrière de la langue, enrichi ce jury par sa présence et pour ses suggestions d'amélioration du manuscrit.
- Albert Theuwissen, Professeur à l'Université Technologique de Delft et CEO de Harvest Imaging, pour sa participation à ce jury, pour ses questions embarrassantes (et pertinentes) sur la résistance aux radiations de l'œil humain, et pour sa bonne humeur.
- François Roy, Ingénieur CMOS Imaging R&D à STmicroelectronics, pour nous avoir fait profiter de son regard affuté sur les aspects technologiques de ces travaux en participant à ce jury.
- Je souhaite, en particulier, exprimer ma reconnaissance au directeur de cette thèse, Pierre Magnan, Professeur à l'Institut Supérieur de l'Aéronautique et de l'Espace (ISAE), anciennement Supaero, qui m'a initialement permis de découvrir et d'apprécier le domaine des capteurs d'image en me recommandant pour un stage à EADS Astrium en 2004. Je souhaite également le remercier pour la confiance qu'il m'a accordée depuis, ainsi que pour la richesse et la pertinence de ses commentaires et conseils. Enfin, je souhaite le remercier d'avoir dirigé cette expérience unique qu'ont été pour moi ces trois années de thèse et pour son investissement dans ce projet.

Je remercie les personnes ayant co-encadré cette thèse avec mon directeur de thèse :

- Olivier Saint-Pé d'EADS Astrium, qui, au-delà de sa grande implication dans l'encadrement de cette thèse, a été mon maître de stage en 2004 et a fortement contribué à me donner le goût pour le domaine des capteurs d'image en général et pour la recherche appliquée. Je le remercie également pour son soutien continu et pour ses conseils avisés qui m'ont permis de prendre des décisions clés pour l'organisation de mon parcours et de mes travaux.
- Frédéric Bernard et Guy Rolland du CNES, de m'avoir fait profiter de leur expertise et pour leur importante contribution à l'orientation de ces travaux.

Les résultats présentés dans ce manuscrit n'auraient pu être obtenus sans l'aide précieuse des personnes suivantes que je remercie infiniment :

- Nicolas Huger et Franck Corbière (ISAE) qui m'ont, d'une part, apporté une grande aide pour la prise en main de la conception de structures de test et de pixels de capteurs d'image et qui, d'autre part, sont à l'origine des circuits imageurs utilisés durant cette étude.
- Philippe Pinel (ISAE) qui a réalisé la plupart des cartes de test et d'irradiation et Christiane Duprat (INSA-AIME) qui, à plusieurs reprises, a réalisé des montages en boîtier exotiques en urgence pour que les composants soient prêts à temps pour l'irradiation.
- Céline Engel (ISAE), qui a réalisé un grand nombre de mesures et de traitements de données pour cette étude, ainsi que Paola Cervantes et Magali Estribeau (ISAE) pour leur support sur la caractérisation et l'analyse du comportement des capteurs d'image.
- Thierry Nuns, Jean-Pierre David et Guillaume Hubert (ONERA-DESP) qui, au travers de nos multiples discussions, m'ont fait partager leur expertise sur les effets des radiations dans les composants électroniques et m'ont fait part de leur point de vue pertinent sur l'analyse des phénomènes observés.
- Christophe Inguibert (ONERA-DESP) qui, à plusieurs reprises, m'a fait profiter de ses lumières sur la création des défauts dans le silicium.
- Sophie Duzellier, Stéphane Guivarche (ONERA-DESP), Françoise Bezerra, S. Petit (CNES) et Ludovic Duvet (ESA) pour les opportunités d'irradiation dont ils m'ont fait bénéficier.
- Et bien évidemment l'ensemble du groupe de recherche CIMI et du département DEOS (notamment Alexandre Bacou pour nos échanges

sur l'art de la rédaction d'articles scientifiques) de l'ISAE pour leur aide dans cette entreprise.

Je souhaite particulièrement exprimer ma gratitude envers Gordon R. Hopkinson (SSTL, anciennement SIRA Ltd.) qui, lors de mon projet de fin d'étude à SIRA, m'a initié au domaine des effets des radiations dans les composants électroniques avec passion, m'a donné l'envie de me concentrer sur ce domaine de recherche et a largement contribué à mon introduction dans cette communauté. Je le remercie également pour tous les échanges stimulants que nous avons eu durant ces années de doctorat et de m'avoir transmis le virus du phénomène RTS.

Une partie de la réussite de cette thèse de doctorat revient à Luc Boucher et Sébastien Rolando, mes collègues de bureau, qui, grâce à leur bonne humeur, leur regard critique, leur point de vue tranché et nos discussions enflammées, ont su me garder sain d'esprit et me motiver durant ces trois années. Ils m'ont ainsi permis de prendre du recul, de partager mes questionnements et de résoudre un nombre incalculable de problèmes techniques et pratiques tout en donnant de la vie à ce projet qui aurait pu devenir une aventure solitaire.

Je souhaite enfin remercier les personnes qui me sont chères et qui m'ont soutenu avant et pendant ce doctorat :

- Tout d'abord, mes parents, Nadine et Dany, d'avoir toujours été là, de m'avoir toujours supporté et poussé vers l'avant tout en respectant mes choix, pour tous leurs sacrifices et de m'avoir permis de faire mes études dans des conditions optimales.
- Ensuite, Muriel, garante de mon équilibre psychologique, qui a été mon pilier durant ses trois années et qui a supporté, avec une grande compréhension, les effets secondaires de cette thèse. Je souhaite également remercier ses parents, Brigitte et Alain, pour leur soutien.



# Table des matières

<b>Introduction</b>	<b>xiii</b>
<b>1 Imageurs CMOS et environnement radiatif spatial</b>	<b>1</b>
1.1 Introduction aux imageurs CMOS . . . . .	3
1.1.1 Principe de fonctionnement . . . . .	3
1.1.2 Caractéristiques d'un capteur d'image CMOS . . . . .	9
1.2 Environnement radiatif spatial . . . . .	14
1.3 Défauts induits par les radiations . . . . .	16
1.3.1 Interactions radiation-matière . . . . .	16
1.3.2 Ionisation dans le volume . . . . .	21
1.3.3 Dose ionisante absorbée dans les oxydes . . . . .	22
1.3.4 Déplacements atomiques . . . . .	28
1.4 Effets connus des radiations sur les imageurs . . . . .	32
1.4.1 Augmentation du courant d'obscurité . . . . .	32
1.4.2 Baisse de sensibilité . . . . .	32
1.4.3 Signal télégraphique aléatoire. . . . .	33
1.5 Résumé . . . . .	35
<b>2 Méthode pour l'analyse des dégradations d'un imageur</b>	<b>49</b>
2.1 Introduction . . . . .	49
2.2 Vue d'ensemble de l'approche retenue . . . . .	50
2.3 Sélection des moyens expérimentaux . . . . .	52
2.4 Utilisation des caractéristiques I-V . . . . .	57
2.4.1 Le transistor MOS utilisé comme outil de caractérisation	57
2.4.2 Étude des structures élémentaires . . . . .	64
2.4.3 Etude des dispositifs . . . . .	73
2.5 Mesure des dégradations d'un capteur d'image . . . . .	81
2.5.1 Fonction de transfert électro-optique . . . . .	81
2.5.2 Fonction de transfert électronique . . . . .	83
2.5.3 Facteur de conversion . . . . .	83
2.5.4 Rendement quantique externe . . . . .	84

2.5.5	Courant d'obscurité . . . . .	85
2.6	Récapitulatif de la méthode proposée . . . . .	87
<b>3</b>	<b>Application aux effets des rayons <math>\gamma</math></b>	<b>95</b>
3.1	Détails expérimentaux . . . . .	95
3.1.1	Spécificités de la technologie étudiée . . . . .	95
3.1.2	Véhicule de test . . . . .	97
3.1.3	Sélection des structures de test . . . . .	99
3.1.4	Conditions d'irradiation . . . . .	99
3.2	Sensibilité des oxydes . . . . .	102
3.2.1	Oxyde de champ . . . . .	102
3.2.2	Diélectrique inter couches . . . . .	104
3.2.3	Oxyde de grille . . . . .	106
3.3	Dégradation des dispositifs . . . . .	110
3.3.1	Courant d'obscurité des photodiodes . . . . .	110
3.3.2	Photoréponse des photodiodes . . . . .	119
3.3.3	MOSFETs . . . . .	121
3.4	Comportement du capteur . . . . .	127
3.4.1	Fonction de transfert électro-optique . . . . .	127
3.4.2	Fonction de transfert électronique . . . . .	127
3.4.3	Facteur de conversion . . . . .	130
3.4.4	Rendement quantique externe . . . . .	131
3.4.5	Courant d'obscurité . . . . .	131
3.5	Résumé et perspectives . . . . .	139
3.5.1	Résumé du chapitre . . . . .	139
3.5.2	Travaux futurs et perspectives . . . . .	140
<b>4</b>	<b>Application aux effets des protons</b>	<b>151</b>
4.1	Détails expérimentaux . . . . .	152
4.1.1	Véhicule de test . . . . .	152
4.1.2	Sélection des structures de test . . . . .	152
4.1.3	Conditions d'irradiation . . . . .	153
4.2	Dégradation des performances du capteurs . . . . .	155
4.2.1	Étude du silicium cristallin . . . . .	155
4.2.2	Effets sur les dispositifs . . . . .	158
4.2.3	Dégradation du capteur . . . . .	161
4.3	Signal télégraphique aléatoire . . . . .	165
4.3.1	Comparaison des méthodes de détection de RTS . . . . .	165
4.3.2	Principe de la méthode de détection utilisée . . . . .	166
4.3.3	Premiers résultats . . . . .	169
4.4	Résumé et perspectives . . . . .	183

<b>Table des matières</b>	<b>xi</b>
4.4.1 Résumé du chapitre . . . . .	183
4.4.2 Travaux futurs et perspectives . . . . .	184
<b>Conclusion</b>	<b>193</b>
<b>A Liste d'acronymes</b>	<b>203</b>
<b>B Description du banc de mesure dédié aux faibles courants</b>	<b>205</b>
B.1 Enjeux des mesures de courants faibles . . . . .	205
B.1.1 Courants de fuite . . . . .	205
B.1.2 Courants indépendants de la polarisation . . . . .	207
B.1.3 Bruits et perturbations . . . . .	209
B.2 Description du banc développé . . . . .	210
B.2.1 Choix de l'instrumentation . . . . .	210
B.2.2 Conception de la boîte blindée . . . . .	211
B.2.3 Sélection du boîtier . . . . .	213
B.2.4 Conception des cartes de test . . . . .	214
<b>C Détails de la méthode de détection des RTS</b>	<b>217</b>
C.1 Définitions . . . . .	217
C.2 Algorithme de détection des pixels RTS . . . . .	218
C.3 Algorithme de détection des niveaux . . . . .	218
<b>D Liste de publications</b>	<b>219</b>



# Introduction

L'IMAGERIE SPATIALE est aujourd'hui un outil nécessaire à notre développement et à la compréhension du monde qui nous entoure. Parmi les applications de l'observation de la Terre et de l'espace on peut citer le développement durable et la surveillance de notre environnement (océans, terres émergées, atmosphère...), la météorologie, la défense nationale, l'exploration du système solaire et la compréhension de l'univers. L'imagerie par satellite trouve son origine dans l'invention du daguerréotype en 1839 par Joseph Nicéphore Niépce et Louis Jacques Mandé Daguerre. Ce dispositif permet pour la première fois de fixer une image optique grâce à un phénomène physique. Après cette découverte, l'ancêtre de la photographie actuelle est rapidement utilisé pour capturer la première image de la lune par John William Draper le 23 mars 1840. Les premières images aériennes sont réalisées une vingtaine d'année plus tard, en 1858, à Paris, à partir d'appareils photographiques montés sur des ballons. Cette pratique se développe et les moyens utilisés pour amener le système d'imagerie en altitude se diversifient. L'utilisation de cerfs-volants est très populaire durant les deux dernières décennies du XIXe siècle — la première photo aérienne automatique par cerf-volant est prise par Arthur Batut en 1988, aux alentours de Labruguière dans le Tarn (figure 1) — alors que les premiers pigeons équipés d'appareils photographiques apparaissent en 1903. La même année, les frères Wright exécutent leur premier vol. Ils réalisent la première photographie prise à bord d'un avion en 1909. Parallèlement, l'observation de la Terre à partir de petites fusées connaît ses premiers balbutiements avec le cliché d'Alfred Nobel en 1897. L'avènement du missile balistique V2 durant la deuxième guerre mondiale permet l'acquisition du premier film extra atmosphérique (134 km d'altitude), le 24 octobre 1946, dédié à l'observation de la surface terrestre. Une des images d'un film similaire tourné à bord d'un V2 de l'époque est présentée sur la figure 2. Depuis ce jour, l'intégration de systèmes d'imagerie spatiale à bord des lanceurs se démocratise. Après le lancement de Spoutnik le 4 octobre 1957, la porte est ouverte aux applications de télédétection embarquées sur des satellites artificiels. En août



Fig. 1 – La commune de Labruguière prise d'un cerf volant par Arthur Batut en 1896.



Fig. 2 – Photographie du Nouveau-Mexique prise par une fusée V2 dans la fin des années 1940.

1959, la sonde *Explorer 6* capture ses premiers clichés de la Terre et le premier satellite entièrement dédié à l'étude des phénomènes météorologiques, TIROS-1, est lancé en 1960. Ils marquent ainsi le début de l'ère de l'utilisation des satellites pour des applications d'imagerie.

Jusqu'à la fin des années 1970, ces images sont principalement capturées à l'aide de films photographiques. Suite à l'invention de la camera à tube en 1927<sup>1</sup>, et plus particulièrement grâce aux cameras Vidicon<sup>2</sup> on trouve parfois des systèmes à tube dans des applications d'imagerie spatiale (par exemple sur les sondes d'exploration *Surveyor*, *Ranger*, *Mariner*, *Viking* et *Voyager*). Deux événements principaux ont conduit au remplacement de ces systèmes d'imagerie par des capteurs d'image intégrés :

1. par Kálmán Tihanyi puis en 1931 par Vladimir Zworykin.
2. inventées en 1950 par PK Weimer, SV Forgue and RR Goodrich a RCA



Fig. 3 – Photographie satellitaire de la ville de Toulouse réalisée par SPOT 5 en 2002. Crédits photo CNES-Spot Image.

- le lancement du projet *Large Space Telescope* (futur *Hubble Space Telescope*) par la NASA en 1965,
- l'invention du dispositif à transfert de charge, bien connu aujourd'hui sous le nom de capteur CCD (*charge coupled device*), en 1970.

À ceci s'ajoute les exigences croissantes du laboratoire NASA-JPL (*Jet Propulsion Laboratory*) en matière d'imagerie pour de futures sondes destinées à l'exploration du système solaire. L'utilisation de films photographiques nécessite le rapatriement régulier des pellicules pour éviter leur dégradation due aux radiations présentes dans l'environnement spatial. Une telle opération est envisageable pour des missions d'observation de la Terre mais devient irréalisable pour l'exploration du système solaire. Les imageurs à tube, quant à eux, sont des dispositifs fragiles, de taille significative, avec une qualité géométrique moyenne et une consommation de puissance importante. De plus, leur incapacité à intégrer correctement une scène pendant une longue durée et leur durée de vie limitée les rendent aussi incompatibles avec les exigences des ces projets spatiaux. Suite à ces constats, des efforts intensifs ont permis d'améliorer considérablement les capteurs CCD jusqu'à ce qu'ils deviennent l'outil indispensable de l'imagerie électronique de haute performance à partir de la fin des années 1970. Le télescope Hubble embarque en 1990 un capteur intégré pour l'observation de l'espace. Ces CCD détiennent depuis le monopole des capteurs embarqués sur des satellites dédiés à l'imagerie. C'est grâce à ces imageurs intégrés que les images satellitaires, comme l'image de Toulouse présentée sur la figure 3, font désormais partie de notre quotidien.

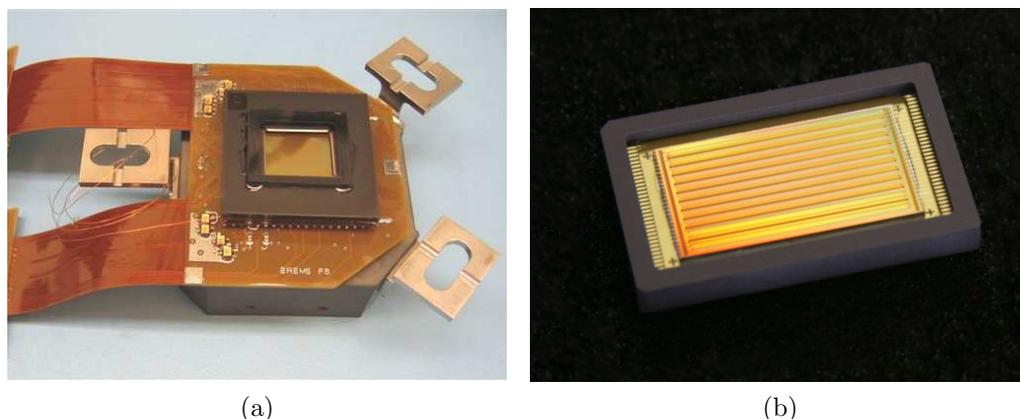


Fig. 4 – Illustration de capteurs d’image CMOS dédiés à l’imagerie spatiale. (a) Modèle de vol de l’imageur COBRA2M destiné au satellite d’océanographie Coréen COMS. (b) Détecteur prototype multi-ligne et multi-spectral COBRA NxK pour l’observation de la Terre par défilement (capteur proche de celui en cours de développement pour le satellite européen Sentinel-2). Développement ISAE et EADS-Astrium.

Au milieu des années 1990, le regain d’intérêt pour les capteurs d’image réalisés à l’aide de procédés de fabrication CMOS a conduit au développement d’imageurs intégrés pouvant concurrencer les CCD dans certaines applications. Leur faible consommation de puissance, la flexibilité de leur mode de lecture et leur bonne résistance aux radiations ont conduit à leur adoption pour la réalisation de senseurs stellaires au début des années 2000. Ces senseurs sont utilisés pour le contrôle d’attitude des satellites artificiels. Le dernier saut technologique des capteurs CMOS a été accompli par l’utilisation de procédés de fabrication optimisés pour les applications d’imagerie. Ces technologies, dites CIS pour CMOS *Image Sensor*, permettent à ces dispositifs d’atteindre des qualités d’image comparables à celles des CCD. Les CIS sont désormais une alternative sérieuse aux CCD et suscitent un intérêt croissant, notamment de la part des agences et industries spatiales européennes. Le satellite Coréen COMS, dont le lancement est prévu courant 2009, emportera à son bord un imageur CIS au sein de son instrument GOCI (*Geostationary Ocean Color Instrument*). Ce sera très probablement la première mission spatiale en orbite géostationnaire à utiliser un capteur d’image CMOS pour une application d’imagerie. Le satellite européen d’observation de la Terre GMES Sentinel-2 disposera lui aussi d’un instrument optique, VNIR, équipé d’un CIS. Ce sera une première pour une mission opérationnelle européenne. Son lancement est prévu en 2012. Ces deux capteurs sont illustrés sur la figure 4.

L'ENVIRONNEMENT SPATIAL est un milieu hostile dans lequel une grande quantité de particules énergétiques agressent régulièrement les satellites et les composants électroniques qu'ils emportent. Ces circuits intégrés doivent être capables de supporter les fortes doses de radiation auxquelles ils sont exposés. L'effet de ces radiations sur les capteurs d'image CMOS a fait l'objet de plusieurs études par le passé. Ces travaux ont conduit à une amélioration conséquente de la résistance de ces capteurs à la dose ionisante. En parallèle, les procédés de fabrication ont rapidement évolué et les techniques de durcissement établies durant ces études ne peuvent pas être appliquées directement aux imageurs fabriqués grâce aux technologies CIS actuelles. Les effets de l'environnement radiatif sur les capteurs CIS modernes ne peuvent pas non plus être estimés *a priori*.

C'est dans ce contexte que s'inscrit notre étude qui a pour objet l'identification et la compréhension des dégradations que subissent les capteurs CIS de nouvelle génération lorsqu'ils sont exposés aux radiations présentes dans l'environnement spatial. Ces travaux devront permettre d'optimiser la conception d'imageurs afin que leurs performances ne soient pas dégradées par l'environnement radiatif des futures missions d'imagerie spatiale toujours plus exigeantes en terme de performance.

Dans un premier chapitre nous abordons les risques que représente l'environnement spatial pour les capteurs d'image CMOS. Le deuxième volet de ce manuscrit présente l'approche que nous avons souhaité utiliser pour analyser efficacement les effets des radiations et pour en localiser les sources. La méthode que nous proposons est ensuite appliquée à l'étude des dégradations causées d'une part, par les effets cumulés des rayonnements ionisants au chapitre 3 et d'autre part, par les effets cumulés des flux de protons au chapitre 4. La conclusion de cette étude synthétise les principaux résultats et leurs implications pour les travaux futurs.

## Bibliographie

- [1] N. M. Short, "The remote sensing tutorial," nASA GSFC. En ligne : <http://rst.gsfc.nasa.gov/>
- [2] J. Janesick, *Scientific Charge-Coupled Devices*. SPIE Press, 2001.
- [3] "SPOT image." En ligne : <http://www.spotimage.fr/>
- [4] W. Ogiers, "Identification of CMOS imager applications in space," IMEC, division MAP, Work Package 4100 of the GSTP activity Ana-

log Silicon Compiler for Mixed Signal ASICs, ESA contract number 11970/96/NL/FM P60280-MS-RP-01, 1997.

- [5] 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,” dans *Int. Conf. Space Optics*, Toulouse, 2008.

# Chapitre 1

## Imageurs CMOS et environnement radiatif spatial

### Plan du chapitre

---

1.1	Introduction aux imageurs CMOS . . . . .	3
1.2	Environnement radiatif spatial . . . . .	14
1.3	Défauts induits par les radiations . . . . .	16
1.4	Effets connus des radiations sur les imageurs . .	32
1.5	Résumé . . . . .	35

---

Le terme « capteur d'image CMOS » [1–7] regroupe l'ensemble des imageurs intégrés réalisés grâce à des procédés de fabrication CMOS<sup>1</sup>. Ces procédés, ou technologies, permettent l'intégration de transistors à effet de champ (FET<sup>2</sup>) à grille isolée (MOST<sup>3</sup>) complémentaires : des MOSFETs<sup>4</sup> à canal N et à canal P. Ces technologies sont de loin les plus utilisées aujourd'hui pour la fabrication de circuits intégrés destinés aux applications grand public, comme les microprocesseurs. Elles sont donc en constante évolution et leur capacité d'intégration ne cesse d'être augmentée.

L'une des forces des imageurs CMOS réside dans l'utilisation de ces technologies de pointe qui leur permettent de profiter des dernières avancées de l'industrie microélectronique, comme la réduction des tailles des transistors, la baisse des tensions de fonctionnement et la diminution des courants parasites. De plus, la possibilité d'intégrer des fonctions électroniques complexes sur le même circuit que la matrice photosensible voire même à l'intérieur

---

1. *Complementary Metal Oxide Semiconductor*
2. *Field Effect Transistor*.
3. *Metal Oxide Semiconductor Transistor*.
4. *Metal Oxide Semiconductor Field Effect Transistor*

du pixel ouvre la porte à de nouvelles applications comme les rétines artificielles [8, 9] ou la fabrication de caméras miniatures [10].

En comparaison de leur concurrent historique, les capteurs CCD<sup>5</sup>, les CIS présentent aussi un nombre important d'intérêts pour les applications spatiales. On peut citer l'accès rapide à l'information, leur faible consommation, la possibilité d'intégrer des fonctions de traitement du signal dans le pixel et leur bonne tenue aux radiations.

Ce dernier point est critique pour les applications spatiales. L'environnement auquel est soumis un satellite au cours de sa mission est constitué de particules énergétiques capables de détériorer significativement les circuits électroniques embarqués et notamment les capteurs d'image. En interagissant avec les matériaux qui composent les capteurs d'image, ces radiations peuvent induire des courants parasites, des baisses de sensibilité et des pertes de fonctionnalités. Il existe de nombreuses études sur les effets des radiations dans les circuits électroniques, notamment dans les transistors et les circuits numériques. Une part importante de ces études provient de la communauté de la physique des particules (voir par exemple [11–13]). En revanche, peu de travaux se focalisent sur les capteurs d'image CMOS. L'amélioration de leur résistance aux radiations étant l'une des conditions *sine qua non* de la fiabilité de missions spatiales en cours d'étude, il est impératif de comprendre et de localiser les dégradations induites par l'environnement radiatif spatial dans ces imageurs.

En comparaison de la majorité des circuits intégrés, l'originalité des imageurs CMOS réside dans la conversion de l'information lumineuse en signal électrique. Le transducteur qui réalise cette fonction est aussi le plus sensible aux radiations. C'est pourquoi nous nous intéressons uniquement aux éléments du capteur qui réalisent cette fonction. C'est la raison pour laquelle nous nous sommes limité à l'étude de la forme la plus simple du capteur d'image CMOS à pixel actif : le pixel APS<sup>6</sup> à trois transistors par pixel<sup>7</sup> (3T APS).

Dans les deux premières parties de ce chapitre, nous présentons une vue d'ensemble du fonctionnement des imageurs CMOS et de la constitution de l'environnement radiatif spatial. Les deux dernières parties traitent des effets connus de ces radiations sur les imageurs CMOS.

---

5. *Charge Coupled Devices*

6. *Active Pixel Sensor*

7. Voir [5] pour une liste de pixels utilisés dans les imageurs CMOS.

## 1.1 Introduction aux imageurs CMOS

Dans cette partie, nous exposons brièvement les notions sur les imageurs à circuit intégré qui sont nécessaires à la compréhension des chapitres suivants. Pour une vision plus complète et plus détaillée des phénomènes mis en jeu et de l'architecture des capteurs d'image, le lecteur pourra se référer aux ouvrages suivants [5, 14, 15] ou aux références citées tout au long de cette section.

### 1.1.1 Principe de fonctionnement

Dans un instrument optique destiné à l'imagerie, la scène à acquérir est tout d'abord projetée sur la zone photosensible du capteur grâce à un système optique (Fig. 1.1). Cette zone photosensible est divisée en zones photosensibles élémentaires appelées pixels<sup>8</sup>. Chaque pixel du capteur correspond alors à un échantillon spatial (voir Fig. 1.2) de l'image et reçoit une quantité de photons proportionnelle à l'éclairement de la zone échantillonnée correspondante.

Au sein du pixel, les photons absorbés par le photosite (une photodiode dans notre cas) génèrent des charges. La charge totale collectée par le photosite est ensuite convertie en tension puis lue grâce à la chaîne de lecture associée. Cette opération est généralement effectuée de manière séquentielle. Chaque pixel est tour à tour sélectionné grâce à l'architecture présentée sur la Fig. 1.3. Dans les capteurs que nous présentons ici, le signal résultant en sortie est analogique. Il est ensuite numérisé pour en faciliter le traitement. Grâce à la possibilité d'intégrer des fonctions électroniques élaborées dans un capteur CMOS, cette conversion analogique-numérique peut éventuel-

8. En imagerie numérique, un pixel (contraction de *picture element*) est le plus petit élément d'information d'une image. Par analogie, le plus petit élément photosensible d'un capteur d'image est également appelé pixel.

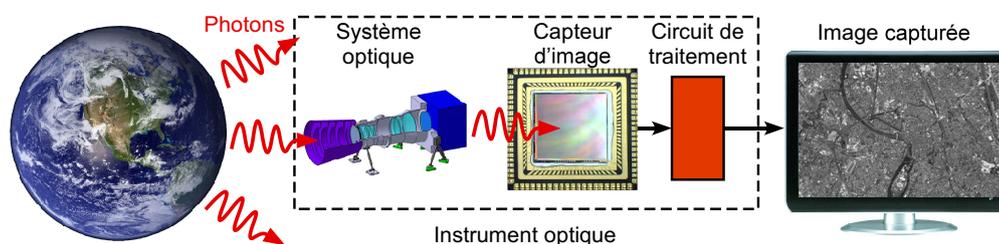


Fig. 1.1 – Schéma de principe de l'acquisition d'une image par un instrument optique imageur classique.



Fig. 1.2 – Illustration de l'échantillonnage spatial. (a) Image haute résolution, l'effet de l'échantillonnage spatial n'est pas visible. (b) Image basse résolution ( $25 \times 38$  pixels), les échantillons spatiaux (c-à-d. les pixels) sont clairement visibles.

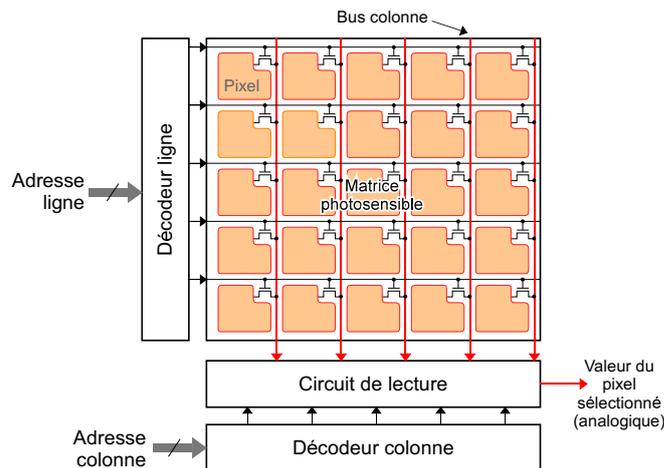


Fig. 1.3 – Vue synoptique de l'architecture d'un capteur d'image CMOS classique.

lement être réalisée sur le circuit intégré (comme bien d'autres opérations plus complexes).

### 1.1.1.1 Absorption des photons

Selon la loi de Bouguer [16] — plus connue sous le nom de loi de Beer-Lambert —, le flux de photons qui arrive à la surface du silicium décroît exponentiellement avec la distance parcourue dans le semiconducteur. Pour une longueur d'onde donnée, un matériau peut alors être caractérisé par une profondeur effective de pénétration correspondant à la valeur pour laquelle 63% des photons du flux incident ont été absorbés. La Fig. 1.4 présente

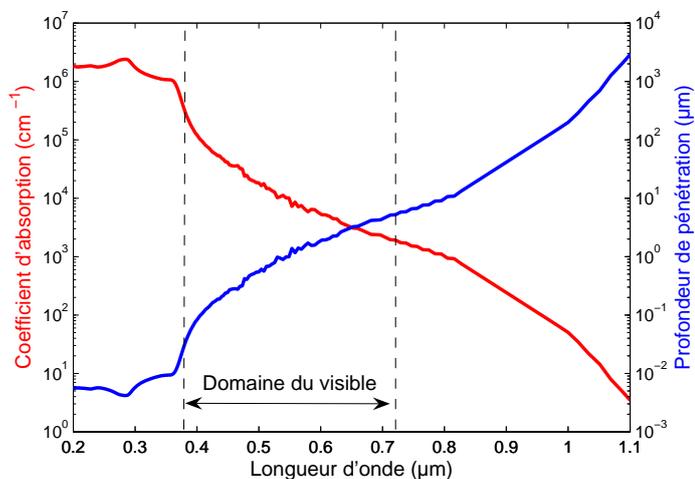


Fig. 1.4 – Coefficient d’absorption et profondeur effective de pénétration des photons dans le silicium en fonction de la longueur d’onde.

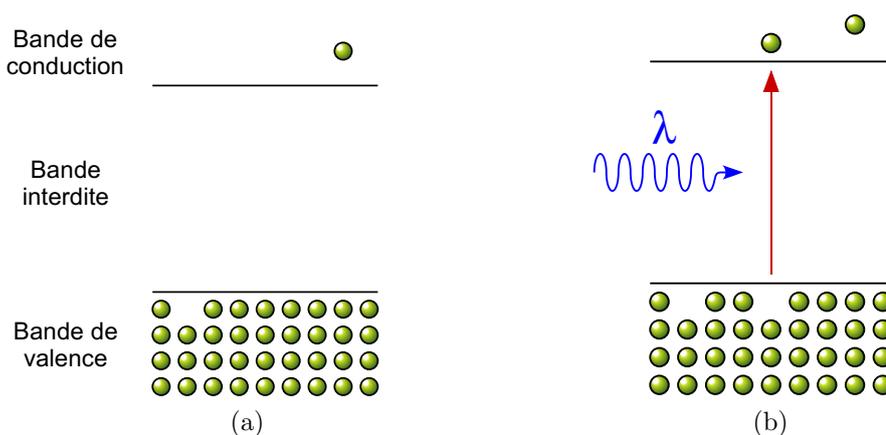


Fig. 1.5 – Illustration de l’effet photoélectrique interne dans un semiconducteur. (a) Avant l’absorption d’un photon. (b) Le photon absorbé transfère l’intégralité de son énergie à un électron de la bande de valence qui est alors capable de passer dans la bande de conduction.

l’évolution de cette distance avec la longueur d’onde dans le silicium. Le phénomène responsable de cette absorption est l’effet photoélectrique interne illustré par la Fig. 1.5. Pour les longueurs d’onde du domaine visible, un photon est absorbé en cédant la totalité de son énergie à un seul électron. Pour les photodiodes à base de silicium polarisées en inverse à température ambiante, quasiment tous les états d’énergie de la bande de valence sont occupés alors que la grande majorité des états d’énergie de la bande de

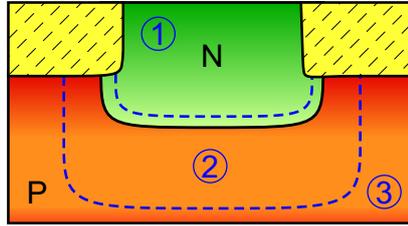


Fig. 1.6 – Vue en coupe d’une photodiode de capteur d’image CMOS. Les régions quasi-neutres N (zone 1) et P (zone 3) y sont représentées ainsi que la zone dépeuplée (zone 2).

conduction sont libres. La transition la plus probable est donc la transition d’un électron de la bande de valence vers la bande de conduction (transition inter bandes). Le silicium étant un semiconducteur à gap indirect, l’absorption d’un photon dans ces longueurs d’onde est nécessairement assistée par un phonon. L’énergie minimale requise correspond en théorie à l’écart d’énergie qui sépare ces deux bandes : la largeur de bande interdite égale à 1.12 eV à 300 K dans le silicium [17]. La longueur d’onde maximale correspondante est environ de 1100 nm.

#### 1.1.1.2 Collection des porteurs générés

Une fois les paires électron-trou [17] générées, elles peuvent être collectées par la zone dépeuplée de la photodiode polarisée en inverse. La Fig. 1.6 présente une vue en coupe d’une photodiode de capteur d’image CMOS. Elle consiste en une jonction entre un semiconducteur dopée N et un semiconducteur dopée P. Trois zones sont à considérer, la zone quasi-neutre dopée N, la zone quasi-neutre dopée P et la zone dépeuplée. Toutes les charges générées dans la zone dépeuplée sont automatiquement collectées par le champ électrique présent [18]. Les porteurs minoritaires en excès générés dans les zones quasi-neutres peuvent se déplacer jusqu’à la zone dépeuplée par diffusion et donc être là aussi collectés. Le phénomène de recombinaison dans les zones quasi-neutres réduit la probabilité de collection des charges photo-générées dans les zones quasi-neutres. Ceci est d’autant plus vrai que les porteurs sont générés loin de la zone dépeuplée.

Dans un capteur CMOS standard<sup>9</sup>, aux longueurs d’onde les plus courtes (< 400 nm), la majorité des charges photogénérées se recombine en surface [19] alors qu’aux longueurs d’onde les plus grandes (> 900 nm), un nombre important de porteurs sont générés loin de la jonction et se recom-

9. réalisé grâce à un procédé de fabrication commercial standard, sur substrat ou couche d’épitaxie uniformément dopée.

binent sans atteindre la jonction. Pour une profondeur de pénétration du même ordre de grandeur que la profondeur de jonction, soit par exemple  $1\ \mu\text{m}$  (longueur d'onde autour de  $550\ \text{nm}$ ), une bonne partie des charges photogénérées parviennent à être collectées avant d'être recombinaées. Pour un type de capteur donné, il existe donc une plage de longueur d'onde optimale pour laquelle la collection est maximale.

Les charges collectées participent au courant inverse de la jonction en traversant cette dernière sous l'effet du champ électrique. Ce courant photogénéré est appelé photocourant. Il est proportionnel au niveau d'éclairement et il est supposé constant en fonction de la tension inverse sur les plages normales de fonctionnement. On le modélise donc fréquemment par une source de courant idéale dont l'intensité est donnée pour un flux incident monochromatique de longueur d'onde  $\lambda$  par :

$$I_{\text{photo}}(\lambda) = q \cdot \eta_{\text{ext}}(\lambda) \cdot \Phi \cdot S_{\text{photo}}, \quad (1.1)$$

avec  $\eta_{\text{ext}}(\lambda)$  le rendement quantique externe à la longueur d'onde donnée,  $\Phi$  le flux de photons incidents (par unité de surface et de temps, généralement appelé éclairement en photométrie) et  $S_{\text{photo}}$  la surface photosensible du pixel.

### 1.1.1.3 Lecture du signal de sortie

La Fig. 1.7 présente l'architecture qui permet de convertir le photocourant en différence de potentiel et de l'acheminer en sortie du capteur.

Dans le type de capteur d'image considéré (APS 3T), le photocourant est intégré sur la capacité parasite de la photodiode<sup>10</sup>. Pour ce faire, cette capacité est chargée par une tension de recharge  $V_{\text{RST}}$  durant le cycle de recharge à l'aide du transistor de recharge TN1. Une fois chargé, le potentiel  $V_D$  du noeud de collection atteint une valeur de l'ordre de  $2.4\ \text{V}$  pour les capteurs utilisés dans cette étude. Après l'étape de recharge, le transistor TN1 est ouvert et le noeud de collection devient flottant. Le photocourant peut ainsi le décharger. Cette décharge a lieu durant un temps déterminé par l'utilisateur appelé temps d'intégration. Elle est proportionnelle à cette durée et à l'intensité du photocourant. Le nombre de photons reçus peut donc être déduit de la différence entre la tension mesurée au début de l'intégration et celle mesurée à la fin.

La mesure de ces tensions s'effectue par l'intermédiaire de la chaîne de lecture présentée sur la Fig. 1.7. Les potentiels mesurés en sortie ( $V_{\text{sig}}$  et  $V_{\text{ref}}$ )

<sup>10</sup>. Les autres composants qui sont connectés au noeud de collection participent aussi à cette capacité.

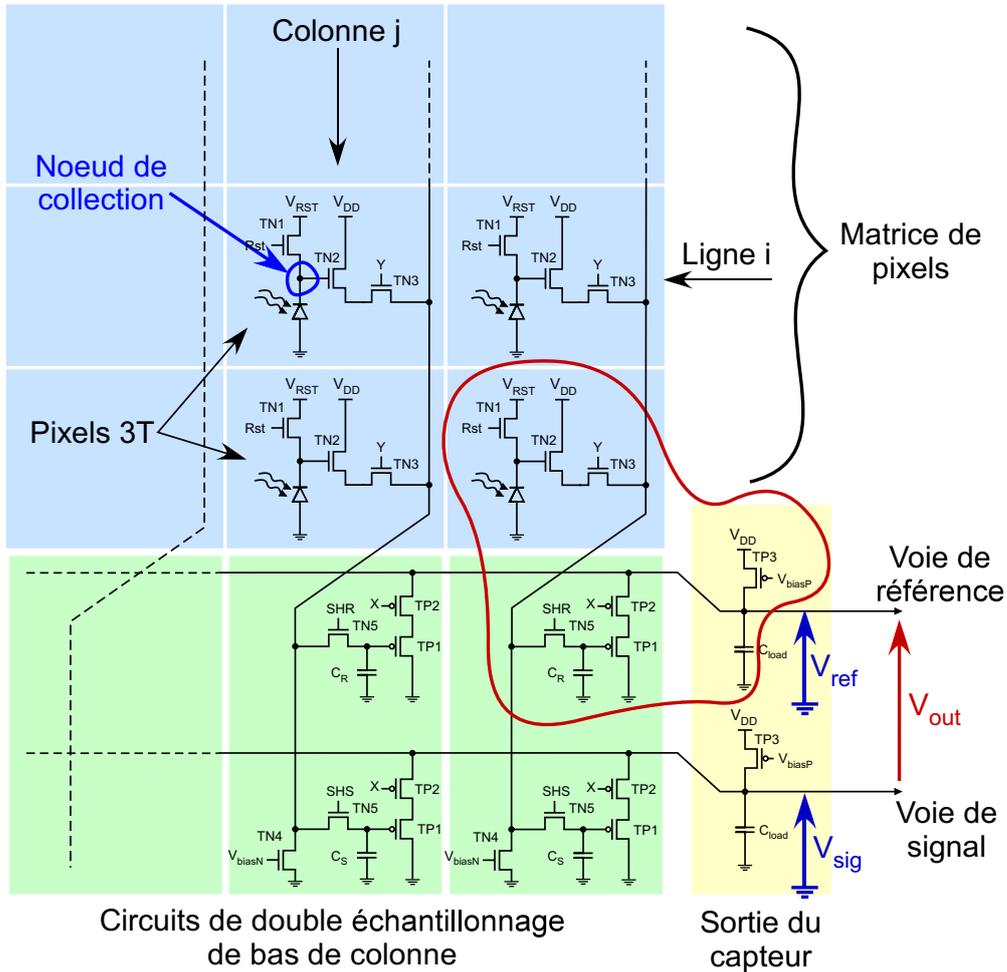


Fig. 1.7 – Schéma électrique d'un capteur d'image CMOS avec pixels 3T et circuits de double échantillonnage en bas de colonne. Seuls quatre pixels et leurs chaînes de lecture sont représentés. Les signaux d'adressage X et Y sont fournis par les décodeurs de colonne et de ligne respectivement (non représentés sur la figure). La zone entourée regroupe trois éléments : un pixel, un échantillonneur de bas de colonne et un amplificateur de sortie.

représentent le potentiel de cathode  $V_D$ , échantillonné à un instant donné, à un gain et une tension de décalage près. À la fin du cycle de recharge (phase 1 sur la Fig. 1.8) la tension de référence  $V_D$  présente sur le noeud de collection est échantillonnée sur la capacité d'échantillonnage  $C_R$  et correspond alors à la tension  $V_{ref}$  en sortie du capteur. Durant l'intégration (phase 2), la photodiode se décharge et  $V_D$  diminue. À la fin de l'intégration la tension de signal est stockée de la même manière sur la capacité  $C_S$ . Elle correspond à la tension  $V_{sig}$  en sortie du capteur. La différence  $V_{out} = V_{ref} - V_{sig}$  fournit une valeur proportionnelle à la décharge aux bornes de la photodiode et par

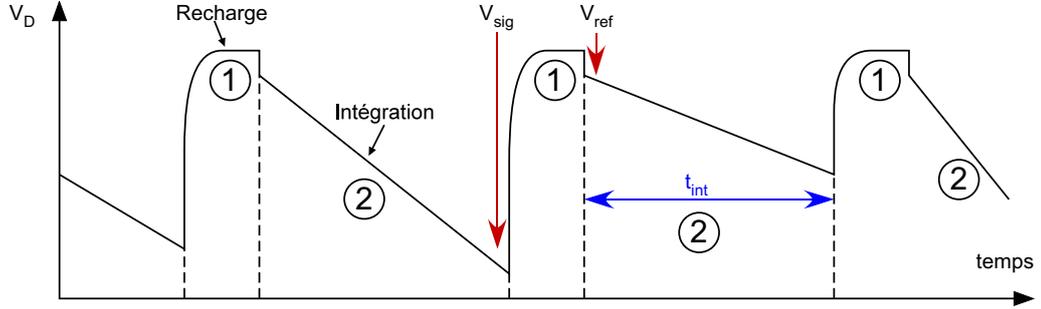


Fig. 1.8 – Évolution du potentiel du noeud de collection  $V_D$  d'un pixel en fonction du temps. Sont représentés, les instants auxquels la tension de référence ( $V_{\text{ref}}$  en sortie) et la tension de signal ( $V_{\text{sig}}$  en sortie) sont acquises dans le cas d'un double échantillonnage non corrélé.

conséquent à l'éclairement  $\Phi$  vu par le pixel :

$$V_{\text{out}} = V_{\text{ref}} - V_{\text{sig}} = K \cdot \Phi \cdot t_{\text{int}}, \quad (1.2)$$

avec  $K$  une constante (voir section suivante pour une expression plus détaillée) et  $t_{\text{int}}$  le temps d'intégration.

Dans les capteurs étudiés,  $V_{\text{ref}}$  est échantillonnée au début du cycle d'intégration suivant l'acquisition de  $V_{\text{sig}}$  (comme illustré sur la Fig. 1.8). On parle alors de double échantillonnage non corrélé [20, 21].

## 1.1.2 Caractéristiques d'un capteur d'image CMOS

### 1.1.2.1 Fonction de transfert

Après l'étape de double échantillonnage citée précédemment, la tension de sortie  $V_{\text{out}}$  du capteur en fonction du nombre de charges  $N_{\text{ch}}$  qui ont traversé la jonction durant le temps d'intégration  $t_{\text{int}}$  peut s'exprimer dans la zone de fonctionnement linéaire :

$$V_{\text{out}} = F_{\text{cv}} G_{\text{rd}} N_{\text{ch}} + V_{\text{off}}, \quad (1.3)$$

avec  $G_{\text{rd}}$  le gain de la chaîne de lecture et  $V_{\text{off}}$  une tension de décalage parasite. Le terme  $F_{\text{cv}}$  représente le facteur de conversion charge-tension au niveau de la photodiode, il varie comme l'inverse de la capacité du noeud de collection  $C_{\text{nc}}$  :

$$F_{\text{cv}} = \frac{q}{C_{\text{nc}}}. \quad (1.4)$$

Le nombre de charges collectées  $N_{\text{ch}}$  est le produit du courant inverse de la jonction  $I_{\text{photo}} + I_{\text{obs}}$  et du temps d'intégration  $t_{\text{int}}$ . Le courant  $I_{\text{obs}}$  est un

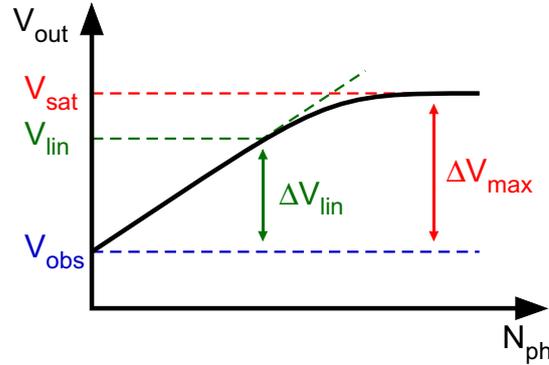


Fig. 1.9 – Illustration des caractéristiques primaires d’un capteur d’image. La tension moyenne de sortie d’un capteur d’image CMOS est représentée en fonction du nombre de photons incidents.

courant parasite qui traverse la diode en l’absence d’éclairement, il est communément appelé courant d’obscurité dans les photodétecteurs. Par suite, l’équation (1.3) s’écrit :

$$V_{\text{out}} = F_{\text{cv}} G_{\text{rd}} \frac{(I_{\text{photo}} + I_{\text{obs}}) t_{\text{int}}}{q} + V_{\text{off}}, \quad (1.5)$$

ou encore dans le cas d’un éclairage monochromatique :

$$V_{\text{out}} = F_{\text{cv}} G_{\text{rd}} \eta_{\text{ext}} N_{\text{ph}} + V_{\text{obs}}, \quad (1.6)$$

avec  $N_{\text{ph}} = \Phi \cdot S_{\text{photo}} \cdot t_{\text{int}}$  le nombre de photons qui ont traversé le pixel durant l’intégration et  $V_{\text{obs}} = F_{\text{cv}} G_{\text{rd}} I_{\text{obs}} t_{\text{int}} / q + V_{\text{off}}$  la tension d’obscurité. L’équation (1.6) représente la fonction de transfert électro-optique du capteur. Elle est illustrée sur la Fig. 1.9 qui présente l’évolution de la tension  $V_{\text{out}}$  moyenne mesurée en sortie en fonction du nombre de photons incidents par pixel  $N_{\text{ph}}$  (en photons/pixel) pour un temps d’intégration fixe. L’éclairement est supposé uniforme sur toute la matrice, et la tension représentée résulte d’une moyenne de la réponse de tous les pixels.

Lorsque le nombre de photons incident augmente, la tension qui apparaît en sortie du capteur croît de façon linéaire jusqu’à la tension  $V_{\text{lin}}$ . Cette linéarité est définie à un pourcentage près et la tension  $V_{\text{lin}}$  correspond au point où les non-linéarités dépassent ce pourcentage. Le principal écart de linéarité dans la zone utile est dû, dans un pixel APS 3T, à la variation de la capacité de la photodiode avec la tension à ses bornes. Ceci a pour effet de diminuer le facteur de conversion lorsque la photodiode se décharge. Une deuxième déviation plus brutale apparaît lorsque le potentiel de source du transistor suiveur intra-pixel TN2 devient insuffisant pour permettre à la

source de courant N (transistor TN4 sur la Fig. 1.7, au pied de chaque colonne) de fonctionner en saturation. Selon les polarisations et les tensions de seuil des transistors de la chaîne de lecture, d'autres non-linéarités peuvent apparaître. La plage définie par  $\Delta V_{\text{lin}} = V_{\text{lin}} - V_{\text{obs}}$  correspond à la plage de linéarité utile du capteur<sup>11</sup>. Pour des nombres de photons incidents plus importants, la tension continue d'augmenter jusqu'à la tension de saturation  $V_{\text{sat}}$ . La plage  $\Delta V_{\text{max}} = V_{\text{sat}} - V_{\text{obs}}$  est définie comme la variation de tension maximale.

### 1.1.2.2 Signal d'obscurité

Le signal d'obscurité  $V_{\text{obs}}$  est principalement causé par à la décharge de la photodiode en l'absence d'excitation lumineuse et aux décalages de tension causés par l'électronique de lecture. Le courant parasite d'obscurité évoqué précédemment est à l'origine de cette décharge. La nature et les caractéristiques de ce courant sont discutées en détail dans la section 2.4.3.2 p. 74, ainsi que dans les chapitres 3 et 4. Pour un temps d'intégration donné, ce courant réduit la plage de linéarité et la variation de tension maximale. De plus, un bruit de grenaille lui est associé. Ce bruit supplémentaire augmente la valeur du flux minimum détectable. Tout ceci a pour conséquence de diminuer la dynamique du capteur.

### 1.1.2.3 Dynamique

Un grand nombre de définitions existent pour exprimer la capacité d'un capteur d'image à restituer la dynamique d'une scène. L'expression à utiliser dépend principalement de l'application visée et de l'architecture de l'imageur. Dans un capteur idéal supposé linéaire jusqu'à saturation, on la définit généralement par rapport aux niveaux de tension (et parfois de courant[6]). La dynamique, ou *dynamic range*, vaut dans ce cas [22] :

$$DR = \frac{\Delta V_{\text{max}}}{\sigma_{\text{obs}}}, \quad (1.7)$$

avec  $\sigma_{\text{obs}}$  le bruit en obscurité.

### 1.1.2.4 Vue d'ensemble des bruits temporels

Les bruits temporels suivants se manifestent dans les capteurs d'image CMOS étudiés dans ce manuscrit [21, 23] :

---

11. Il est important de noter que la plage de linéarité utile dépend des caractéristiques du capteur mais également de l'application visée.

**Bruit de photons** La nature corpusculaire de la lumière incohérente implique que le nombre de photons reçus par un pixel durant un temps donné suit une loi de Poisson [24, 25]. Par conséquent, la variance du nombre de porteurs photogénérés et collectés durant un temps d'intégration donné est égale à la valeur moyenne de ce nombre :

$$\sigma_{\text{ph}}^2 = \bar{N}_{\text{ph}}. \quad (1.8)$$

Ce bruit domine lorsque le nombre de photons incident est grand.

**Bruit du courant d'obscurité** La génération et la collection du courant d'obscurité peuvent également être décrites par des processus aléatoires qui suivent une distribution de Poisson [14]. La variance du nombre de charges collectées durant un temps d'intégration donné est donc égale à la valeur moyenne de ce nombre :

$$\sigma_{\text{obs}}^2 = \bar{N}_{\text{obs}} = \frac{I_{\text{obs}}}{q \cdot t_{\text{int}}}, \quad (1.9)$$

avec  $\bar{N}_{\text{obs}}$  le nombre moyen de charges collectées en obscurité.

**Bruit de recharge** Cette contribution, aussi appelée bruit kTC, résulte de l'intégration du bruit thermique du transistor de recharge TN1 sur la capacité du noeud de collection durant la phase de recharge [21, 23]. La variance de la tension du noeud de collection  $\sigma_{\text{Vd}}^2$  due à ce bruit s'exprime :

$$\sigma_{\text{Vd}}^2 = \frac{kT}{C_{\text{nc}}}, \quad (1.10)$$

avec  $k$  la constante de Boltzmann,  $T$  la température et  $C_{\text{nc}}$  la capacité du noeud de collection. Ce bruit domine à faible flux uniquement lorsque le signal d'obscurité est lui aussi faible. Il est éliminé dans les dispositifs permettant de réaliser un double échantillonnage corrélé alors que sa variance est doublée dans un capteur n'utilisant que le mode non corrélé.

**Bruit de lecture** Ce terme regroupe tous les bruits survenant après la conversion charge-tension. Il est en principe indépendant du nombre de charges collectées. Parmi les contributions principales on peut noter le bruit thermique et le bruit de scintillement en  $1/f$  du transistor suiveur TN2 (voire son bruit télégraphique [26–29] dans certaines conditions<sup>12</sup>).

---

12. Lorsque le bruit kTC est éliminé par double échantillonnage corrélé et que les dimensions du transistor TN2 sont assez réduites pour mettre en évidence le phénomène.

Dans les imageurs CMOS où une forte activité numérique existe, comme dans les capteurs dits « intelligents » [30, 31], le couplage par le substrat du bruit induit par cette activité peut avoir un impact significatif sur les performances [32].

Quel que soit le bruit dominant, il est important de souligner le fait qu'un plancher de bruit existe toujours dans un capteur d'image.

### 1.1.2.5 Non-uniformités spatiales

Il existe des variations entre les réponses des pixels. Elles sont principalement causées par les disparités inhérentes au procédé de fabrication. Les caractéristiques suivantes sont les principaux critères de non uniformité utilisés [33] :

- La PRNU<sup>13</sup> ou non uniformité de photoréponse. Elle représente les variations de rendement quantique externe sur la matrice de pixel. En pratique les variations de facteur de conversion  $F_{cv}$  et de gain de chaîne  $G_{rd}$  sont généralement inclus dans la PRNU. Si ce n'est pas le cas, des non uniformités de gain et de facteur de conversion peuvent être évaluées séparément.
- La DSNU<sup>14</sup> ou non uniformité de courant d'obscurité.
- Le FPN<sup>15</sup> ou bruit spatial fixe. Ce dernier rend compte des disparités de la tension de décalage  $V_{off}$  sur l'ensemble de la matrice. Les variations qui dominent ce bruit après double échantillonnage sont dues aux étages d'amplification de colonne. On définit donc généralement un FPN ligne et un FPN colonne pour dissocier les disparités des amplificateurs colonnes de celles des transistors intra-pixel.

### 1.1.2.6 Fonction de transfert de modulation

La fonction de transfert de modulation, ou FTM, d'un imageur donne, pour chaque fréquence spatiale de la scène à acquérir, le facteur d'atténuation en sortie du capteur [34]. En d'autres termes, la FTM rend compte de la capacité du capteur à restituer les détails les plus fins d'une scène (ou sa capacité à reproduire les contrastes de l'image pour chaque fréquence spatiale). Elle dépend d'un nombre important de facteurs [35] comme le pas des pixels, la taille et la forme de la zone photosensible ou la diffusion des charges photogénérées [36].

---

13. *Photo-Response Non Uniformity*

14. *Dark Signal Non Uniformity*

15. *Fixed Pattern Noise*

## 1.2 Environnement radiatif spatial

La Fig. 1.10 présente les sources de radiation présentes dans l'environnement spatial. Alors que la magnétosphère nous protège de la grande majorité de ces rayonnements, les satellites en orbite autour de la Terre, ou en mission interplanétaire, en subissent les agressions répétées. L'environnement radiatif spatial peut être décomposé de la façon suivante [37–42] :

**Le vent solaire** L'agitation thermique de la couronne solaire (dont la température de plasma est de l'ordre du million de degré [42]) conduit à l'éjection continue d'électrons et de protons. Il s'en suit un flux permanent de particules émises appelé vent solaire. Il est essentiellement constitué de protons et d'électrons de quelques keV [42]. Ces particules se déplacent vers la Terre à des vitesses comprises entre 400 et 1000 km/s [39]. Le flux de particules résultant est de l'ordre de  $10^{12} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  [40]. Étant données leurs énergies relativement faibles, ces particules sont aisément arrêtées par une fine couche de blindage.

**Les éruptions solaires** Le réarrangement des boucles de champ magnétique engendre des éjections violentes de particules [39]. Ces éruptions solaires se produisent en moyenne dix mille fois par an [42] et sont le plus souvent constituées de photons X et visibles. Des éjections massives de protons (jusqu'à 100MeV) et en moindre quantité d'électrons (voire même d'ions lourds) peuvent se produire jusqu'à dix fois par an. Lors des éruptions les plus violentes (environ une par cycle solaire)

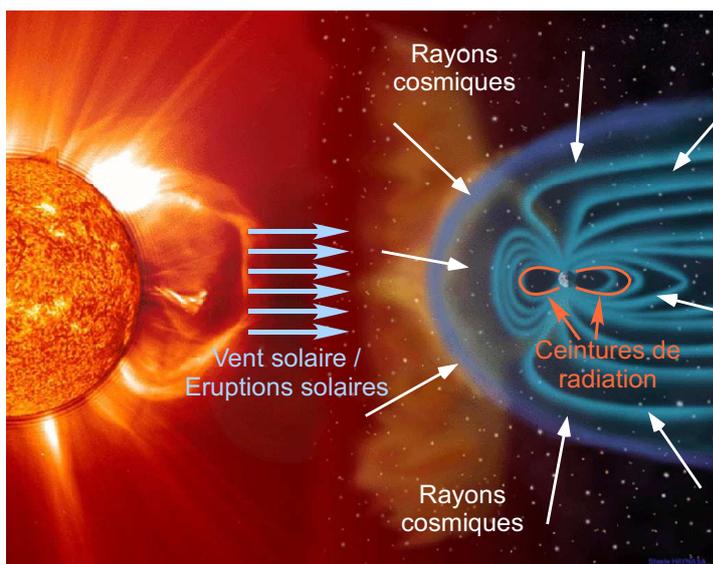


Fig. 1.10 – Illustration des sources de radiations présentes dans l'environnement spatial.

le flux intégré peut atteindre quelques  $10^{10} \text{ cm}^{-2}$  [43] et les énergies émises peuvent aller exceptionnellement jusqu'à quelques dizaine de MeV pour les électrons et 20 GeV pour les protons [39].

**Les ceintures de radiations** Le champ magnétique au voisinage de la Terre est tel que les particules chargées, dont l'énergie n'est pas suffisante pour échapper à son influence, se retrouvent piégées autour de ses lignes de champ [39, 41]. Les ceintures de radiations qui en résultent sont principalement constituées d'électrons dont l'énergie est comprise entre 1 keV et 30 MeV, et de protons d'énergie allant de 1 keV à 100 MeV [41]. Ces particules sont réparties entre un et dix rayons terrestres sur l'axe perpendiculaire à celui du champ magnétique terrestre. Un satellite dont l'orbite croise régulièrement ces poches de particules énergétiques est susceptible de recevoir une dose de radiation élevée. Dans la mesure du possible, les orbites sont choisies pour éviter les parties les plus intenses de ces ceintures de radiations.

**Le rayonnement cosmique** Des particules très énergétiques dont les sources sont situées bien au delà des limites du système solaire traversent régulièrement les satellites artificiels. Ce rayonnement cosmique est isotrope au niveau du système solaire. Il est constitué de 83% de protons, de 13% d'hélium, de 3% d'électrons et de 1% d'ions lourds. L'énergie de ces particules peut atteindre quelques TeV [41]. Le flux résultant est relativement faible en comparaison des autres sources de radiation mais les grandes énergies impliquées peuvent conduire à des événements singuliers importants ou à des dommages ponctuels permanents dans les circuits intégrés.

**Les rayonnements secondaires** Les particules citées ci-dessus génèrent des rayonnements secondaires en interagissant avec les blindages et la haute atmosphère [39]. Le ralentissement des particules chargées, principalement des électrons, conduit à l'émission de photons énergétiques (X), dit rayonnement de freinage ou Bremsstrahlung, qui peut détériorer les composants électroniques embarqués. Des photons visibles et ultraviolets sont aussi émis par radiation Cherenkov.

Toutes ces contributions sont modulées par l'activité solaire. L'intensité du vent solaire et des éruptions dépendent directement du cycle solaire (de l'ordre de onze années [39]). En déformant la magnétosphère le soleil est également capable de modifier la composition et la forme des ceintures de radiations et le rayonnement cosmique vus par les satellites en orbite terrestre [41, 42]. Des modèles tenant compte de l'activité solaire permettent de prédire l'intensité de chacune de ces sources. Grâce à ces modèles, des logi-

ciels tels que OMERE [44] ou SPENVIS [45] permettent d'estimer les doses de radiation que vont absorber des satellites au cour de leur mission [46].

## 1.3 Défauts induits par les radiations dans les circuits intégrés

Lorsqu'elles traversent un circuit intégré, les particules citées précédemment peuvent changer les propriétés des matériaux rencontrés en modifiant leur structure. Dans cette partie nous présentons brièvement les interactions mises en jeux et les défauts qu'elles peuvent engendrer dans les semiconducteurs.

### 1.3.1 Interactions radiation-matière

#### 1.3.1.1 Photons

Dans la plage d'énergie qui nous intéresse (de 1.12 eV à quelques MeV), les photons interagissent principalement avec les matériaux concernés en transférant leur énergie aux électrons via l'effet photoélectrique, l'effet Compton [47] (énergie  $> 124$  eV) et la création de paires électron-positron (énergie  $> 1.02$  MeV)<sup>16</sup> [48, 49]. Si son énergie est supérieure à la largeur de bande interdite du matériau, le photon absorbé peut générer une ou plusieurs paires électron-trou. Les photons visibles<sup>17</sup> ne peuvent générer qu'une seule paire électron-trou par photon absorbé. En revanche, les photons ultraviolets les plus énergétiques [50] ainsi que les photons  $X$  et  $\gamma$  disposent d'assez d'énergie pour générer plusieurs paires électron-trou [51, 52]. Des études expérimentales [53, 54] ont montré qu'au delà de 10 eV le nombre moyen de paires électron-trou générées suite à l'absorption d'une quantité d'énergie  $E$  peut être exprimé :

$$\eta_i = \frac{E}{E_{e-h}}, \quad (1.11)$$

avec  $E_{e-h}$  l'énergie moyenne nécessaire pour générer une paire électron-trou. Elle vaut 3.65 eV pour le silicium et 17 eV pour le SiO<sub>2</sub>. Dans tous les cas, lors de la création d'une paire électron-trou, une partie de l'énergie du photon est utilisée pour faire passer l'électron de la bande de valence à la bande de conduction. Le reste de l'énergie est soit émise sous la forme d'un nouveau

16. A des énergies bien supérieures, des réactions photo-nucléaires peuvent aussi se produire.

17. entre 1.7 et 3.1 eV

photon<sup>18</sup> soit transmise à l'électron qui pourra se désexciter en émettant des phonons ou en excitant à son tour d'autres électrons.

L'énergie moyenne absorbée sous forme d'ionisation et donnée par unité de masse est appelée dose ionisante absorbée [55] (TID pour *total ionizing dose* en anglais) :

$$\text{TID} = dE/dm. \quad (1.12)$$

Son unité SI est le gray (Gy) qui équivaut à 1 J/kg et aussi à 100 rad. Les phénomènes qui conduisent au dépôt de cette énergie ionisante sont complexes mais une expression reliant l'énergie du faisceau de particule à la dose déposée peut être établie dans certaines conditions [55] :

$$\text{TID} = \Phi \cdot E_{\text{ph}} \cdot (\mu_{\text{en}}/\rho), \quad (1.13)$$

avec  $\Phi \cdot E_{\text{ph}}$  le flux intégré d'énergie des photons incidents (en MeV/cm<sup>2</sup>) et  $(\mu_{\text{en}}/\rho)$  le coefficient d'absorption d'énergie massique (en cm<sup>2</sup>/g). Ce dernier est déterminé expérimentalement pour un matériau donné<sup>19</sup>. Ce formalisme permet d'aboutir à des valeurs de dose ionisante estimées dans un composant MOS irradié par du <sup>60</sup>Co avec une incertitude de  $\pm 20\%$  [55].

Pour des conditions d'irradiation fixes (nature des particules, flux et durée d'irradiation), la dose ionisante absorbée dépend de la densité du matériau irradié et du coefficient d'absorption d'énergie massique. Il est donc important de faire référence à la nature du matériau pour pouvoir remonter aux conditions d'irradiation. Les deux seuls matériaux considérés dans cette étude sont le silicium et le dioxyde de silicium. Leur densités étant très proches ( $\rho_{\text{Si}} = 2.328 \text{ g/cm}^3$  et  $\rho_{\text{SiO}_2} = 2.2 \text{ g/cm}^3$ ), et le coefficient d'absorption d'énergie massique étant quasiment le même pour ces deux matériaux pour les particules utilisées dans cette étude (rayons  $\gamma$  et protons d'énergie supérieure à quelques MeV), l'unité de dose utilisée peut être indifféremment Gy(Si) ou Gy(SiO<sub>2</sub>) [57]. Par souci de simplicité, les doses seront donc exprimées en Gy au lieu de Gy(Si) ou Gy(SiO<sub>2</sub>) dans ce manuscrit.

Le nombre de paires électron-trou effectivement générées par unité de volume peut être retrouvée à partir de la dose ionisante grâce à :

$$N_{\text{e-h}} = \frac{\text{TID} \cdot \rho}{E_{\text{e-h}}}. \quad (1.14)$$

### 1.3.1.2 Particules chargées

Comme les photons, les particules chargées peuvent céder une partie ou la totalité de leur énergie au matériau qu'elles traversent principalement grâce aux interactions suivantes [48, 49] illustrées en partie sur la Fig. 1.11 :

18. effet Compton

19. Il est environ égal à 0.0277 cm<sup>2</sup>/g pour des photons de 1 MeV dans le silicium [56].

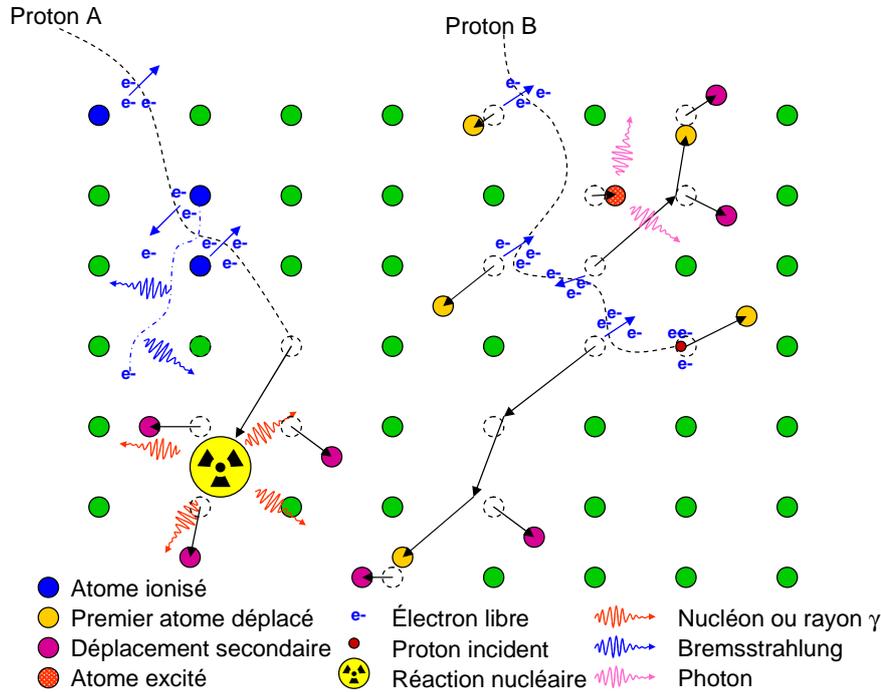


Fig. 1.11 – Illustration schématique des principales interactions entre un matériau et des particules chargées. Le proton A ionise les atomes sur sa trajectoire en transférant son énergie aux électrons de valence via l'interaction Coulombienne. Il est ensuite absorbé par le dernier noyau rencontré induisant du même coup une réaction nucléaire. Le proton B interagit principalement avec les noyaux qu'il rencontre grâce aux diffusions Coulombiennes et nucléaires.

**Diffusion Coulombienne par les électrons** Une particule chargée incidente peut être déviée et ralentie par les électrons de valence d'un atome qu'elle rencontre à travers l'interaction Coulombienne. L'énergie ainsi transmise aux électrons conduit à leur ionisation. Si après l'interaction, l'énergie cinétique de ces électrons est grande devant l'énergie qui les lie à leur noyau, cette interaction peut-être considérée comme élastique. C'est généralement le cas pour les particules et énergies qui nous intéressent ici.

**Diffusion Coulombienne par les noyaux** Le noyau d'un atome est également capable de ralentir et de dévier une particule chargée par interaction Coulombienne. La particule incidente fournit une partie de son énergie cinétique au noyau qui peut alors être éjecté de son site. Ce noyau interagit lui aussi avec les autres atomes du matériau jusqu'à son arrêt complet. Une partie de l'énergie impliquée peut être transférée sous forme inélastique si l'atome cible est laissé dans un

état excité. Cependant, cette interaction est globalement considérée comme élastique.

**Diffusion nucléaire** Si la particule chargée passe à travers la barrière Coulombienne elle va être repoussée par la force nucléaire. Cela peut conduire à une interaction élastique comme lors d'une interaction Coulombienne. La particule incidente peut aussi être absorbée par la cible est réémise par un processus élastique. Dans ces deux cas, le noyau peut être déplacé. Comme pour l'interaction Coulombienne, l'atome déplacé peut être dans un état excité. Il reviendra dans son état fondamental en émettant des photons. Cette part d'interaction inélastique est généralement négligée.

**Réaction nucléaire** Si la particule incidente est complètement absorbée par le noyau la structure interne du noyau peut être altérée. L'atome cible émet alors des nucléons (des neutrons et des protons) et des rayons  $\gamma$  pour retrouver un état stable. Le plus souvent il restera dans un état radioactif instable. Là encore, le noyau peut-être éjecté [58] et les déplacements secondaires qui suivent sont plus intenses que dans les interactions citées précédemment. Ce type d'interaction est considéré comme inélastique.

**Bremsstrahlung** Les particules chargées qui subissent une forte décélération émettent des photons dont l'énergie est proportionnelle au carré de la décélération produite. Ce rayonnement de freinage et le résultat d'une interaction inélastique qui est généralement négligée en comparaison des autres interactions citées. Les émissions Cherenkov peuvent aussi exceptionnellement se produire lorsque la vitesse de la particule est supérieure à la vitesse de la lumière dans le matériau traversé.

Ces échanges d'énergie conduisent au même effet : la diminution de l'énergie cinétique  $E$  de la particule incidente. La décélération d'une particule chargée peut être caractérisée par un taux de perte d'énergie par unité de longueur de trajectoire aussi appelé pouvoir d'arrêt [39, 59]. Il peut s'exprimer comme la somme de l'énergie transférée aux électrons par interaction Coulombienne  $\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{e^-}$ , de l'énergie transférée aux noyau par interaction Coulombienne ou nucléaire  $\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{\text{nucl.}}$ , et de l'énergie perdue sous forme de radiation Bremsstrahlung ou Cherenkov  $\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{\text{rad.}}$  :

$$\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{\text{total}} = \left(-\frac{dE}{dx}\right)_{e^-} + \left(-\frac{dE}{dx}\right)_{\text{nucl.}} + \left(-\frac{dE}{dx}\right)_{\text{rad.}} \quad (1.15)$$

Interaction	Élastique	Ionisante	Inclus dans
Diffusion Coulombienne par les électrons	Oui*	Oui	LET
Diffusion Coulombienne par les noyaux	Oui*	Non*	NIEL élastique
Diffusion nucléaire	Oui*	Non*	NIEL élastique
Réaction nucléaire	Non	Non*	NIEL inélastique
Bremsstrahlung	Non	Oui*	LET

Tab. 1.1 – Résumé des interactions jouant un rôle dans le pouvoir d'arrêt et de leur attribution au LET ou au NIEL. La présence de l'étoile \* signifie qu'il s'agit d'une approximation.

La perte d'énergie par ionisation directe ou indirecte est généralement assimilée au LET<sup>20</sup> (*linear energy transfer*) et s'exprime :

$$\text{LET} \approx \left( -\frac{dE}{dx} \right)_{e^-} + \left( -\frac{dE}{dx} \right)_{\text{rad.}} \quad (1.16)$$

En négligeant la génération de phonons (et l'énergie seuil de déplacement) et les phénomènes du second ordre, on peut définir un taux de perte d'énergie non ionisante ou NIEL [59–61] pour *non ionizing energy loss* qui se réduit alors aux interactions avec les noyaux :

$$\text{NIEL} \approx \left( -\frac{dE}{dx} \right)_{\text{nucl.}} \quad (1.17)$$

Comme nous venons de le voir, ces interactions peuvent être élastiques (le noyau est déplacé mais sa structure interne n'est pas modifiée) ou inélastiques (réactions nucléaires...). Par conséquent le NIEL se décompose sous la forme de deux termes :

$$\text{NIEL} = \text{NIEL}_{\text{élastique}} + \text{NIEL}_{\text{inélastique}} \quad (1.18)$$

Le Tab. 1.1 résume les définitions précédentes comme elles sont généralement employées dans la communauté.

Dans l'hypothèse de trajectoires quasi-rectilignes, le LET peut être relié à la dose ionisante absorbée grâce à [59] :

$$\text{TID} = \Phi \cdot \text{LET}, \quad (1.19)$$

avec  $\Phi$  le flux intégré en particules par unité de surface. De la même façon, une dose de déplacement peut être définie à partir du NIEL [59, 60] :

$$\text{DDD} = \Phi \cdot \text{NIEL}. \quad (1.20)$$

20. Dans la communauté des effets de l'environnement radiatif spatial sur les composants [59].

### 1.3.2 Ionisation dans le volume du semiconducteur

La production de porteurs libres due au phénomène d'ionisation peut entraîner temporairement une augmentation locale de la conductivité dans le volume du semiconducteur. Les porteurs libres excédentaires peuvent aussi être collectés par une jonction via sa zone dépeuplée. Dans un circuit électronique ce phénomène pourra provoquer l'un des événements singuliers [62], appelés SEE (Single Event Effects), suivants (voir Fig. 1.12) :

- Une perturbation transitoire analogique appelée SET pour Single Event Transient ou numérique appelée SED pour Single Event Disturb.
- Un changement d'état de bit, ou SEU (Single Event Upset), dans un circuit numérique. L'effet peut être permanent et devenir un SHE (Single Hard Error). Si plusieurs bits sont touchés on parle alors de MBU (Multiple Bit Upset). Si ces changements d'état induisent une défaillance du système l'évènement est alors appelé SEFI pour Single Event Functional Interrupt.
- L'activation d'un thyristor parasite, ou SEL (Single Event Latchup), pouvant conduire à la destruction du système par emballement thermique.
- L'activation permanente d'un transistor MOS par effet d'avalanche (SESB pour Single Event SnapBack).
- Le claquage d'un oxyde SEDR ou SEGR (Single Event Dielectric/Gate Rupture). Les SEDR ou SEGR peuvent être causés par les charges créées dans l'oxyde, et par le canal de conduction qui en découle.
- Un court circuit pouvant conduire à la destruction du système par emballement thermique. Cet effet est communément appelé SEB pour Single Event Burnout.

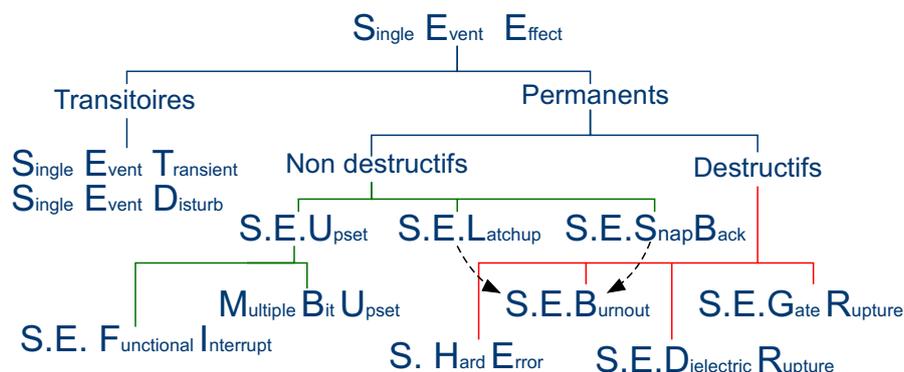


Fig. 1.12 – Classification des événements singuliers.

Notre étude se focalise sur les effets permanents des radiations (autres que ceux découlant d'un événement singulier). Ces effets singuliers ne seront donc pas évoqués de nouveau dans la suite de ce manuscrit.

### 1.3.3 Dose ionisante absorbée dans les oxydes

Malgré son caractère amorphe, il est possible d'approximer le comportement du dioxyde de silicium  $\text{SiO}_2$  en supposant qu'il dispose lui aussi d'une pseudo bande de conduction et d'une pseudo bande de valence. Elles sont séparées par une pseudo bande interdite de 8.8 eV [64]. Comme pour le silicium, la dose ionisante a pour conséquence d'augmenter la conductivité locale pouvant aboutir à un photocourant [65]<sup>21</sup>. Cependant, contrairement au silicium cristallin, l'oxyde est aussi peu à peu dégradé par la dose ionisante déposée. Ce processus de dégradation est complexe [66] et doit être décomposé. Les étapes clés sont présentées ci-dessous :

**Création de paires électron-trou** La dose ionisante absorbée conduit à la génération de paires électron-trou dans l'oxyde et l'équation (1.14) permet d'estimer la densité de porteur générés par unité de dose ionisante [66] :

$$N_{e-h} = 8.1 \times 10^{14} \text{ paire} \cdot \text{cm}^{-3} \cdot \text{Gy}^{-1} \quad (1.21)$$

Considérons une capacité MOS dans laquelle le semiconducteur est de type P et la grille est portée à un potentiel supérieur à celui du substrat.

21. voire à un SEDR ou SEGR.

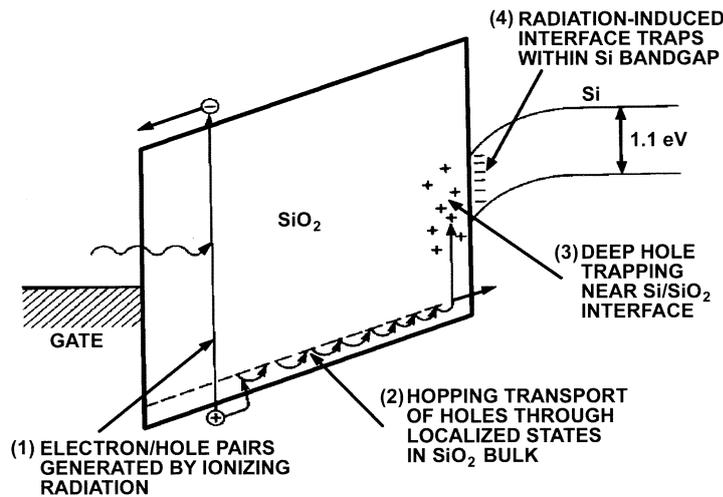


Fig. 1.13 – Vue d'ensemble des effets de dose ionisante dans le dioxyde de silicium [63].

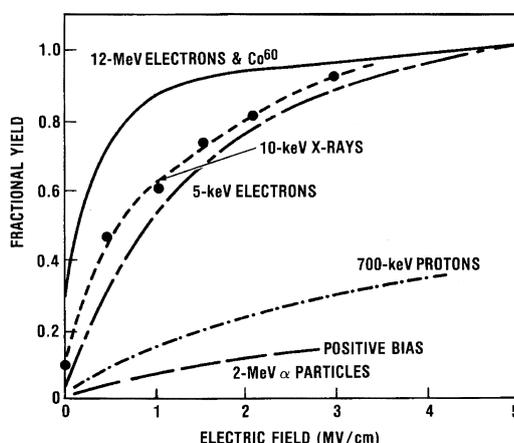


Fig. 1.14 – Taux de production de trous, après la recombinaison initiale, en fonction du champ électrique et du type de particule. Provenant de [71].

C'est le cas de la Fig. 1.13. Les électrons sont bien plus mobiles que les trous [67] et sont généralement balayés hors de l'oxyde, via la jonction grille-oxyde, en moins d'une picoseconde sous l'effet du champ électrique. Durant cette évacuation, une partie des électrons et des trous se recombine. Par conséquent, la densité de porteurs générés décroît quasi-instantanément après l'absorption du photon. Cette portion de porteurs qui disparaît par recombinaison dépend du champ électrique présent et de la concentration des paires créées sur la trajectoire de la particule. Le phénomène peut être modélisé par la recombinaison géminée [68, 69] ou le modèle en colonne [70] selon la densité. Il est important de retenir que le taux de recombinaison initial dépend :

- du type de particule et de son énergie à travers son LET : plus le LET est élevé plus le taux de recombinaison est élevé (voir Fig. 1.14).
- de la polarisation : plus le champ est important plus le taux de recombinaison est faible.

**Migration des trous** Une fois les paires générées et les électrons balayés, les trous, représentant le déficit en électron du matériau, se déplacent lentement vers l'interface SiO<sub>2</sub>/Si sous l'action du champ électrique<sup>22</sup>. Le modèle représentant le mieux ce phénomène de transport est le formalisme Continuous-Time-Random-Walk [66].

<sup>22</sup>. dans le cas de la Fig. 1.13. Pour une polarisation opposée, les trous dérivent vers la grille et les électrons sont balayés via l'interface SiO<sub>2</sub>/Si.

**Piégeage des trous dans l'oxyde** Le dioxyde de silicium, comporte des défauts dus aux impuretés piégées, aux dommages subits<sup>23</sup>, et aux malformations inhérentes à sa création [72]. Parmi ces irrégularités, une lacune d'atome d'oxygène dans la structure peut conduire à la capture d'un trou [73] transitant à proximité. Le processus de capture le plus connu [74] est la rupture d'une liaison contrainte entre deux atomes de silicium causée par une lacune d'oxygène [75]. Ce type de piège à trou est appelé centre  $E'$  [63, 76].

Le nombre de lacunes d'oxygène augmente brutalement lorsque que l'on s'approche de l'interface Si/SiO<sub>2</sub>. Les différences entre la maille du réseau cristallin du silicium et les dimensions caractéristiques de l'oxyde sont à l'origine de ce phénomène. Par conséquent, on considère généralement que la majorité des charges piégées sera localisée à proximité de l'interface [65, 66]. On peut noter que l'oxyde contient d'autres types de pièges à trous, mais le plus connu reste le centre  $E'$ .

Le nombre total et la localisation des charges piégées dans l'oxyde reposent sur tous les processus complexes cités précédemment. Le procédé de fabrication de l'oxyde et la structure interne résultante jouent un rôle important dans le piégeage des trous. Il ne semble donc pas possible de lier efficacement la dose ionisante absorbée aux distributions de charges piégées dans les oxydes sans une caractérisation préalable des oxydes et sans une bonne connaissance de tous les facteurs impliqués (champ électrique, température, LET des particules...).

**Génération d'états d'interface** Le processus de formation [77, 78] des états d'interface le plus reconnu dans la littérature [66] est le suivant : les trous générés dans le volume de l'oxyde peuvent réagir avec des molécules contenant des atomes d'hydrogène pour former des ions H<sup>+</sup>. Ces ions vont dériver vers l'interface SiO<sub>2</sub>/Si par bonds successifs sous une tension grille-substrat positive. L'interface étant la zone de transition entre le silicium et l'oxyde, on y trouve une grande densité d'atomes de silicium dont au moins une de leur liaison covalente est formée avec un atome d'hydrogène<sup>24</sup> pour former une liaison Si-H. Les ions H<sup>+</sup> transitant par l'interface peuvent réagir avec ces liaisons pour former du dihydrogène (H<sub>2</sub>) et laisser une liaison de l'atome de silicium en suspend.

Cet atome uniquement lié à trois autres atomes de silicium devient alors un piège d'interface [63, 76](voir Fig. 1.15). Ce défaut est connu, pour un

23. Lors d'implantations ioniques par exemple.

24. Ces atomes de silicium n'ont pas trouvé d'atome d'oxygène pour combler leur liaisons covalentes et sont, la plupart du temps, passivés par la capture d'un ion H<sup>+</sup>.

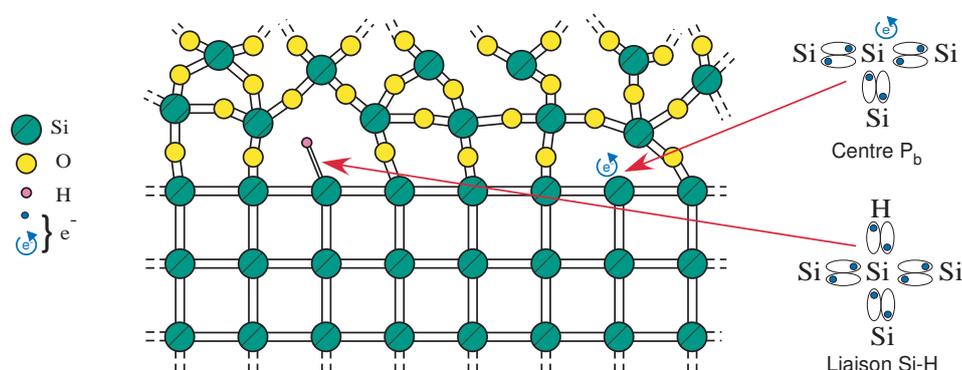


Fig. 1.15 – Illustration grossière de l’interface en deux dimensions. Une liaison Si – H et un centre P<sub>b</sub> y sont représentés.

indice de Miller de (111) ou (110), sous le nom de centre P<sub>b</sub> [79] [80] et il introduit deux niveaux d’énergie supplémentaires dans la bande interdite du semiconducteur : on parle d’états d’interface. Ce défaut se trouvant juste à la limite du silicium, il peut aisément échanger des charges avec ce dernier et son état de charge dépend de la position du niveau de Fermi [81].

Ce défaut pouvant agir comme un donneur et comme un accepteur est dit amphotère. Il est intéressant de remarquer que dans un semiconducteur de type P à l’équilibre ces états d’interface seront majoritairement chargés positivement alors que dans un semiconducteur de type N ils seront majoritairement chargés négativement.

D’autres comportements<sup>25</sup> et d’autres défauts pouvant aboutir à la création d’états d’interfaces ont été observés dans la littérature [82], les centres P<sub>b</sub> ne sont que les plus connus.

Comme pour les charges piégées, les distributions d’états d’interface dépendent trop des étapes de fabrication pour pouvoir être prédites sans une étude préalable des oxydes.

**Classification et terminologie des défauts** En 1979 un comité présidé par Bruce Deal a eu pour mission d’établir une classification des charges présentes dans le dioxyde de silicium pour unifier les terminologies utilisées [83]. Le résultat de cette standardisation est présenté sur la Fig. 1.16. Les pièges frontaliers ont été rajoutés à cette classification en 1992 par Daniel Fleetwood [84]. Ces charges ont été définies de la façon suivante :

25. Par exemple les trous semblent eux-aussi pouvoir briser des liaisons Si – H pour générer des états d’interfaces [66]

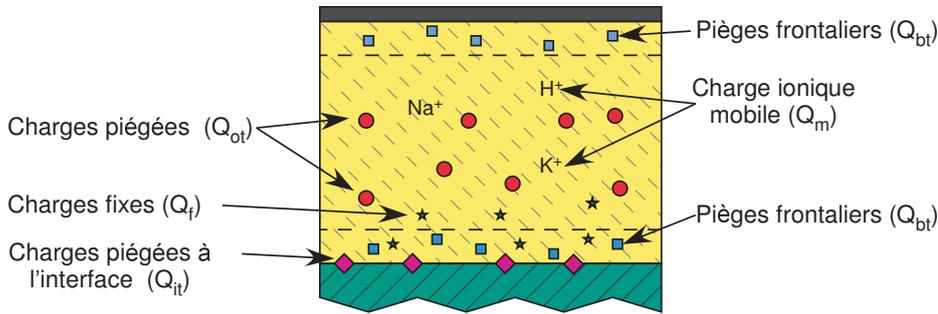


Fig. 1.16 – Illustration des différents types de charges présentes dans le dioxyde de silicium.

**Charges fixes** de l'oxyde. Charges positives dues à des défauts de structures. Elles sont principalement concentrées dans les 2, 5 nm de l'interface Si/SiO<sub>2</sub> où les imperfections sont nombreuses. Elles ne guérissent pas.

**Charges ioniques mobiles** Impuretés ioniques présentes dans l'oxyde.

**Charges piégées à l'interface** Si/SiO<sub>2</sub>. Charges piégées dans les états d'interface évoqués dans cette section. Ces charges sont en communication directe avec le silicium.

**Charges piégées** dans l'oxyde. Trous ou électrons piégés dans l'oxyde. Elles peuvent en général être éliminés par des traitement à basse température (< 500°C).

**Charges des pièges frontalières** Charges piégées à moins de 3 nm de l'interface. Ces charges sont identiques aux charges piégées évoquées ci-dessus mais elles peuvent communiquer avec le silicium grâce à l'effet tunnel. On estime [84] qu'en moins d'une minute, toutes les charges piégées dans cette zone sont passivées par effet tunnel. Cela dit, contrairement aux charges piégées à l'interface, ces charges ne communiquent pas directement avec le silicium. Par conséquent l'état de charge des ces pièges ne varie pas avec la polarisation de la structure dans son mode de fonctionnement nominal. On peut noter que pour des oxydes de moins de 6 nm d'épaisseurs, toutes les charges piégées dans l'oxyde se trouvent dans des pièges frontalières et sont rapidement passivés.

### 1.3.3.1 Phénomène de guérison

Le nombre de charges piégées dans l'oxyde ainsi que le nombre de certains défauts peuvent évoluer comme le montre la Fig. 1.17. Cette évolution est due à une évacuation des charges piégées, une passivation ou une guérison des défauts. Ces phénomènes, que l'on regroupe habituellement sous le

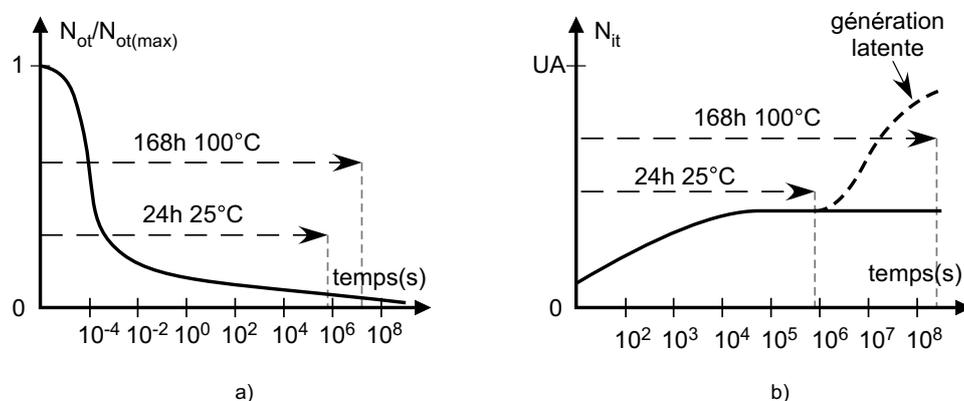


Fig. 1.17 – Illustration schématique de la guérison à 25°C d'un oxyde de grille après irradiation. a) Évolution de la charge piégée dans l'oxyde avec le temps. b) Évolution du nombre d'états d'interface avec le temps. Le recuit de 168 h à 100°C équivaut à environ six mois à 25°C pour l'évacuation de charges piégées et à une dizaine d'années à 25°C pour la génération primaire d'états d'interface comme indiqué par les flèches horizontales. UA signifie unité arbitraire.

terme de guérison sont fonction de la température et de la polarisation. En effet, ces dernières activent la libération<sup>26</sup> et le déplacement des charges. Ces processus de guérison suivent des lois logarithmiques [85], ils sont donc bien plus intenses dans les instants qui suivent l'irradiation.

À température ambiante, les charges piégées dans l'oxyde sont lentement [40] évacuées alors que la guérison des états d'interfaces n'est observable qu'à des températures plus élevées<sup>27</sup>. Par conséquent, des composants irradiés à faible débit de dose<sup>28</sup> ont évacué une bonne partie de leur charge piégée mais ont conservé la majorité des états d'interface générés<sup>29</sup>.

Le nombre d'états d'interfaces quant à lui atteint typiquement son niveau de saturation entre  $10^3$  et  $10^4$  s à 295 K après irradiation [63, 86]. Une étape de stabilisation de 24h à 25°C sous polarisation pire cas peut être utilisée pour obtenir la quasi totalité des pièges d'interface [57, 87]. Leur nombre reste ensuite relativement stable sauf dans le cas rare d'une génération secondaire. Cet effet latent peut par exemple conduire à une très forte augmentation du nombre d'états d'interfaces plusieurs jours, semaines ou mois après la fin de l'irradiation et continuer pendant une très longue pé-

26. L'énergie thermique est utilisée pour sauter les barrières de potentiels alors que le champ électrique les abaisse ou favorise l'effet tunnel.

27. 450°C pour une guérison efficace [83]

28. ou des composants irradiés à fort débit de dose mais ayant bénéficié d'une longue durée de guérison

29. s'ils ont été irradiés à température ambiante

riode. Cela pourrait être provoqué par l'évacuation des charges piégées ou par la diffusion d'ions hydrogènes générés dans les structures adjacentes [86]. Entre la saturation de la première formation de ces défauts et la deuxième vague on observe donc une fenêtre durant laquelle leur concentration n'évolue plus.

Pour évaluer les effets à long terme des irradiations sur les composants destinés aux applications spatiales, un recuit, sous polarisation pire cas, de 168 heures à 100°C est préconisé [87–90]. En effet, à cette température l'évacuation des trous est accélérée<sup>30</sup> contrairement aux états d'interface qui voient leur génération activée<sup>31</sup>. Cela permet donc de recréer artificiellement l'état dans lequel serait un dispositif semiconducteur après dix ans d'exposition à l'environnement spatial : la majorité des trous évacués et la quasi totalité des états d'interface générés. Cependant, dans le cas d'un dispositif sujet à une génération latente, le recuit peut se terminer dans la fenêtre entre la génération primaire et secondaire. Par conséquent, l'utilisation de ce recuit peut conduire à une sous estimation du nombre d'états d'interface qui seront réellement générés durant la mission. Un recuit de treize semaines à 100°C serait nécessaire pour être certain que le pire cas a été atteint durant les tests [86].

On peut retenir qu'une température et un champ électrique élevés favorisent la guérison de l'oxyde alors que les basses températures et l'absence de polarisation permettent de ralentir voir même de figer le processus.

Il est également important de souligner que ces travaux concernent majoritairement les oxydes de grille des structures MOS. Le comportement d'oxydes de différente nature peut donc différer de ces observations.

## 1.3.4 Déplacements atomiques

### 1.3.4.1 Défauts de déplacement

Nous avons vu précédemment que les particules chargées peuvent transférer une partie de leur énergie aux noyaux des atomes en les éjectant de leur site. Un atome ainsi déplacé est appelé premier atome frappé ou PKA pour *primary knock-on atom* [43, 61, 91–96] (voir Fig. 1.18). Ce dernier est capable de déplacer à son tour d'autres atomes du matériau si l'énergie cinétique qu'il vient d'acquérir est supérieure à l'énergie seuil de déplace-

30. Energie d'activation égale à 0.4 eV, facteur d'accélération égal à 27 à 100°C soit environ six mois à température ambiante

31. Energie d'activation égale à 0.8 eV pour la génération primaire avec facteur d'accélération égal à 720 à 100°C soit un peu plus de 10 ans à température ambiante. La génération secondaire, quant à elle, a une énergie d'activation de l'ordre de 0.47 eV [86].

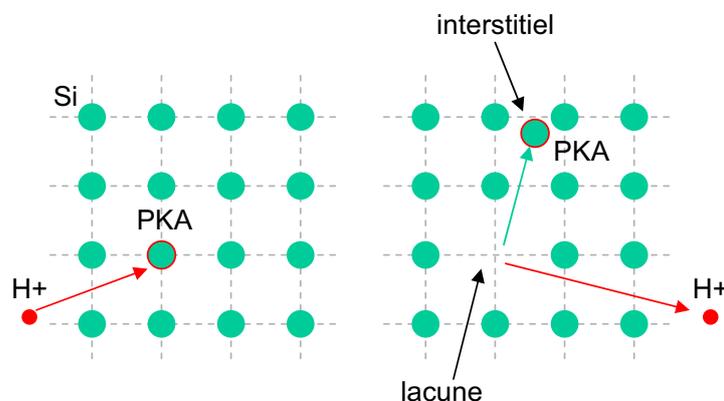


Fig. 1.18 – Déplacement d'un atome par un proton incident. La structure cristalline est représentée avant et après la collision.

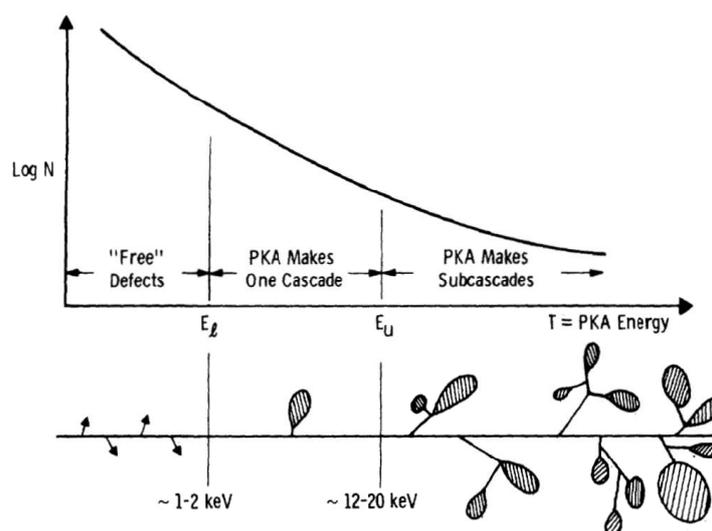


Fig. 1.19 – Illustration de la configuration des défauts de déplacement en fonction de l'énergie du premier atome frappé (PKA). L'évolution du nombre moyen  $N$  d'interactions en fonction de l'énergie du PKA est aussi présentée (d'après [97]).

ment. Cette énergie est d'environ 21 eV dans le silicium [61]. La Fig. 1.19 présente le type de défauts que peut produire le PKA en fonction de son énergie cinétique. Pour des énergies de recul inférieures à 2 keV (typiquement produites par des protons d'énergie inférieure à 10 MeV), seuls des déplacements ponctuels uniformément répartis sur la trace du PKA sont générés. Pour des énergies comprises entre 2 et 12 keV (typiquement produites par des protons d'énergie allant de 10 à 20 MeV), un PKA engendre une seule cascade de déplacements par diffusion nucléaire. A des énergies supérieures (pour des protons d'énergie supérieure à 20 MeV), l'atome déplacé

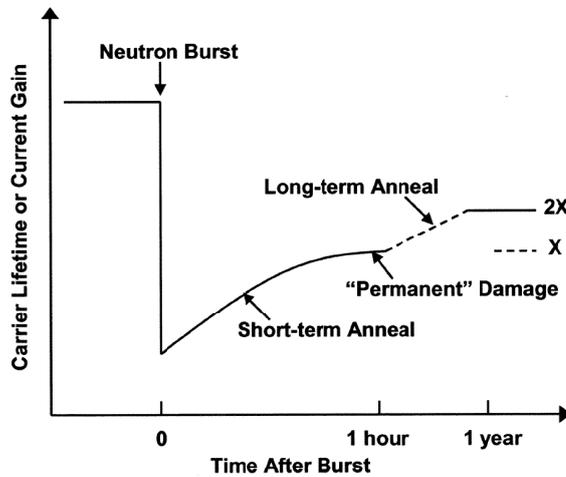


Fig. 1.20 – Illustration de l'évolution du nombre de défauts de déplacement au cours du temps. La durée de vie est supposée représentative du nombre de défauts (d'après [93]).

initialement reçoit assez d'énergie pour engendrer des réactions nucléaires conduisant à la génération de plusieurs cascades de déplacements. Ceci est illustré par les arborescences de cascades sur la Fig. 1.19.

Qu'il soit isolé ou généré au sein d'une cascade, un déplacement d'atome constitue une paire lacune-interstitiel, bien connue sous le nom de paire de Frenkel [61, 94]. Environ 90% de ces paires se recombinent en moins d'une minute à température ambiante durant la période de guérison court terme. La Fig. 1.20 montre qu'après l'étape de guérison court terme, les défauts de déplacement sont relativement stables à température ambiante.

Deux grandes familles de défauts stables sont considérés : les défauts ponctuels et les agrégats de défauts. Parmi les défauts ponctuels les plus connus on compte l'association de deux lacunes ou bi-lacune [98], la combinaison d'une lacune et d'un atome d'oxygène appelée centre A, et le complexe formé par une lacune et une impureté sur un site de substitution appelé centre E [99]. Les caractéristiques de ces défauts ponctuels, comme leur section efficace de capture, leur niveau d'énergie, leurs états de charge possibles, etc. sont assez bien déterminés (voir par exemple [100]).

En revanche, la complexité des agrégats de défauts les rend plus difficile à étudier. Le premier modèle d'agrégat de défauts a été proposé par Gos-sick *et al.* [101–103] dans la fin des années cinquante pour expliquer le fort taux de recombinaison observé après des irradiations par des ions lourds. La structure interne de ces agrégats et leurs propriétés électriques restent cependant méconnue mais ils continuent à susciter un intérêt certain dans la communauté (voir par exemple [104]).

### 1.3.4.2 Conséquences des déplacements

Comme tous défauts, les déplacements atomiques affectent plusieurs propriétés des semiconducteurs irradiés. Leurs effets sont quasiment tous liés à la statistique de génération-recombinaison de Shockley-Read-Hall [105] et ils dépendent donc du régime dans lequel se trouve le semiconducteur. Les principaux effets observés dans la littérature sont brièvement présentés dans les paragraphes suivants.

**Diminution de la durée de vie** Dans les zones quasi-neutres, l'augmentation du nombre de défauts conduit naturellement à un processus de recombinaison plus intense [105]. Il s'en suit une diminution de la durée de vie des porteurs minoritaires avec la dose de déplacement [95]. Les premiers effets notables sont attendus pour des protons de 50 MeV à des flux intégrés de l'ordre  $10^{10}$  à  $10^{11}$   $\text{H}^+/\text{cm}^2$ . Les longueurs de diffusions étant étroitement liées à la durée de vie, elles subissent aussi l'effet de cette dose non ionisante.

**Intensification du processus de génération** De la même manière, cette augmentation de densité de défauts engendre une intensification du processus de génération en régime de déplétion [105]. Une valeur universelle du courant de génération moyen par unité de volume induit par la dose de déplacement a été établie par Srour et Lo [60]. Pour des dispositifs où le courant de génération est un facteur limitant — comme les capteurs d'image —, les premiers effets apparaissent à faible flux intégré.

**Compensation des dopants** A plus fort flux intégré, les défauts de déplacement peuvent compenser les impuretés et diminuer par la même occasion le nombre de porteurs majoritaires [106]. Des flux intégrés de protons bien supérieurs à  $10^{12}$   $\text{H}^+/\text{cm}^2$  sont nécessaires pour observer cet effet.

**Diminution de mobilité** Ces mêmes défauts dégradent la mobilité des porteurs en agissant comme des centres de diffusion [95]. Les dispositifs dont le fonctionnement dépend fortement de la mobilité, comme les transistors MOS, sont sensibles à ce type d'effets. Néanmoins, ils ne se manifestent qu'à des flux intégrés bien supérieurs à ceux énoncés pour les autres effets.

**Piégeage de charges** On peut aussi noter l'intensification du phénomène de capture de porteur [61]. Ce piégeage de charges est particulièrement préoccupant pour les dispositifs à transfert de charge [52] dans lesquels il réduit l'efficacité de transfert.

## 1.4 Effets connus des radiations sur les imageurs CMOS

Depuis une dizaine d'années, un nombre significatif de travaux ont été dédiés à l'étude des effets des radiations sur les capteurs d'image CMOS [107–122]. Les effets suivants ont été rapportés dans ces publications.

### 1.4.1 Augmentation du courant d'obscurité

Toutes ces études ont montré que ces capteurs subissent des hausses importantes de courant d'obscurité avec la dose ionisante et non ionisante. Concernant la dose ionisante, les transistors semblent jouer un rôle important dans ces dégradations [123] mais l'adoption de transistors à grille fermée [12] — ou l'utilisation de transistor PMOS [124] — dans la plupart des capteurs testés a reporté le problème de résistance aux radiations sur la photodiode. Les quelques travaux qui ont cherché l'origine de cette dégradation ont identifié le périmètre des photodiodes comme responsable [111, 112]. La réponse à la dose ionisante est très dépendante du procédé de fabrication utilisé et de la forme de la photodiode. L'origine exacte du phénomène (états d'interfaces ou charges piégées) n'a pas été examinée et les disparités entre les réponses des capteurs restent aussi à clarifier.

Conformément à la théorie [60], les effets de déplacements engendrent une augmentation du courant de génération dans le volume du semiconducteur [115] qui est supposée indépendante de la technologie utilisée.

Ces croissances de courant d'obscurité induisent naturellement une intensification des bruits et des non-uniformités associées.

### 1.4.2 Baisse de sensibilité

Quelques auteurs ont rapporté des baisses de sensibilité [112, 116, 117, 119, 121, 122]. Les capteurs CMOS STAR250 souffrent d'une forte réduction de sensibilité après exposition à des flux de protons ou de rayons  $\gamma$  d'environ un facteur deux après avoir absorbé 1 kGy de dose ionisante [116, 119]. Hopkinson *et al.* ont montré qu'une bonne partie de cet effet dû à l'ionisation était en réalité une baisse de gain [119]. Un effet similaire a également été relevé par Duvet *et al.* [121] sur des composants comparables. Ils ont justifié cette détérioration de la sensibilité par une chute de la transmission des couches supérieures. Rao *et al.* sont arrivés à une déduction similaire sur des photodiodes *pinned* en technologie CMOS dédiée à l'imagerie. Tous ces auteurs laissent cependant la porte ouverte à d'autres explications, comme la

diminution des durées de vie des porteurs pour les effets de déplacement, ou les recombinaisons en surface pour les effets d'ionisation. Aucune étude n'a aujourd'hui clairement identifié la cause de la vulnérabilité de ces capteurs.

Hancock *et al.* [112] ont observé une très légère baisse de rendement quantique externe aux courtes longueurs d'onde pour des doses ionisantes de l'ordre de 10 kGy. Ils l'ont attribuée à une intensification des recombinaisons en surface.

Enfin, Dulinski *et al.* ont clairement mis en évidence une baisse de sensibilité dans des imageurs CMOS dédiés à la détection de particule irradié par des quantités importantes de neutrons [13, 117]. Cette dégradation apparaît pour des flux intégrés ( $10^{12} - 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ ) qui correspondent aux baisses de durée de vie des porteurs minoritaires observées généralement dans les composants optoélectroniques irradiés [43]. Ce phénomène est donc très probablement responsable de la détérioration du rendement de collection dans ces circuits.

### 1.4.3 Signal télégraphique aléatoire.

Des fluctuations discrètes et aléatoires de courant d'obscurité comme celles présentées sur la Fig. 1.21 ont été découvertes par Hopkins et Hopkinson au début des années quatre-vingt dix [125, 126]. Ces signaux télégraphiques aléatoires, ou RTS pour *random telegraph signal*, sont causés par les déplacements atomiques dans le silicium cristallin contrairement à ceux que l'on observe dans les transistors MOS [26] (généralement attribués aux états d'interface). Depuis son apparition dans les CCD, ce même phénomène est observé dans tous les imageurs CMOS qui subissent des déplacements atomiques [110, 114, 121, 127] et même parfois avant irradiation [107, 127]. Les caractéristiques d'un signal télégraphique aléatoire multi-niveau est illustré sur la Fig. 1.22. Il est possible de définir :

- un niveau RTS pour chaque niveau de courant d'obscurité discret,
- une amplitude pour chaque transition égale à la différence entre le niveau suivant et le niveau précédent le front,
- une constante de temps par niveau égale au temps moyen passé sur le niveau considéré,
- une constante de temps par transition égale au temps moyen avant une transition donnée.

La nature des défauts à l'origine de ce bruit basse fréquence de forte amplitude n'a pas été identifiée. Cependant, les travaux précédents [110, 114, 121, 125–131] ont réduit le champ de recherche en révélant les propriétés suivantes :

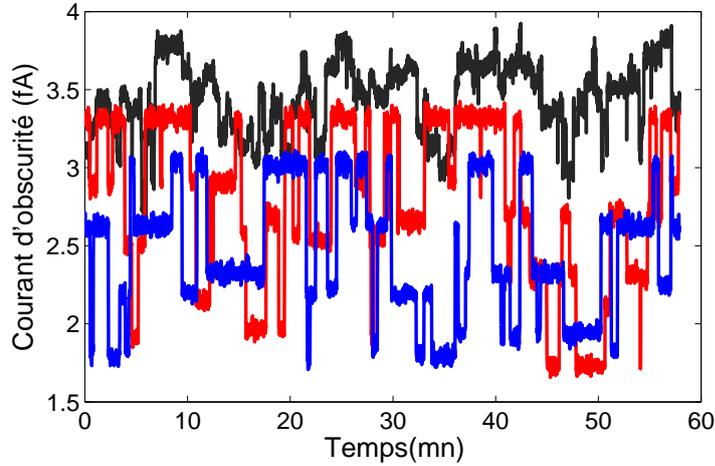


Fig. 1.21 – Signaux télégraphiques aléatoires (RTS) mesurés sur des capteurs d'image CMOS irradiés par des protons.

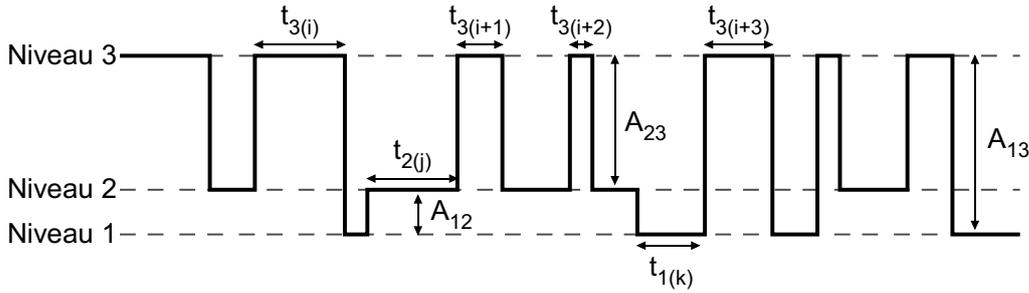


Fig. 1.22 – Illustration des caractéristiques d'un signal télégraphique aléatoire à plusieurs niveaux. Les  $t_{x(y)}$  peuvent être utilisés pour déterminer les constantes de temps par niveau ou par transition.

**Défaut universel** Quel que soit le type de capteur matriciel (CCD ou imageur CMOS) et quel que soit le procédé de fabrication, tout indique qu'il s'agit du même type de défaut. Les probabilités d'apparition et les ordres de grandeur des amplitudes sont généralement en accord dans ces travaux.

**Défaut de volume** Les centres RTS se situent dans le volume dépeuplé de la photodiode. Ils se comportent comme des centres de génération dont l'intensité varie de façon discrète dans le temps. Les amplitudes des transitions sont donc proportionnelles au temps d'intégration.

**Insensibilité à l'ionisation** Les irradiations au  $^{60}\text{Co}$  ne génèrent aucun signal télégraphique. La dose ionisante n'est donc pas capable de donner lieu à ce type de RTS.

**Constantes de temps** Les constantes de temps des niveaux haut et bas des RTS à deux niveaux sont distribuées exponentiellement. L'apparition d'une transition RTS est donc un processus de Poisson dont la constante de temps peut être extraite à partir de la pente de la distribution exponentielle. Elles sont de l'ordre de plusieurs minutes à température ambiante.

**Énergies d'activation** Les amplitudes des transitions observées ainsi que les constantes de temps des RTS bi-niveau sont activées par la température. L'énergie d'activation des amplitudes est généralement autour de 0.5 eV alors qu'elle peut atteindre 0.9 eV pour les constantes de temps.

**Larges amplitudes** L'amplitude des transitions observées ne peut pas être expliquée par la théorie de Shockley-Read-Hall [105]. L'amplification par le champ électrique [132] est la cause la plus suggérée pour justifier les amplitudes observées.

**Multi-niveau** Les fluctuations RTS peuvent avoir lieu entre deux niveaux ou plus. Une partie des RTS à plus de deux niveaux distincts peuvent être expliqués par la présence de plusieurs centres RTS indépendants dans un pixel. Néanmoins, certaines formes de signaux télégraphiques indiquent clairement l'existence de centres RTS multi-niveau.

**Proportionnalité avec le NIEL** Les résultats connus sur les RTS tendent à converger vers un nombre de défauts proportionnel au NIEL total (élastique plus inélastique). Cette déduction reste à confirmer.

**Guérison** Certains signaux télégraphiques évoluent à température ambiante (réduction du nombre de niveaux par exemple). La grande majorité semble cependant disparaître à des températures plus élevées, autour de 100°C.

Au total, peu de composants ont été étudiés et le nombre de données existantes, en particulier sur les RTS multi-niveau, est insuffisant pour prédire l'apparition et les propriétés (constantes de temps, amplitudes, nombre de niveaux) des pixels RTS.

## 1.5 Résumé

L'environnement spatial est riche en particules énergétiques capables de dégrader significativement les composants électroniques embarqués sur les satellites. Quelle que soit la source de ces radiations, elles sont principalement constituées de protons, d'électrons et de photons. Toutes ces particules sont capables de céder leur énergie par ionisation aux matériaux

qui constituent les circuits intégrés. La dose ionisante déposée génère des charges positives piégées dans les oxydes et des états d'énergie à l'interface entre l'oxyde et le silicium. Les protons et les électrons les plus énergétiques transfèrent une partie de leur énergie cinétique aux atomes du réseau cristallin conduisant à des déplacements atomiques.

Dans les capteurs d'image CMOS, ces phénomènes ont pour principales conséquences d'intensifier les courants parasites et de dégrader la sensibilité. Cependant, l'origine des dégradations est rarement complètement identifiée. La prédiction des effets est donc pratiquement impossible, notamment lorsqu'un nouveau procédé de fabrication est utilisé. De plus, les techniques de durcissement à appliquer pour améliorer la résistance aux radiations de ces capteurs ne peuvent pas être ciblées efficacement dans ce contexte.

Ce constat révèle l'importance de l'utilisation d'une approche d'analyse permettant de remonter précisément à la source des dégradations. Ceci est discuté en détail dans le chapitre suivant.

En ce qui concerne les ordres de grandeur de dose de radiation à laquelle un satellite peut être exposé durant sa mission, on pourra retenir que le flux de protons intégré pour une mission scientifique typique est au plus de  $10^{11} \text{ H}^+/\text{cm}^2$  pour les protons d'énergie supérieure à 15 MeV [40]. Concernant la dose totale d'énergie déposée sous forme d'ionisation au cours d'une mission (toutes sources de radiation confondues), les spécifications suivantes sont généralement exigées pour des composants destinés aux applications spatiales [133] :

- entre 50 et 100 Gy pour les missions d'observation de la Terre,
- entre 100 et 300 Gy pour quelques orbites basses (LEO) et géostationnaires (GEO),
- supérieure à 300 Gy pour les orbites moyennes (MEO).

L'utilisation de circuits intégrés capables de supporter une dose ionisante de l'ordre de 10 kGy et des flux intégrés de protons de 60 MeV allant jusqu'à  $10^{12} \text{ cm}^{-2}$  est même envisagée par les agences spatiales pour des futures missions à destination de Jupiter. Toutes ces exigences tiennent compte des épaisseurs de blindage utilisées.

## Bibliographie

- [1] J. W. Horton, R. V. Mazza, et H. Dym, "The scanistor — a solid-state image scanner," dans *Proc. IEEE*, vol. 52, num. 12, déc. 1964, p. 1513–1528.

- 
- [2] P. K. Weimer, G. Sadasiv, J. Meyer, J. E., L. Meray-Horvath, et W. S. Pike, "A self-scanned solid-state image sensor," dans *Proc. IEEE*, vol. 55, num. 9, sept. 1967, p. 1591–1602.
- [3] R. H. Dyck et G. P. Weckler, "Integrated arrays of silicon photodetectors for image sensing," *IEEE Trans. Electron Devices*, vol. 15, num. 4, p. 196–201, avr. 1968.
- [4] E. Fossum, "CMOS image sensors : electronic camera on a chip," dans *IEDM Tech. Dig.*, 1995, p. 17–25.
- [5] M. Bigas, E. Cabruja, J. Forest, et J. Salvi, "Review of CMOS image sensors," *Microelectron. J.*, vol. 37, num. 5, p. 433–451, 2005.
- [6] A. El Gamal et H. Eltoukhy, "CMOS image sensors," *IEEE Circuits and Devices Magazine*, vol. 21, num. 3, p. 6–20, mai - juin 2005.
- [7] A. J. P. Theuwissen, "CMOS image sensors : State-of-the-art," *Solid-State Electron.*, vol. 52, num. 9, p. 1401–1406, sept. 2008.
- [8] M. A. Sivilotti, M. A. Mahowald, et C. A. Mead, "Real-time visual computations using analog CMOS processing arrays," dans *Proc. VLSI Conf.*, Cambridge, MA, 1988, p. 295.
- [9] I. Koren, J. Dohndorf, J. U. Schlüßler, J. Werner, A. Krönig, et U. Ramacher, "Design of a focal plane array with analog neural preprocessing," dans *Proc. SPIE*, vol. 2950, 1996, p. 64–74.
- [10] J. Hurwitz, S. G. Smith, A. A. Murray, P. B. Denyer, J. Thomson, S. Anderson, E. Duncan, A. Kinsey, B. Paisley, P.-F. Pugibet, E. Christison, B. Laffoley, M. Panaghiston, S. Bradshaw, J. Vittu, R. Brechignac, et K. M. Findlater, "A miniature imaging module for mobile applications," dans *IEEE ISSCC Tech. Dig.*, 2001, p. 90–91.
- [11] M. Moll, "Radiation damage in silicon particle detectors," Thèse de Doctorat, Hamburg University, 1999.
- [12] G. Anelli, M. Campbell, M. Delmastro, F. Faccio, S. Floria, A. Giraldo, E. Heijne, P. Jarron, K. Kloukinas, A. Marchioro, P. Moreira, et W. Snoeys, "Radiation tolerant VLSI circuits in standard deep submicron CMOS technologies for the LHC experiments : practical design aspects," *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 46, num. 6, p. 1690–1696, 1999.

- [13] W. Dulinski, G. Deptuch, Y. Gornushkin, P. Jalocho, J.-L. Riester, et M. Winter, "Radiation hardness study of an APS CMOS particle tracker," dans *Proc. IEEE NSS*, vol. 1, 2001, p. 100–103.
- [14] A. J. P. Theuwissen, *Solid-State Imaging with Charge-Coupled Devices*. Kluwer Academic, 1995.
- [15] J. Janesick, *Scientific Charge-Coupled Devices*. SPIE Press, 2001.
- [16] P. Bouguer, *Essai d'optique sur la gradation de la lumière*. Jombert, 1729.
- [17] S. M. Sze, *Physics of Semiconductor Devices*, 2nd ed. New York : Wiley, 1981.
- [18] A. S. Grove, *Physics and Technology of Semiconductor Devices*. Wiley International, 1967.
- [19] F. Van de Wiele, *Solid State Imaging*. Noordhoof International Publishing, 1976, chap. Photodiode quantum efficiency, p. 47–90.
- [20] M. H. White, D. R. Lampe, F. C. Blaha, et I. A. Mack, "Characterization of surface channel CCD image arrays at low light levels," *IEEE J. Solid-State Circuits*, vol. 9, num. 1, p. 1–12, fév. 1974.
- [21] Y. Degerli, "Etude, modélisation des bruits et conception des circuits de lecture dans les capteurs d'images à pixels actifs CMOS," Thèse de Doctorat, SUPAERO, Toulouse, nov. 2000.
- [22] P. Martin-Gonthier, P. Magnan, F. Corbiere, M. Estribeau, N. Huger, et L. Boucher, "Dynamic range optimisation of CMOS image sensors dedicated to space applications," dans *Proc. SPIE*, vol. 6744, 2007.
- [23] H. Tian, B. Fowler, et A. Gamal, "Analysis of temporal noise in CMOS photodiode active pixel sensor," *IEEE J. Solid-State Circuits*, vol. 36, num. 1, p. 92–101, jan. 2001.
- [24] E. L. Dereniak et D. G. Crowe, *Optical Radiation Detectors*. John Wiley & Sons, 1984.
- [25] C.-K. Kim, *Charge-coupled devices and systems*. Wiley-Interscience, 1979, chap. The physics of charge-coupled devices, p. 1–80.
- [26] M. J. Kirton et 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, num. 4, p. 367–468, 1989.

- 
- [27] X. Wang, P. R. Rao, A. Mierop, et A. J. P. Theuwissen, “Random telegraph signal in CMOS image sensor pixels,” dans *IEDM Tech. Dig.*, 2006, p. 1–4.
- [28] J. Janesick, J. T. Andrews, et T. Elliott, “Fundamental performance differences between CMOS and CCD imagers : Part 1,” dans *Proc. of SPIE*, vol. 6276, 2006.
- [29] C. Leyris, F. Martinez, M. Valenza, A. Hoffmann, J. Vildeuil, et F. Roy, “Impact of random telegraph signal in CMOS image sensors for low-light levels,” dans *Proc. ESSCIRC*, 2006, p. 376–379.
- [30] A. Moini, *Vision Chips*. Kluwer Academic Publishers, 2000.
- [31] S. Rolando, “Etude de capteurs d’images CMOS dédiés à la détection, la localisation et la mesure d’intensité d’événements lumineux,” Thèse de Doctorat, Institut Supérieur de l’Aéronautique et de l’Espace, Toulouse, 2008.
- [32] L. Boucher, “Analyse, modélisation et réduction du couplage de bruit par le substrat dans les imageurs CMOS,” Thèse de Doctorat, SUPAERO, Toulouse, jan. 2007.
- [33] G. R. Hopkinson, T. M. Goodman, et S. R. Prince, *A Guide to the use and calibration of detector array equipment*. SPIE, 2004.
- [34] G. C. Holst, *Sampling, aliasing, and data fidelity for electronic imaging systems, communications and data acquisition*. SPIE, 1998.
- [35] M. Estriebeau, “Analyse et modélisation de la fonction de transfert de modulation des capteurs d’images à pixels actifs CMOS,” Thèse de Doctorat, SUPAERO, Toulouse, déc. 2004.
- [36] M. Estriebeau et P. Magnan, “Pixel crosstalk and correlation with modulation transfer function of CMOS image sensor,” dans *Proc. SPIE*, vol. 5677, num. 1, 2005, p. 98–108.
- [37] E. G. Stassinopoulos et J. P. Raymond, “The space radiation environment for electronics,” *Proc. IEEE*, vol. 76, num. 11, p. 1423–1442, nov. 1988.
- [38] J. Barth, “Modeling space radiation environments,” dans *IEEE NS-REC Short Course*, 1997.

- [39] J. Bourrieau, J. P. David, et L. Levy, *Environnement spatial*. SU-PAERO, 1996.
- [40] A. Holmes-Siedle et L. Adams, *Handbook of radiation effects*. Oxford science publications, 1994.
- [41] S. Bourdarie, “Space radiation environment,” dans *Space radiation environment and its effects on spacecraft components and systems*, Cepadues, Ed., Toulouse, juin 2004, p. 57–82.
- [42] P. Lantos, “The sun, the solar wind and their effects on earth’s environment,” dans *Space radiation environment and its effects on spacecraft components and systems*, Cepadues, Ed., Toulouse, juin 2004, p. 57–82.
- [43] A. Johnston, “Optoelectronic devices with complex failure modes,” dans *IEEE NSREC short course*, 2000.
- [44] P. Peyrard, T. Beutier, O. Serres, C. Chatry, R. Ecoffet, G. Rolland, D. Boscher, S. Bourdarie, C. Inguibert, P. Calvel, et R. Mangeret, “A toolkit for space environment,” dans *Proc. RADECS*, 2003, p. 639–641.
- [45] “Space environment information system.” En ligne : <http://www.spervis.oma.be/>
- [46] T. Beutier, “Space radiation environnement specification,” dans *Space radiation environment and its effects on spacecraft components and systems*, Cepadues, Ed., Toulouse, juin 2004, p. 243–263.
- [47] A. H. Compton, “A quantum theory of the scattering of x-rays by light elements,” *Phys. Rev.*, vol. 21, num. 5, p. 483–502, mai 1923.
- [48] D. Blanc, *Physique Nucléaire*. Masson, 1973.
- [49] D. Halliday, *Introduction à la physique nucléaire*. Dunod, 1957.
- [50] F. J. Wilkinson, A. J. D. Farmer, et J. Geist, “The near ultraviolet quantum yield of silicon,” *J. Appl. Phys.*, vol. 54, num. 2, p. 1172–1174, 1983.
- [51] L. Dusseau, F. Saigne, et J. Gasiot, “Basic mechanisms,” dans *Space radiation environment and its effects on spacecraft components and systems*. Toulouse : Cepadues editions, 2004, p. 145–174.

- 
- [52] J. R. Janesick, *Scientific charge-coupled devices*. Bellingham : SPIE, 2001.
- [53] G. A. Ausman et F. B. McLean, "Electron-hole pair creation energy in SiO<sub>2</sub>," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 26, p. 173, 1975.
- [54] J. M. Benedetto et H. E. Boesch, "The relationship between Co<sup>60</sup> and 10 keV X-ray damage in MOS devices," *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. NS-33, p. 1318, 1986.
- [55] K. G. Kerris, *Ionizing Radiation Effects in MOS Devices and Circuits*. New York : Wiley-Interscience, 1989, chap. Source considerations and testing techniques, p. 443–484.
- [56] J. Hubbel, "Photon cross sections, attenuation coefficients, and energy absorption coefficients from 10 keV to 100 GeV," Washington D.C. : National Bureau of Standards, Rap. tech. NSRDS-NBS 29, 1969.
- [57] J.-P. David, "Total dose effects on devices and circuits," dans *Space radiation environments and its effects on spacecraft and systems*. Toulouse : Cepadues, juin 2004, p. 199–219.
- [58] E. A. Burke, "Energy dependence of proton-induced displacement damage in silicon," *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. NS-33, num. 6, p. 1276–1281, déc. 1986.
- [59] C. Inguibert, "Radiation-matter interaction," dans *Space radiation environment and its effects on spacecraft components and systems*. Toulouse : Cepadues, juin 2004, p. 84–107.
- [60] J. R. Srour et D. H. Lo, "Universal damage factor for radiation induced dark current in silicon devices." *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 47, num. 6, p. 2451–2459, déc. 2000.
- [61] G. Hopkinson, "Displacement damage : Analysis and characterisation of effects on devices," dans *Space radiation environment and its effects on spacecraft components and systems*. Toulouse : Cepadues editions, 2004, p. 175–197.
- [62] S. Duzellier, "Radiation effects on electronic devices in space, aerospace science and technology," *Aerospace Science and Technology*, vol. 9, p. 93–99, jan. 2005.
- [63] T. P. Ma et P. V. Dressendorfer, *Ionizing Radiation Effects in MOS Devices and Circuits*. New York : Wiley-Interscience, 1989.

- [64] J. F. Verwey, E. A. Amerasekera, et J. Bisschop, "The physics of SiO<sub>2</sub> layers," *Rep. Prog. Phys.*, vol. 53, p. 1297–1331, 1990.
- [65] E. H. Snow, A. S. Grove, et D. J. Fitzgerald, "Effects of ionizing radiation on oxidized silicon surfaces and planar devices," *Proc. IEEE*, vol. 55, num. 7, p. 1168, juil. 1967.
- [66] T. R. Oldham et F. B. McLean, "Total ionizing dose effects in MOS oxides and devices," *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 50, p. 483–499, juin 2003.
- [67] R. C. Hughes, "Charge carrier transport phenomena in amorphous SiO<sub>2</sub> : direct measurement of mobility and carrier lifetime," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 30, p. 1333, 1973.
- [68] M. von Smoluchowski, "Über brownsche molekularbewegung unter einwirkung ausserer krafte und deren zusammenhang mit der verallgemeinerter diffusionsgleichung," *Annalen der Physik*, vol. 44, p. 1103, 1915.
- [69] L. Onsager, "Initial recombination of ions," *Phys. Rev.*, vol. 54, p. 554, 1938.
- [70] G. Jaffe, "Zur theorie der ionization in kolonnen," *Annalen der Physik*, vol. 42, p. 303, 1913.
- [71] T. R. Oldham et J. M. McGarrity, "Comparison of <sup>60</sup>Co and 10 keV X-ray response in MOS capacitors," *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. NS-30, p. 4377, 1983.
- [72] B. E. Deal, M. Sklar, A. S. Grove, et E. H. Snow, "Characteristics of surface-state charge (QSS) of thermally oxidized silicon," *J. Electrochem. Soc.*, vol. 114, p. 266, 1967.
- [73] T. R. Oldham, *Ionizing Radiation Effects in MOS Oxides, Advances in Solid State Electronics and Technology (ASSET) Series*. Singapore : World Scientific, 1999.
- [74] A. Lelis, T. R. Oldham, H. E. Boesch, et F. B. Mc Lean, "The nature of trapped hole annealing process," *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 36, num. 6, p. 1808–1815, DEC 1989.
- [75] H. L. Hughes et J. M. Benedetto, "Radiation effects and hardening of MOS technology : devices and circuits," *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 50, p. 500–501, juin 2003.

- [76] G. C. Messenger et M. S. Ash, *The effects of radiation on electronic systems*, 2nd ed. New York : Van Nostrand Reinhold, 1991.
- [77] F. B. McLean, "A framework for understanding radiation-induced interface states in SiO<sub>2</sub> MOS structures," *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 27, p. 1651–1657, déc. 1980.
- [78] N. S. Saks et D. B. Brown, "Interface trap formation via the two-stage H<sup>+</sup> process," *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 36, p. 1848–1857, déc. 1989.
- [79] Y. Nishi, "Study of Silicon-Silicon Dioxide Structure by Electron Spin Resonance I," *Jpn. J. Appl. Phys.*, vol. 10, num. 1, p. 52–61, jan. 1971.
- [80] Y. Nishi, K. Tanaka, et A. Ohwada, "Study of Silicon-Silicon Dioxide Structure by Electron Spin Resonance II," *Jpn. J. Appl. Phys.*, vol. 11, num. 1, p. 85–91, jan. 1972.
- [81] A. H. Edwards, "Theory of the  $P_b$  center at the  $\langle 111 \rangle$  Si/SiO<sub>2</sub> interface," *Phys. Rev. B*, vol. 36, p. 9638–9648, déc. 1987.
- [82] M. Schulz, "Interface states at the SiO<sub>2</sub>–Si interface." *Surface Science*, vol. 132, p. 422–455, sept. 1983.
- [83] B. E. Deal, "Standardized terminology for oxide charges associated with thermally oxidized silicon," *IEEE Trans. Electron Devices*, vol. ED-27, num. 3, p. 606–608, mars 1980.
- [84] D. M. Fleetwood, "Border traps in MOS devices," *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 39, num. 2, p. 269–271, avr. 1992.
- [85] P. McWorther, S. Miller, et W. Miller, "Modeling the anneal of radiation-induced trapped holes in a varying thermal environment," *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 37, num. 6, p. 1682–1689, déc. 1990.
- [86] J. Schwank, D. Fleetwood, M. Shaneyfelt, P. Winokur, C. Axness, et L. Riewe, "Latent interface-trap buildup and its implications for hardness assurance," *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 39, num. 6, p. 1953–1963, 1992.
- [87] *Total dose steady-state irradiation test method*, ESA/SCC, 2007, Basic specification No.22900.3.
- [88] D. M. Fleetwood, P. S. Winokur, et T. L. Meisenheimer, "Hardness assurance for low-dose space applications," *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 38, num. 6, p. 1552–1559, déc. 1991.

- 
- [89] P. Winokur, M. Shaneyfelt, T. Meisenheimer, et D. Fleetwood, “Advanced qualification techniques,” dans *Proc. RADECS*, Saint-Malo, sept. 1993.
- [90] *US Military standard test method*, US DoD, 2006, MIL-STD-883G SM1019.7.
- [91] H. M. James et K. Lark-Horovitz, “Localized electronic states in bombarded semiconductors,” *Z. Physik. Chem.*, vol. 198, 1951.
- [92] H. W. Kraner, “Radiation damage in semiconductor detectors,” *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 29, num. 3, p. 1087–1100, juin 1982.
- [93] J. R. Srouf, C. J. Marshall, et P. W. Marshall, “Review of displacement damage effects in silicon devices,” *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 50, num. 3, p. 653–670, juin 2003.
- [94] G. P. Summers, “Displacement damage : Mechanisms and measurements,” dans *IEEE NSREC Short Course*, 1992.
- [95] J. R. Srouf, “Displacement damage effects in electronics materials, devices, and integrated circuits,” dans *IEEE NSREC Short Course*, 1988.
- [96] C. Leroy et P.-G. Rancoita, “Particle interaction and displacement damage in silicon devices operated in radiation environments,” *Rep. Progr. Phys.*, vol. 70, num. 4, p. 493–625, 2007.
- [97] S. Wood, N. J. Doyle, J. A. Spitznagel, W. J. Choyke, R. M. More, J. N. McGruer, et R. B. Irwin, “Simulation of radiation damage in solids,” *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 28, num. 6, p. 4107–4112, déc. 1981.
- [98] G. Watkins, “Intrinsic defects in silicon,” *Mat. Sci. Semicon. Proc.*, vol. 3, num. 4, p. 227–235, 2000.
- [99] M. Lannoo et J. Bourgoin, *Point defects in semiconductors I*. Springer-Verlag, 1981.
- [100] J. L. Benton et L. C. Kimerling, “Capacitance transient spectroscopy of trace contamination in silicon,” *J. Electrochem. Soc.*, vol. 129, num. 9, p. 2098–2102, 1982.

- [101] B. Gossick et J. Crawford Jr, “Disordered regions in n-type germanium bombarded by fast neutrons,” *Bull. Amer. Phys. Soc.*, vol. 3, p. 400, 1958.
- [102] B. R. Gossick, “Disordered regions in semiconductors bombarded by fast neutrons,” *J. Appl. Phys.*, vol. 30, num. 8, p. 1214–1218, 1959.
- [103] J. J. H. Crawford et J. W. Cleland, “Nature of bombardment damage and energy levels in semiconductors,” *J. Appl. Phys.*, vol. 30, num. 8, p. 1319–1319, 1959.
- [104] J. W. Palko et J. R. Srour, “Amorphous inclusions in irradiated silicon and their effects on material and device properties,” dans *IEEE Nuclear and Space Radiation Effects Conference*, 2008.
- [105] W. Shockley et W. T. Read, “Statistics of the recombination of holes and electrons,” *Phys. Rev.*, vol. 87, p. 835–842, 1952.
- [106] R. L. Pease, E. W. Enlow, G. L. Dinger, et P. Marshall, “Comparison of proton and neutron carrier removal rates,” *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 34, num. 6, p. 1140–1146, déc. 1987.
- [107] B. Hancock et G. Soli, “Total dose testing of a CMOS charged particle spectrometer,” *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 44, num. 6, p. 1957–1964, 1997.
- [108] M. Cohen et J. David, “Radiation effects on active pixel sensors,” dans *Proc. RADECS*, 1999, p. 450–456.
- [109] M. Cohen et J.-P. David, “Radiation-induced dark current in CMOS active pixel sensors,” *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 47, num. 6, p. 2485–2491, déc. 2000.
- [110] G. R. Hopkinson, “Radiation effects in a CMOS active pixel sensor,” *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 47, num. 6, p. 2480–2484, déc. 2000.
- [111] E.-S. Eid, T. Y. Chan, E. R. Fossum, R. H. Tsai, R. Spagnuolo, J. Deily, W. B. Byers, et J. C. Peden, “Design and characterization of ionizing radiation-tolerant CMOS APS image sensors up to 30 Mrd (Si) total dose,” *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 48, num. 6, p. 1796–1806, déc. 2001.
- [112] B. R. Hancock, T. J. Cunningham, K. P. McCarty, G. Yang, C. J. Wrigley, P. G. Ringold, R. C. Stirbl, et B. Pain, “Multi-megarad (Si)

- radiation-tolerant integrated CMOS imager,” dans *Proc. of SPIE*, vol. 4306, 2001, p. 147–155.
- [113] R. Stirbl, B. Pain, T. Cunningham, B. Hancock, G. Yang, J. Heynsens, et C. Wrigley, “Advances in ultralow-power highly integrated active pixel sensor CMOS imagers for space and radiation environments,” dans *Proc. SPIE*, vol. 4540, 2001, p. 278.
- [114] J. Bogaerts, B. Dierickx, et R. Mertens, “Random telegraph signal in a radiation-hardened CMOS active pixel sensor,” *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 49, num. 1, p. 249–257, fév. 2002.
- [115] ———, “Enhanced dark current generation in proton-irradiated CMOS active pixel sensors,” *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 49, num. 3, p. 1513–1521, juin 2002.
- [116] J. Bogaerts, B. Dierickx, G. Meynants, et D. Uwaerts, “Total dose and displacement damage effects in a radiation-hardened CMOS APS,” *IEEE Trans. Electron Devices*, vol. 50, num. 1, p. 84–90, 2003.
- [117] M. Deveaux, G. Claus, G. Deptuch, W. Dulinski, Y. Gornushkin, et M. Winter, “Neutron radiation hardness of monolithic active pixel sensors for charged particle tracking,” *Nucl. Instr. Meth. A*, vol. 512, p. 71–76, 2003.
- [118] B. Pain, B. R. Hancock, T. J. Cunningham, S. Seshadri, C. Sun, P. Pedadda, C. J. Wrigley, et R. C. Stirbl, “Hardening CMOS imagers : radhard-by-design or radhard-by-foundry,” dans *Proc. SPIE*, vol. 5167, 2004, p. 101–110.
- [119] G. R. Hopkinson, A. Mohammadzadeh, et R. Harboe-Sorensen, “Radiation effects on a radiation-tolerant CMOS active pixel sensor,” *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 51, num. 5, p. 2753–2761, oct. 2004.
- [120] M. Deveaux, J. Berst, W. de Boer, M. Caccia, G. Claus, G. Deptuch, W. Dulinski, G. Gaycken, D. Grandjean, L. Jungermann, J. Riester, et M. Winter, “Charge collection properties of X-ray irradiated monolithic active pixel sensors,” *Nucl. Instr. Meth. A*, vol. 552, p. 118–123, 2005.
- [121] L. Duvet, D. D. E. Martin, et A. Owens, “Current progress of active pixel sensor developments for future european space agency planetary and sun observation missions,” dans *Proc. SPIE*, vol. 6276. SPIE, 2006.

- 
- [122] P. R. Rao, X. Wang, et A. J. P. Theuwissen, “Degradation of CMOS image sensors in deep-submicron technology due to  $\gamma$ -irradiation,” *Solid-State Electron.*, vol. 52, num. 9, p. 1407–1413, sept. 2008.
- [123] 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.
- [124] S. Eid, T. Chan, E. Fossum, R. Tsai, R. Spagnuolo, et J. Deily, “Design of radiation hard CMOS APS image sensors in a 0.35- $\mu$ m standard process,” dans *Proc. SPIE*, vol. 4306, 2001, p. 50.
- [125] I. H. Hopkins et G. R. Hopkinson, “Random telegraph signals from proton-irradiated CCDs,” *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 40, num. 6, p. 1567–1574, déc. 1993.
- [126] ———, “Further measurements of random telegraph signals in proton-irradiated CCDs,” *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 42, num. 6, p. 2074–2081, 1995.
- [127] G. R. Hopkinson, V. Goiffon, et A. Mohammadzadeh, “Random telegraph signals in proton irradiated CCDs and APS,” *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 55, num. 4, août 2008.
- [128] A. M. Chugg, R. Jones, M. J. Moutrie, J. R. Armstrong, D. B. S. King, et N. Moreau, “Single particle dark current spikes induced in CCDs by high energy neutrons,” *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 50, num. 6, p. 2011–2017, 2003.
- [129] D. R. Smith, A. D. Holland, et I. B. Hutchinson, “Random telegraph signals in charge coupled devices,” *Nucl. Instr. Meth. A*, vol. 530, num. 3, p. 521–535, sept. 2004.
- [130] T. Nuns, G. Quadri, J.-P. David, O. Gilard, et N. Boudou, “Measurements of random telegraph signal in CCDs irradiated with protons and neutrons,” *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 53, num. 4, p. 1764–1771, août 2006.
- [131] T. Nuns, G. Quadri, J.-P. David, et O. Gilard, “Annealing of Proton-Induced Random Telegraph Signal in CCDs,” *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 54, num. 4, p. 1120–1128, 2007.
- [132] G. Vincent, A. Chantre, et D. Bois, “Electric field effect on the thermal emission of traps in semiconductor junctions,” *J. Appl. Phys.*, vol. 50, num. 8, p. 5484–5487, 1979.

- [133] R. Ecoffet, E. Lorfevre, F. Bezerra, S. Duzellier, J. Bertrand, et J. L. Venturin, “Overview of effects on components,” dans *Space radiation environment and its effects on spacecraft components and systems*, Cepadues, Ed., Toulouse, juin 2004, p. 243–263.

# Chapitre 2

## Méthode pour l'analyse des dégradations d'un imageur irradié

### Plan du chapitre

---

2.1	Introduction . . . . .	49
2.2	Vue d'ensemble de l'approche retenue . . . . .	50
2.3	Sélection des moyens expérimentaux . . . . .	52
2.4	Utilisation des caractéristiques I-V . . . . .	57
2.5	Mesure des dégradations d'un capteur d'image . . . . .	81
2.6	Récapitulatif de la méthode proposée . . . . .	87

---

### 2.1 Introduction

Le comportement d'un circuit intégré exposé à un environnement radiatif peut être étudié à plusieurs niveaux allant de l'analyse fine des dégradations physiques des matériaux aux effets observés en sortie du système. Quel que soit le niveau de détail de l'étude, plusieurs approches sont aussi possibles. Dans ce chapitre, nous présentons la méthode choisie pour étudier la tolérance aux radiations d'un capteur d'image. Pour cela, l'intérêt d'étudier ces phénomènes à plusieurs niveaux est discuté. Ensuite, la sélection des moyens expérimentaux est réalisée grâce à la comparaison des diverses méthodes de caractérisation disponibles ou accessibles. Les solutions retenues sont décrites en détail. Enfin, un récapitulatif de la méthode est exposé.

## 2.2 Vue d'ensemble de l'approche retenue

L'étude des effets des radiations sur un capteur d'image peut être divisée en plusieurs niveaux comme schématisé sur la Fig. 2.1. En amont se trouve la physique des interactions entre particules et matière, la génération des défauts qui en découle, leur évolution et leur influence sur les propriétés du matériau analysé. Nous avons regroupé ces phénomènes de base sous l'appellation « physique des dégradations ». Le deuxième niveau d'étude proposé concerne l'étude des structures les plus élémentaires qu'il est possible de réaliser, comme un oxyde d'isolation ou une zone de silicium dopée N (ou P). Ces structures sont en pratique les briques de base disponibles pour la réalisation d'une structure plus complexe, ou dispositif, capable de réaliser une fonction électronique. Le niveau « dégradation des dispositifs » concerne donc les dispositifs composés d'au moins deux structures élémentaires. Par exemple, au moins trois structures élémentaires jouent un rôle dans le comportement d'une diode : une zone de silicium dopée N, une zone P et un oxyde d'isolation sur sa périphérie. Ensuite vient logiquement l'étude d'un pixel, étant lui même constitué de plusieurs dispositifs. Pour finir, la matrice de pixels est le niveau d'étude le plus élevé qui nous intéresse ici.

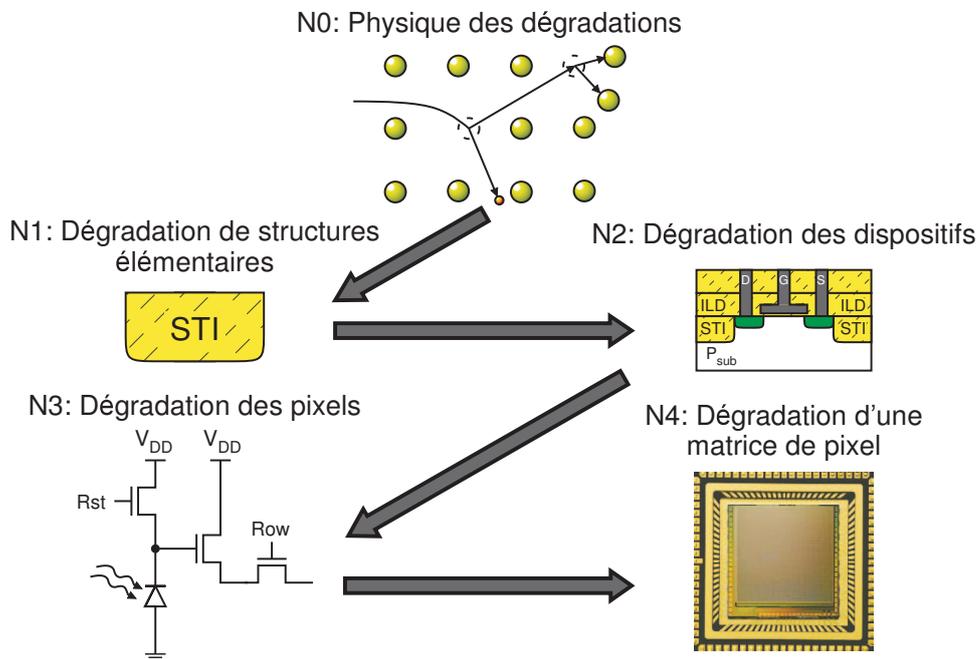


Fig. 2.1 – Les différents niveaux d'étude possibles pour l'analyse des effets des radiations sur un capteur d'image.

Les activités de recherche concernant le niveau N0 sont nécessaires à la bonne compréhension des phénomènes observés aux niveaux supérieurs. La plupart des conclusions tirées de ces études sont peu dépendantes des technologies utilisées et peuvent souvent servir de base pour la compréhension des effets observés dans un grand nombre de composants. Ce domaine fait l'objet d'efforts intensifs depuis des décennies. Ils ont conduit à une base solide en constante progression. De plus, ce sujet de recherche dépasse la portée de notre étude. C'est pourquoi les résultats présentés dans la littérature constituent la seule source que nous considérons pour améliorer notre connaissance de la physique des dégradations.

En ce qui concerne les niveaux d'analyse suivants, les informations existantes dans la littérature ne sont pas suffisantes pour anticiper ou même comprendre les effets observés. Cela vient principalement du fait que les procédés de fabrication changent fréquemment et ne sont pas assez bien connus pour que l'on puisse transposer directement des résultats obtenus sur des circuits réalisés grâce à une technologie différente. Une étude expérimentale est donc nécessaire.

Plusieurs approches sont là aussi possibles, la plus simple consiste à concevoir et réaliser un capteur d'image et à le caractériser dans des conditions au moins aussi sévères que l'environnement radiatif auxquels il doit résister. Cette solution présente les inconvénients majeurs suivants : la bonne compréhension des phénomènes mis en jeu est très difficile. Cette approche de type « boîte noire » ne permet pas en général d'identifier les sources des dégradations. Enfin les conclusions tirées ne peuvent s'appliquer qu'à ce composant. Par conséquent, un changement durant la conception du capteur pourra conduire à un comportement après irradiation très différent de celui du circuit originalement testé. Il sera également compliqué d'améliorer efficacement la conception de ce capteur pour réduire sa sensibilité aux radiations. Cependant, si le but de l'étude n'est ni la compréhension des phénomènes, ni la future amélioration du capteur mais uniquement sa qualification, cette méthode sera généralement adoptée car elle minimise les impacts sur le planning et le coût. Des standards de test [1, 2] existent pour faciliter sa mise en œuvre. Il est important de souligner que ces standards ne prennent pas en compte les spécificités des capteurs d'image et que leur utilisation peut parfois s'avérer dangereuse dans ce contexte.

L'autre extrême consiste à tester exhaustivement la technologie étudiée du niveau N1 au niveau N4. Dans ce cas l'investissement en temps et en moyen est maximal. Cette situation n'est pas souhaitable, en particulier si les résultats produits sont redondants. Un compromis doit donc être trouvé en évaluant l'intérêt des niveaux N1 à N4.

Comme nous l'avons précisé précédemment, le procédé de fabrication n'étant pas connu en détail, il est impossible d'anticiper correctement les dégradations des structures élémentaires à partir d'une connaissance de la physique des dégradations. Il nous apparaît donc vital de pallier ce manque d'information par une étude détaillée du niveau N1.

Les réponses des dispositifs de niveau N2 pourraient en théorie être extrapolées à partir des résultats du niveau précédent. Néanmoins, cela suggère une fois encore une parfaite connaissance de la technologie — notamment des profils de dopage — et l'existence de modèles adaptés. De tels modèles n'ayant pas été développés, le niveau N2 ne peut pas être délaissé.

La maîtrise des comportements des dispositifs élémentaires (N2) sous irradiation peut conduire à une anticipation qualitative du comportement de pixels irradiés, quel que soit leur type. Une estimation quantitative correcte peut aussi être envisagée si les dispositifs étudiés sont de dimensions comparables à celles utilisées dans les pixels ou si le facteur d'échelle ne joue pas un rôle important dans la réponse des composants. Ces extrapolations sont possibles grâce à une modélisation électrique simple des pixels. Dans ce cas, les dégradations sont représentées par des composants parasites dont les caractéristiques ont été établies grâce au niveau N2 et comprises grâce à l'étude du niveau N1.

Pourtant, la conception et la réalisation de plusieurs types de pixels peuvent être effectuées pour vérifier les estimations, mais l'étude des niveaux N0 à N2 permet de réduire considérablement le nombre de structures à tester pour se focaliser uniquement sur les architectures prometteuses.

Enfin, de façon similaire, l'étude d'un capteur complet (niveau N4) permet de valider les étapes précédentes. Il est aussi possible d'identifier précisément les parties sensibles du capteur en corrélant sa réponse à celles des dispositifs.

Pour résumer, nous proposons d'évaluer la tolérance aux radiations d'un capteur d'image CMOS en caractérisant un nombre limité de structures clés, de complexité croissante, afin de comprendre précisément les dégradations observées sur le capteur.

## 2.3 Sélection des moyens expérimentaux

Le fil conducteur de la méthode ayant été présenté, il reste à sélectionner les moyens expérimentaux permettant d'obtenir les informations voulues. Les radiations d'énergie suffisante peuvent changer les propriétés des matériaux qu'elles traversent en générant des défauts [3, 4]. Ce sont ces défauts que nous devons étudier pour arriver à apprécier le comportement

d'un capteur d'image irradié. Il existe une quantité importante de techniques permettant de les examiner [5, 6]. Parmi elles, seules les méthodes de caractérisation électrique ont été retenues pour les raisons suivantes :

- elles sont les plus adaptées au test d'un nombre élevé d'échantillons ;
- elles peuvent souvent être automatisées ;
- elles n'altèrent pas, en général, l'échantillon et peuvent donc être répétées<sup>1</sup> ;
- elles correspondent le mieux aux moyens disponibles dans notre environnement et/ou rapidement accessibles ;
- les grandeurs mesurées sont en relation directe avec celles que fournit l'objet de l'étude, le capteur d'image.

Des méthodes optique, chimique ou physique peuvent aussi être utilisées ponctuellement.

L'utilisation des méthodes de caractérisation électrique suivantes a été envisagée :

**Caractérisation courant-tension (IV)** Elle désigne la mesure des courants qui traversent la structure étudiée en régime permanent pour plusieurs polarisations. La mesure des potentiels présents sur les terminaux en fonction du ou des courants appliqués et aussi possible, mais en général la première solution est la plus adaptée. Comme cela est détaillé dans la section 2.4 p. 57, cette technique appliquée à certaines structures choisies permet d'estimer l'augmentation de la densité des charges piégées, de la densité des états d'interface et de la densité des défauts dans le volume du semiconducteur. De plus, ces caractéristiques donnent accès aux paramètres (tension de seuil, courant parasite...) qui sont directement liés aux performances du capteur (gain, courant d'obscurité...).

**Caractérisation IV sous photo-excitation (Ph-IV)** Elle désigne ici la mesure des caractéristiques courant-tension sur des dispositifs éclairés. Ces mesures permettent en particulier de suivre l'évolution de la photo-réponse des photodiodes.

**Caractérisation capacité-tension (CV)** Elle désigne ici la mesure de la capacité présente entre deux terminaux d'une capacité MOS ou d'une jonctions PN pour plusieurs polarisations. Pour la caractérisation de défauts, les résultats qu'elle fournit sont assez redondant avec ce que l'on peut obtenir avec les méthodes IV. Les caractéristiques CV permettent cependant d'estimer le dopage et donc de voir si à forte dose le dopage évolue avec l'irradiation.

---

1. La dégradation d'un échantillon peut alors être suivie au cours de l'irradiation.

**Mesure de la capacité en fonction du temps (Ct)** Le fait de changer la polarisation d'une capacité MOS ou d'une jonction PN permet de faire varier l'épaisseur de la zone dépeuplée. Si cela est fait assez rapidement à l'aide d'un échelon de tension, les constantes de temps d'émission ou de capture peuvent être estimées grâce à la mesure des transitoires de capacité. En effet, la capacité varie avec l'épaisseur de la zone dépeuplée qui est elle même fonction du nombre de charges piégées dans les défauts présents dans cette zone.

**Pompage de charge** Le principe du pompage de charge [7] appliqué à un transistor MOS à canal N est présenté sur la Fig. 2.2. La source et le drain du transistor sont polarisés à la même tension légèrement positive (donc inverse)  $V_R$ . Cette polarisation facilite la création du canal d'inversion (voir Fig. 2.2b) lorsque la grille du transistor est amenée à un potentiel supérieur à  $V_R + V_{th}$ , avec  $V_{th}$  la tension de seuil du transistor. Par conséquent, lorsqu'une telle tension est appliquée entre grille et source, le canal d'inversion est formé quasi instantanément. Les états d'énergie présents dans la bande interdite à l'interface entre l'oxyde de grille et le silicium sont alors très rapidement remplis grâce à la forte densité en électron du canal. Si par la suite le transistor est brutalement forcé dans un régime d'accumulation par une tension suffisamment faible ou négative (Fig. 2.2c), les électrons présents dans le canal sont instantanément évacués par la source et le drain (Fig. 2.2c). Les charges piégées sont émises après un temps caractéristique et se recombinent rapidement avec les trous en excès.

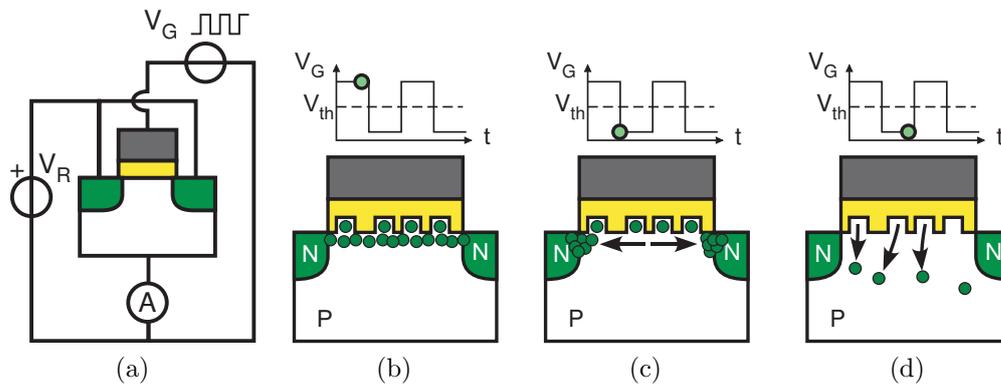


Fig. 2.2 – Principe du pompage de charge. (a) Schéma de principe de la mesure. (b) Le canal d'inversion est formé sous la grille à l'aide d'une tension supérieure à  $V_{th}$ . Les états d'interface sont alors remplis par les électrons du canal. (c) La tension de grille passe brutalement à une tension permettant l'accumulation de trous sous la grille. Les électrons du canal sont alors évacués vers la source et le drain. (d) Les charges piégées sont émises après un temps caractéristique et se recombinent rapidement avec les trous en excès.

alors que les charges piégées à l'interface ne seront libérées qu'après un temps caractéristique. Lorsque ces électrons piégés sont émis, le semiconducteur de type P sous la grille est en accumulation, et les électrons émis sont rapidement recombinés (Fig. 2.2c). Si l'opération est répétée périodiquement, ceci induit un courant moyen de recombinaison transitant par le contact de substrat<sup>2</sup>. Ce courant peut être récupéré en intégrant le courant de substrat lorsque des créneaux de tension sont appliqués sur la grille. La valeur ainsi mesurée est alors proportionnelle au nombre d'états d'interface et à la fréquence des créneaux. Grâce à cette méthode il est possible de retrouver le nombre absolu de défauts présents à l'interface Si-SiO<sub>2</sub>. Une variante, utilisant trois niveaux [8] de polarisation au lieu de deux, permet de retrouver la répartition en énergie de ces défauts.

**Bruit en 1/f.** La cause du bruit en 1/f (aussi appelé bruit de scintillement) dans les transistors MOS est attribué aux défauts présents à l'interface entre l'oxyde de grille et le canal du transistor. Les pièges frontaliers participent aussi à ce bruit. La frontière entre ces deux contributeurs est difficilement définissable. Certaines méthodes permettent de retrouver la répartition dans l'espace et en énergie des états d'interface et des pièges frontaliers grâce à l'analyse du bruit en 1/f. Les conditions de polarisation permettent de balayer le spectre en énergie alors que la fréquence du bruit est utilisée pour localiser le défaut comme cela est schématisé sur la Fig. 2.3. Plus le défaut est loin de l'interface, plus sa fréquence de capture/émission est basse. Des méthodes d'extraction de densité de pièges [9, 10] sont présentées dans la littérature,

2. et par les contacts de source et de drain

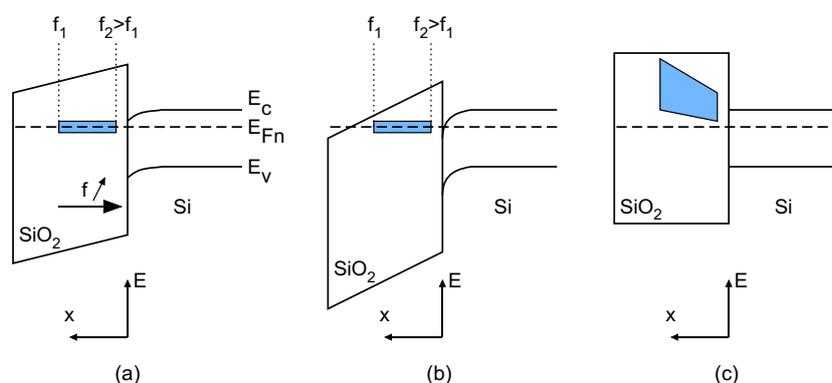


Fig. 2.3 – Défauts accessibles grâce à la mesure du bruit de scintillement entre les fréquences  $f_1$  et  $f_2$ . (a) à  $V_{G1}$ . (b) à  $V_{G2} > V_{G1}$ . (c) après un balayage de  $V_{G1}$  à  $V_{G2}$ .

ces travaux étant inspirés de publications plus anciennes [11–13]. Les mesures de bruit en  $1/f$  sont très délicates et même si les méthodes de cartographie de défauts semblent prometteuses, leur correspondance avec les effets observés en régime statique n'est pas assurée.

**DLTS** Cet acronyme signifie spectroscopie capacitive des niveaux profonds (Deep Level Transient Spectroscopy). Cette technique reprend le principe des transitoires de capacité des mesures  $C(t)$  — et donc l'extraction des constantes de temps caractéristiques des défauts — mais sur toute une gamme de température. Elle permet en général d'obtenir la nature du défaut, son niveau d'énergie, sa section efficace de capture, sa concentration et sa répartition spatiale. La méthode DLTS et les techniques dérivées permettent donc une caractérisation complète des défauts. Elle nécessite néanmoins une instrumentation dédiée difficilement accessible.

La comparaison de l'ensemble de ces techniques est résumée dans le Tab. 2.1. Les méthodes IV pèchent par le fait qu'elles ne produisent que des valeurs d'augmentation moyenne relative de concentration de défauts. Les valeurs absolues, les distributions spatiales et les distributions en énergie ne peuvent pas être obtenues précisément avec de telles caractérisations. Elles apparaissent malgré tout comme un très bon compromis, tant par leur simplicité que par le nombre d'informations qu'elles peuvent fournir. Elles permettent notamment d'obtenir rapidement des informations sur l'ensemble des défauts qui nous intéressent. En ce qui concerne la caractérisation IV de photodiodes photo-stimulées, cette technique apparaît comme nécessaire pour la mesure d'un paramètre fondamental des capteurs d'image : le rendement quantique.

Tab. 2.1 – Comparaison des moyens expérimentaux envisagés. La capacité de chaque méthode à caractériser les charges piégées (OT), les états d'interface (IT) et les défauts de déplacement (DD) est notée sur 5. La colonne imageur présente la possibilité de comparer directement le résultat d'une mesure à certaines caractéristiques du capteur d'image.

Techniques	OT	IT	DD	Imageur	Commentaires
Courant-tension (IV)	3	3	2	Gain, $I_{\text{obs}}$	Nécessaire, simple, efficace
IV photo-stimulé	-	-	1	EDS	Nécessaire pour EDS
Capacité-tension	3	2	1	CVF	Redondant avec IV
Capacité-temps	0	3	3	-	Limité
Pompage de charge	0	4	0	-	Précis pour $N_{\text{it}}$
Bruit $1/f$	0	3	0	Bruit $1/f$	Lourd, difficile à exploiter
Spectroscopie DLTS	0	5	5	-	Complet mais lourd

Le gain apporté par les mesures de capacité CV et Ct ne nous a pas semblé significatif mais elles peuvent s'avérer nécessaire si des variations de facteur de conversion sont mesurés en sortie d'imageurs irradiés. La mesure du bruit en 1/f étant très délicate et fournissant des résultats difficiles à exploiter au niveau circuit, elle a été rejetée. Enfin, le pompage de charge et la spectroscopie DLTS restent des méthodes nécessaires pour la caractérisation complète des défauts, mais contrairement aux méthodes IV, elles sont spécialisées et nécessitent l'utilisation de techniques complémentaires pour étudier l'ensemble des effets des radiations. Leur mise en oeuvre demande un investissement important et leur disponibilité limitée n'autorise qu'une utilisation ponctuelle de ces moyens.

C'est pourquoi nous avons décidé de nous restreindre, dans un premier temps, au développement et à l'utilisation des moyens de caractérisation courant-tension.

## 2.4 Utilisation des caractéristiques I-V pour l'analyse des dégradations

Comme le montre le Tab. 2.1 p. 56, les caractéristiques I-V de dispositifs simples fournissent un large spectre d'information sur les défauts dus aux radiations. Les structures et méthodes sélectionnées pour extraire ces informations sont détaillées dans cette section.

### 2.4.1 Le transistor MOS utilisé comme outil de caractérisation

#### 2.4.1.1 Quelques rappels sur la structure MOS

La Fig. 2.4 présente les diagrammes de bande de l'interface MOS idéale pour trois tensions de polarisation remarquables [14] et pour deux cas plus réalistes prenant en compte les charges présentes dans l'oxyde. Les potentiels sont ici repérés par rapport au niveau de Fermi intrinsèque. Le potentiel  $\phi$  dans le volume du semiconducteur (c.-à-d. loin de la jonction) est donc nul. Le potentiel  $\phi_F$ , appelé potentiel de Fermi, est défini comme la différence d'énergie entre le niveau de Fermi et le niveau de Fermi intrinsèque divisée par la charge élémentaire :

$$\phi_F = \frac{E_F - E_i^{\text{volume}}}{q}. \quad (2.1)$$

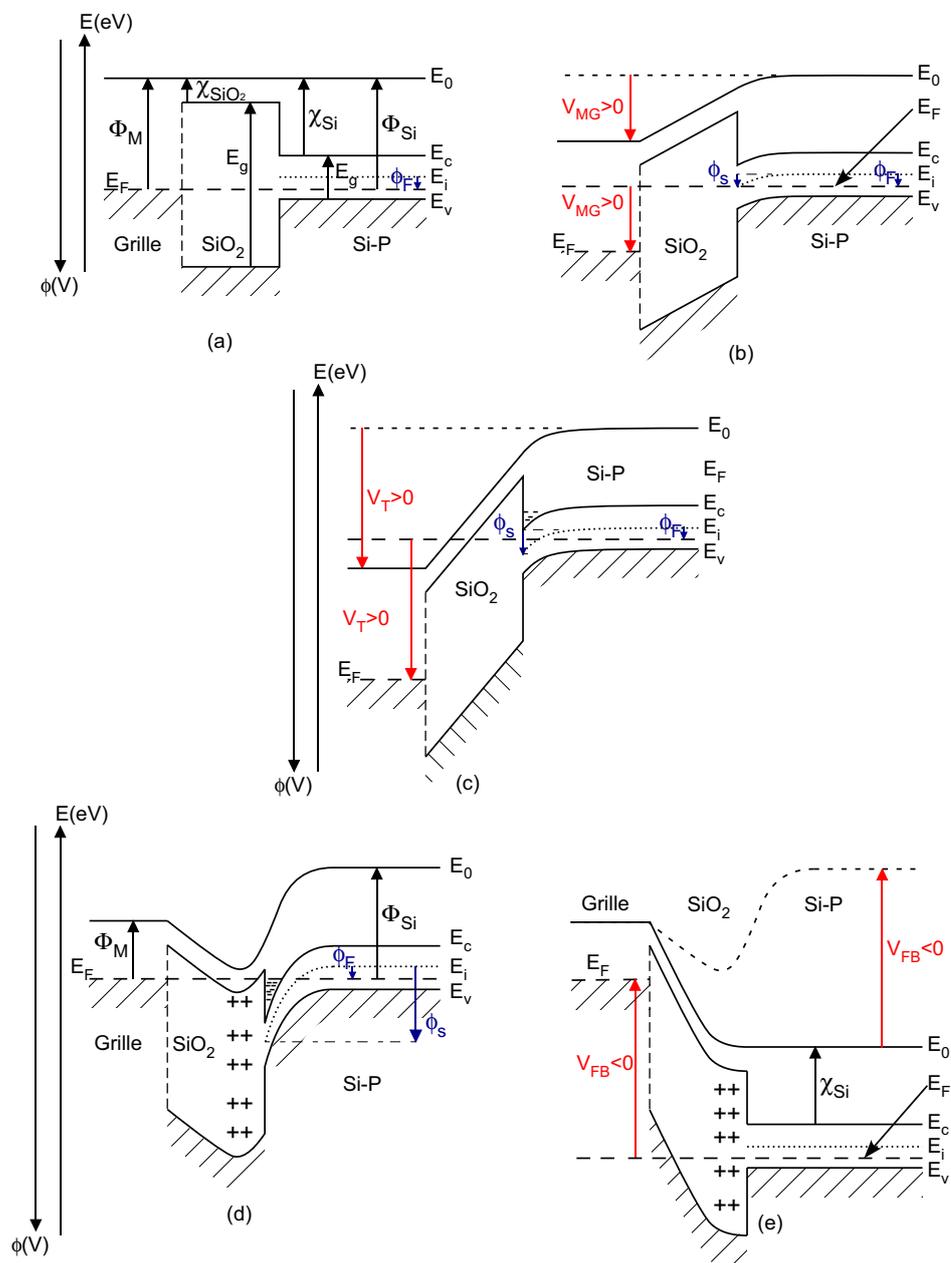


Fig. 2.4 – Diagrammes de bande d'une structure MOS (Si-P) à l'équilibre ( $t = \infty$ ). (a) Structure idéale à polarisation nulle. (b) À la tension de milieu de bande interdite  $V_{MG}$ . (c) À la tension de seuil  $V_{th}$ . (d) Structure MOS réelle à polarisation nulle. (e) À la tension de bande plate  $V_{FB}$ .

Le potentiel à l'interface Si/SiO<sub>2</sub>, appelé potentiel de surface, est noté  $\phi_s$ .

$$\phi_s(V) = \frac{E_i^{\text{interface}}(V) - E_i^{\text{volume}}}{q}. \quad (2.2)$$

Lorsque le potentiel de surface est nul (Fig. 2.4e) la tension appliquée entre la grille et le substrat est dite tension de bande plate  $V_{\text{FB}}$ .

$$\phi_s(V_{\text{FB}}) = 0. \quad (2.3)$$

En effet, dans ce cas le potentiel ne varie pas dans le semiconducteur et les bandes de conduction et de valence restent plates jusqu'à l'interface. Dans une structure MOS idéale, cette tension est nulle (Fig. 2.4.a) mais dans une structure réelle (Fig. 2.4d) la tension de bande plate doit compenser la différence de travail de sortie du métal et du silicium ainsi que l'influence des charges piégées dans l'oxyde (Fig. 2.4e).

Un autre régime de polarisation important apparaît à la tension dite de milieu de bande interdite  $V_{\text{MG}}$  (*Mid-Gap*). La Fig. 2.4b montre qu'à cette polarisation, le niveau de Fermi  $E_F$  se trouve, en surface, au milieu de la bande interdite. Ceci correspond aussi à l'intersection à l'interface des niveaux  $E_F$  et  $E_i$ . Le potentiel de surface vaut alors :

$$\phi_s(V_{\text{MG}}) = \phi_F. \quad (2.4)$$

La tension de seuil est définie quant à elle pour un potentiel de surface égal au double du potentiel de Fermi :

$$\phi_s(V_{\text{th}}) = 2 \times \phi_F. \quad (2.5)$$

Pour un transistor MOS à canal N et substrat uniformément dopé sans effet de canal court ou étroit cette tension vaut :

$$V_{\text{GS}}|_{\text{seuil}} = \boxed{V_{\text{th}} = V_{\text{FB}} + 2\phi_F + \frac{\sqrt{2q\epsilon_{\text{Si}}N_A(2\phi_F - V_{\text{BS}})}}{C_{\text{ox}}}}, \quad (2.6)$$

ou encore

$$V_{\text{th}} = V_{\text{FB}} + V_{\text{th}}|_{V_{\text{FB}}=0}, \quad (2.7)$$

avec  $q$  la charge élémentaire,  $\epsilon_{\text{Si}}$  la permittivité diélectrique du Silicium,  $N_A$  la concentration en accepteur, et  $C_{\text{ox}}$  la capacité grille-substrat par unité de surface.  $V_{\text{FB}}$  peut s'exprimer sous la forme suivante ([5] p. 347) :

$$V_{\text{FB}}(\phi_s) = \phi_{\text{MS}} - \frac{Q_f}{C_{\text{ox}}} - \gamma \frac{Q_m}{C_{\text{ox}}} - \gamma \frac{Q_{\text{ot}}}{C_{\text{ox}}} - \frac{Q_{\text{it}}(\phi_s)}{C_{\text{ox}}}, \quad (2.8)$$

avec  $\phi_{MS}$  la différence, en volt, entre le travail de sortie du métal et du semiconducteur  $\phi_M - \phi_{Si}$ ,  $Q_f$  la charge fixe,  $Q_m$  la charge mobile,  $Q_{ot}$  la charge piégée et  $Q_{it}$  la charge des états d'interface (voir Fig. 1.16 p. 26). Le facteur  $\gamma$  représente la répartition des charges dans l'oxyde. Il permet de pondérer l'effet des charges en fonction de leur distance à l'interface. Cependant, la distribution des charges n'étant en général pas connue, il est fréquent (voir [5] p. 362) de prendre  $\gamma = 1$  ce qui revient à dire que toutes les charges sont concentrées à l'interface Si/SiO<sub>2</sub>.

#### 2.4.1.2 Effets des radiations sur la tension de seuil

Si l'on ne s'intéresse qu'aux effets des radiations sur cette tension de bande plate, on peut alors exprimer les variations de tension de bande plate et de seuil en fonction des variations des densités de charges piégées et d'états d'interface après irradiation sous la forme :

$$\Delta V_{FB}(\phi_s) = -\frac{\Delta Q_{ot}}{C_{ox}} - \frac{\Delta Q_{it}(\phi_s)}{C_{ox}} - V_{FB}^0, \quad (2.9)$$

$$\Delta V_{th}(\phi_s) = -\frac{\Delta Q_{ot}}{C_{ox}} - \frac{\Delta Q_{it}(\phi_s)}{C_{ox}} - V_{th}^0, \quad (2.10)$$

avec  $V_{FB}^0$  et  $V_{th}^0$  les tensions de bande plate et de seuil avant irradiation. Si l'on néglige les états d'interface, on voit bien sur ces équations que les charges piégées, en grande majorité positives, vont décaler les tensions de bandes plates, et donc les tensions de seuil, des transistors MOS, à canal N ou P, vers les tensions négatives comme l'illustrent les Fig. 2.5a et d.

Il est important de remarquer ici que les variations de tension de seuil et de bande plate dépendent, via les états d'interface, du potentiel de surface auquel ces tensions ont été déterminées.

En ce qui concerne les états d'interface, nous avons vu précédemment que leur charge était dépendante du potentiel de surface. Ils sont chargés négativement lorsque le potentiel de surface est dans la partie supérieure de la bande interdite et positivement dans la partie inférieure. Par conséquent, les pièges d'interface vont s'opposer à la création du canal d'inversion en diminuant la tension de seuil des PMOST et en augmentant celle des NMOST (voir Fig. 2.5b et e).

Le Tab. 2.2 résume les contributions des charges piégées dans l'oxyde et à l'interface pour des dispositifs MOS à canal N et P. Il est important de noter que, comme on peut le voir sur les Fig. 2.5c et f, ces effets sont opposés dans les transistors NMOS et de même sens dans les PMOST.

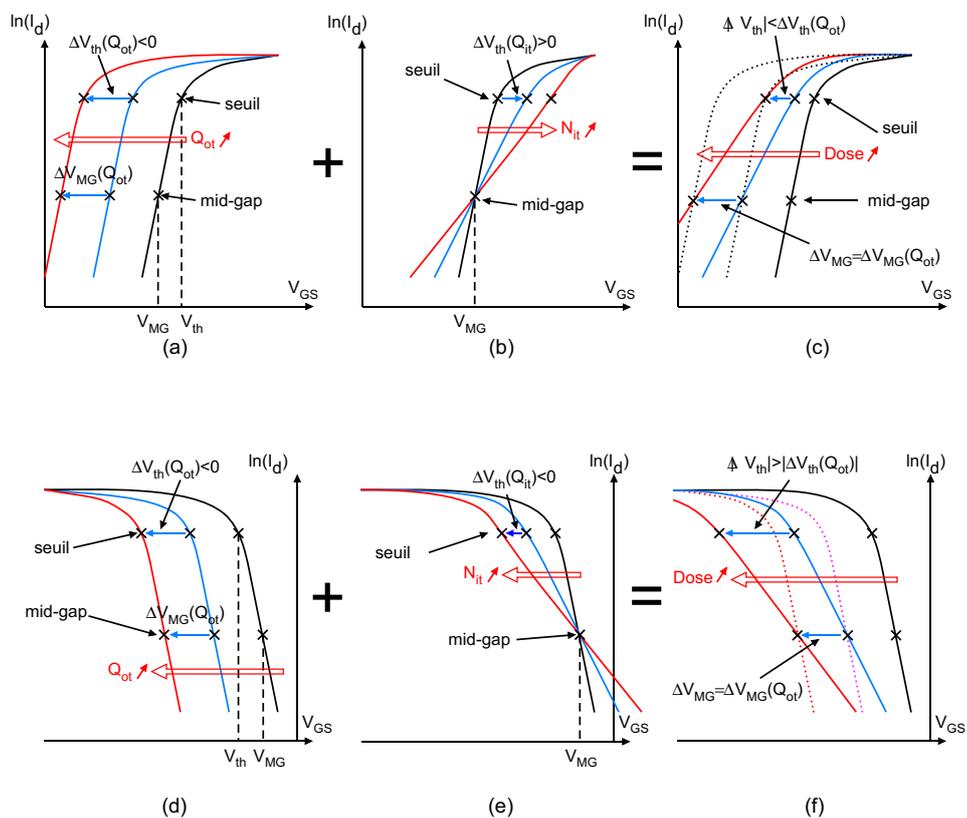


Fig. 2.5 – Courants sous le seuil de transistors MOS avant et après irradiation. Effets des charges piégées sur un NMOST (a) et sur un PMOST (d). Effets des états d'interface sur un NMOST (b) et sur un PMOST (e). Somme de ces deux contributions sur un NMOST (c) et sur un PMOST (f).

Contribution	NMOS	PMOS
$\Delta V_{th}(Q_{ot})$	-	-
$\Delta V_{th}(Q_{it})$	+	-
$\Delta V_{th}$ total	?	-

Tab. 2.2 – Signe du décalage de tension de seuil après irradiation en fonction des contributions des charges piégées dans l'oxyde et à l'interface.

### 2.4.1.3 Extraction des densités de défauts

Ces contributions peuvent être séparées grâce à la méthode simple [5, 15] suivante. Tout d'abord, le décalage total de tension de seuil  $\Delta V_{th}$  est déterminée en mesurant la tension de seuil avant et après irradiation. La méthode d'extraction sélectionnée est l'extrapolation linéaire au maximum de transconductance [5] sur la caractéristique  $I_D(V_{GS})$ . Cette caractéristique doit être mesurée avec une tension  $V_{DS}$  faible, entre 50 et 100 mV, pour assurer un fonctionnement dans la zone linéaire et limiter l'influence des résistances série. Le courant de drain est linéairement extrapolé du point de transconductance maximum jusqu'à  $I_D = 0$ . L'intersection entre cette droite et l'axe  $I_D = 0$  donne la tension  $V_{GSi}$ . La tension de seuil est alors estimée grâce à :

$$V_{th} = V_{GSi} - \frac{V_{DS}}{2}. \quad (2.11)$$

Ensuite, la contribution des états d'interface peut être extraite. Le courant de drain pour une tension grille-source inférieure à la tension de seuil peut s'écrire :

$$I_D = I_{D0} \exp \left\{ \frac{q(V_G - V_{th})}{nkT} \right\} \left( 1 - \exp \left\{ \frac{-qV_D}{kT} \right\} \right), \quad (2.12)$$

avec  $I_{D0}$  une constante dépendant de la température, des dimensions de la structure et des densités de dopages. Le paramètre  $n$  quant à lui est donné par :

$$n = 1 + \frac{C_b + C_{it}}{C_{ox}}. \quad (2.13)$$

Pour  $V_D \gg kT/q$  la pente de la courbe  $\log(I_D) = f(V_G)$  est fonction de  $n$  via :

$$\frac{\Delta \log(I_D)}{\Delta V_G} = \frac{q}{nkT \ln(10)}. \quad (2.14)$$

On peut alors en tirer la densité moyenne d'état d'interface par unité d'énergie et de surface  $D_{it}$  (en prenant  $D_{it} = C_{it}/q$ ) :

$$D_{it} = \frac{1}{q} \left( \frac{q}{2.3kT} \times \frac{\Delta V_G}{\Delta \log(I_D)} - 1 \right) C_{ox} - \frac{C_b}{q}. \quad (2.15)$$

Si seuls les états d'interfaces générés pas les irradiations sont à dénombrer, il est alors suffisant de déterminer l'augmentation de  $D_{it}$  :

$$\boxed{\Delta D_{it} = \frac{C_{ox}}{2.3kT} \times \frac{\Delta V_G}{\Delta \log(I_D)}}. \quad (2.16)$$

La capacité  $Q_b$  due à la zone de charge d'espace n'est alors plus nécessaire. Cela conduit naturellement à l'augmentation de la densité surfacique moyenne<sup>3</sup> d'états d'interface exposés lors d'un balayage de  $V_{MG}$  à  $V_{th}$  :

$$\Delta N_{it} = -q\Delta D_{it}(\phi_F - 2\phi_F) = -q\Delta D_{it}\phi_F. \quad (2.17)$$

La difficulté réside désormais dans la détermination de  $\phi_F$ . Les équations de base de la physique du semiconducteur [14] permettent de retrouver le potentiel de Fermi grâce à l'expression suivante :

$$-q\phi_F = \frac{E_g}{2} - kT \ln \left( \frac{N_v}{N_A} \right), \quad (2.18)$$

avec  $N_v$  la densité effective d'états dans la bande de valence. Si la valeur du dopage n'est pas connue, prendre une valeur de  $q\phi_F$  égale à 0.51 eV engendre une erreur inférieure à 10% sur une plage de dopage allant de  $10^{15}$  à  $10^{19} \text{ cm}^{-3}$ . Ce qui est acceptable en comparaison des diverses approximations réalisées précédemment. La densité moyenne d'états d'interface s'obtient alors aisément :

$$\boxed{\Delta N_{it} = 0.51\Delta D_{it}}. \quad (2.19)$$

Le décalage<sup>4</sup> de la tension de seuil dû aux états d'interface s'obtient alors trivialement :

$$\Delta V_{N_{it}}|_{\phi_s=2\phi_F} = \frac{q\Delta N_{it}}{C_{ox}}. \quad (2.20)$$

Pour déterminer le décalage de tension de seuil dû aux charges piégées, il suffit de soustraire la contribution précédente au décalage total :

$$\Delta V_{N_{ot}} = -\frac{\Delta Q_{ot}}{C_{ox}} = \Delta V_{th} - \Delta V_{N_{it}}|_{\phi_s=2\phi_F}. \quad (2.21)$$

La densité de charges piégées ramenée à l'interface vaut enfin :

$$\boxed{\Delta N_{ot} = -\frac{\Delta V_{N_{ot}} C_{ox}}{q}}. \quad (2.22)$$

Une autre méthode [16] proposée par McWhorter et Winokur est basée sur le fait que le décalage de tension de milieu de bande  $V_{MG}$  n'est dû qu'aux charges piégées. Il est estimé grâce au courant de milieu de bande et conduit directement à la quantité de charges piégées. Le décalage de tension de seuil restant étant dû aux états d'interface, il est alors aisé de retrouver cette quantité de défauts. Le courant de milieu de bande dépend de nombreux paramètres technologiques qu'il est difficile d'obtenir précisément. Par conséquent, cette méthode est difficile à utiliser en pratique.

3. La densité en énergie étant supposée constante dans la bande interdite.

4. déterminé au seuil d'inversion soit  $\phi_s = 2\phi_F$

## 2.4.2 Étude des structures élémentaires

Nous avons vu au chapitre 1 que les radiations ionisantes dégradent rapidement les oxydes par la génération d'états d'interface et la génération de charges positives qui se retrouvent piégées dans les isolants. Il est donc primordial de suivre en détail l'état de santé de ces oxydes pour comprendre les dégradations observées sur les composants.

La Fig. 2.6 présente une vue en coupe d'un transistor MOS à canal N réalisé dans une technologie CMOS fortement submicronique. Le MOSFET est entouré de plusieurs diélectriques : l'oxyde de grille, l'oxyde de champ et le diélectrique inter couche. Ces isolants et les méthodes choisies pour leur caractérisation sont présentés ci-après.

Les particules énergétiques peuvent aussi transférer leur énergie sous forme de déplacement atomique. Alors que l'impact de ces déplacements est en général négligeable dans les oxydes dont la structure est déjà désordonnée, leurs effets sur les propriétés du silicium cristallin peuvent avoir de graves conséquences. C'est pourquoi il est aussi nécessaire d'analyser la génération de défauts dans le silicium cristallin.

### 2.4.2.1 Oxyde de champ

Le rôle de ce diélectrique cinquante fois plus épais que l'oxyde de grille est multiple. Il délimite les dispositifs en permettant un contrôle fin des zones actives. En théorie, deux implants de type N sont naturellement isolés par les jonctions P-N qu'ils forment avec leur substrat P (et vice versa pour des implants P dans des substrats/caissons N). Cela dit, l'extension latérale de la zone dépeuplée imposerait des distances minimales entre composants bien plus importantes que celles obtenues par l'utilisation d'oxydes de champ. Ces derniers forcent la zone dépeuplée à s'étendre dans la profondeur du silicium et l'extension latérale est donc maîtrisée. Cet oxyde permet

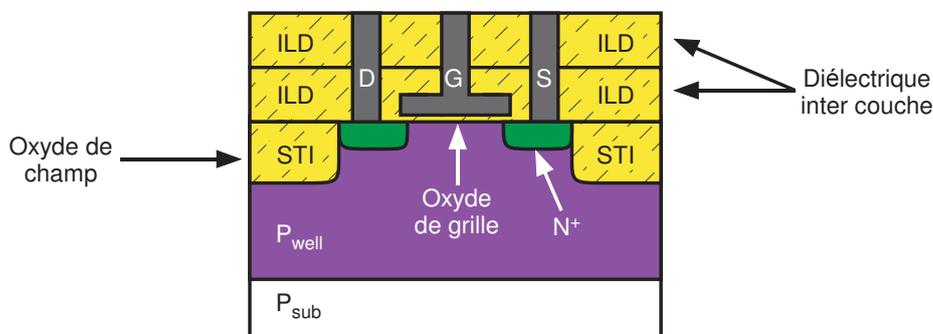


Fig. 2.6 – Vue en coupe d'un transistor MOS à canal N.

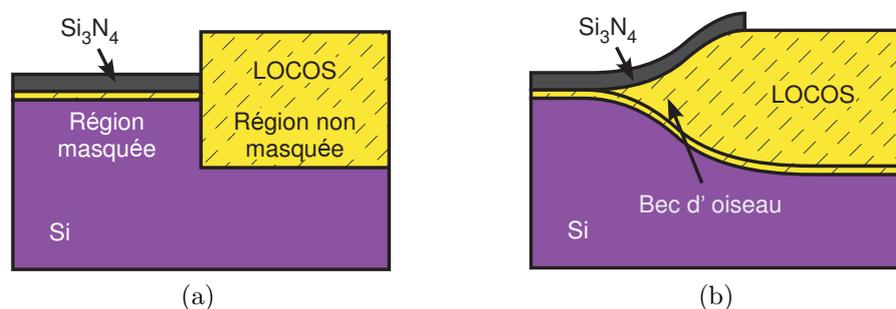


Fig. 2.7 – Génération du bec d'oiseau lors de la fabrication de l'isolation LOCOS. (a) Structure idéale souhaitée en fin d'oxydation. L'oxyde de champ est alors délimité par le masque de  $\text{Si}_3\text{N}_4$ . (b) Structure réelle. L'oxyde s'est étendu sous le masque et a engendré une déformation appelée bec d'oiseau.

aussi d'éviter l'établissement d'un canal de fuite entre deux jonctions P-N lorsque qu'un conducteur polarisé passe entre elles. Grâce à son épaisseur et à l'intensification du dopage sous cet oxyde [17], les tensions nécessaires pour créer un chemin de fuite sont de plusieurs dizaines de volt, contre quelques volts pour les tensions nominales de fonctionnement.

À partir du noeud technologique correspondant à une longueur de grille de  $0.25 \mu\text{m}$ , les exigences d'intégration sont telles que le procédé LOCOS [18], ou Local Oxidation of Silicon, utilisé jusqu'ici n'est plus viable. LOCOS signifie oxydation locale du silicium. Comme son nom l'indique, les isolations LOCOS sont obtenues en faisant croître thermiquement un oxyde entre les zones actives. Cette croissance est tridimensionnelle et une partie des oxydants vont diffuser latéralement, sous les zone protégées par la couche de nitrure ( $\text{Si}_3\text{N}_4$ ) où l'oxydation n'est pas souhaitée [19]. Cela induit la formation d'une zone intermédiaire entre l'oxyde de grille et l'oxyde de champ communément appelé bec d'oiseau [20] (voir Fig. 2.7). L'extension latérale du bec d'oiseau pour un oxyde LOCOS de  $500 \text{ nm}$  est d'environ  $500 \text{ nm}$ . Parmi tous les inconvénients du bec d'oiseau, on retiendra ici le fait qu'il limite intrinsèquement l'espace minimum entre deux zones actives. Ceci a poussé à la réalisation d'une isolation en tranchée [21] ou *shallow trench isolation* (STI). L'angle [17] entre le bord et le fond de la tranchée (voir Fig. 2.8a) est compris entre  $70$  et  $85^\circ$  ce qui conduit à une zone de transition de quelques dizaines de nanomètres contre les  $500 \text{ nm}$  évoqués pour les isolations LOCOS. Par conséquent, les STI se sont facilement imposés [22] dans les procédés CMOS  $0.25 \mu\text{m}$  et au delà.

La fabrication des STI [17] débute par la gravure des tranchées dans le silicium. Leur profondeur est en général comprise entre  $300$  et  $500 \text{ nm}$  [19, 23, 24]. Une fine couche d'oxyde, entre  $10$  et  $50 \text{ nm}$ , est réalisée par croissance

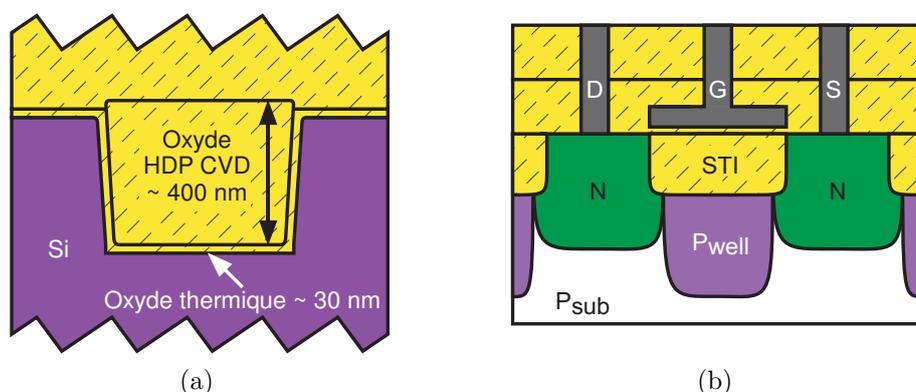


Fig. 2.8 – Vues en coupe d'une isolation en tranchée STI (a) , et d'un FOXFET (b) utilisant du STI comme oxyde de grille.

thermique afin de réaliser une interface de bonne qualité et d'arrondir les angles des tranchées. La tranchée est ensuite remplie par dépôt chimique en phase vapeur (CVD). Cette opération est généralement effectuée grâce à un plasma haute densité (HDP). Le surplus d'oxyde qui dépasse de la tranchée après cette étape est éliminé par polissage mécano-chimique. Ce processus génère moins de stress mécanique que la fabrication d'isolation LOCOS, car les STI ne subissent pas de longues périodes à haute température.

Afin de caractériser l'effet des radiations sur ce type d'isolation, nous avons conçu des transistors MOS dont l'oxyde de grille a été remplacé par l'oxyde de champ. Une vue en coupe de la structure est présentée sur la Fig. 2.8b. Ce type de transistor est en général appelé transistor à oxyde de champ soit *field oxide* FET (FOXFET) en anglais. Les implants de surface habituellement utilisés pour la source et le drain des transistors standard sont remplacés par des caissons bien plus profonds. Le but est d'avoir un oxyde uniforme entre source et drain. Si des implants standard étaient utilisés, l'épaisseur de l'oxyde ne serait alors pas constante le long du canal et l'interprétation des résultats deviendrait bien plus complexe. Nous avons choisi de réaliser uniquement des FOXFET à canal N qui sont les plus représentatifs des éléments sensibles aux radiations dans un capteur d'image. De plus, les informations obtenues à l'aide de structure à canal N peuvent être transposées aux structures à canal P. L'intérêt de réaliser un transistor avec du STI comme grille réside dans la possibilité d'observer les variations de concentration de défauts de l'oxyde sur les caractéristiques  $I_D(V_{GS})$ , comme cela est présenté dans la section précédente.

### 2.4.2.2 Diélectrique intercouche

Les niveaux de métal utilisés pour les interconnexions sont séparés par des diélectriques intercouche [19], ou *inter layer dielectric* (ILD). Leur rôle principal est de fournir une bonne isolation électrique entre les différents niveaux de conducteur en limitant les courants de fuite (résistivité volumique  $> 10^5 \Omega \cdot \text{cm}$ , résistivité surfacique  $> 10^5$ ) et en supportant des champs électriques importants (champ de claquage supérieur à 5 MV/cm). Contrairement aux oxydes de grille, leur permittivité doit être faible pour limiter les capacités entre lignes de métal. De nombreux diélectriques<sup>5</sup> peuvent être utilisés pour remplir cette fonction, mais ils sont en général fabriqués par dépôt chimique en phase vapeur. Il est aussi fréquent que ces oxydes soient dopés, comme le phosphosilicate (PSG) ou le borophosphosilicate (BPSG). La première couche d'ILD (voir Fig. 2.9), appelée diélectrique pré-métal (PMD), peut être très différente des niveaux supérieurs d'isolants appelés diélectriques intermétal (IMD) [19].

Comme pour l'oxyde STI, le PMD est étudié grâce à un transistor MOS où une couche d'ILD joue le rôle de l'isolant (ILDFET). La structure est donc proche d'un FOXFET mais la grille est réalisée par une couche de métal de niveau 1 sur une couche de PMD (voir Fig. 2.9a). Une deuxième structure sans oxyde de champ autour du canal (Fig. 2.9b) a aussi été réalisée afin de différencier l'influence du STI de la réponse réelle de l'isolation PMD. L'étude des caractéristiques I-V donne accès, comme pour le FOXFET, aux évolutions des densités de défauts.

Nous nous intéressons ici au PMD car sa proximité avec la zone active du composant peut influencer sur son fonctionnement. Ceci est vrai en particulier

5. comme du HDP CVD SiO<sub>2</sub>, du nitrure de silicium ou des diélectriques à basse permittivité.

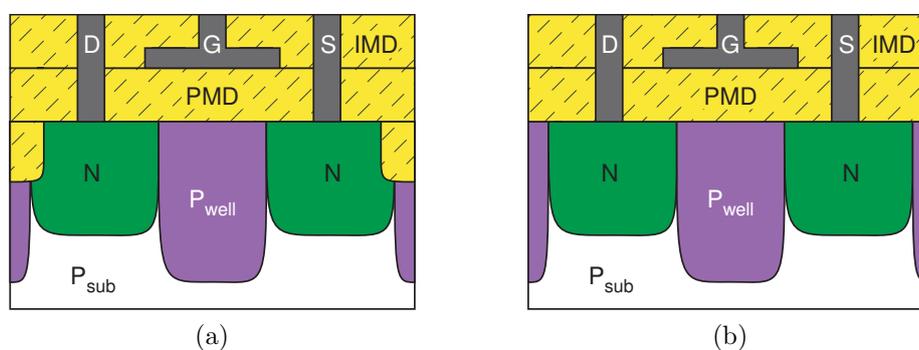


Fig. 2.9 – Vues en coupe d'un ILDFET avec STI (a) et sans STI (b).

dans des structures non conventionnelles où l'oxyde de champ est éloigné du dispositif (voir chap. 3).

### 2.4.2.3 Oxyde de grille

**Description de l'oxyde** Le but de cet oxyde fin est d'isoler la grille du canal du transistor, il doit donc être suffisamment épais pour supporter la tension appliquée sur la grille, le champ de claquage étant compris entre 12 et 15 MV/cm [19]. Naturellement, plus cet oxyde est épais, plus les courants de fuites le traversant sont faibles. Il doit être aussi suffisamment fin et/ou avoir une permittivité élevée pour garantir une tension de seuil suffisamment basse. En effet, la tension de seuil dépend fortement de la capacité grille-source (voir l'équation (2.6) p. 59). Ceci est particulièrement important dans un capteur d'image CMOS où la plage de tension utile est limitée par ces tensions de seuil. Pour des tensions d'utilisation de 3.3 V, cet oxyde est généralement du SiO<sub>2</sub>, son épaisseur est d'environ 7 nm [19] et il est obtenu par croissance thermique. Cette croissance thermique lente permet la formation d'une interface de qualité avec une densité d'états d'interface bien plus faible que celle obtenue dans les oxyde CVD.

**Charges piégées et états d'interface** Ces défauts peuvent être étudiés grâce à la caractéristique  $I_D(V_{GS})$  d'un transistor MOS classique. Cependant, la réduction des épaisseurs d'oxyde de grille diminue leur sensibilité aux radiations ionisantes [25, 26]. Cela s'explique d'une part par le fait que plus l'épaisseur diminue plus les densités de charges générées et piégées diminuent<sup>6</sup>. D'autre part, nous avons déjà vu que dans un oxyde fin ( $t_{ox} < 6$  nm, voir section 1.3.3 p. 25) toutes les charges piégées peuvent être rapidement évacuées par effet tunnel. Ce qui est vrai pour le nombre de trous générés et aussi vrai pour le nombre d'ions hydrogène qui en découlent. Par conséquent, il y aura aussi moins d'états d'interface dans un oxyde fin irradié.

Nous avons donc décidé d'utiliser une structure plus sensible qu'un transistor MOS standard. Cette structure doit être compatible avec le banc de caractérisation I-V développé. C'est pourquoi nous avons choisi des diodes contrôlées, ou *gated diode*, pour l'étude de l'oxyde de grille. Le fonctionnement de cette structure est présenté dans la section suivante.

**Courant de fuite de grille** Il est important de noter qu'à forte dose [26] ( $> 10^5$  Gy) et pour des oxydes fins ( $t_{ox} < 10$  nm) les défauts générés dans

6. Cette diminution suit généralement une loi en  $t_{ox}^2$  pour des oxydes épais.

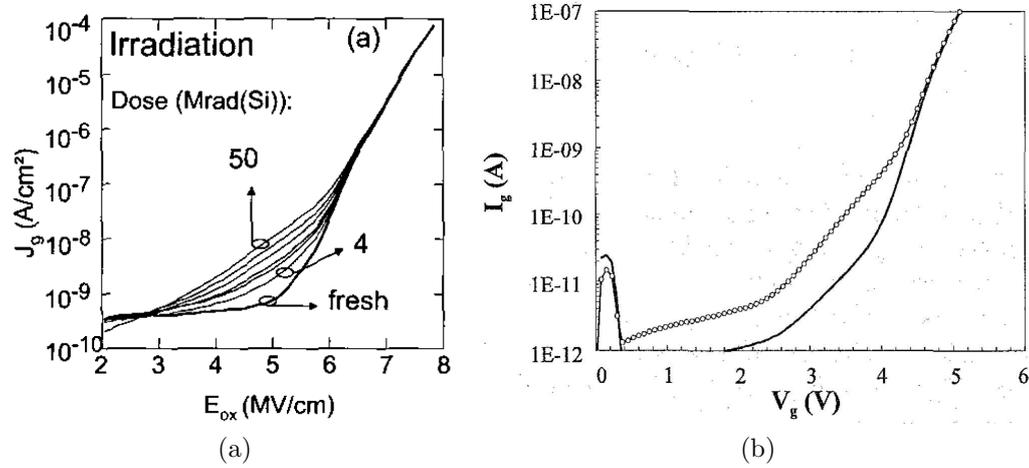


Fig. 2.10 – RILC avant et après irradiation. a) Grille de 6 nm, de 4 à 50 Mrad (40 à 500 kGy) d’après [28]. b) Oxyde de grille de 4, 4 nm avant (ligne pleine) et après (cercles) 53 kGy d’après [29].

l’oxyde peuvent permettre l’établissement d’un courant de fuite dans l’isolant. Les électrons passent alors de pièges en pièges par effet tunnel. Ce courant de fuite augmente avec la dose ionisante absorbée. Les défauts mis en jeu dans ce processus semblent [27] être les centre E’ évoqués dans le chapitre précédent. Ce phénomène est bien connu [30, 31] dans les oxydes stressés sous le nom de SILC pour *Stress Induced Leakage Current*. L’augmentation de ce courant de fuite avec la dose ionisante absorbée a été observée récemment [29] [32]. Cet effet est connu depuis sous le nom de RILC pour *Radiation Induced Leakage Current*. L’allure typique de ce courant est présentée sur la Fig. 2.10. On peut y reconnaître deux composantes de type effet Fowler-Nordheim [33], pouvant être décrites par l’une ou l’autre des équations suivantes, strictement équivalentes :

$$I_{FN} = A_V V^2 \exp(-\beta_V/V) \quad (2.23)$$

$$I_{FN} = A_E E_c^2 \exp(-\beta_E/E_c) \quad (2.24)$$

avec  $V$  la tension grille-substrat,  $E_c$  le champ électrique à l’interface électrode/oxyde,  $A_V$  et  $A_E$  des constantes liées à la surface du ou des points faibles de l’oxyde par lequel transite ce courant et  $\beta_V$  et  $\beta_C$  deux constantes représentant la hauteur de la barrière de potentiel à franchir. La première composante de ce courant de fuite, qui apparaît à fort champ électrique est indépendante du stress subit et la seconde, qui se superpose à la première, augmente avec l’irradiation et domine à faible champ.

Nous avons choisi d'utiliser des capacités MOS de grande surface pour d'étudier les courants de fuite de grille.

#### 2.4.2.4 Silicium cristallin

Les zones actives des composants intégrés sont généralement localisées en surface. La densité de défauts dans le volume du silicium étant bien inférieure à la densité de défauts que l'on trouve à l'interface Si-SiO<sub>2</sub>, l'expression des défauts cristallins est le plus souvent masquée par celle des défauts de surface. Ceci est particulièrement vrai pour les transistors MOS. Les diodes, notamment celles disposant d'une aire importante, sont cependant sensibles aux défauts de volume. Ces centres de génération/recombinaison augmentent le courant inverse des diodes et la composante de recombinaison à faible polarisation directe. Cependant, cela reste difficile de séparer les effets des défauts de volume des effets des défauts de surface.

Les diodes contrôlées [34] permettent de remédier à ce problème. La Fig. 2.11 présente des vues en coupe d'une diode contrôlée. Elle est constituée d'une jonction de type N sur substrat P entourée d'une grille en polysilicium (voir Fig. 2.11). La diode ainsi formée est légèrement polarisée en inverse ( $V_D > 0$ ). Cette grille permet de changer le potentiel de surface autour de la photodiode. Lorsque la grille est polarisée négativement par rapport à la diode, le silicium sous la grille est en régime d'accumulation et la zone dépeuplée ne s'étend quasiment plus à la surface. Le courant  $I_{acc}$  qui traverse la diode est alors dominé par la génération due aux défauts de volume :

$$I_{acc} = I_j = qU_j W_j A_j, \quad (2.25)$$

avec  $q$  la charge élémentaire,  $W_j$  l'épaisseur de zone dépeuplée et  $A_j$  la surface de la jonction PN. Le taux de génération  $U_j$  peut être simplifié en tenant compte uniquement des défauts dont l'énergie est proche du niveau de Fermi intrinsèque  $E_i$  [14, 34]. Cette hypothèse est proche de la réalité car les défauts dont l'énergie est proche de  $E_i$  dominent et masquent la contribution des autres défauts. Ceci conduit à l'expression suivante :

$$U_j = \sigma_{eff} v_{th} N_t n_i, \quad (2.26)$$

avec  $v_{th}$  la vitesse thermique des porteurs,  $N_t$  la concentration de défauts d'énergie proche de  $E_i$  et  $n_i$  la concentration intrinsèque. Dans la grande majorité des cas [34], la section efficace de capture effective  $\sigma_{eff}$  correspond à la plus petite des deux sections efficaces  $\sigma_n$  et  $\sigma_p$ , les sections efficaces des électrons et des trous respectivement. La concentration de défauts dans le

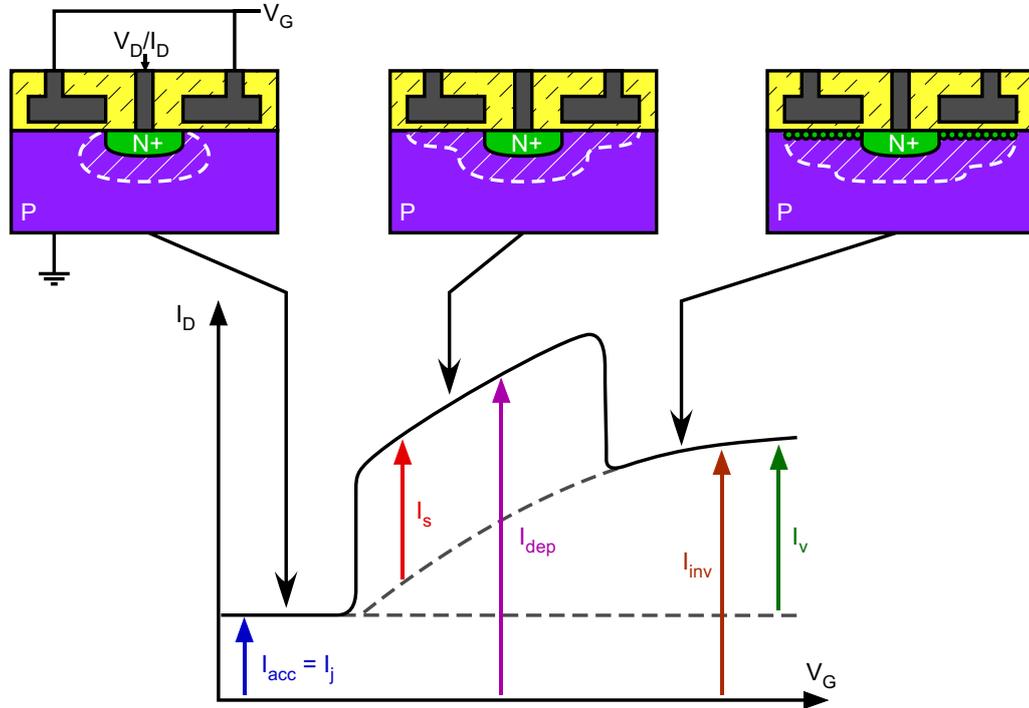


Fig. 2.11 – Principe de la diode contrôlée. La caractéristique  $I_D(V_G)$  idéale est présentée et les vues en coupe de la diode contrôlée et de sa zone de déplétion sont associées aux trois régimes de fonctionnement : accumulation, déplétion, inversion. Les courants  $I_j$ ,  $I_s$  et  $I_v$  font référence respectivement au courant de la jonction métallurgique, au courant de génération dû aux états d'interface de l'oxyde de grille et au courant de génération dû aux défauts dans le volume sous la grille.

volume peut donc être en théorie retrouvée grâce à l'expression suivante :

$$N_t = \frac{I_j}{q\sigma_{\text{eff}}v_{\text{th}}n_iW_jA_j} \quad (2.27)$$

Si la tension grille-jonction augmente, le silicium sous la grille passe du régime d'accumulation au régime de déplétion. La zone dépeuplée de la jonction PN s'étend alors sous toute la grille. Une augmentation supplémentaire du potentiel de grille induit une plus grande extension de zone dépeuplée sous la grille, dans le volume du semiconducteur. Dans ce régime, la diode contrôlée est traversée par un courant  $I_{\text{dep}}$  qui est la somme du courant  $I_j$ , du courant de surface  $I_s$  causé par la génération à l'interface Si/oxyde de grille et du courant de génération  $I_v$  provenant du volume dépeuplé sous la grille :

$$I_{\text{dep}} = I_{\text{acc}} + I_s + I_v \quad (2.28)$$

Enfin, dans son dernier régime de fonctionnement, lorsque la tension grille-jonction est supérieure au seuil d'inversion, un canal d'électron se crée sous la grille. Cela a pour conséquence d'éliminer le processus de génération en surface. Dans ce cas, seuls les courants  $I_j$  et  $I_v$  participent au courant mesuré  $I_{\text{inv}}$  sur la cathode de la diode contrôlée :

$$I_{\text{inv}} = I_{\text{acc}} + I_v. \quad (2.29)$$

En combinant ces équations, il est possible de remonter à la densité surfacique de défauts à l'interface de l'oxyde de grille :

$$N_{it} = \frac{I_{\text{dep}} - I_{\text{inv}}}{q\sigma_s v_{\text{th}} n_i A_g}, \quad (2.30)$$

avec  $\sigma_s$  la section efficace de capture effective à l'interface et  $A_g$  l'aire de grille. De même, la concentration de défaut dans le volume dépeuplé peut être retrouvé grâce à

$$N_t = \frac{I_{\text{inv}} - I_{\text{acc}}}{q\sigma_{\text{eff}} v_{\text{th}} n_i W_g A_g}, \quad (2.31)$$

où  $W_g$  représente l'aire sous la grille et  $\sigma_{\text{eff}}$  la section efficace de capture effective dans le volume sous la grille.

Les diodes contrôlées apparaissent donc en théorie comme un bon outil de caractérisation de défauts à partir de mesures I-V. En pratique, plusieurs difficultés apparaissent :

- L'extraction directe de la densité de défauts est rarement réalisée grâce à des diodes contrôlées car elle suppose la connaissance préalable de la section efficace de capture. Ces structures sont donc généralement utilisées pour déterminer les vitesses de génération qui englobent la concentration de défauts, la section efficace de capture et la vitesse thermique.
- La longueur de grille joue un grand rôle sur la validité des hypothèses simplificatrices [35–38]. En régime d'accumulation, la zone de déplétion de la diode n'est pas complètement éliminée en surface et une partie des états d'interface contribuent au courant mesuré. Ceci induit une sous estimation de la vitesse de génération dans le volume. *A contrario*, lorsque la grille est trop longue et qu'elle est placée en régime de déplétion une partie du silicium sous la grille est amené en régime de faible inversion, cela conduit à un masquage d'une partie des états d'interface, et donc à une sous estimation de leur contribution.

- En régime d'accumulation, seul le courant de génération thermique de la photodiode est considéré. En réalité, la composante de diffusion peut être importante [5], en particulier à haute température. De plus, le recouvrement de la grille sur la diffusion N engendre de forts champs électriques locaux. Ces derniers peuvent énormément amplifier le processus de génération en surface par effet tunnel bande-à-bande [39], effet tunnel assisté par piège [40] et effet Poole-Frenkel [41].
- L'épaisseur de la zone de déplétion doit être connue.

Il est néanmoins possible d'obtenir des estimations qualitatives en utilisant des valeurs de section efficace typiques disponibles dans la littérature, en estimant l'épaisseur de la zone de déplétion analytiquement ou en la mesurant, et en tolérant ou minimisant les erreurs introduites par les hypothèses simplificatrices.

### 2.4.3 Etude des dispositifs

#### 2.4.3.1 Transistors MOS

Nous avons vu dans la section 2.4.1 que l'irradiation de MOSFETs peut conduire à une variation de tension de seuil et à une variation de pente sous le seuil. La Fig. 2.12 présente les autres propriétés des transistors MOS qui peuvent fortement évoluer avec l'irradiation [26] : le courant de fuite de drain s'observe sur la caractéristique  $I_D(V_{GS})$  avec l'axe  $I_D$  en échelle logarithmique. Cette courbe tracée avec des échelles linéaires renseigne également sur l'évolution de la transconductance et de la résistance série avec

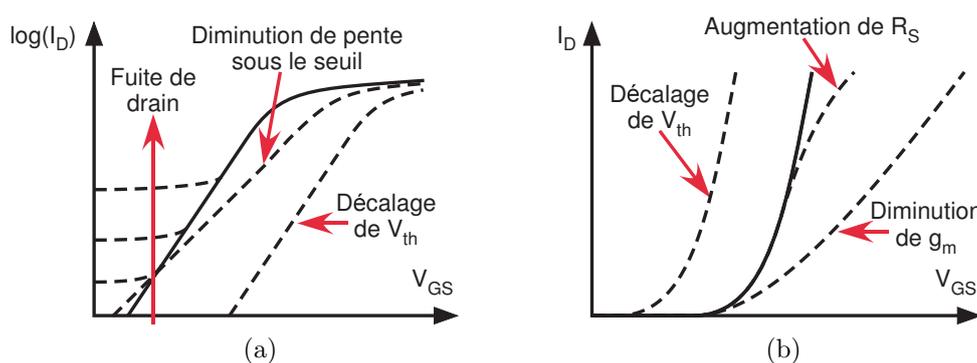


Fig. 2.12 – Résumé des dégradations pouvant apparaître sur les caractéristiques  $I_D(V_{GS})$  d'un transistor MOS irradié. Avec l'axe des ordonnées : (a) en échelle logarithmique, (b) en échelle linéaire. Sont illustrés : l'augmentation du courant de fuite de drain, la variation de pente sous le seuil, la variation de tension de seuil, la variation de la résistance série et la variation de transconductance.

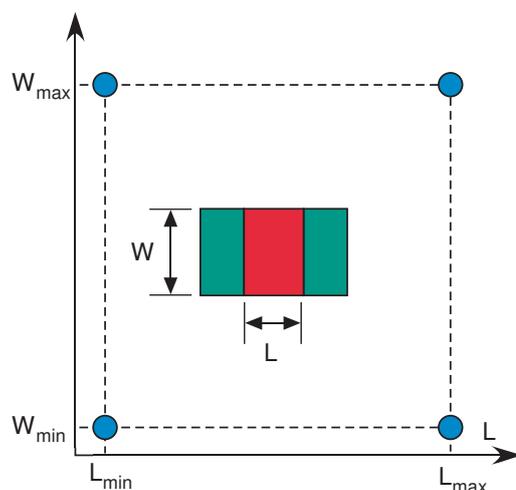


Fig. 2.13 – Facteurs de forme nécessaires pour l'étude des MOSFETs.

l'irradiation. Une vue d'ensemble de l'état de santé d'un transistor MOS peut donc être facilement obtenu à partir des courbes  $I_D(V_{GS})$ . L'utilisation d'autres caractéristiques statiques ne présente pas un grand intérêt pour notre étude, nous nous limiterons donc aux mesures  $I_D(V_{GS})$  à faible  $V_{DS}$ .

L'effet des radiations sur un transistor peut dépendre fortement de sa forme et de ses dimensions. L'étude des comportements de tous les transistors susceptibles d'être utilisés dans un capteur n'est pas envisageable. Il est cependant possible de sélectionner un nombre restreint de structures représentatives. Parmi elles, figurent le transistor le plus petit disponible (largeur de grille minimale  $W_{min}$  et longueur de grille minimale  $L_{min}$ ) et un transistor dont les dimensions sont grandes (notées ici  $W_{max}$  et  $L_{max}$ ) devant les dimensions minimales. Afin de dissocier les effets dépendant de la largeur des effets dépendant de la longueur les deux autres facteurs de forme suivants doivent être utilisés :  $W_{min}/L_{max}$  et  $W_{max}/L_{min}$ . Ceci est résumé sur la Fig. 2.13. Grâce à ces quatre structures il est possible de localiser la source des dégradations et d'estimer le comportement de tous les transistors de même type.

#### 2.4.3.2 Photodiodes

Les performances des photodiodes sont définies par deux caractéristiques : le courant d'obscurité et la photoréponse.

**Courant d'obscurité** Lorsque qu'une photodiode n'est pas sujette à une excitation lumineuse elle est parcourue par un courant en polarisation di-

recte et inverse. Ce courant est la somme de plusieurs contributions ayant toutes pour origine le processus de génération/recombinaison [42].

En polarisation inverse, les paires électron-trou générées dans la zone quasi-neutre peuvent diffuser jusqu'à la zone dépeuplée. Elle sont alors collectées par le fort champ électrique présent dans cette zone et participent du même coup au courant total qui traverse cette jonction. Le courant de diffusion provenant de la génération de porteurs dans la zone N et la zone P peut s'exprimer dans une jonction abrupte à dopage uniforme [14, 42]

$$I_{\text{diff}} = I_{\text{sat}} \left[ \exp\left(\frac{qV_J}{kT}\right) - 1 \right], \quad (2.32)$$

avec  $V_J$  la tension appliquée à la jonction,

$$I_{\text{sat}} = J_{\text{sat}} A_j, \quad (2.33)$$

et

$$J_{\text{sat}} = q \left( D_n \frac{n_i^2}{N_A L_n} + D_p \frac{n_i^2}{N_D L_p} \right), \quad (2.34)$$

où  $A_j$  représente la surface de la jonction,  $D_n$  et  $D_p$  les constantes de diffusion des électrons et des trous respectivement,  $L_n$  et  $L_p$  les longueurs de diffusion respectives des électrons et des trous,  $N_A$  la concentration en accepteur dans la zone P et  $N_D$  la concentration en donneur dans la zone N. Cette équation est aussi valable en polarisation directe.

Les charges générées dans la zone de charge d'espace sont directement collectées par le champ électrique en polarisation inverse. Par conséquent, ce courant dit « de génération » ne dépend que du taux de génération [42] :

$$I_{zce} = qA_j \int_{zce} U dx. \quad (2.35)$$

Comme pour le courant de génération de la diode contrôlée (sec. 2.4.2.4), cette expression peut être simplifiée en utilisant la section efficace de capture et en ne considérant que les défauts dominants dont l'énergie est proche de  $E_i$  :

$$U = \sigma_{\text{eff}} v_{\text{th}} N_t \frac{n_i^2 \left[ \exp\left(\frac{qV_J}{kT}\right) - 1 \right]}{2n_i \left[ \exp\left(\frac{qV_J}{2kT}\right) + 1 \right]} \quad (2.36)$$

ou aussi lorsque  $|V_J|$  est supérieure à quelques  $kT/q$  :

$$U = \frac{1}{2} \sigma_{\text{eff}} v_{\text{th}} N_t n_i \left[ \exp\left(\frac{qV_J}{2kT}\right) - 1 \right] \quad (2.37)$$

Une démarche similaire en polarisation directe conduit aux mêmes équations pour le courant de recombinaison dans la zone dépeuplée [14, 42].

Ceci nous permet donc d'obtenir une approximation du courant de génération/recombinaison valide en polarisation directe et inverse (pour  $|V_J|$  supérieure à quelques  $kT/q$ ) :

$$I_{zce} = I_{gr} \left[ \exp \left( \frac{qV_J}{2kT} \right) - 1 \right] \quad (2.38)$$

avec

$$I_{gr} = \frac{1}{2} q n_i \sigma_{\text{eff}} v_{\text{th}} N_t A_J W_{zce} . \quad (2.39)$$

Pour obtenir ce résultat, nous avons implicitement supposé que la densité de défauts autour de la diode était identique à celle du volume. En pratique les implantations N sont délimitées par des oxydes de champ dont l'interface avec le silicium est riche en défauts. Par conséquent,  $N_t$  est bien plus grand sur le périmètre de la jonction que dans le volume de cette dernière. De plus, la zone de charge d'espace n'évolue par forcément de la même façon sur le périmètre de la jonction et dans le volume. Pour prendre en compte ces effets, l'expression de  $I_{gr}$  doit être écrite :

$$I_{gr} = J_{\text{gra}} A_j + J_{\text{grp}} P_j , \quad (2.40)$$

avec

$$J_{\text{gra}} = q n_i \sigma_{\text{eff}} v_{\text{th}} N_t W_{zce} , \quad (2.41)$$

et

$$J_{\text{grp}} = q n_i \sigma_s v_{\text{th}} N_{\text{it}} W_{\text{int}} , \quad (2.42)$$

où  $P_j$  représente le périmètre de la jonction,  $W_{\text{int}}$  et  $\sigma_s$  l'épaisseur de la zone de charge d'espace et la section efficace de capture à l'interface silicium-oxyde respectivement. Si l'on néglige l'effet des radiations sur les longueurs de diffusion<sup>7</sup>, les défauts générés vont uniquement changer la valeur de  $I_{gr}$ .

Le courant d'obscurité est défini comme le courant inverse de la photodiode en l'absence d'éclairement. Il est en général compté positivement dans le sens cathode vers anode. Ce dernier peut s'exprimer simplement à partir des équations 2.32, 2.33, 2.34, 2.35, 2.40, 2.41 et 2.42 :

$$I_{\text{obs}} = -I_{\text{diff}} - I_{zce} \quad \text{pour} \quad V_J \ll -\frac{kT}{q} \quad (2.43)$$

soit

$$\boxed{I_{\text{obs}} = J_a A_j + J_{\text{grp}} P_j} , \quad (2.44)$$

7. Cette hypothèse est en général vérifiée pour les fluences généralement observées lors de missions spatiales. Cependant, à plus forte dose, les effets de déplacements peuvent jouer sur les longueurs de diffusion en compensant les impuretés et en modifiant ainsi la valeur du dopage [4, 43]

avec

$$J_a = J_{\text{sat}} + J_{\text{gra}} . \quad (2.45)$$

La présence de courants parasites  $I_{\text{const}}$  indépendants de la dimension de la diode, comme par exemple les courants dus aux contacts, sont parfois aussi pris en compte [44], ils sont cependant souvent négligeables et peu sensibles aux radiations. Ils ne sont donc pas considérés dans cette étude.

Comme pour les transistors MOS, il est possible de différencier ces quatre contributions en réalisant des photodiodes de tailles et de formes différentes. Afin d'extraire la composante périmétrique  $J_{\text{grp}}$  nous avons choisi de réaliser trois photodiodes de même surface mais de périmètres différents. Le courant d'obscurité qui traverse une photodiode de taille typique pour une application spatiale (environ  $10 \times 10 \mu\text{m}^2$ ) est inférieur au femtoampère. Il n'est donc pas mesurable directement. Des surfaces plus importantes doivent être utilisées. Une de ces photodiodes de test doit avoir un rapport aire sur périmètre  $A_j/P_j$  proche de celui d'une photodiode typique d'un capteur d'image dédié à une application spatiale ( $\approx 2.5 \mu\text{m}$ ). Ceci dans le but de transposer les résultats obtenus à l'analyse du comportement d'un pixel.

Une fois la composante  $J_{\text{grp}}$  connue, la contribution surfacique  $J_a$  est retrouvée grâce la caractérisation de diodes de surfaces différentes. Le plus important étant d'avoir au moins une diode suffisamment grande pour que la composante périmétrique soit négligeable devant la composante surfacique. Ceci permet de rendre la détermination du courant surfacique peu dépendante des erreurs d'estimation de courant périmétrique.

Enfin, le courant de diffusion ne varie pas avec la polarisation inverse, contrairement aux courants de génération  $J_{\text{gra}}$  et  $J_{\text{grp}}$ . Il peut donc, en principe, être séparé du courant de génération à partir d'une caractéristique I-V inverse. Néanmoins, la loi de variation du courant de génération en fonction de la tension n'étant pas bien connue par avance dans un cas réel complexe, cela s'avère difficile en pratique. Une autre solution consiste à étudier l'évolution du courant avec la température et à en déduire la nature du courant. Les équations 2.34, 2.41 et 2.42 montrent que le courant de diffusion varie comme  $n_i^2$  alors que les courants de générations varient comme  $n_i$  avec [14]

$$n_i = \sqrt{N_c N_v} \exp\left(\frac{-E_g}{2kT}\right) , \quad (2.46)$$

où  $N_c$  et  $N_v$  représentent les densités effectives d'états dans la bande de conduction et de valence respectivement. Les autres termes jouant en rôle dans l'expression de ces courants varient peu [14] avec la température en comparaison du terme exponentiel de l'équation 2.46. Par conséquent, l'éner-

Tab. 2.3 – Liste des photodiodes retenues pour la caractérisation du courant d'obscurité et méthodes de mesure associées. Pour chaque contribution, les méthodes de mesure et les dimensions nécessaires à l'extraction sont présentées.

Contribution	Surface	A/P( $\mu m$ )	Mesures
$J_{\text{grp}}$	$10^4 \mu m^2$	2.5 ; 10 et 25	I-V
$J_a$	$> 10^4 \mu m^2$	$\gg 25$	I-V
$J_{\text{sat}}, J_{\text{gra}}$	$> 10^4 \mu m^2$	$\gg 25$	Arrhenius

gie d'activation d'un courant de diffusion extraite<sup>8</sup> d'un tracé d'Arrhenius [45] sera proche de l'énergie d'activation de  $n_i^2$ , soit  $E_g = 1.12$  eV [44]. De même, un courant inverse dominé par le processus de génération (dans le cas de défauts en milieu de bande interdite) aura une énergie d'activation  $E_{\text{act}}$  proche de  $E_g/2 = 0.56$  eV. Généralement, la valeur apparente mesurée de  $E_{\text{act}}$  est dans la plage 0.6–0.7 eV [34, 46]. Ceci provient de la dépendance en température des autres termes qui définissent un courant de génération, notamment les densités effectives d'états ( $N_c$  et  $N_v$ ) et la section efficace de capture. Si elle est prise en compte, la valeur théorique trouvée est plus proche de 0.63 eV [47, 48]. Si les composantes de diffusion et de génération participent toutes les deux de façon comparable au courant d'obscurité, une énergie d'activation intermédiaire peut être mesurée sur une plage de température réduite. Sur une plage plus étendue, les deux régimes (prépondérance de la génération  $E_{\text{act}} \approx 0.6$  eV ou de la diffusion  $E_{\text{act}} \approx 1.1$  eV) se distinguent par une rupture de pente sur un graphique semi-logarithmique.

L'ensemble des structures nécessaires à l'étude du courant d'obscurité sont résumées dans le Tab.2.3. L'aire des photodiodes utilisées pour l'extraction de  $J_{\text{grp}}$  est un compromis entre la valeur estimée du courant obscurité, la surface de silicium consommée et la compatibilité de la surface choisie avec le rapport  $A_j/P_j$  de  $\approx 2.5 \mu m$  de référence. Les autres rapports découlent logiquement du choix de cette surface. Le rapport  $A_j/P_j = 25 \mu m$  est la valeur maximale qu'il est possible d'atteindre avec la surface choisie. Il correspond à une forme carrée. Comme cela a été mentionné précédemment, au moins une diode d'aire bien supérieure aux autres structures est nécessaire pour déterminer la composante surfacique. Enfin, un tracé d'Arrhenius sur cette dernière structure peut permettre de déterminer la nature du courant surfacique dominant.

8. L'énergie d'activation sur un tracé d'Arrhenius est donnée directement par la pente.

**Photoréponse** La Fig. 2.14 présente tous les processus et conversions qui entrent en jeu dans la mesure d'une intensité lumineuse avec une photodiode. Une partie des photons incidents sont transmis au silicium où ils ont une probabilité d'être absorbés à une profondeur donnée dépendant de leur longueur d'onde. Cela donne lieu à la génération de paires électron-trou. L'intensité du flux de photons incidents décroît donc exponentiellement avec l'épaisseur de silicium traversée [49]. Les substrats utilisés sont en général suffisamment épais pour garantir l'absorption de la quasi totalité des photons de longueur d'onde visible qui arrivent jusqu'au silicium. Seule une partie des porteurs ainsi générés vont être collectés par la zone dépeuplée de la photodiode de test. Le nombre de charges effectivement obtenues en bout de chaîne est donc fonction de la transmission des couches supérieures (ou efficacité optique OE [50]), de l'absorption et surtout de l'efficacité de collection.

La sensibilité des photodiodes à une excitation lumineuse (c-à-d la photoréponse) sera évaluée grâce à une mesure de rendement quantique externe (EQE) [51]. Ce rendement est simplement défini ici comme le nombre de charges mesurées divisé par le nombre de photons arrivant sur le détecteur. Le nombre de photons incidents est déterminé à partir d'un éclairage uniforme monochromatique en prenant en compte son flux, le temps d'intégration et la surface dite photosensible. Dans le cas d'une photodiode isolée, la surface photosensible est égale à la surface de la jonction si :

- Un masque métallique constituée d'au moins une couche de métal entoure la photodiode. Son but est de limiter la photogénération de porteur à la surface définie par le masque. Cela dit son efficacité est limitée et il ne peut être étendu à tout le circuit.
- Un anneau de garde, constitué du même implant que la photodiode, est placé autour de la photodiode pour collecter les électrons générés

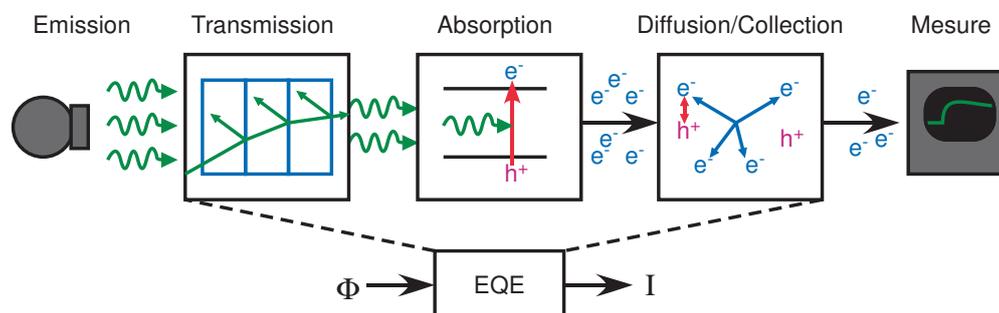


Fig. 2.14 – Processus mis en jeu lors de la détection de photons dans une photodiode et illustration du rendement quantique externe.

loin de la surface photosensible. Des électrons peuvent là aussi passer outre cette protection et diffuser jusqu'à la photodiode de test. Utiliser une photodiode dont les dimensions sont grandes devant la longueur de diffusion des électrons permettrait de compenser les imperfections des deux techniques citées ci-dessus. Cependant, les dopages dans la couche d'épithaxie sont de l'ordre de  $10^{15} \text{ cm}^{-3}$  donnant lieu à des longueurs de diffusion théoriques de l'ordre du millimètre [52–54], ce qui rend inconcevable la fabrication de diodes pouvant respecter cette condition.

La méthode d'éclairement uniforme ne permet donc pas de garantir une mesure parfaitement absolue du rendement quantique externe, elle assure néanmoins une très bonne reproductibilité et permet de faire des comparaisons relatives de qualité.

La mesure est effectuée grâce à une sphère intégrante pour garantir une bonne uniformité. Des filtres interférentiels ou un monochromateur automatisé permettent d'obtenir un spectre quasi monochromatique. La photodiode est polarisée à un point de fonctionnement représentatif du fonctionnement d'un pixel et le courant qui la traverse est mesuré avec des moyens comparables à ceux utilisés pour les mesures I-V.

En éclairage, le courant d'obscurité défini dans la section précédente parcourt toujours la photodiode, le courant mesuré en polarisation inverse avec  $V_j \ll -kT/q$  vaut alors :

$$I_{\text{inv}}(\Phi) = I_{\text{photo}}(\Phi) + I_{\text{obs}}, \quad (2.47)$$

avec  $\Phi$  le flux de photons incidents (par unité de temps et de surface). Dans une technologie dédiée à l'imagerie, la longueur de diffusion des charges générées est très grande devant l'épaisseur de la zone dépeuplée. Par conséquent, la tension de polarisation de la diode a peu d'effets sur le photocourant [42]. Ce courant est considéré constant pour des tensions de polarisation  $V_j \ll -kT/q$ . De plus, les processus de transmission, génération et collection sont supposés linéaire sur la plage de flux considéré. Une mesure différentielle (ou une dérivée en fonction de  $\Phi$ ) suffit alors pour s'affranchir de  $I_{\text{obs}}$  :

$$\Delta I_{\text{photo}} = I_{\text{photo}}(\Phi_2) - I_{\text{photo}}(\Phi_1) = I_{\text{inv}}(\Phi_2) - I_{\text{inv}}(\Phi_1). \quad (2.48)$$

La valeur d'EQE est enfin retrouvée grâce à la formule suivante [14] :

$$\eta_{\text{ext}} = \frac{N_{e^-}}{N_{\text{ph}}} = \frac{\Delta I_{\text{photo}}/q}{\Delta P_{\text{opt}}/h\nu}, \quad (2.49)$$

ou encore

$$\boxed{\eta_{\text{ext}} = \frac{\Delta I_{\text{photo}}/q}{\Delta \Phi S_{\text{phot}}}}, \quad (2.50)$$

avec  $P_{\text{opt}}$  la puissance lumineuse qui arrivent sur la surface du détecteur, dans la zone définie comme photosensible,  $\Delta\Phi$  l'incrément de flux égal à  $\Phi_2 - \Phi_1$  et  $S_{\text{phot}}$  la surface photosensible considérée.

**Caractéristique directe** Nous avons vu au début de cette section que  $I_{\text{gr}}$  et donc  $I_{\text{zce}}$  sont sensibles aux radiations. En régime direct, cela va se traduire par l'augmentation de la composante de recombinaison, en  $\exp\left(\frac{qV_J}{2kT}\right)$ , à faible polarisation directe (voir l'équation (2.35)). La caractéristique courant-tension en polarisation directe peut donc nous renseigner sur les défauts induits par irradiation même si les photodiodes ne sont en général pas placées dans ce régime de fonctionnement dans un capteur d'image.

## 2.5 Mesure des dégradations d'un capteur d'image

Afin de corréliser les réponses des structures élémentaires à celle d'un capteur d'image, les effets des radiations sur les paramètres clés du capteur doivent être mesurés.

### 2.5.1 Fonction de transfert électro-optique

Pour la mesure de la fonction de transfert électro-optique  $V_{\text{out}}(N_{\text{ph}})$ , un éclairage uniforme et monochromatique est généré grâce à une source, une sphère intégrante et un filtre interférentiel. Pour un temps d'intégration fixe  $t_{\text{int}}$ , généralement faible pour limiter le signal d'obscurité, la fonction de transfert est reconstituée en faisant varier le flux intégré incident  $N_{\text{ph}} = \phi \cdot t_{\text{int}} \cdot S_{\text{photo}}$  de l'obscurité totale jusqu'à la saturation du capteur. Pour chaque point de luminance l'acquisition de cent images est réalisée. Une moyenne spatiale et temporelle des tensions mesurées sur chaque pixel (repéré par son numéro de ligne  $l$  et son numéro de colonne  $c$ ) et sur chaque acquisition  $k$  fournie la tension moyenne de sortie correspondante :

$$V_{\text{out}}(N_{\text{ph}}) = \frac{1}{N_c N_l N_k} \sum_{c,l,k=1}^{N_c, N_l, N_k} v_{c,l,k}(N_{\text{ph}}), \quad (2.51)$$

avec  $N_k$  le nombre d'acquisitions égal à cent ici,  $N_c$  et  $N_l$  le nombre de lignes et de colonnes de la matrice de pixels. On peut aussi définir une tension moyenne par pixel sur  $N_k$  acquisitions :

$$v_{l,c}(N_{\text{ph}}) = \frac{1}{N_k} \sum_{k=1}^{N_k} v_{c,l,k}(N_{\text{ph}}). \quad (2.52)$$

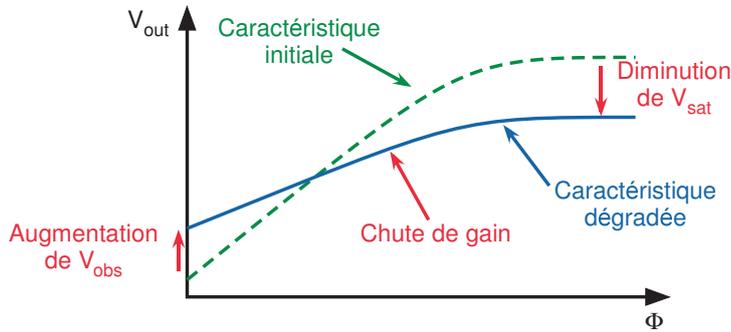


Fig. 2.15 – Illustration des dégradations observable sur la fonction de transfert électro-optique. Si la tension de décalage ou le signal d'obscurité est éliminé par mesure différentielle, une variation de tension de saturation ne pourra plus être discriminée d'une augmentation de  $V_{\text{obs}}$ .

Le bruit temporel moyen correspondant à chaque luminance est déterminé grâce à

$$\sigma_v(N_{\text{ph}}) = \frac{1}{N_c N_l} \sum_{c,l=1}^{N_c, N_l} \sqrt{\frac{1}{N_k} \sum_{k=1}^{N_k} v_{c,l,k}^2(N_{\text{ph}}) - \left( \frac{1}{N_k} \sum_{k=1}^{N_k} v_{c,l,k}(N_{\text{ph}}) \right)^2}. \quad (2.53)$$

Ces deux grandeurs mesurées représentent aussi bien la réponse à l'excitation lumineuse que les contributions déjà présentes dans l'obscurité, comme le signal d'obscurité et les décalages de tension dus à l'électronique de lecture. Pour l'étude des radiations, il semble important de conserver toutes ces contributions dans la fonction de transfert globale. Dans ce cas, il est possible d'apprécier d'un coup d'œil quelle caractéristique a été dégradée par l'irradiation (voir Fig. 2.15).

Si l'on souhaite s'affranchir de ces contributions et garder uniquement la photoréponse, il est nécessaire de les soustraire au signal photogénéré via la mesure différentielle suivante :

$$\Delta v_{c,l}(N_{\text{ph}}) = \frac{1}{N_k} \sum_{k=1}^{N_k} v_{c,l,k}(N_{\text{ph}}) - \frac{1}{N_k} \sum_{k=1}^{N_k} v_{c,l,k}(0), \quad (2.54)$$

avec  $v_{c,l,k}(0)$  la tension mesurée à flux nul, c-à-d dans l'obscurité. L'image  $\Delta v_{c,l}(N_{\text{ph}})$  ainsi formée représente la différence, pour chaque pixel, entre la réponse moyenne en éclaircissement et la réponse moyenne en obscurité. Ces moyennes sont des moyennes temporelles.

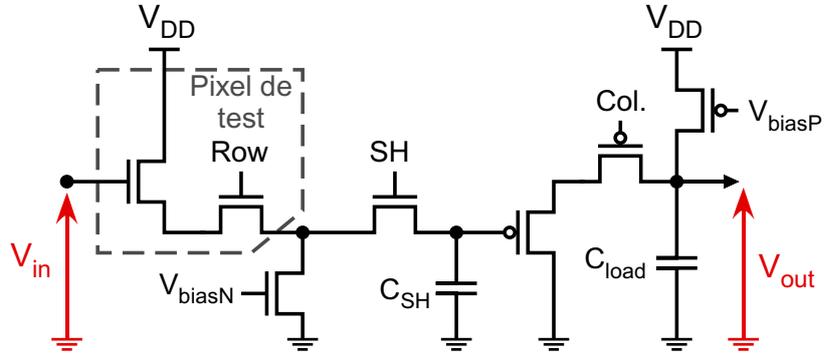


Fig. 2.16 – Schéma du pixel de test et d'une voie d'échantillonnage. Le pixel test permet l'application d'une tension  $V_{in}$  directement sur la grille du suiveur N intra-pixel. La fonction de transfert est retrouvée en mesurant  $V_{out}$  en fonction de  $V_{in}$ .

### 2.5.2 Fonction de transfert électronique

La fonction de transfert électronique est mesurée grâce à un pixel de test (voir Fig. 2.16). Sa photodiode est remplacée par un plot d'entrée. Cela permet d'appliquer une tension  $V_{in}$  sur la grille du suiveur N et de caractériser toute la chaîne de lecture en mesurant la tension de sortie  $V_{out}$  du capteur. Durant cette mesure, seul ce pixel doit être adressé et tous les interrupteurs de la voie choisie pour la mesure doivent être fermés.

### 2.5.3 Facteur de conversion

Bien que des méthodes plus avancées existent [55, 56], nous avons choisi d'utiliser la méthode *mean-variance* [57–59]. Cette méthode repose principalement sur l'hypothèse que la fonction de transfert électro-optique est linéaire et que seul le bruit de grenaille de la photodiode varie avec la tension de sortie. Dans ce cas, le bruit mesuré en fonction du capteur est simplement :

$$\sigma_v^2 = F_{cv}^2 G_{rd}^2 (\sigma_n^2 + \sigma_{nrst}^2) + \sigma_{vrd}^2, \quad (2.55)$$

avec  $\sigma_n$  le bruit de grenaille de la photodiode en électron,  $\sigma_{nrst}$  le bruit de reset en électron et  $\sigma_{vrd}$  le bruit de lecture. En supposant le décalage en tension dû à l'électronique de lecture compensé, la propriété bien connue du bruit de grenaille,  $\sigma_n^2 = N$ , et l'équation (1.3) permettent d'exprimer le bruit en sortie en fonction de la tension de sortie :

$$\sigma_v^2 = F_{cv}^2 G_{rd}^2 \left( \frac{V_{out}}{F_{cv} G_{rd}} + \sigma_{nrst}^2 \right) + \sigma_{vrd}^2. \quad (2.56)$$

La pente donne alors naturellement le facteur de conversion en V/e- :

$$F_{cv} = \frac{1}{G_{rd}} \frac{d\sigma_v^2}{dV_{out}}. \quad (2.57)$$

L'hypothèse de la linéarité n'étant en pratique pas vérifiée, si le facteur de conversion doit être étudié hors de la zone de linéarité, un facteur de conversion local sera extrait grâce à la pente locale.

Les principales raisons qui ont conduit à l'adoption de cette technique pour notre étude sont sa simplicité d'utilisation et la possibilité d'observer directement sur la courbe  $\sigma_v^2(V_{out})$  la moindre variation due aux radiations. Les radiations pouvant jouer sur un nombre important de facteurs, les autres méthodes plus complexes peuvent conduire à des erreurs d'interprétation. Par exemple, un courant d'obscurité très élevé peut rendre l'utilisation de la méthode de Pain *et al.* [56] très délicate.

#### 2.5.4 Rendement quantique externe

La même approche que pour les photodiodes (voir sec. 2.4.3.2) est adoptée ici. Le rendement quantique externe (EQE) [51] est donc défini ici comme le rapport du nombre d'électrons collectés sur le nombre de photons qui arrivent sur la surface photosensible du pixel concerné (voir l'équation (2.50), p. 80). Deux points diffèrent cependant de la mesure d'EQE sur une photodiode isolée :

**La définition de la surface photosensible** Afin de comparer les résultats d'EQE à ceux d'une photodiode isolée, la zone photosensible  $S_{photo}$  d'un pixel est définie ici comme toute la surface d'un pixel n'étant pas couvert de métal ou de polysilicium (voir Fig. 2.17a). Les pixels voisins jouent le rôle d'anneau de garde. La génération en dehors de la zone des pixels (voir Fig. 2.17b) est négligée car elle est supposée être recouverte de plusieurs couches réfléchissantes : du métal, du polysilicium et/ou du siliciure. Un anneau de garde est aussi placé autour de la matrice pour éviter la collection des charges générées à l'extérieur de la matrice.

**La mesure du photocourant** Le photocourant n'est pas mesuré directement en sortie du capteur. On peut néanmoins le retrouver à partir de la tension de sortie mesurée comme le montre l'équation 1.5 p. 10. Les contributions du courant d'obscurité et des tensions de décalage sont éliminées par la mesure de la tension de sortie à deux flux intégrés différents :

$$\Delta V_{out} = V_{out}(N_{ph2}) - V_{out}(N_{ph1}). \quad (2.58)$$

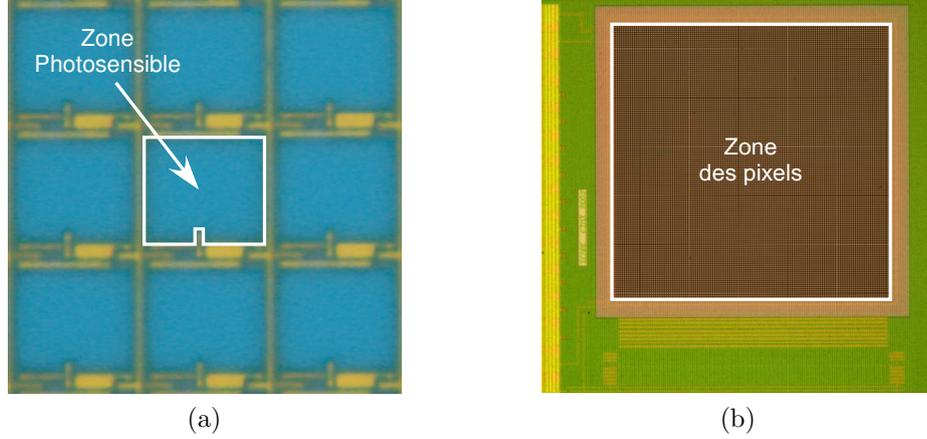


Fig. 2.17 – Représentation de la zone photosensible (a) et de la zone des pixels (b).

L'incrément de photocourant correspondant à une augmentation de flux intégré de  $N_{\text{ph}_1}$  à  $N_{\text{ph}_2}$  vaut alors :

$$\Delta I_{\text{photo}} = \frac{\Delta V_{\text{out}}}{F_{\text{cv}} G_{\text{rd}}}. \quad (2.59)$$

Les gains  $F_{\text{cv}}$  et  $G_{\text{rd}}$  sont supposés constants sur la plage considérée. Cela conduit à l'expression suivante de l'EQE pour un capteur d'image :

$$\eta_{\text{ext}} = \frac{1}{F_{\text{cv}} G_{\text{rd}}} \frac{\Delta V_{\text{out}}}{\Delta N_{\text{ph}}}, \quad (2.60)$$

avec  $\Delta N_{\text{ph}} = (N_{\text{ph}_2} - N_{\text{ph}_1})$ . Un rendement quantique externe par pixel peut aussi être défini :

$$\eta_{l,c} = \frac{1}{f_{\text{cv}} g_{\text{rd}}} \frac{\Delta v_{l,c}}{\Delta N_{\text{ph}}}, \quad (2.61)$$

avec  $f_{\text{cv}}$  et  $g_{\text{rd}}$  les gains du pixel  $l, c$ . L'écart type spatial en pour-cent de cet EQE donne un indicateur de non-uniformité de photoréponse (PRNU) :

$$\text{PRNU} = \frac{\sigma_{\eta_{\text{ext}}}}{\eta_{\text{ext}}} = \frac{1}{\eta_{\text{ext}}} \sqrt{\frac{1}{N_c N_l} \sum_{c,l=1}^{N_c, N_l} \eta_{l,c}^2 - \left( \frac{1}{N_c N_l} \sum_{c,l=1}^{N_c, N_l} \eta_{l,c} \right)^2}. \quad (2.62)$$

### 2.5.5 Courant d'obscurité

De même que pour le photocourant, le courant d'obscurité peut être retrouvé grâce à l'équation 1.5. En l'absence d'éclairement, cette dernière

s'écrit :

$$V_{\text{out}}(t_{\text{int}}) = \frac{F_{\text{cv}}G_{\text{rd}}I_{\text{obs}}t_{\text{int}}}{q} + V_{\text{off}}. \quad (2.63)$$

Là encore, une mesure différentielle est utilisée pour s'affranchir de la tension de décalage. Elle est réalisée en faisant varier le temps d'intégration. Ceci induit donc une variation de la tension de polarisation de la photodiode  $V_j$  et de la tension de sortie. Les équations 2.41, 2.42 et 2.44 montrent que le courant d'obscurité varie avec la polarisation de la photodiode. Ceci est particulièrement vrai quand le courant dominant est un courant de génération. Cependant, dans un souci de simplicité, la variation de  $V_j$  est gardée suffisamment faible autour de la tension d'initialisation pour considérer  $I_{\text{obs}}$  constant. Dans ce cas, la valeur de  $I_{\text{obs}}$  au voisinage de la tension d'initialisation vaut :

$$I_{\text{obs}} = \frac{q}{F_{\text{cv}}G_{\text{rd}}} \frac{\Delta V_{\text{out}}}{\Delta t_{\text{int}}}. \quad (2.64)$$

La variation de tension étant faible, la variation des gains est également négligée. Comme pour le rendement quantique externe, les non-uniformités de courant d'obscurité (DSNU) peuvent être estimées grâce à l'écart type spatial du courant d'obscurité :

$$\text{DSNU} = \sigma_{I_{\text{obs}}} = \sqrt{\frac{1}{N_c N_l} \sum_{c,l=1}^{N_c, N_l} i_{l,c}^2 - \left( \frac{1}{N_c N_l} \sum_{c,l=1}^{N_c, N_l} i_{l,c} \right)^2}, \quad (2.65)$$

avec

$$i_{l,c} = \frac{q}{f_{\text{cv}}g_{\text{rd}}} \frac{\Delta v_{l,c}}{\Delta t_{\text{int}}}. \quad (2.66)$$

Une fois  $I_{\text{obs}}$  déterminé, l'équation 2.63 donne accès à la tension de décalage moyenne :

$$V_{\text{off}} = V_{\text{out}}(t_{\text{int}}) - \frac{F_{\text{cv}}G_{\text{rd}}I_{\text{obs}}t_{\text{int}}}{q}. \quad (2.67)$$

L'écart type spatial de cette tension de décalage donne la valeur du bruit spatial fixe, ou FPN. Dans un capteur d'image CMOS, chaque colonne dispose de son circuit de double échantillonnage et de sa source de courant NMOS. Les disparités des transistors utilisés pour ces circuits induisent un bruit spatial fixe de colonne différent de celui mesuré sur les lignes. Il peut donc être plus pratique de définir un FPN colonne :

$$\text{FPN}_{\text{col}} = (\sigma_{V_{\text{off}}})_{\text{col}} = \frac{1}{N_l} \sum_{l=1}^{N_l} \sqrt{\frac{1}{N_c} \sum_{c=1}^{N_c} u_{l,c}^2 - \left( \frac{1}{N_c} \sum_{c=1}^{N_c} u_{l,c} \right)^2}, \quad (2.68)$$

avec  $u_{l,c}$  la tension de décalage du pixel  $l, c$ . Le FPN ligne est obtenu de la même manière en intervertissant les indices  $l$  et  $c$ .

## 2.6 Récapitulatif de la méthode proposée

Dans ce chapitre les détails de l'approche retenue pour étudier les effets des radiations sur un capteur d'image CMOS à partir de mesures sur des structures élémentaires ont été présentés. Cette méthode est résumée sur la Fig. 2.18.

La première étape consiste à faire le bilan des effets connus par une étude bibliographique. Les structures élémentaires à réaliser pour surveiller les concentrations de défauts générés peuvent ensuite être définies. Les dispositifs susceptibles d'être touchés par ces défauts doivent aussi être représentés par un nombre limité de composants de test. L'ensemble de ces éléments ainsi qu'une matrice de pixels sont fabriqués à l'aide de la technologie CMOS à étudier. Une fois les circuits intégrés réalisés et montés en boîtier ils peuvent être irradiés. Des mesures courant-tension sur les structures élémentaires (N1) avant et après chaque étape d'irradiation donne l'évolution du nombre de défauts dans les oxydes et dans le volume du silicium. En comparant ces résultats aux mesures I-V sur les dispositifs (N2), les sources des dégradations sont précisément identifiées. De même, en corrélant la réponse des dispositifs à la réponse de la matrice de pixels (N4), les dispositifs jouant un rôle dans la dégradation du capteur sont aussi identifiés. À ce stade, il devient possible de comprendre les effets des radiations sur un capteur d'image CMOS et de relier le comportement du capteur à l'évolution des défauts responsables.

L'intérêt majeur de cette approche réside dans la localisation précise des points faibles du capteur. Elle permet de concentrer les efforts de durcissement sur ces zones sensibles. Le ou les défauts responsables étant identifiés, il devient possible de cibler les structures à modifier en jouant uniquement sur les paramètres susceptibles d'atténuer ces effets. Le durcissement de parties insensibles peut aussi être économisé. De plus, cette étude permet la modélisation des effets sur les dispositifs et sur un capteur complet. Il est alors possible d'estimer, en principe, le comportement de tous capteurs fabriqués avec ce procédé. Et ceci, quel que soit son architecture ou la forme des composants utilisés. Là encore, l'effort de conception peut être grandement réduit. Enfin, une fois développés, ces modèles peuvent être adaptés à d'autres technologies CMOS et les informations recueillies lors d'une telle analyse sont des atouts importants pour l'étude des effets des radiations sur un circuit fabriqué grâce à nouveau procédé fabrication.

Cette approche s'oppose à l'évaluation de la tolérance aux radiations d'un imageur par son unique caractérisation, sans structure de test. Dans ce cas, il peut être très délicat d'identifier la cause des dégradations. L'efficacité de l'action de durcissement en sera d'autant réduite. Des parties du capteur

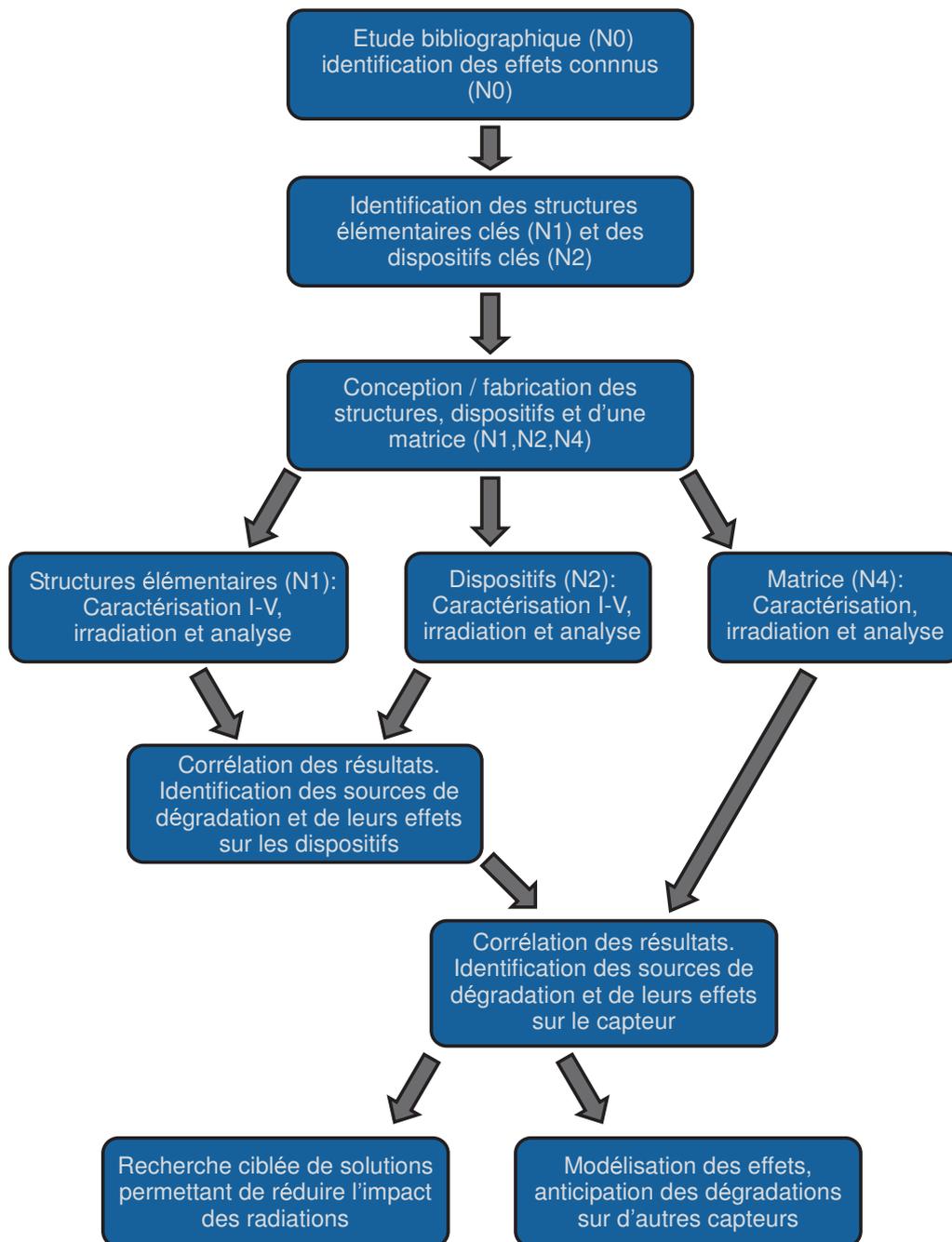


Fig. 2.18 – Résumé de la méthode.

risquent d'être durcies inutilement, et d'autres points faibles peuvent être ignorés. En outre, si l'architecture du capteur est modifié, il n'est quasiment pas possible de prédire son comportement. Les conclusions faites sur ce capteur ont peu de chances d'être applicables à une autre technologie, et la capitalisation des connaissances est restreinte.

## Bibliographie

- [1] *US Military standard test method*, US DoD, 2006, MIL-STD-883G SM1019.7.
- [2] *Total dose steady-state irradiation test method*, ESA/SCC, 2007, Basic specification No.22900.3.
- [3] T. P. Ma et P. V. Dressendorfer, *Ionizing Radiation Effects in MOS Devices and Circuits*. New York : Wiley-Interscience, 1989.
- [4] J. R. Srour, C. J. Marshall, et P. W. Marshall, "Review of displacement damage effects in silicon devices," *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 50, num. 3, p. 653–670, juin 2003.
- [5] D. K. Schroder, *Semiconductor material and device characterization*, 2nd ed. Wiley Interscience, 1998.
- [6] T. J. Shaffner, "Semiconductor characterization and analytical technology," dans *Proc. of the IEEE*, vol. 88, num. 9, 2000, p. 1416–1437.
- [7] J. S. Brugler et P. G. A. Jespers, "Charge pumping in MOS devices," *IEEE Trans. Electron Devices*, vol. 16, num. 3, p. 297–302, mars 1969.
- [8] G. Van den bosch, G. V. Groeseneken, P. Heremans, et H. E. Maes, "Spectroscopic charge pumping : a new procedure for measuring interface trap distributions on MOS transistors," *IEEE Trans. Electron Devices*, vol. 38, p. 1820–1831, août 1991.
- [9] R. Jayaraman et C. Sodini, "1/f noise technique to extract the oxide trap density near the conduction band edge of silicon," *IEEE Trans. Electron Devices*, vol. 36, num. 9, p. 1773–1782, sept. 1989.
- [10] Z. Celik-Butler et T. Hsiang, "Determination of Si – SiO<sub>2</sub> interface trap density by 1/f noise measurements," *IEEE Trans. Electron Devices*, vol. 35, num. 10, p. 1651–1655, oct. 1988.

- 
- [11] G. Abowitz, E. Arnold, et E. Leventhal, "Surface states and  $1/f$  noise in MOS transistors," *IEEE Trans. Electron Devices*, vol. ED-14, p. 775, 1967.
- [12] H. Fu et C. Sah, "Theory and experiments on surface  $1/f$  noise," *IEEE Trans. Electron Devices*, vol. ED-19, num. 2, p. 273, 1972.
- [13] O. Jantsch et B. Borchert, "Determination of interface state density especially at the band edges by noise measurements on MOSFETS," *Solid-State Electron.*, vol. 30, num. 10, p. 1013, 1987.
- [14] S. M. Sze, *Physics of Semiconductor Devices*, 2nd ed. New York : Wiley, 1981.
- [15] R. V. Overstraeten, G. Declerck, et P. Muls, "Theory of the MOS transistor in weak inversion-new method to determine the number of surface states," *IEEE Trans. Electron Devices*, vol. ED-22, num. 5, p. 282–288, mai 1975.
- [16] P. J. McWhorter et P. S. Winokur, "Simple technique for separating the effects of interface traps and trapped-oxide charge in metal-oxide-semiconductor transistors," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 48, p. 133–135, jan. 1986.
- [17] S. Wolf, *Silicon Processing for the VLSI Era, Volume 4 : Deep-submicron process technology*. California : Lattice Press, 2002, vol. 4.
- [18] J. A. Appels, E. Kooi, M. M. Paffen, J. J. H. Schatorje, et W. H. C. C. Verkuylen, "Local oxidation of silicon and its application in semiconductor device technology," *Phillips Res. Rep.*, vol. 25, p. 118, 1970.
- [19] S. Wolf, *Silicon Processing for the VLSI Era, Volume 1 : Process technology*, 2nd ed. California : Lattice Press, 2000, vol. 1.
- [20] E. Bassous, H. N. Yu, et V. Maniscalco, "Topology of silicon structures with recessed  $\text{SiO}_2$ ," *J. Electrochem. Soc.*, vol. 123, p. 1729, 1976.
- [21] K. Kurosawa, T. Shibata, et H. Iizuka, "A new bird's-beak free field isolation technology for VLSI devices," dans *IEDM Tech. Dig.*, 1981, p. 384.
- [22] J. Y. C. Sun, S. Y. Chiang, , et M. Liu, "Foundry technology for the next decade," dans *IEDM Tech. Dig.*, 1998, p. 321–324.

- 
- [23] H. Veendrick, *Deep-Submicron CMOS ICs*, 2nd ed. Kluwer academic publishers, 2000.
- [24] J. D. Plummer, M. D. Deal, et P. B. Griffin, *Silicon VLSI Technology*. Prentice Hall, 2000.
- [25] T. R. Oldham et F. B. McLean, "Total ionizing dose effects in MOS oxides and devices," *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 50, p. 483–499, juin 2003.
- [26] H. L. Hughes et J. M. Benedetto, "Radiation effects and hardening of MOS technology : devices and circuits," *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 50, p. 500–501, juin 2003.
- [27] R. Lenahan, J. Campbell, A. Kang, S. Liu, et R. Weimer, "Radiation-induced leakage currents : atomic scale mechanisms," *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 48, p. 2101–2106, déc. 2001.
- [28] A. Paccagnella, A. Cester, et G. Cellere, "Ionizing radiation effects on ultra-thin oxide MOS structures," dans *IEDM Tech. Dig.*, déc. 2004, p. 473–476.
- [29] A. Scarpa, A. Paccagnella, F. Montera, G. Ghibauda, G. Pananakakis, Ghidini, et P. Fuochi, "Ionizing radiation induced leakage current on ultra-thin gateoxides," *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 44, num. 6, p. 1818–1825, déc. 1997.
- [30] P. Olivo, T. Nguyen, et B. Ricco, "High-field-induced degradation in ultra-thin SiO<sub>2</sub> films," *IEEE Trans. Electron Devices*, vol. 35, num. 12, p. 2259–2267, déc. 1988.
- [31] R. Rofan et C. Hu, "Stress-induced oxide leakage ," *IEEE Electron device letters*, vol. 12, num. 11, p. 632–634, nov. 1991.
- [32] S. ho Kim, H. jun Lee, C. hi Han, K. Lee, S. soo Choi, Y. jin Jeon, E. D. Fabrizio, et M. Gentili, "The effects of X-ray irradiation-induced damage on reliability in MOS structures," *Solid-State Electron.*, vol. 38, num. 1, p. 95–99, jan. 1995.
- [33] M. Lenzlinger et E. H. Snow, "Fowler-Nordheim Tunneling into Thermally Grown SiO<sub>2</sub>," *J. Appl. Phys.*, vol. 40, num. 1, p. 278–283, 1969.
- [34] A. S. Grove et D. J. Fitzgerald, "Surface effects on p-n junctions : Characteristics of surface space-charge regions under non-equilibrium conditions," *Solid-State Electron.*, vol. 9, num. 8, p. 783–806, 1966.

- [35] R. Pierret, "The gate-controlled diode so measurement and steady-state lateral current flow in deeply depleted MOS structures," *Solid State Electron.*, vol. 17, p. 1257–1269, déc. 1974.
- [36] G. Vanstraelen, K. de Backker, I. Debusschere, C. Claeys, et G. Declerck, "Generation lifetime monitoring on high resistivity silicon using gated diodes," *Nucl. Instr. Meth. A*, vol. 288, p. 48–53, 1990.
- [37] G. Verzellesi, G. Dalla Betta, L. Bosisio, M. Boscardin, G. Pignatel, et G. Soncini, "On the accuracy of generation lifetime measurement in high-resistivity silicon using pn gated diodes," *IEEE Trans. Electron Devices*, vol. 46, num. 4, p. 817–820, avr. 1999.
- [38] G.-F. Dalla Betta, G. Verzellesi, T. Boscardin, G. Pignatel, L. Bosisio, et G. Soncini, "Gate-length dependence of bulk generation lifetime and surface generation velocity measurement in high-resistivity silicon using gated diodes," dans *Proc. ICMTS*, 2000, p. 85–89.
- [39] C. Chang et J. Lien, "Corner-field induced drain leakage in thin oxide MOSFETs," dans *IEDM Tech. Dig.*, vol. 33, 1987.
- [40] I. Chen, C. Teng, D. Coleman, A. Nishimura, T. Inc, et T. Dallas, "Interface trap-enhanced gate-induced leakage current in MOSFET," *IEEE Electron Device Lett.*, vol. 10, num. 5, p. 216–218, 1989.
- [41] M. J. J. Theunissen, "Analysis of the soft reverse characteristics of n<sup>+</sup>p drain diodes," *Solid-State Electron.*, vol. 28, p. 417–425, 1985.
- [42] A. S. Grove, *Physics and Technology of Semiconductor Devices*. Wiley International, 1967.
- [43] A. Poyai, E. Simoen, C. Claeys, K. Hayama, K. Kobayashi, et H. Ohyama, "Radiation effects on the current–voltage and capacitance–voltage characteristics of advanced p–n junction diodes surrounded by shallow trench isolation," *Nucl. Inst. Meth. B*, vol. 186, num. 1-4, p. 409–413, 2002.
- [44] N. V. Loukianova, H. O. Folkerts, J. P. V. Maas, D. W. E. Verbugt, A. J. Mierop, W. Hoekstra, E. Roks, et A. J. P. Theuwissen, "Leakage current modeling of test structures for characterization of dark current in CMOS image sensors," *IEEE Trans. Electron Devices*, vol. 50, num. 1, p. 77–83, 2003.

- [45] S. Benson, *The Foundations of Chemical Kinetics*. McGraw-Hill Education, 1960.
- [46] G. R. Hopkinson, "Radiation effects in a CMOS active pixel sensor," *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 47, num. 6, p. 2480–2484, déc. 2000.
- [47] J. R. Srour, S. C. Chen, S. Othmer, et R. A. Hartmann, "Neutron damage mechanisms in charge transfer devices," *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. NS-25, p. 1251–1260, déc. 1978.
- [48] G. R. Hopkinson, "Cobalt60 and proton radiation effects on large format, 2-d, CCD arrays for an earth imaging application," *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 39, num. 6, p. 2018–2025, déc. 1992.
- [49] P. Bouguer, *Essai d'optique sur la gradation de la lumière*. Jombert, 1729.
- [50] P. Catrysse et B. Wandell, "Optical efficiency of image sensor pixels," *J. Opt. Soc. Amer. A*, vol. 19, num. 8, p. 1610–1620, 2002.
- [51] A. El Gamal et H. Eltoukhy, "CMOS image sensors," *IEEE Circuits and Devices Magazine*, vol. 21, num. 3, p. 6–20, mai - juin 2005.
- [52] S. Swirhun, Y.-H. Kwark, et R. Swanson, "Measurement of electron lifetime, electron mobility and band-gap narrowing in heavily doped p-type silicon," dans *IEDM Tech. Dig.*, vol. 32, 1986, p. 24–27.
- [53] S. Swirhun, J. del Alamo, et R. Swanson, "Measurement of hole mobility in heavily doped n-type silicon," *IEEE Electron Device Lett.*, vol. 7, num. 3, p. 168–171, Mar 1986.
- [54] M. Law, E. Solley, M. Liang, et D. Burk, "Self-consistent model of minority-carrier lifetime, diffusion length, and mobility," *IEEE Electron Device Lett.*, vol. 12, num. 8, p. 401–403, Aug 1991.
- [55] B. Fowler, A. El Gamal, D. Yang, et H. Tian, "A method for estimating quantum efficiency for CMOS image sensors," dans *Proc. SPIE*, vol. 3301, 1998, p. 178–185.
- [56] B. Pain et B. Hancock, "Accurate estimation of conversion gain and quantum efficiency in CMOS imagers," dans *Proc. SPIE*, vol. 5017, 2003, p. 94.
- [57] J. Janesick, *Scientific Charge-Coupled Devices*. SPIE Press, 2001.

- [58] B. Stark, B. Noelting, H. Jahn, et K. Andert, "Method for determining the electron number in charge-coupled measurement devices," *Opt. Eng.*, vol. 31, num. 4, p. 852–856, 1992.
- [59] B. P. Beecken et E. R. Fossum, "Determination of the conversion gain and the accuracy of its measurement for detector elements and arrays," *Applied optics*, vol. 35, p. 3471–3477, juil. 1996.

# Chapitre 3

## Application aux effets des rayons $\gamma$

### Plan du chapitre

---

<b>3.1</b>	<b>Détails expérimentaux . . . . .</b>	<b>95</b>
<b>3.2</b>	<b>Sensibilité des oxydes . . . . .</b>	<b>102</b>
<b>3.3</b>	<b>Dégradation des dispositifs . . . . .</b>	<b>110</b>
<b>3.4</b>	<b>Comportement du capteur . . . . .</b>	<b>127</b>
<b>3.5</b>	<b>Résumé et perspectives . . . . .</b>	<b>139</b>

---

Ce chapitre présente l'évolution des caractéristiques d'un imageur CMOS moderne lorsqu'il est exposé à un rayonnement ionisant. La source de radiation choisie est du  $^{60}\text{Co}$  pour sa capacité reconnue à simuler les effets de dose ionisante que subissent les composants en environnement spatial [1–3].

Après une brève description de la technologie utilisée, du véhicule de test et des conditions d'irradiation, la méthode présentée dans le chapitre précédent est appliquée à ce cas concret. Sauf mention contraire, toutes les mesures présentées ont été effectuées à 23°C grâce aux instruments et techniques présentés au chapitre précédent. Dans une dernière partie, les résultats sont discutés et les perspectives et voies d'amélioration sont abordées.

### 3.1 Détails expérimentaux

#### 3.1.1 Spécificités de la technologie étudiée

La technologie sélectionnée est le procédé 0.18  $\mu\text{m}$  dédié à l'imagerie (ou technologie CIS pour *CMOS image sensor*) d'United Microelectronics Cor-

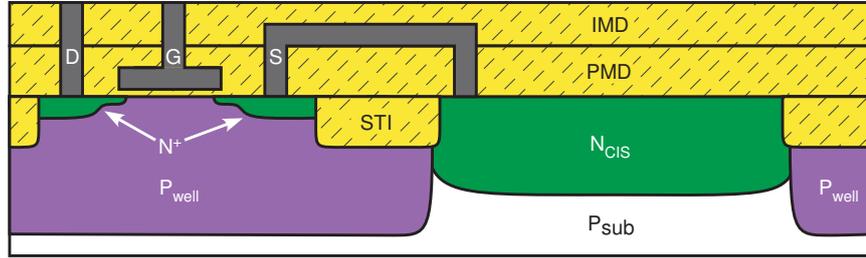


Fig. 3.1 – Vue en coupe schématique d'un transistor à canal N et d'une photodiode réalisés en technologie UMC CIS  $0.18 \mu\text{m}$ .

poration (UMC). Elle représentait, au début de cette étude, la technologie accessible (via Europractice) la plus avancée pour les applications d'imagerie. Ce procédé utilise des photodiodes de type caisson N sur substrat P compatible avec l'architecture de pixel à trois transistors (photodiode 3TPD).

Ces jonctions PN sont optimisées pour la collection de charges photogénérées. Cela implique notamment un profil de dopage adapté. Ce dernier est nommé implant  $N_{\text{CIS}}$  dans ce manuscrit. La concentration en impureté doit être faible pour assurer une bonne diffusion des charges photogénérées et une large extension de zone dépeuplée dans le volume du semiconducteur. Ceci est en partie réalisé par l'élimination du caisson P dans la zone photosensible (voir Fig. 3.1). Ce dernier est toutefois présent sur le périmètre de la photodiode pour limiter l'extension latérale de la zone dépeuplée, les fuites entre jonctions et le courant d'obscurité. Il doit aussi faire en sorte que les tensions de seuil des transistors intra-pixel soient optimisées : assez élevées pour limiter les courants de fuite mais assez basses pour conserver une plage utile de tension suffisante.

Les oxydes de champ sont formés grâce au procédé d'isolation en tranchée (voir sec. 2.4.2.1 p. 64). Leur épaisseur est proche du demi micron tout comme la couche de PMD.

Deux grandes familles de transistors sont disponibles : les transistors pouvant supporter des tensions de  $1.8 \text{ V}$  et ceux qui peuvent fonctionner sous  $3.3 \text{ V}$ . Les capteurs d'image nécessitent de larges plages de variation de tension, ils sont donc généralement conçus avec des transistors  $3.3 \text{ V}$ . C'est pourquoi nous nous intéressons ici uniquement aux dispositifs  $3.3 \text{ V}$ . La longueur de grille minimale de ces MOSFETs est supérieure au minimum autorisé par la technologie ( $0.34 \mu\text{m}$  au lieu de  $0.18 \mu\text{m}$ ). Il en va de même pour l'épaisseur de grille qui est environ de  $6.5 \text{ nm}$  pour ces FETs contre  $3.5 \text{ nm}$  pour les MOST  $1.8 \text{ V}$ . La tension de fonctionnement étant plus élevée, les

dimensions doivent être augmentées pour conserver des champs électriques compatibles avec un fonctionnement correct du dispositif.

### 3.1.2 Véhicule de test

Le circuit réalisé est présenté sur la Fig. 3.2. Il est constitué d'une matrice de pixels (en bas à gauche de l'image) de type 3T APS et de plus de cent structures de test. Ces structures sont principalement des transistors MOS, des photodiodes, des diodes contrôlées et des capacités MOS. En plus des éléments nécessaires à l'étude (cf. chapitre précédent), un certain nombre de variantes ont aussi été réalisées pour une étude plus approfondies. Tous les composants utilisés dans cette étude sont décrits dans les sections qui suivent.

La matrice de pixels est elle composée de  $128 \times 128$  pixels, dont deux légèrement modifiés pour les mesures de fonction de transfert électronique. Le pas des pixel est de  $10 \mu\text{m}$ . Les principales caractéristiques du capteur sont résumées dans le Tab. 3.1.

Tab. 3.1 – Principales caractéristiques du capteur d'image réalisé. Les valeurs présentées sont des valeurs typiques sur l'ensemble des circuits testés à  $23^\circ\text{C}$  avant irradiation.

Nb. de pixels	$128 \times 128$
Type des pixels	3T
Pas des pixels	$10 \mu\text{m}$
Taille de la photodiode	$\approx 8.1 \times 9.2 \mu\text{m}^2$
Surface de la photodiode	$74.2 \mu\text{m}^2$
Périmètre de la photodiode	$33.4 \mu\text{m}$
Zone photosensible	$74.6 \mu\text{m}^2$
Facteur de conversion	$\approx 7 \mu\text{V}/e^-$
Gain de la chaîne	0.74
Courant d'obscurité	0.15 fA
DSNU	0.07 fA
EQE à 650 nm	65 %
PRNU à 650 nm	0.4 %
FPN ligne/colonne	0.25/1.1 mV
Bruit de lecture et de recharge	0.3 mV

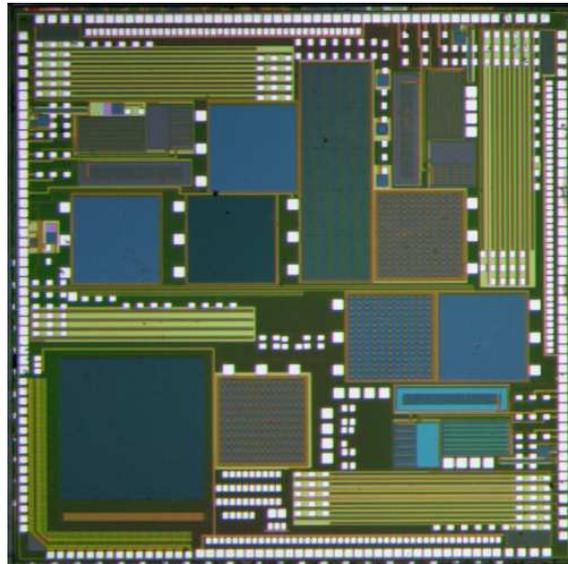
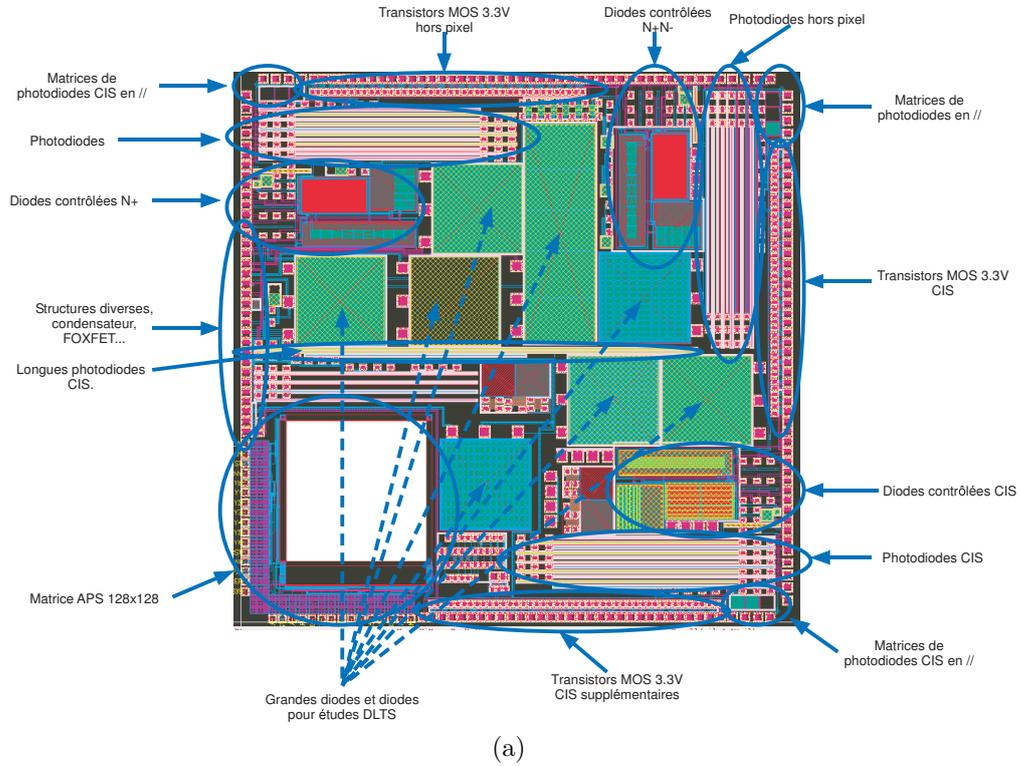


Fig. 3.2 – Véhicule de test. (a) Plan du circuit de test. (b) Photographie du circuit.

### 3.1.3 Sélection des structures de test

Nous avons vu au chapitre 1 que les radiations ionisantes génèrent des défauts localisés dans le volume ou à l'interface des oxydes. Les structures élémentaires (niveau N1 de l'approche présentée précédemment) vont donc être dédiées à l'étude des oxydes. Ces structures ont été décrites dans le chapitre précédent. Ensuite, la dégradation des oxydes peut perturber le fonctionnement des photodiodes et des transistors MOS. Ces composants vont donc constituer les dispositifs de niveau N2. Enfin, le dernier niveau d'étude (N4) concerne la matrice de pixels.

### 3.1.4 Conditions d'irradiation

Comme cela a été discuté au chapitre 1, le spectre de radiation auquel est exposé un circuit intégré en orbite est très riche et en constante évolution. De plus, les missions spatiales sont dimensionnées pour durer plusieurs années. Par conséquent, tester un composant dans des conditions réelles reviendrait à :

- l'exposer pendant plusieurs années,
- reproduire l'environnement radiatif en tenant compte des variations sur l'orbite, des variations d'activité solaire...
- l'opérer en fonctionnement réel durant l'irradiation,
- tenir compte des variations de température.

Tout ceci est évidemment impossible à réaliser en pratique. L'approche habituellement utilisée [4, 5] est la suivante : les modèles d'environnement spatial [6] permettent d'estimer une dose ionisante équivalente qu'un circuit embarqué va absorber durant sa mission (voir par exemple [7, 8]). Une estimation pire cas est réalisée et une majoration est ensuite appliquée pour tenir compte des incertitudes. Cette dose « pire cas » est déposée dans le composant à tester sur une durée très courte à l'aide d'une source de radiation ionisante, comme des photons X ou  $\gamma$ . Le composant est ensuite testé et sa capacité à supporter les contraintes de la mission est évaluée. Cela suppose que seule la dose d'énergie absorbée joue un rôle dans la dégradation. Néanmoins, les paramètres suivants sont connus pour influencer la réponse d'un composant à la dose ionisante (voir chapitre 1) :

**La nature et l'énergie de la particule** Afin de s'affranchir de cette dépendance, la source d'irradiation choisie doit représenter un pire cas. C'est le cas du  $^{60}\text{Co}$  qui grâce au faible LET des particules qu'il émet (photons de 1.17 et 1.33 MeV) assure un taux de production de trou maximal [9]. Ce type de source est largement utilisé pour la simulation de l'environnement radiatif spatial [1–3].

**Le champ électrique** La encore, le pire cas est toujours utilisé. Pour les transistors N-MOS, le pire cas consiste à placer la grille à la tension maximum de fonctionnement (3.3 V) et les autres terminaux à la masse [1, 10]. Cela assure un champ électrique maximal dans l'oxyde de grille. Pour les P-MOS, la grille est connectée à la masse et les autres terminaux à la tension d'alimentation. En revanche, aucune polarisation pire cas n'a été définie pour les photodiodes et les capteurs d'image. Nous avons donc utilisé les deux cas de polarisation extrême : polarisé à 3.3 V (ou séquencé pour les matrices) et non polarisé. Ces polarisations sont résumées dans le Tab. 3.2.

**Le débit de dose** A dose équivalente, les transistors bipolaires sont plus dégradés à faible débit de dose [11]. Ceci est en partie dû à la quasi-absence de champ électrique dans les oxydes utilisé en technologie bipolaire. Dans ce cas, la densité de charge, directement liée au débit, a une influence sur le transport des trous générés. La situation est différente pour les transistors MOS. Il a été démontré que le débit de dose a peu d'effets sur ces transistors [12] notamment grâce au champ électrique élevé présent dans l'oxyde de grille qui joue un rôle prépondérant dans le transport des charges. Néanmoins, la réponse des transistors MOS modernes est dominée par le comportement des oxydes de champ [13]. Des effets de débit de dose commencent à être observé dans ces oxydes épais [10] dont les dimensions et les conditions de polarisation sont plus proches des oxydes de transistors bipolaires que des oxydes de grille. L'étude de ces effets dépasse la portée de nos travaux et un débit de dose constant a été utilisé pour nos irradiations afin de s'affranchir d'éventuelles variations de réponse dues au débit de dose.

**Durée d'irradiation/guérison** Durant l'irradiation, le processus de guérison a lieu en parallèle de la génération des défauts. Par conséquent, pour une même dose déposée, si l'irradiation dure dix ans, le processus de guérison aura lui aussi duré dix ans. Si la même dose est

Tab. 3.2 – Récapitulatif des polarisations utilisées durant l'irradiation.

Structures	Polarisation
N-MOSFET	$V_G = 3.3 \text{ V}$ , $V_D = V_S = V_{\text{sub}} = 0 \text{ V}$
P-MOSFET	$V_G = 0 \text{ V}$ , $V_D = V_S = V_{\text{sub}} = 3.3 \text{ V}$
Diodes	$V_D = 3.3 \text{ V}$ ou $V_D = 0 \text{ V}$
Matrice	Séquencée ou à la masse

déposée en une semaine, le nombre de charges piégées sera bien plus élevé. En outre, nous avons vu au chapitre 1 que la densité d'états d'interface ne diminue pas avec le temps et peut même augmenter. Par conséquent, la densité d'états d'interface peut aussi dépendre du temps d'irradiation pour une dose ionisante donnée. Afin de simuler une longue période d'exposition un recuit de 168 h à 100°C est en général préconisé [14, 15].

**Autres dépendances** D'autres paramètres jouent un rôle important comme la température, la concentration d'hydrogène [16] ou le taux d'humidité [17, 18] de l'environnement du composant. Là encore, ces considérations sortent du cadre de notre étude et toutes les irradiations ont été réalisées à température ambiante à l'air ambiant.

Les conditions d'irradiation utilisées sont résumées dans le Tab. 3.3. Notre but n'est pas de reproduire exactement l'agression que va subir un capteur d'image en orbite sur la durée de la mission. Nous ne cherchons pas non plus à estimer précisément les amplitudes des dégradations engendrées lors d'une mission spatiale. Nous souhaitons uniquement localiser les faiblesses que peut présenter le composant face à cet environnement radiatif afin d'en améliorer la résistance. Par conséquent, les conditions d'irradiation choisies sont proches des conditions pire cas préconisées dans les normes de test. De plus, la dose maximale choisie est bien supérieure à la plupart des doses absorbées lors de missions réelles. Là aussi le but est de mettre en valeur les dégradations pour en révéler leurs causes.

Pour des raisons pratiques, les mesures I-V sont effectuées environ 24 h après l'irradiation alors que les caractérisations de matrices ont été effectuées dans l'heure qui a suivi la fin de l'exposition.

Tab. 3.3 – Récapitulatif des conditions d'irradiation.

Source	$^{60}\text{Co}$
Particules	photons $\gamma$ de 1.17 et 1.33 MeV
Dose maximum	1 kGy
Débit	3 Gy/h
Environnement	Ambiant
Recuit	168 h à 100°C

## 3.2 Sensibilité des oxydes

### 3.2.1 Oxyde de champ

Les isolations STI ont été étudiées grâce à un FOXFET de dimensions  $W = 300 \mu\text{m}$  et  $L = 0.84 \mu\text{m}$  dont la structure est présentée au chapitre précédent sur la Fig. 2.8b, p. 66. Les caissons N standard ne sont en général pas utilisés dans la zone des pixels, la source et le drain de ce MOST sont donc réalisés grâce aux implants  $N_{\text{CIS}}$  dédiés aux photodiodes. Cette structure est plus représentative de l'environnement des STI intra-pixel.

Les caractéristiques  $I_D(V_{\text{GS}})$  de ce transistor avant irradiation, après irradiation et après recuit sont présentées sur la Fig. 3.3. Avant irradiation, la tension de seuil de ce transistor est autour de 50 V, ce qui est bien supérieur aux tensions de fonctionnement de la technologie. Ceci confirme l'efficacité des techniques de fabrication utilisées pour éviter la génération de chemin de fuite sous ces oxydes.

Après irradiation, on observe une importante diminution de tension de seuil d'environ 30 V pour le transistor non polarisé et d'environ 45 V pour le composant polarisé « pire cas » durant l'irradiation. Ceci est révélateur d'un piégeage de charge conséquent [19]. Les densités de défauts extraites sont présentées dans le Tab. 3.4. Un léger changement de pente indique aussi la génération d'états d'interface [20]. Comme pour les charges piégées, la dégradation est plus marquée lorsque le composant est polarisé durant

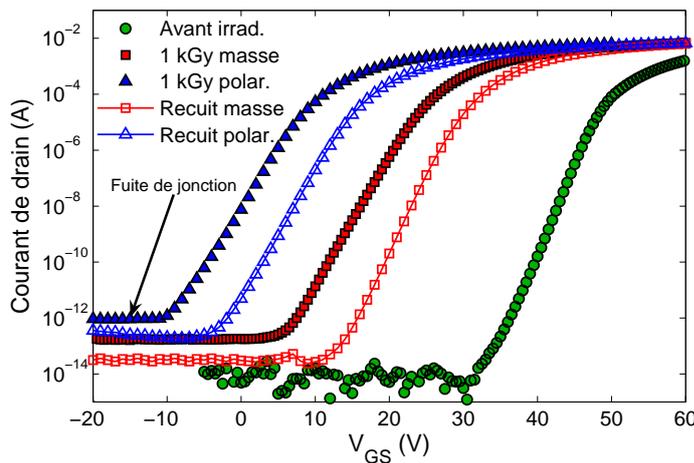


Fig. 3.3 – Caractéristiques  $I_D(V_{\text{GS}})$  d'un FOXFET avant irradiation ( $V_{\text{DS}} = 3.3 \text{ V}$ ), après 1 kGy et après un recuit d'une semaine à  $100^\circ\text{C}$ . Les irradiations et les recuits ont été effectués avec deux polarisations de grille : polarisé pire cas ( $V_{\text{GS}} = 3.3 \text{ V}$ ) ou à la masse.

l'irradiation. Ceci confirme l'effet amplificateur du champ électrique sur la génération de défauts.

Après le recuit d'une semaine à 100°C, seule une partie de la de tension de seuil est recouverte alors que ce recuit suffit en général à éliminer ou passer toutes les charges piégées dans les oxydes de grille. Cela suggère la présence de pièges à trou profond dans le volume de l'oxyde [21]. Une température ou une durée de recuit supérieure devrait permettre l'élimination des charges restantes. La différence de comportement après irradiation entre les oxydes obtenus par croissance thermique et les oxydes double couches (thermique et CVD) a déjà été démontrée [22]. Ceci pourrait être une des raisons de cette réponse inattendue.

Plus surprenant, la légère diminution de pente induite par l'irradiation est elle aussi en partie réduite après le recuit (cf. Tab. 3.4). Ceci s'oppose au comportement des états d'interface des oxydes de grille qui sont connus pour guérir à des températures bien supérieures à 100°C [23]. Cependant, des guérisons similaires d'états d'interface à basse température ont été récemment observées sur des STI réalisés grâce à des procédés comparables [24] [25]. Avant cela, le même phénomène est apparu dans des oxydes de transis-

Tab. 3.4 – Augmentation des densités de charges piégées ( $\Delta N_{ot}$ ) et des densités d'états d'interface ( $\Delta N_{it}$ ) dans les transistors à oxyde épais après irradiation et après 168 h à 100°C. Deux conditions de polarisation ont été utilisées  $V_{GS} = 3.3$  V ou tous les terminaux à la masse.

$\Delta N_{ot} (\times 10^{12} \text{ cm}^{-2})$			
Etape	FOXFET	FET parasite	ILDFET
1 kGy masse	1.64	0.27	0.25
Recuit masse	1.16	0.26	0.26
1 kGy polar.	2.61	0.36	0.47
Recuit polar.	2.20	0.33	0.50

$\Delta N_{it} (\times 10^{11} \text{ cm}^{-2})$			
Etape	FOXFET	FET parasite	ILDFET
1 kGy masse	2.88	1.45	0.09
Recuit masse	1.27	0.02	-0.03
1 kGy polar.	3.60	1.74	0.09
Recuit polar.	3.06	0.17	-0.01

tors bipolaires [26] et lorsque le champ électrique appliqué est faible [27]. La cause exacte de cette guérison inattendue est aujourd'hui inconnue et nécessite une caractérisation plus poussée de ces oxydes en tranchée.

### 3.2.2 Diélectrique inter couches

Les ILDFET réalisés sont eux aussi de dimension  $W = 300 \mu\text{m}$  et  $L = 0.84 \mu\text{m}$ . Leur source et drain sont réalisés grâce aux implants  $N_{\text{CIS}}$  et le détail de leur structure est présenté dans le chapitre précédent. L'ILDFET avec STI autour est noté ILDFET A (Fig. 2.9a, p. 67) et celui sans STI est noté ILDFET B (Fig. 2.9b).

Le comportement de l'ILDFET avec oxyde de champ est présenté sur la Fig. 3.4. Les caractéristiques de ce MOSFET présentent deux « bosses », qui suggèrent l'existence d'un transistor parasite avec une tension de seuil bien inférieure ( $\approx 30 \text{ V}$ ) à celle du transistor principal ( $\approx 65 \text{ V}$ ). Ce transistor parasite disparaît lorsque que le STI est éloigné du canal, comme le montrent les caractéristiques  $I_D(V_{\text{GS}})$  de l'ILDFET sans STI (Fig. 3.6). Ce chemin de conduction parasite est localisé dans la zone de transition entre l'oxyde de grille et le STI, sur le bord des tranchées, comme illustré sur la figure Fig. 3.5 [28–30]. Ce chemin parasite est principalement dû à un fort champ électrique localisé dans cette zone de transition. Sa tension de seuil est

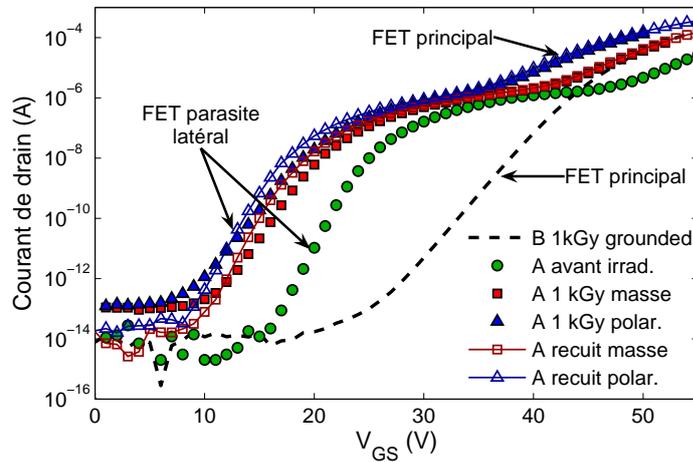


Fig. 3.4 – Caractéristiques  $I_D(V_{\text{GS}})$  d'un ILDFET avec STI autour, noté A, avant irradiation, après 1 kGy et après un recuit d'une semaine à  $100^\circ\text{C}$ . Les irradiations et les recuits ont été effectués avec deux polarisations de grille : polarisé pire cas ( $V_{\text{GS}} = 3.3 \text{ V}$  ou à la masse). Une caractéristique  $I_D(V_{\text{GS}})$  d'un ILDFET sans STI, noté B, est aussi présenté pour comparaison.

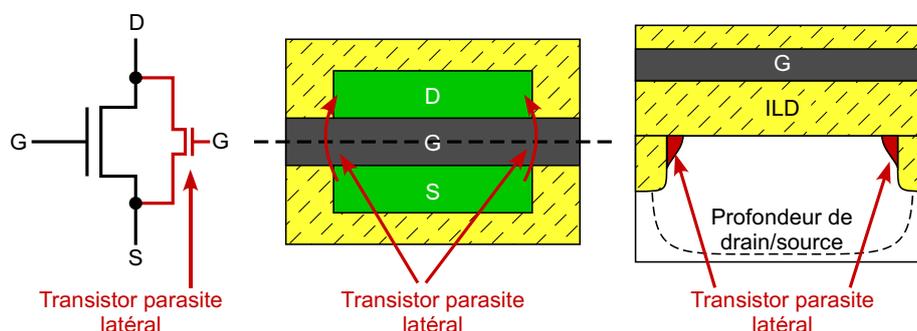


Fig. 3.5 – Localisation du transistor parasite latéral d'un ILDFET A.

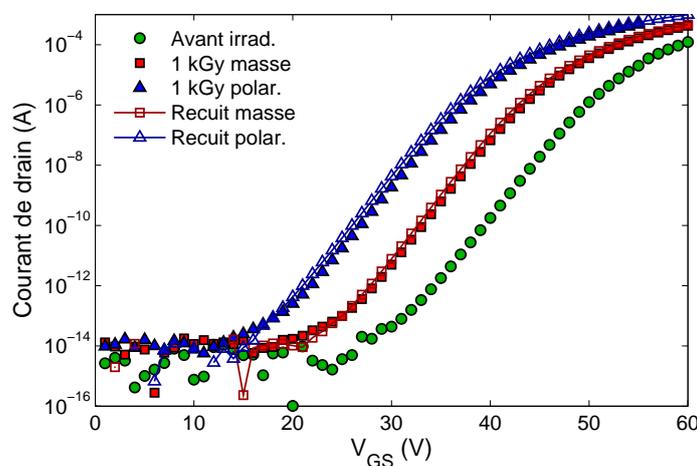


Fig. 3.6 – Caractéristiques  $I_D(V_{GS})$  d'un ILDFET sans STI autour avant irradiation, après 1 kGy et après un recuit d'une semaine à 100°C. Les irradiations et les recuits ont été effectués avec deux polarisations de grille : polarisé pire cas ( $V_{GS} = 3.3V$  ou à la masse).

toutefois suffisante pour ne pas perturber le fonctionnement d'un composant non irradié.

Le comportement de l'ILDFET A peut donner des informations sur le côté des tranchées et les bords du canal alors que le comportement du diélectrique inter couches ne peut être étudié que sur l'ILDFET B.

Après irradiation, toutes ces caractéristiques se décalent, conformément à la réponse du FOXFET et une légère diminution de pente apparaît. Le champ électrique joue là encore son rôle de catalyseur lorsque les structures sont polarisées. L'étape de recuit n'engendre aucune guérison des charges piégées. Au contraire, la tension de seuil continue à diminuer. Le Tab. 3.4 montre que cela est dû à une non guérison des charges piégées combinée à une guérison importante des états d'interface. Les effets observés sur les

FOXFETs sont donc encore plus prononcés dans la couche de diélectrique pré-métal.

D'un point de vue plus quantitatif, on peut voir dans le Tab. 3.4 que la couche d'ILD étudiée est bien moins dégradée par les radiations ionisantes que l'oxyde de champ. Le transistor parasite latéral qui renseigne sur l'état de santé du bord du canal a un comportement proche de l'ILD avec une densité d'états d'interface plus importante.

### 3.2.3 Oxyde de grille

La même étude a été menée sur les diodes contrôlées schématisées sur les Fig. 3.8 et 3.7. Contrairement à la structures présentée au chapitre précédent, cette diode a deux grilles. La première fonction de la deuxième grille est d'isoler la diode contrôlée de sa périphérie. Elle joue alors le rôle d'anneau de garde. Il est aussi possible de faire varier la tension de cette grille additionnelle afin de quantifier l'impact du STI sur le courant de génération de la diode contrôlée. L'anneau  $N^+$  flottant sert à connecter les zones dépeuplées des deux grilles sans provoquer de court circuit. Une autre particularité de cette diode est l'absence de caisson P. Sans ce dernier, les volumes sous les grilles sont déjà en régime de déplétion pour une tension de grille nulle. Le potentiel de cathode de la jonction PN est noté  $V_j$ . Les tensions de grille sont notées  $V_{G1}$  et  $V_{G2}$  pour la grille 1 et la grille 2 respectivement. Durant l'irradiation et le recuit les polarisations utilisées sont les suivantes  $V_j = 3.3\text{ V}$ ,  $V_{G1} = 3.3\text{ V}$  et  $V_{G2} = 0\text{ V}$ .

Les dimensions caractéristiques de cette diode contrôlée sont résumées dans le Tab. 3.5. La surface de la deuxième grille est environ dix fois inférieure à celle de la grille principale, la contribution de son interface et de son volume dépeuplé peuvent donc être négligés en première approximation. La contribution du courant de jonction de la diode en anneau flottant est aussi négligeable étant donnée son aire limitée. Avant irradiation, les défauts présents aux interfaces Si/SiO<sub>2</sub> sont déjà bien plus nombreux que ceux présents dans le volume. Les radiations ionisantes augmentent uniquement les densités de défauts dans les oxydes. Par conséquent, les courants de génération dus aux volumes sous les grilles sont ici négligés devant les courants de génération dus aux interfaces.

Le courant mesuré sur cette diode pour  $V_j = -2\text{ V}$  et  $V_{G2} = 0$  est tracé en fonction de  $V_{G1}$  pour plusieurs doses ionisantes absorbées sur la Fig. 3.9. On peut voir sur ces courbes qu'aucun décalage de tension n'apparaît. Ceci indique qu'aucune charge n'est piégée dans l'oxyde de grille, conformément à ce qui est attendu sur les oxyde de grille fin [13]. Nous avons vu au chapitre précédent que pour  $V_{G1} < V_{acc}$  le courant  $I_j$  qui traverse la diode est le

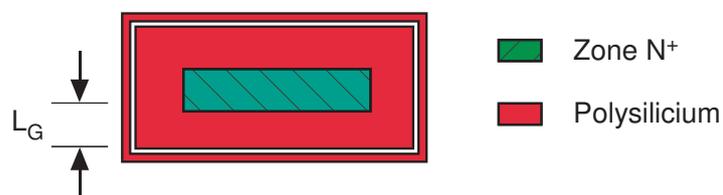
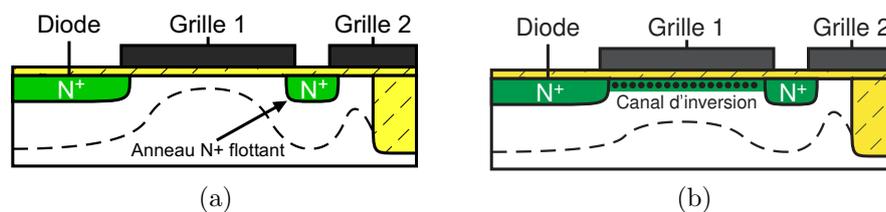


Fig. 3.7 – Vue de dessus de la diode contrôlée.

Fig. 3.8 – Vue en coupe de la diode contrôlée  $N^+$  avec la grille 2 connectée à la masse. (a) à  $V_{G1} = 0V$ . (b) à  $V_{G1} > 1.6V$ . La limite de la zone dépeuplée est représentée par un trait en pointillé.

Tab. 3.5 – Dimensions caractéristiques de la diode contrôlée.

Aire jonction	$9 \times 10^4 \mu\text{m}^2$
Longueur jonction	$900 \mu\text{m}$
Largeur jonction	$100 \mu\text{m}$
Longueur grille 1	$50 \mu\text{m}$
Aire grille 1	$11 \times 10^4 \mu\text{m}^2$
Aire jonction en anneau	$8.4 \times 10^2 \mu\text{m}^2$
Aire grille 2	$1.2 \times 10^4 \mu\text{m}^2$
Périmètre interface STI	$2.4 \times 10^3 \mu\text{m}$

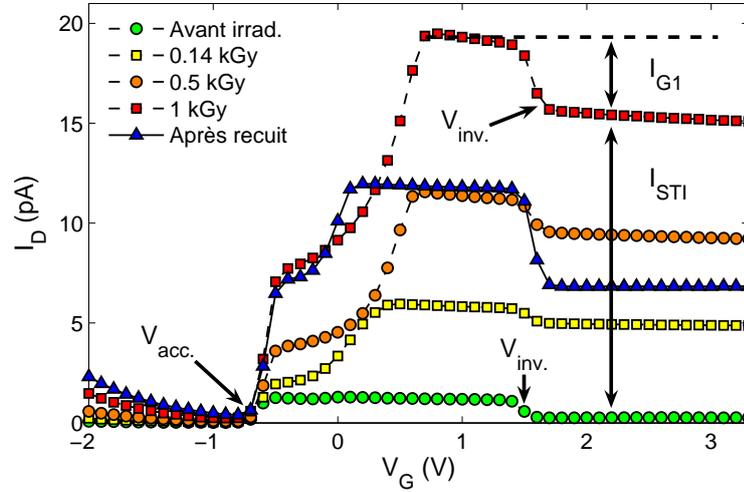


Fig. 3.9 – Courant des diodes contrôlées en fonction du potentiel de la grille 1 pour plusieurs niveau de d’irradiation. La jonction PN est polarisée en inverse ( $-2\text{ V}$ ), l’anneau  $\text{N}^+$  est flottant et la deuxième grille est connectée à la masse. A chaque étape d’irradiation correspond un circuit. Le recuit a été effectué sur le circuit irradié à  $1\text{ kGy}$ .

courant de jonction de la diode. Ce courant reste faible en comparaison des autres contributions et peut être lui aussi négligé pour des tensions de grille supérieure à  $V_{\text{acc}}$ .

Ensuite, pour  $V_{\text{acc}} < V_{\text{G1}} < V_{\text{inv}}$  la zone dépeuplée s’étend sous la grille 1 et fusionne avec la zone dépeuplée de la grille 2 (Fig. 3.8a). Grâce aux hypothèses simplificatrices évoquées précédemment, le courant mesuré dans ce régime peut s’exprimer :

$$I_{\text{dep}} = I_{\text{G1}} + I_{\text{STI}}, \quad (3.1)$$

avec  $I_{\text{G1}}$  le courant de génération à l’interface sous la grille 1 et  $I_{\text{STI}}$  le courant de génération dû à l’interface Si/STI. Si la tension d’inversion est dépassée,  $V_{\text{G1}} > V_{\text{inv}}$ , le canal d’électron vient stopper le processus de génération sous la grille 1 (Fig. 3.8b). Le courant qui traverse la jonction est alors :

$$I_{\text{inv}} = I_{\text{STI}}. \quad (3.2)$$

La différence  $I_{\text{dep}} - I_{\text{inv}}$  permet de retrouver  $I_{\text{G1}}$ .

La Fig. 3.9 montre clairement que ces deux processus de génération sont intensifiés par l’irradiation. Cette augmentation est présentée sur la Fig. 3.10<sup>1</sup> Elle implique un accroissement de la densité de défauts à l’interface sous la grille et sur le bord de la tranchée. Ces derniers guérissent en

1. La forme irrégulière des courbes est due aux disparités entre circuits.

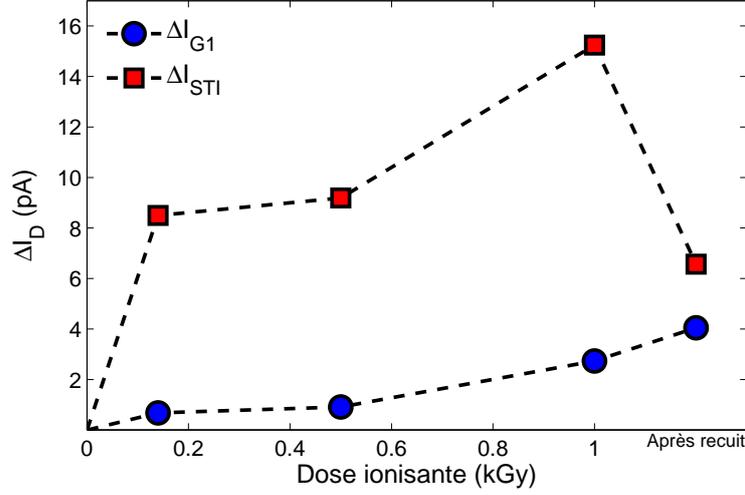


Fig. 3.10 – Augmentation des courants de génération de la grille 1 et du STI avec la dose ionisante absorbée.

partie après irradiation, ce qui est en accord avec les observations faites sur les FOXFETs et ILDFETs. En revanche, la densité d'états d'interface sous la grille augmente après le recuit. Cela peut s'expliquer par une génération latente d'états d'interface comme décrit dans [31]. Cette densité peut être grossièrement estimée grâce à l'équation 2.30 :

$$\Delta N_{it} = \frac{\Delta I_{G1}}{q\sigma_s v_{th} n_i A_g}. \quad (3.3)$$

La section efficace de capture  $\sigma_s$  est en général comprise [1] entre  $10^{-18}$  et  $10^{-15} \text{ cm}^2$  et une valeur typique de  $10^{-16} \text{ cm}^2$  est habituellement rapportée [32, 33]. En prenant cette dernière valeur de section efficace et une vitesse thermique de  $10^7 \text{ cm/s}$ , on obtient  $\Delta N_{it} = 9 \times 10^8 \text{ cm}^{-2}$  après 1 kGy et  $\Delta N_{it} = 15 \times 10^8 \text{ cm}^{-2}$  après recuit. Ces valeurs sont bien inférieures à celles observées sur les oxydes de champs et elles ne devraient pas avoir d'influence sur le comportement des transistors.

La situation est bien différente pour les états d'interface générés sur les parois du STI. En admettant que la zone dépeuplée recouvre tout le bord de la tranchée, la surface de génération totale serait d'environ  $1.2 \times 10^3 \mu\text{m}^2$  à comparer au  $9 \times 10^4 \mu\text{m}^2$  de la grille, soit un taux de génération par unité de surface soixante quinze fois supérieur. Ce résultat montre une fois encore que les radiations ionisantes induisent des détériorations considérables à l'interface des STI.

Deux divergences majeures peuvent être observée sur la Fig. 3.9 en comparaison de la caractéristique idéale (Fig. 2.11). La première est l'augmenta-

tion progressive du courant de génération dans le régime de déplétion (pour  $V_{\text{acc}} < V_{\text{G1}} < V_{\text{inv}}$ ) suivi par une saturation voire une légère décroissance. La cause réelle de cette réponse atypique est probablement liée à l'extension progressive de la zone dépeuplée le long de la paroi du STI. Une simulation physique de cette structure exotique doit être réalisée pour en préciser l'origine.

La deuxième, plus fréquente sur des diodes contrôlées réelles, est la hausse du courant de jonction avec la diminution de la tension de grille. Ce phénomène bien connu est communément appelé *Gate Induced Drain Leakage* (GIDL). Il provient du léger recouvrement de la grille sur la diffusion  $N^+$ . Dans cette zone, appelée *corner region*, apparaît alors un champ électrique élevé [34] capable d'amplifier le courant inverse de la jonction. Ceci se produit à champ électrique modéré par l'intensification du processus de génération thermique via la réduction des barrières de potentiel [35] (effet Poole-Frenkel [36]). Un courant tunnel assisté par états d'interface (ITAT) peut aussi contribuer à cet accroissement de courant [37]. Pour des champs électriques plus importants, l'effet tunnel bande-à-bande domine [38]. Ce courant est intensifié par l'irradiation, très certainement à cause de l'augmentation de la densité d'états d'interface qui accélère le processus de génération thermique et l'ITAT. Ces deux contributions sont donc les plus probables causes de cette hausse de courant dans le régime d'accumulation [39]. La croissance du phénomène après recuit serait causée par la génération latente d'états d'interface, comme pour  $I_{\text{G1}}$ .

Le courant de fuite de grille a aussi été suivi sur une capacité MOS de  $100 \times 100 \mu\text{m}^2$ . Le courant de fuite mesuré est resté en dessous de la résolution de mesure soit environ  $1 \text{ nA}/\mu\text{m}^2$ . Les fuites de grille peuvent donc être totalement négligées avant et après irradiation.

## 3.3 Dégradation des dispositifs

### 3.3.1 Courant d'obscurité des photodiodes

#### 3.3.1.1 Photodiodes CIS

La Fig. 3.11 présente les caractéristiques I-V en polarisation inverse et directe d'une diode CIS (*CMOS image sensor*) de  $2000 \times 5 \mu\text{m}^2$ , soit le même rapport aire sur périmètre ( $A/P \approx 2.5$ ) qu'une photodiode typique de capteur d'image destiné à une application spatiale. Ces mesures sont réalisées dans l'obscurité à  $23^\circ\text{C}$ . Le composant était polarisé durant l'irradiation et le recuit. Le courant inverse est fortement dégradé par l'exposition au  $^{60}\text{Co}$ . La forte dépendance en tension indique qu'il s'agit d'un courant de généra-

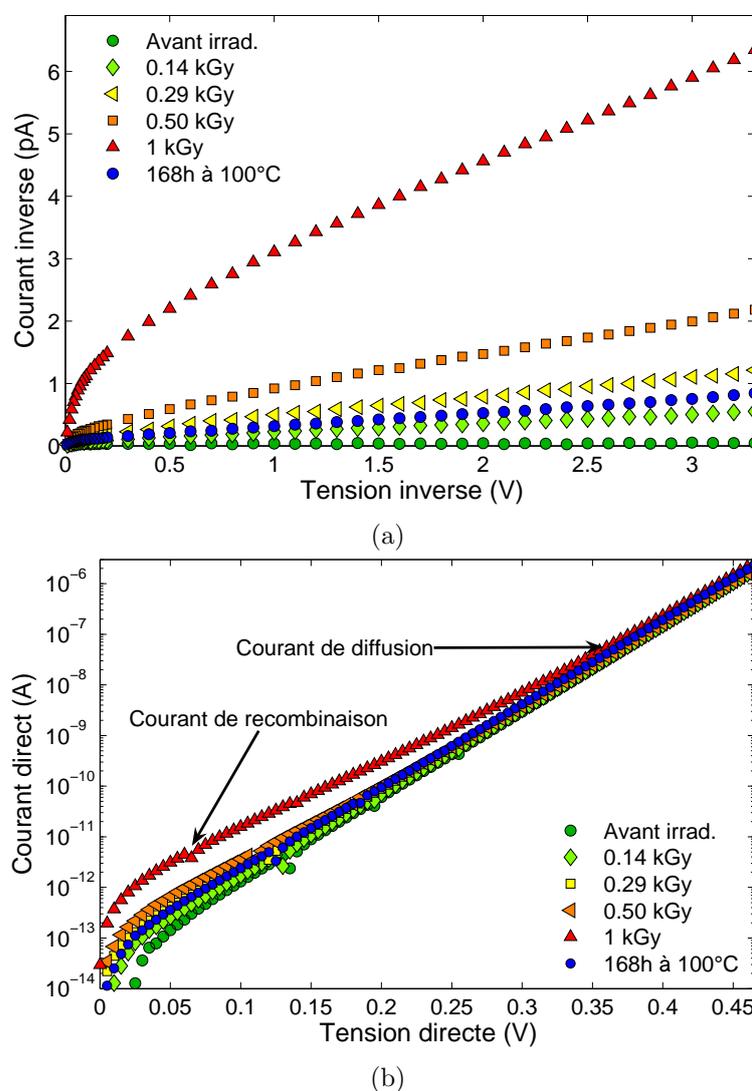


Fig. 3.11 – Caractéristiques I-V en polarisations inverse et directe d'une photodiode CIS de  $2000 \times 5 \mu\text{m}^2$  pour plusieurs niveaux d'irradiation. Le composant était polarisé durant l'irradiation et le recuit.

tion. Ceci est confirmé par son énergie d'activation proche de 0.6 eV et par l'augmentation de la composante de recombinaison sur la caractéristique directe. Il peut donc être déduit de ces caractéristiques que l'irradiation a considérablement augmenté le nombre de défauts dans la zone dépeuplée de la photodiode. L'état de polarisation durant l'irradiation a un effet négligeable sur la dégradation comme l'illustre la Fig. 3.12. Par la suite, nous nous intéresserons donc uniquement aux structures polarisées durant l'irra-

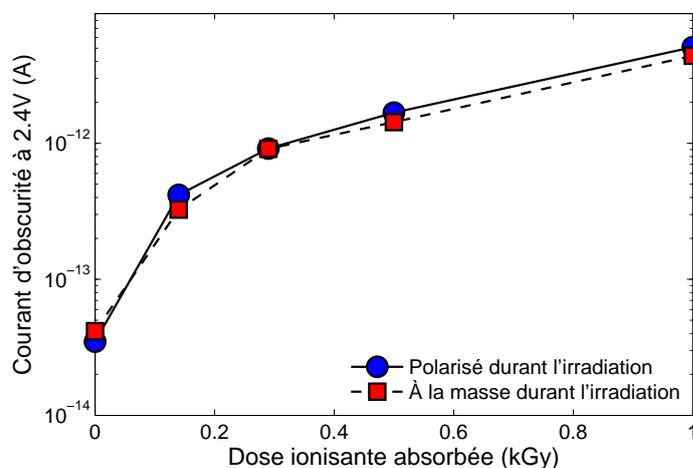


Fig. 3.12 – Croissance du courant d'obscurité avec la dose ionisante absorbée pour deux conditions de polarisation durant l'irradiation : cathode à 3.3 V (polarisée) ou cathode à la masse.

Tab. 3.6 – Densités de courants périmétrique et surfacique avant irradiation, après 1 kGy et après recuit.

	Avant irradiation	Après 1 kGy	Après recuit
$J_{\text{grp}}$ (fA/ $\mu\text{m}$ )	0.007	1.24	0.14
$J_a$ (aA/ $\mu\text{m}^2$ )	< 0.5	< 0.5	< 0.5

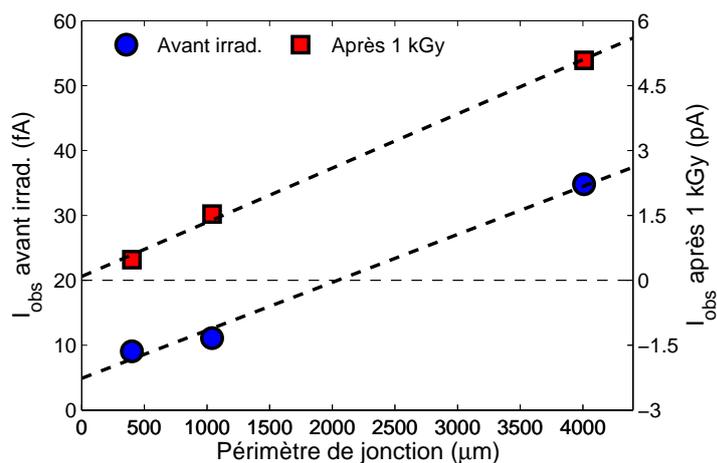


Fig. 3.13 – Courant d'obscurité de photodiodes d'aire identique ( $10^4 \mu\text{m}^2$ ) en fonction de leur périmètre. Les photodiodes sont polarisées à une tension inverse de 2.4 V.

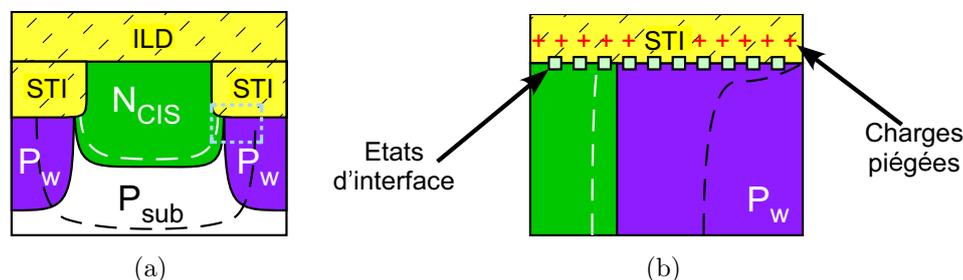


Fig. 3.14 – Illustration schématique du rôle des défauts générés par les radiations ionisantes dans l'augmentation du courant d'obscurité. (a) Vue en coupe de la zone dépeuplée d'une photodiode CIS. (b) Agrandissement de la zone où sont localisés les effets. Les états d'interface jouent le rôle de centre de génération alors que les charges piégées étendent la zone dépeuplée.

diation et le recuit. En outre, ces conditions sont plus proches des conditions réelles de fonctionnement.

La forte dépendance de ce courant parasite sur le périmètre (Fig. 3.13) montre qu'il provient majoritairement de la périphérie de la photodiode. Ceci est particulièrement vrai pour la photodiode avec un rapport  $A/P = 2.5$ . Dans ce cas, la composante périmétrique représente plus de 85% de la valeur mesurée avant irradiation et plus de 98% après. Les valeurs de courant périmétrique sont exposées dans le Tab. 3.6. La composante périmétrique domine largement la composante surfacique, même sur les diodes avec le plus grand rapport aire sur périmètre (diode de  $800 \times 800 \mu\text{m}^2$ ,  $A/P = 200$ ), les erreurs d'estimation sur  $J_{\text{sat}}$  et  $J_{\text{gra}}$  sont donc bien supérieures à la valeur même de ces courants. Par conséquent, l'extraction des composantes surfacique n'a pas été réalisée sur les composants exposés à des radiations ionisantes. Pour les mêmes raisons, la séparation du courant de génération de volume et du courant de diffusion n'a pas pu être réalisée.

Ces résultats suggèrent fortement que la source des dégradations est l'oxyde STI. Après recuit, une partie conséquente (plus de 85%) de cette dégradation est récupérée. Ceci est en accord avec le comportement du FOX-FET. Cependant, la variation de densité d'états d'interface ne peut pas expliquer à elle seule la hausse considérable et la forte guérison observée. Les charges piégées seraient donc capables d'amplifier considérablement ce phénomène. Cela peut se produire par l'intermédiaire d'une extension de zone dépeuplée à l'interface STI/Si. Les charges piégées dans la tranchée jouent alors le même rôle que la grille d'une diode contrôlée en favorisant l'extension latérale de la zone de charge d'espace (voir Fig. 3.14).

### 3.3.1.2 Photodiodes additionnelles

Nous avons profité de l'ensemble de la surface disponible sur le circuit de test pour intégrer des photodiodes additionnelles. Ces dernières sont susceptibles de confirmer ou d'infirmer les conclusions faites sur les structures précédentes. Elles offrent aussi la possibilité d'identifier les voies de durcissement les plus prometteuses et les difficultés à surmonter. L'ensemble des variantes fabriquées sont présentées schématiquement sur la Fig. 3.15. Toutes ces structures ont pour dimensions  $2000 \times 5 \mu\text{m}^2$ .

Afin de confirmer le rôle de l'oxyde de champ, trois structures avec oxyde de champ reculé [40] — *Recessed Field Oxide Diode* (RFD) en anglais — sont présentes sur la puce. La première (Fig. 3.15b), baptisée RFD- $\text{P}_{\text{well}}$ , est identique à la diode CIS (Fig. 3.15a) mais l'oxyde de champ a été éloigné de la zone N. Dans l'intention d'éviter tout contact entre la zone dépeuplée et l'oxyde de champ, une marge de  $5 \mu\text{m}$  a été laissée entre la zone N et l'isolation en tranchée. La même structure sans caisson P est présentée sur la Fig. 3.15c. Cette structure est appelée RFD- $\text{P}_{\text{epi}}$  car elle est complètement entourée par la couche épitaxiée, contrairement à la précédente qui elle est entourée par le caisson P. Dans la dernière diode RFD (Fig. 3.15d), la région  $\text{N}_{\text{CIS}}$  est entourée par un implant  $\text{P}^+$  de surface (RFD- $\text{P}^+$ ).

La photodiode  $\text{N}_{\text{well}}$  dispose d'un caisson N standard en lieu et place de la zone  $\text{N}_{\text{CIS}}$  optimisée (Fig. 3.15e). C'est aussi le cas de la diode  $\text{N}_{\text{well}}$ -STI

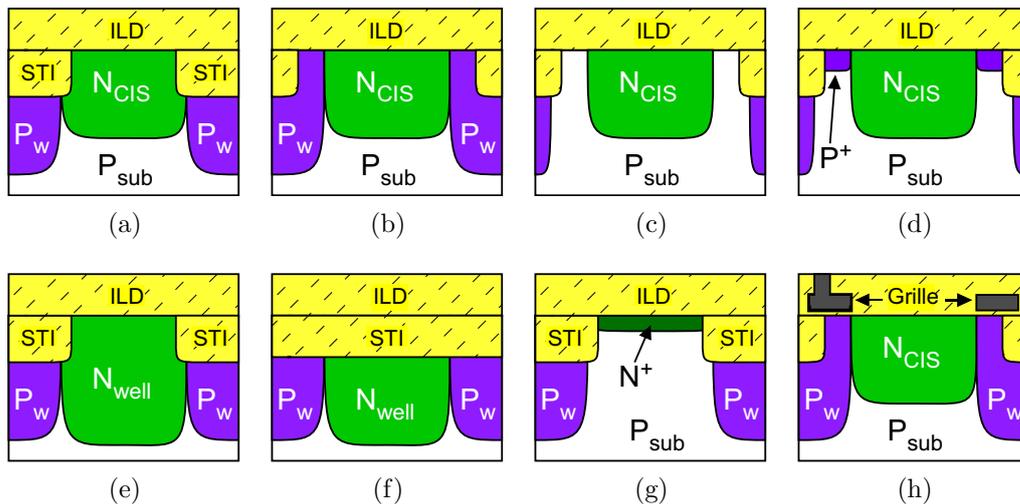


Fig. 3.15 – Vues en coupe schématiques des variantes de photodiode réalisées : (a) diode CIS standard, (b) RFD- $\text{P}_{\text{well}}$ , (c) RFD- $\text{P}_{\text{epi}}$ , (d) RFD- $\text{P}^+$ , (e) diode  $\text{N}_{\text{well}}$ , (f) diode  $\text{N}_{\text{well}}$ -STI, (g) diode  $\text{N}^+$  et (h) photodiode contrôlée.

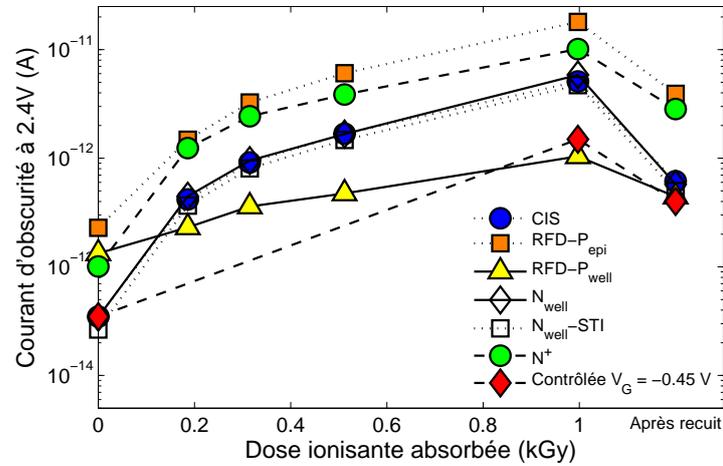


Fig. 3.16 – Évolution du courant d'obscurité des photodiodes avec la dose ionisante absorbée à 23°C. Ces photodiodes de  $2000 \times 5 \mu\text{m}^2$  étaient polarisées en inverse à 2.4 V durant les mesures et à 3.3 V durant l'irradiation et le recuit.

qui est recouverte de STI (Fig. 3.15f). Dans la photodiode  $N^+$  (Fig. 3.15g) c'est une diffusion  $N^+$  qui est utilisée pour remplacer la région  $N_{\text{CIS}}$ . Enfin, la dernière structure est une photodiode contrôlée (Fig. 3.15h). La longueur de grille est de  $5 \mu\text{m}$  pour les mêmes raisons que les RFDs.

L'évolution du courant d'obscurité de ces photodiodes est exposée sur la Fig. 3.16. Toutes les structures subissent une augmentation de courant d'obscurité avec l'irradiation dont la majeure partie est récupérée après l'étape de recuit. Les photodiodes  $N_{\text{CIS}}$ ,  $N_{\text{well}}$  et  $N_{\text{well}}\text{-STI}$  ont quasiment le même comportement. On peut en conclure que la zone dépeuplée dans la région N joue un rôle négligeable dans cette dégradation, comme souligné par les travaux de Kwon *et al.* [41].

Cette hypothèse est confirmée par la réponse des diodes à oxyde de champ reculé. La structure RFD- $P_{\text{well}}$  est beaucoup moins sensible à la dose ionisante (voir Fig. 3.17). Cette différence de comportement provient du fait que l'oxyde STI n'est plus en contact avec la zone dépeuplée. La génération de courant parasite a lieu ici à l'interface entre la couche d'ILD et la zone de déplétion. Nous avons vu précédemment que la densité de défauts à cette interface augmente peu en comparaison de l'oxyde STI. Ceci explique la bonne tolérance aux radiations de cette structure. Cependant, le courant d'obscurité avant irradiation est bien plus élevé que celui de la photodiode standard. Le dopage sous le STI est supposé bien plus élevé que le dopage en surface. Par conséquent l'extension de la zone dépeuplée est plus importante en surface que sous la tranchée de STI conduisant à un courant d'obscurité plus important avant irradiation. Cette structure pourrait être améliorée

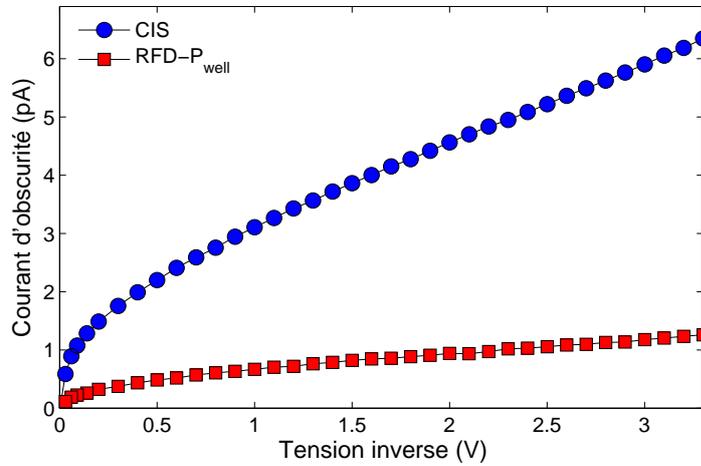


Fig. 3.17 – Caractéristiques I-V inverses d'une photodiode CIS et d'une photodiode RFD-P<sub>well</sub> irradiées (1 kGy).

par l'utilisation d'un implant plus dopé autour de la jonction, comme dans la photodiode RFD-P<sup>+</sup>. La Fig. 3.18 montre les caractéristiques I-V de cette diode. Le courant inverse a un comportement quasi-exponentiel avant irradiation et est peu influencé par l'exposition aux rayons gamma. Ce type de réponse suggère un effet tunnel dominant (voir [42] p. 537) dans l'origine de ce courant. Le dopage P<sup>+</sup> semble donc bien trop élevé pour cette utilisation. La modification des niveaux de dopage n'étant pas possible, une solution intermédiaire consisterait à placer l'implant P<sup>+</sup> à une distance suffisante pour empêcher l'effet tunnel tout en limitant l'extension de la charge d'espace. Dans la diode RFD-P<sub>epi</sub>, le dopage en surface est très bas en l'absence de caisson P (de l'ordre de  $10^{15} \text{ cm}^{-3}$ ), la zone dépeuplée s'étend alors jusqu'aux parois des tranchées, riches en états d'interface. Ceci conduit logiquement à un fort courant d'obscurité avant et après irradiation.

La photodiode N<sup>+</sup> souffre à la fois de la mauvaise qualité de l'interface des tranchées et de l'absence de caisson P conduisant à une largeur de zone dépeuplée conséquente. Le courant d'obscurité qui en découle est donc bien supérieur à celui de la photodiode standard. Il est important de remarquer ici que les diodes N<sup>+</sup> utilisées dans les transistors NMOS sont situées dans des caissons P. Leur courant de fuite est donc supposé bien inférieur à ces résultats. La structure étudiée est une photodiode et elle ne dispose pas de caisson pour optimiser ses capacités de collection de photoélectrons.

La Fig. 3.19 présente les caractéristiques  $I_D(V_G)$  de la photodiode contrôlée avant irradiation pour plusieurs tensions inverses. On voit clairement sur ces courbes classiques de diode contrôlée que le point de fonctionnement dans lequel le courant d'obscurité est minimum est le seuil d'accumulation

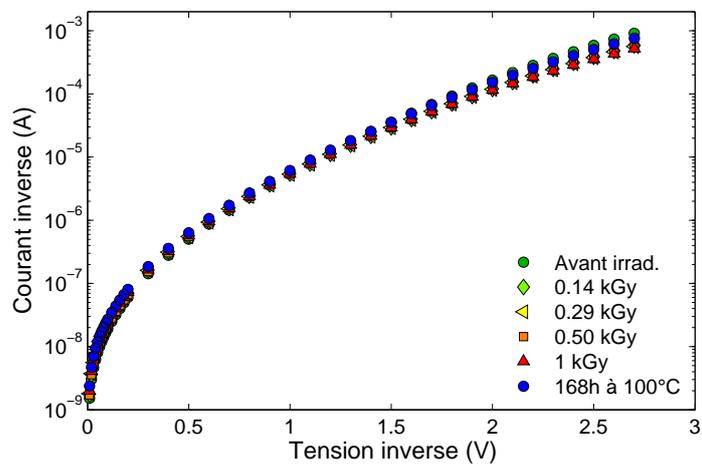


Fig. 3.18 – Caractéristiques I-V inverses d'une photodiode RFD-P<sup>+</sup> de  $2000 \times 5 \mu\text{m}^2$ , avant irradiation, après irradiation et après recuit.

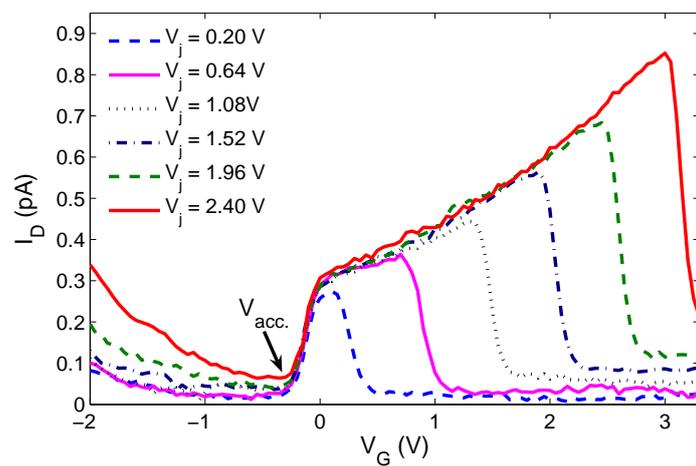


Fig. 3.19 – Caractéristiques  $I_D(V_G)$  d'une photodiode contrôlée de  $2000 \times 5 \mu\text{m}^2$  avant irradiation pour plusieurs polarisations inverses  $V_j$  de jonction.

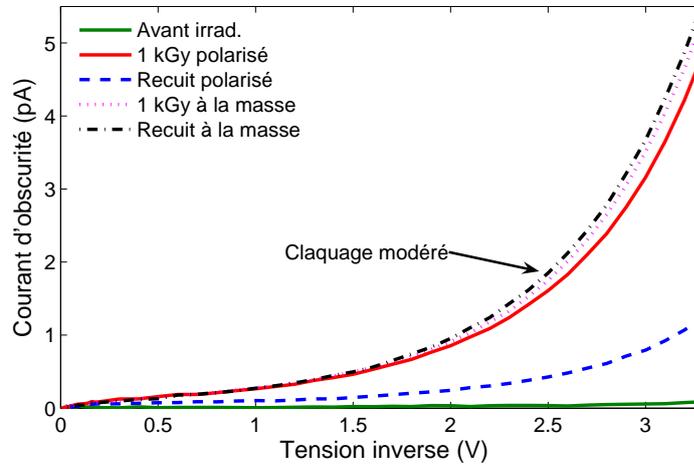


Fig. 3.20 – Caractéristiques I-V inverse d'une photodiode contrôlée avant irradiation, après irradiation et après recuit. Deux conditions de polarisation ont été utilisées durant l'irradiation et le recuit : polarisée ( $V_j = 3.3\text{ V}$ ,  $V_G = 0\text{ V}$ ) ou non polarisée. Durant la mesure, la structure est placée au seuil d'inversion avec  $V_G = V_{acc} = -0.45\text{ V}$ .

( $V_G = V_{acc} = -0.45\text{ V}$ ). Pour des tensions inférieures le GIDL prend le dessus comme discuté dans la Sec. 3.2.3 et pour des tensions supérieures, la zone dépeuplée s'étend jusqu'au STI ce qui provoque une forte hausse de ce courant parasite. Durant les mesures I-V, la grille a donc été placée à ce seuil d'accumulation qui représente le point de fonctionnement optimum. Les résultats sont présentés sur les Fig. 3.16 et Fig. 3.20. Comme sur la diode contrôlée étudiée précédemment, on voit bien sur la deuxième figure qu'un phénomène de claquage modéré apparaît à faible tension inverse après irradiation. Ceci a pour effet d'amplifier considérablement le courant d'obscurité à 2.4 V, comme illustré sur la Fig. 3.16. Comme pour la structure RFD-P<sup>+</sup>, une voie de durcissement peut être envisagée à partir de ce résultat. Éloigner la grille de la jonction permettrait d'éviter le recouvrement responsable de ce courant parasite. Cette distance doit cependant rester faible pour garantir une extension latérale de zone dépeuplée faible. Un compromis doit là aussi être trouvé. Après l'étape de recuit, on observe une bonne guérison. Ceci diffère des résultats obtenus sur la diode contrôlée étudiée dans la Sec. 3.2.3. Les conditions de polarisation durant le recuit sont probablement la cause de cette divergence. Dans la section précédente, la grille et la jonction étaient polarisées à 3.3 V durant l'irradiation et le recuit. Pour la photodiode contrôlée, la jonction était elle aussi placée à 3.3 V mais la grille est restée à la masse durant l'irradiation et le recuit. Dans ce cas, le champ électrique était dirigé de la jonction vers la grille, conduisant à une répulsion des ions H<sup>+</sup> et donc à une inhibition de la génération latente

d'états d'interface dans cette région. Ceci est confirmé par la Fig. 3.20 qui montre que la polarisation a peu d'effet sur la dégradation alors qu'elle joue un grand rôle dans la guérison. La photodiode non polarisée durant le recuit subit une légère génération latente d'états d'interface, probablement due à l'absence du champ électrique répulsif. La réduction du courant d'obscurité après recuit est supposée due à une guérison d'états d'interface similaire aux effets rapportés dans la section précédente.

### 3.3.2 Photoréponse des photodiodes

L'évolution du courant inverse d'une photodiode en fonction de la tension inverse et pour plusieurs niveaux d'excitation lumineuse est présentée sur la Fig. 3.21. On voit clairement sur la figure que le courant inverse varie peu avec la tension inverse. Cette observation confirme que l'épaisseur de la zone dépeuplée joue un rôle négligeable dans l'efficacité de collection des charges photogénérées. La majorité du photocourant provient donc de la diffusion des porteurs générés dans les zones quasi-neutres. Cette observation valide l'utilisation d'une source de courant idéale pour modéliser le photocourant traversant une photodiode sur la plage de tension nominale de fonctionnement. On peut toutefois observer une légère pente sur les caractéristiques I-V. Cette dernière n'est pas fonction de l'excitation lumineuse. Elle est uniquement due aux courants de fuite du système de mesure qui n'a pas été optimisé pour les mesures de très bas courant.

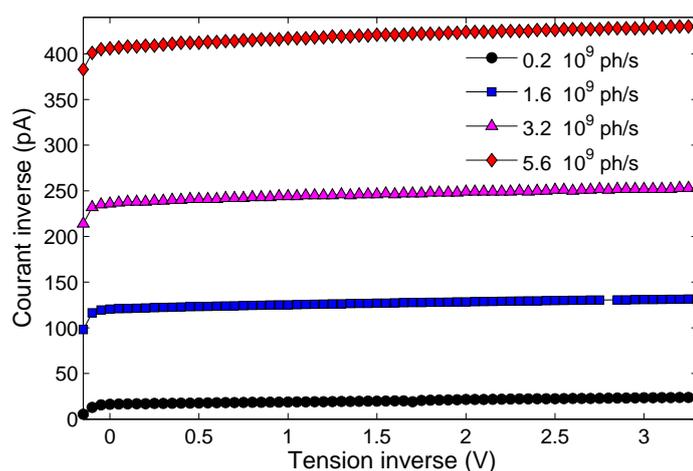


Fig. 3.21 – Courant inverse d'une photodiode de  $2000 \times 5 \mu\text{m}^2$  en fonction de la tension inverse pour plusieurs niveaux d'éclairement. La longueur d'onde des photons incidents est de 800 nm.

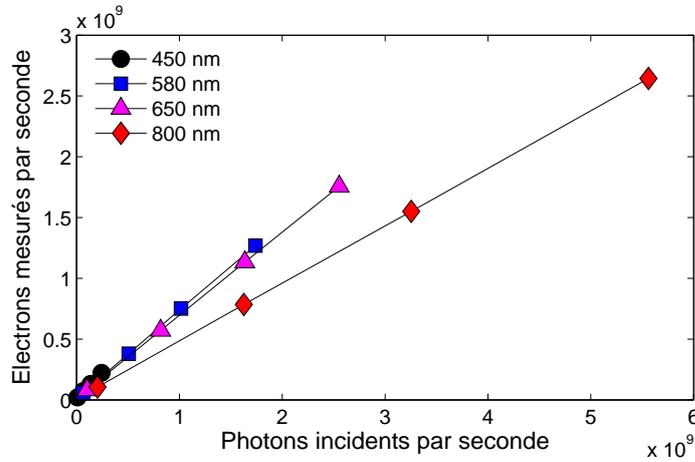


Fig. 3.22 – Nombre d'électrons mesurés en fonctions du nombre de photons incidents sur une photodiode de  $2000 \times 5 \mu\text{m}^2$  pour des photons de 450 nm, 580 nm, 650 nm et 800 nm.

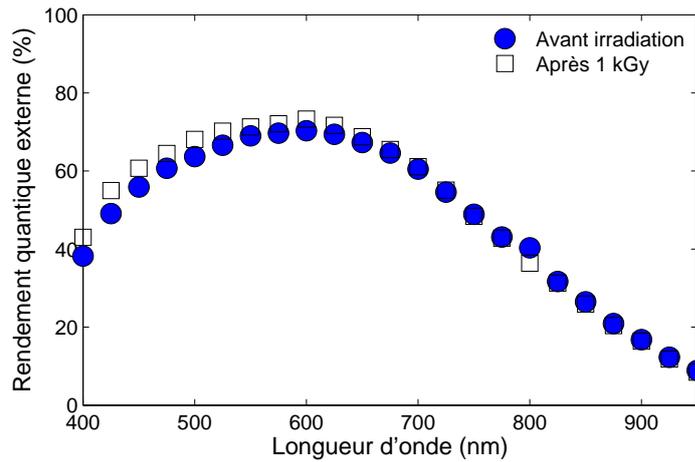


Fig. 3.23 – Rendement quantique externe avant et après irradiation d'une photodiode de  $800 \times 800 \mu\text{m}^2$  pour une tension inverse de 2.4V.

Le rendement quantique externe est obtenu en prenant la pente du nombre d'électrons mesurés en fonctions du nombre de photons incidents. Ceci est illustré par la Fig. 3.22. L'alignement parfait des points de mesure confirme l'indépendance du rendement externe vis à vis du niveau d'éclairage. Afin de couvrir une large plage de longueurs d'onde, un monochromateur automatisé a été utilisé pour extraire le rendement quantique externe. Le résultat est présenté avant et après irradiation sur la Fig. 3.23. Les faibles variations observées sont inférieures aux imprécisions de mesure. On peut en conclure que les radiations ionisantes ont un effet négligeable sur le rende-

ment quantique externe jusqu'à 1 kGy. Les implications suivantes peuvent être déduites de ce résultat :

- La transmission des couches déposées sur le silicium (ILD et passivation) n'est pas dégradée par les radiations ionisantes.
- Les recombinaisons dues aux états d'interface générées par les radiations ionisantes ont un effet négligeable sur le photocourant (pour les longueurs d'onde étudiées).

### 3.3.3 MOSFETs

#### 3.3.3.1 N-MOSFETs

La Fig. 3.24 présente les caractéristiques  $I_D(V_{GS})$  d'un transistor intrapixel à canal N et à tension de seuil standard (SVT) avant et après irradiation. Aucune variation de tension de seuil n'est observable sur ces courbes. Les rayons  $\gamma$  ont donc induit des densités de charges piégées et d'états d'interface négligeables dans l'oxyde de grille. Ce résultat confirme donc les observations faites sur les diodes contrôlées de la section 3.2.3.

Le courant de fuite est défini ici comme le courant qui s'écoule entre source et drain pour une tension de grille nulle. On voit une claire augmentation de cette fuite à mesure que le composant est irradié. Après recuit, la caractéristique I-V revient à sa forme d'origine.

Cette détérioration a été étudiée sur des transistors de tailles différentes comme le montre la Fig. 3.25. Plus la longueur de grille ( $L$ ) est importante, plus l'effet est atténué. Il disparaît quasiment sur les transistors de  $10\ \mu\text{m}$  de long. Par contre, la longueur du transistor n'influe pratiquement pas sur ce courant de fuite. Par conséquent, la cause du phénomène est localisée sur les bords du canal. Les résultats obtenus sur les oxydes de champ indiquent que les radiations ionisantes génèrent un nombre important de charges positives piégées. Les STI situés sur les côtés du transistor agissent alors comme des transistors parasites dont la tension de seuil diminue avec l'exposition au rayonnement  $\gamma$ . Ce phénomène bien connu [30, 43–48] est devenu le problème majeur pour la tenue aux radiations des transistors submicroniques [13, 49–51].

Cette sensibilité à la dose ionisante peut être éliminée par l'utilisation de transistors sans STI sur les bords, appelé communément transistors sans bord [52]. L'architecture la plus utilisée et la plus connue [53, 54] est le transistor à grille fermée, ou ELT pour *Enclosed Layout Transistor*. On peut voir sur la Fig. 3.25 qu'aucune fuite n'apparaît sur ce transistor. Cette structure durcie engendre plusieurs effets non souhaités :

- sa taille est bien supérieure à celle d'un transistor standard équivalent,

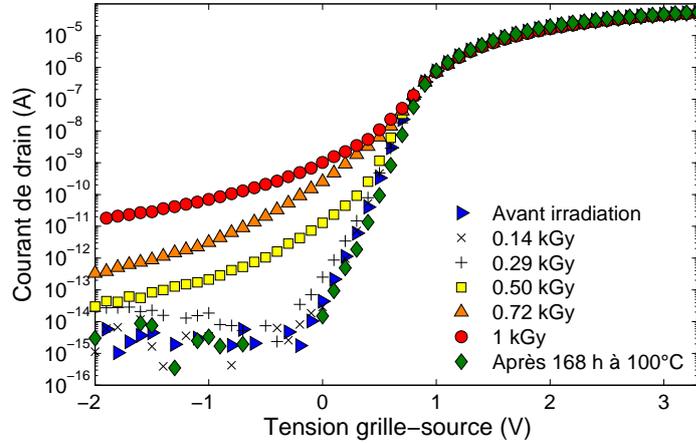


Fig. 3.24 – Caractéristiques  $I_D(V_{GS})$  d'un transistor « in-pixel » NMOS SVT de taille minimale avant irradiation, après irradiation et après recuit.  $V_{DS}$  est fixée à 500 mV durant les mesures. Ces mesures ont été réalisées en boîtier TO8.

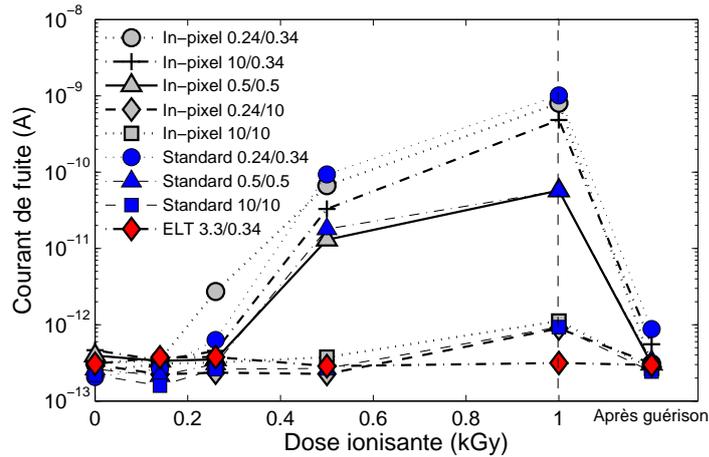


Fig. 3.25 – Évolution du courant de fuite des transistors NMOS SVT avec l'irradiation. Les dimensions des transistors sont indiquées grâce à leur rapport  $W/L$  en  $\mu\text{m}/\mu\text{m}$ .

- la taille de sa grille et sa capacité associée sont elles aussi bien supérieures,
- des transistors étroits (petit  $W$ ) ne peuvent pas être réalisés,
- elle n'est pas symétrique.

Les trois premiers points peuvent impacter le niveau d'intégration du circuit ainsi que ses performances et doivent être pris en compte durant la conception. Le dernier point quant à lui peut jouer un rôle important sur la tenue aux radiations. Nous avons vu dans la section 3.3.1 que le courant de fuite d'une jonction PN entourée de STI croît fortement avec l'exposi-

tion aux rayonnements ionisants. Cette dégradation est proportionnelle au périmètre. Dans un ELT, une jonction est entourée par la grille et sera donc immunisée (voir Fig. 3.26d), l'autre au contraire est en contact direct avec le STI comme dans un transistor classique. Cependant, le périmètre de la jonction en contact du STI est bien plus important que celui d'une jonction de transistor classique. Cette particularité conduit à une amplification du courant de fuite d'une des jonctions de l'ELT. Si les fuites de jonctions sont de première importance, le sens de l'ELT doit être choisi avec précaution.

D'autres structures peuvent être imaginées pour éliminer le STI sur les bords du canal, chacune présente ses avantages et inconvénients (voir [55] par exemple). La Fig. 3.26 montre les deux formes additionnelles que nous avons réalisées ainsi qu'un transistor classique et un ELT. La première reprend le principe de la jonction à oxyde reculé. Pour cela, la zone active<sup>2</sup> est plus large que le transistor effectif (Fig. 3.26b). Ce FET est appelé transistor à oxyde reculé ou *recessed field oxide transistor* (RFT). Une autre variante que nous avons voulu tester est l'architecture retenue par Boagerts *et al.* [56]. Elle est appelée transistor avec STI en forme de crochet, ou *square bracket shaped transistor* (SBS). Dans cette architecture (Fig. 3.26c), l'oxyde en tranchée est simplement interrompu entre la source et le drain. Le chemin de fuite induit par le bord de la tranchée ne peut alors plus relier la source et le drain. L'anneau P<sup>+</sup> renforce l'isolation entre les deux zones de STI. Il permet également d'éviter les fuites entre composants. La Fig. 3.27 suggère que ces MOSFETs présentent la même immunité aux radiations ionisantes que les ELT. Ils ont cependant eux aussi leurs inconvénients. La distance de recul nécessaire sur le transistor à oxyde reculé peut conduire à un encombrement important. De plus, un canal parasite peut exister à l'interface entre le silicium et la couche de PMD lorsque celle-ci est suffisamment chargée. Ceci est susceptible de se produire à forte dose, au delà de 1 kGy. En ce qui concerne le transistor en forme de crochet, son dessin peut conduire à enfreindre plusieurs règles et l'anneau P<sup>+</sup> peut lui aussi poser des problèmes d'intégration. Le choix du transistor à utiliser dépend donc des contraintes du circuit à réaliser, des performances à optimiser en priorité et des niveaux de dose ionisante estimés pour l'application.

Il est aussi intéressant de remarquer sur la Fig. 3.25 que les transistors intra-pixel se comportent exactement comme les transistors standard<sup>3</sup>. Les dopages en surface semblent donc assez similaires dans les deux familles de composants pour conduire à des dégradations comparables.

---

2. Zone sans STI.

3. Les transistors intra-pixel sont placés dans un caisson P optimisé pour la zone des pixels alors que les autres transistors utilisent un caisson P standard.

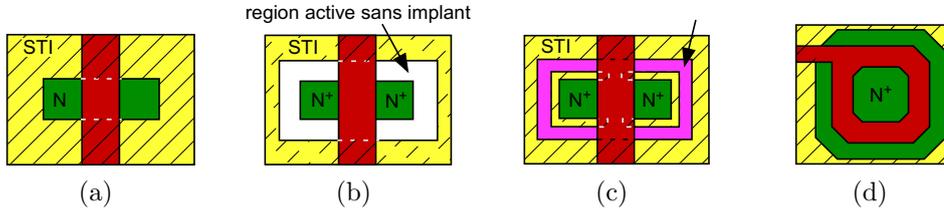


Fig. 3.26 – Architecture des MOSFETs réalisés. (a) classique, (b) avec oxyde reculé (RFT), (c) avec STI en forme de crochet (SBS) et (d) à grille fermé (ELT).

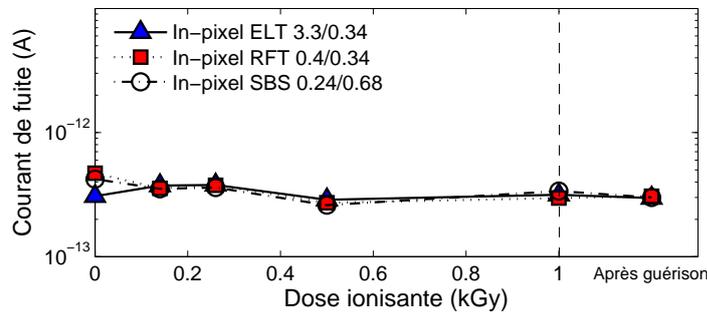


Fig. 3.27 – Évolution du courant de fuite des transistors NMOS sans bord avec l'irradiation.

Enfin, les transistors à basse tension de seuil subissent les mêmes effets comme illustré sur la Fig. 3.28<sup>4</sup>. Pour une tension de grille nulle, les variations relatives de courant sont inférieures à celles observées sur un transistor SVT car les courants des transistors LVT et 0VT sont déjà élevés avant irradiation. Si l'on s'intéresse à la valeur de ce courant lorsque  $V_{GS}$  est fortement négatif, on voit que le transistor LVT se comporte comme le MOST SVT mais avec un décalage de tension correspondant à l'écart de tension de seuil. La tension de seuil du transistor parasite est autant décalée que celle du transistor principal. En revanche, le MOSFET à tension de seuil nulle présente un courant de fuite bien plus élevé que les deux autres. La largeur effective du transistor parasite semble donc supérieure dans le cas des structures 0VT. Il est aussi possible d'expliquer cette observation par une diminution plus importante de la tension de seuil du transistor parasite. Dans les deux cas, ce résultat suggère que la densité de dopage P est diminuée plus profondément dans un transistor 0VT que dans un transistor LVT.

4. Les courants mesurés avant irradiation pour des tensions fortement négatives sont bien supérieurs à ceux exposés sur la Fig. 3.24 car le boîtier PGA208 dégrade considérablement les fuites du système de mesure.

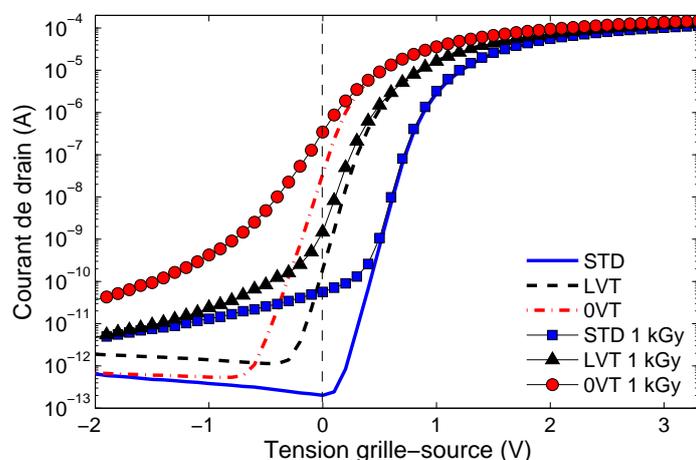


Fig. 3.28 – Caractéristiques  $I_D(V_{GS})$  d'un NMOST « in-pixel » LVT et d'un NMOST « in-pixel » 0VT de taille minimale ( $0.5\mu\text{m}/0.5\mu\text{m}$ ) avant et après irradiation. Ces courbes sont comparées à celle d'un NMOST « in-pixel » STD de mêmes dimensions.  $V_{DS}$  est fixée à 500 mV durant les mesures. Ces mesures ont été réalisées en boîtier PGA208.

### 3.3.3.2 P-MOSFETs

Le nombre de plots de sortie étant limité, un seul transistor à canal P a été fabriqué. Celui-ci est de taille minimale :  $W = 0.24\mu\text{m}$  et  $L = 0.34\mu\text{m}$ . Les caractéristiques  $I_D(V_{GS})$  de ce transistor avant irradiation, après irradiation et après recuit sont exposées sur la Fig. 3.29. Aucune variation de pente sous le seuil ou de courant de fuite n'a été observée<sup>5</sup>. Nous avons vu précédemment que la génération de charges piégées et d'états d'interface est négligeable dans l'oxyde de grille conduisant à une pente sous le seuil et une tension de seuil insensibles aux radiations. Seule l'augmentation significative des charges piégées dans l'oxyde de champ est donc supposée jouer un rôle dans la dégradation des transistors. Cette croissance augmente la tension de seuil des transistors PMOS parasites et devrait donc réduire le courant de fuite des PMOS. Ce dernier étant déjà inférieur à la résolution du système, la fuite mesurée reste constante avec l'irradiation.

Contrairement aux transistors NMOS, le rayonnement ionisant induit sur ces courbes un décalage de tension de seuil qui guérit en partie après recuit. La Fig. 3.30 montre clairement que cette variation de tension de seuil est proportionnelle avec la dose ionisante absorbée, environ  $-0.9\text{ mV/Gy}$ . Ce résultat est surprenant et n'est très probablement pas dû à l'oxyde de grille. Les charges piégées dans les STI seraient donc capables de changer

5. L'utilisation d'un axe de courant logarithmique n'a donc pas d'intérêt et cette caractéristique est présentée sur une axe linéaire de courant.

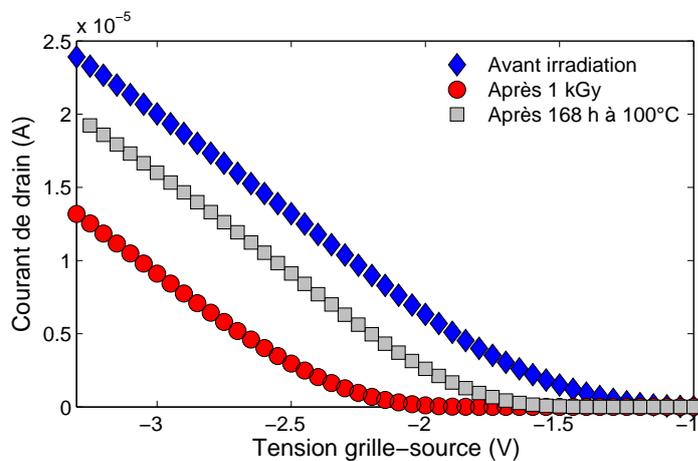


Fig. 3.29 – Caractéristiques  $I_D(V_{GS})$  d'un transistor PMOS de taille minimale avant irradiation, après irradiation et après recuit.

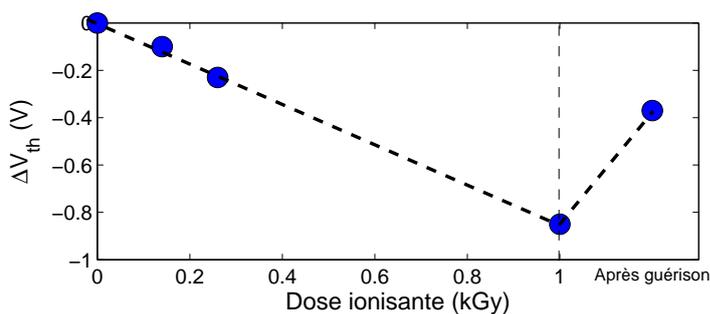


Fig. 3.30 – Décalage de la tension de seuil d'un transistor PMOS de taille minimale avec l'irradiation. Cette tension de seuil est définie comme la tension  $V_{GS}$  qui correspond au seuil d'inversion.

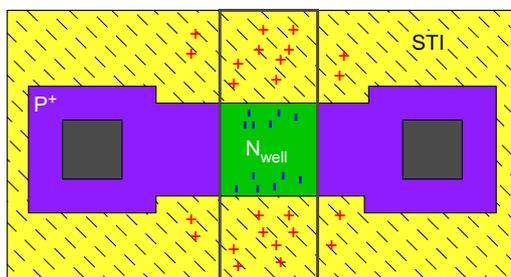


Fig. 3.31 – Illustration de l'effet de canal étroit induit par irradiation.

la tension de seuil du transistor principal comme illustré sur la Fig. 3.31. Un tel comportement a été rapporté sur des transistors NMOS et PMOS réalisés en technologie CMOS submicronique par Faccio *et al.* [51]. Cet effet a été baptisé effet de canal étroit induit par irradiation ou *radiation induced narrow channel effect* (RINCE). Les conditions de polarisation durant l'irradiation pourraient expliquer la différence de comportement entre NMOST et PMOST. Dans un NMOST, la grille est à 3.3 V alors que le substrat est à la masse. Les charges positives générées dans le STI, sous la grille sont repoussées dans la profondeur de la tranchée [57]. Dans un transistor PMOST, cette polarisation étant inversée (caisson N à 3.3 V et grille à la masse), les charges positives pourraient avoir tendance à se rapprocher de la grille et donc du canal. Leur effet sur la tension de seuil en serait d'autant plus renforcé.

## 3.4 Comportement du capteur

Sauf mention contraire, les mesures présentées dans cette section ont été réalisées à 23°C sur la matrice de pixels polarisée durant l'irradiation.

### 3.4.1 Fonction de transfert électro-optique

La Fig. 3.32 présente la fonction de transfert électro-optique du capteur d'image testé avant et après irradiation. Ce graphique donne une vue d'ensemble des dégradations qui apparaissent sur le capteur. L'incrément de tension à flux intégré nul indique une forte augmentation de la tension d'obscurité, environ 0.35 V pour le temps d'intégration utilisé. Son origine est discutée dans la section 3.4.5. On voit aussi clairement une réduction d'environ 70 mV de la tension de saturation pour les flux intégrés les plus grands. La courbe obtenue après irradiation a été décalée manuellement pour correspondre avec la courbe pré-irradiation. La bonne concordance entre ces deux tracés suggère que les différents gains du système (EQE, CVF, gain de chaîne) n'ont pas évolués avec l'irradiation. Les mesures suivantes permettent de clarifier ces observations.

### 3.4.2 Fonction de transfert électronique

La fonction de transfert de la chaîne de lecture complète (NMOS-PMOS) a été obtenue, grâce au pixel de test présenté au chapitre précédent, en appliquant directement une tension sur la grille du NMOST suiveur intra-pixel et en mesurant la tension en sortie du circuit intégré. Cette tension d'entrée

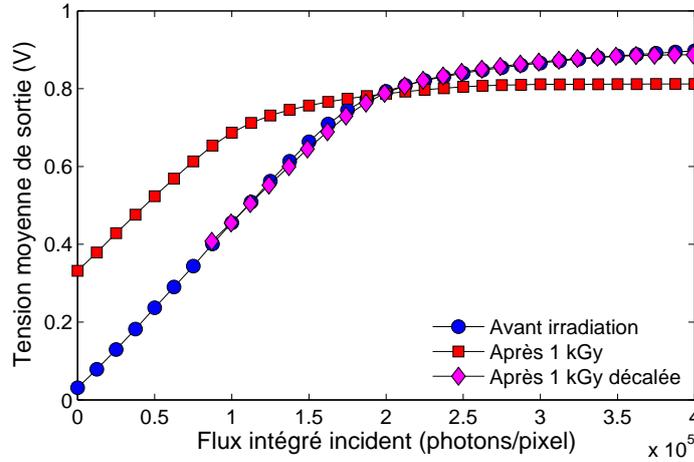


Fig. 3.32 – Fonction de transfert électro-optique avant et après irradiation. Temps d'intégration fixé à 50 ms.

représente le signal présent sur la cathode de la photodiode appelé aussi noeud de collection. Elle varie dans ce circuit entre la tension de recharge, environ 2.4 V, et la tension à partir de laquelle le courant direct de la photodiode compense son courant inverse, typiquement entre 0 V et  $-0.5$  V selon l'éclairement. Cette décroissance ne sera pas transmise en sortie en deçà de 1.2 V à cause de la saturation de la chaîne de lecture. Un autre pixel test permet l'application d'une tension directement à l'entrée de l'interrupteur NMOS intra-pixel. Dans ce cas, la chaîne NMOS est contournée et seule la fonction de transfert PMOS peut être extraite.

Ces deux fonctions de transfert sont présentées avant et après irradiation sur la Fig. 3.33. La fonction de double échantillonnage n'est pas utilisée pour cette mesure. Les tensions de décalages ne sont donc pas éliminées et la courbe n'est plus inversée. La seule dégradation apparente est une remontée du plancher correspondant aux faibles tensions d'entrées. Elle induit une diminution de la tension de saturation et donc de la variation maximale de tension en sortie ainsi que de la plage linéarité. Cet effet s'observe aussi bien sur la chaîne complète et que la chaîne PMOS uniquement, et ceci pour les mêmes tensions en sortie. Il est donc possible de conclure que la chaîne PMOS est l'unique responsable.

L'étude des dispositifs du niveau N2 a montré que les PMOS souffraient uniquement d'un décalage de tension de seuil, probablement dû à un effet RINCE. Un tel décalage sur le transistor PMOS suiveur (Fig. 3.34) doit forcément engendrer un décalage de la plage de linéarité. Il en va de même pour la source de courant PMOS. Une variation de tension de seuil sur ce composant induirait une variation de tension de polarisation et un décalage

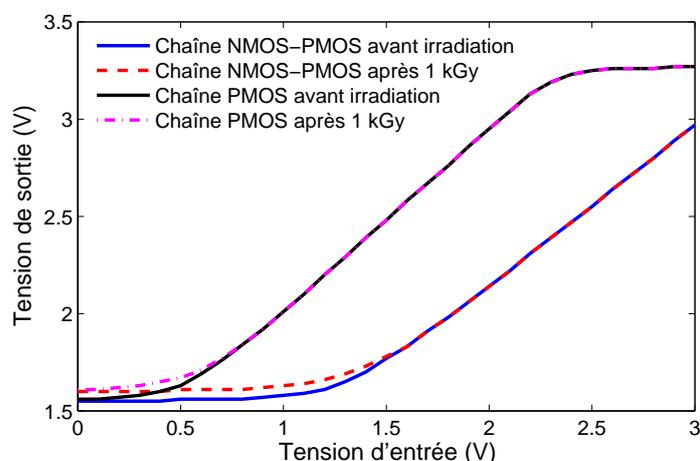


Fig. 3.33 – Fonction de transfert électrique de la chaîne PMOS et de la chaîne NMOS-PMOS avant et après irradiation.

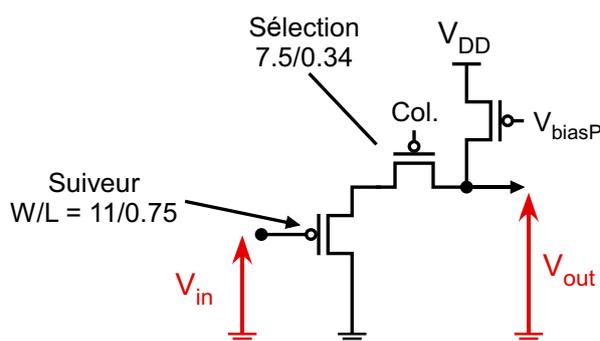


Fig. 3.34 – Schéma électrique de la chaîne de lecture PMOS.

de plage de linéarité. Seul le transistor de sélection de colonne peut être en cause. Si, suite à l'irradiation, sa tension de seuil augmente en valeur absolue, ce transistor se bloque dès que la tension d'entrée n'est plus assez élevée. Dans ce cas, une tension minimum existe en dessous de laquelle la tension de sortie est constante. C'est exactement ce que l'on observe sur la figure. L'effet existe déjà avant irradiation car dans ce circuit particulier, ce transistor subit l'effet substrat [58] et sa tension de seuil s'en trouve augmentée. Tout ceci a été validé par des simulations analogiques au niveau circuit.

Le décalage de tension de saturation donne directement le décalage de tension de seuil du transistor de sélection de colonne. Après 1 kGy, on trouve une valeur d'environ 70 mV sur la Fig. 3.32 et environ 50 mV sur la Fig. 3.33. L'écart entre ces deux valeurs est acceptable si l'on tient compte des disparités. En effet, la fonction de transfert électro-optique est une valeur moyenne

sur toute la matrice alors que la fonction de transfert électrique est obtenue sur un seul pixel. Ce résultat est dix fois inférieur au décalage trouvé sur le transistor PMOS de taille minimum. La cause de cet écart est attribuée :

- à la largeur du transistor de sélection colonne qui est bien supérieure à celle du transistor testé au niveau N2,
- aux conditions de polarisation du MOST de sélection qui ne représentent pas un pire cas.

Comme précisé précédemment, le fait qu'aucun décalage ne soit observé sur la plage de linéarité indique que les deux autres transistors ne subissent pas ce décalage de tension. Le phénomène apparaît donc uniquement sur la MOST le plus étroit. L'hypothèse de l'effet RINCE semble donc validée. Toutes ces conclusions doivent être confirmées par une étude plus poussée des transistors PMOS de plusieurs dimensions.

Il est intéressant de souligner qu'il n'apparaît aucun changement de gain dans la plage de linéarité.

### 3.4.3 Facteur de conversion

Afin d'observer directement les variations de facteur de conversion nous avons tracé la variance de la tension de sortie en fonction de sa valeur moyenne comme illustré sur la Fig. 3.35. Les courbes avant et après irradiation sont identiques. Les radiations ionisantes n'ont donc aucun effet sur le facteur de conversion jusqu'à 1 kGy.

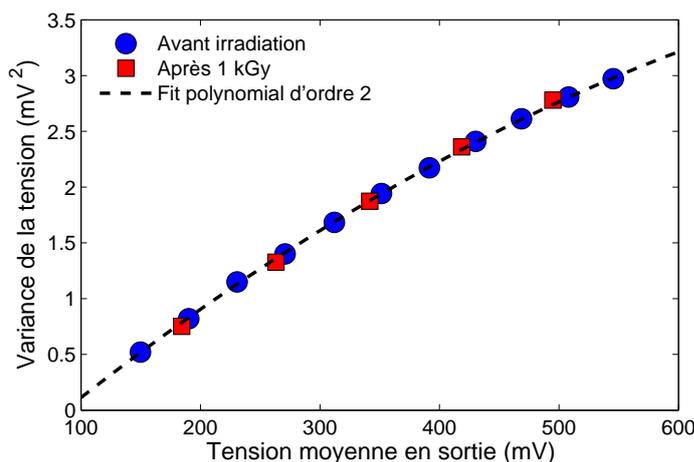


Fig. 3.35 – Variance de la tension de sortie en fonction de la valeur moyenne de cette tension. La pente locale permet d'extraire le facteur de conversion.

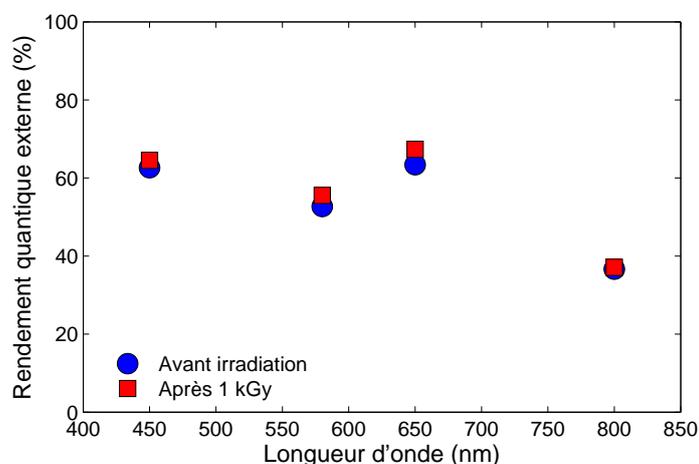


Fig. 3.36 – Rendement quantique externe déterminé à quatre longueurs d'onde avant et après irradiation. Des filtres interférentiels de 10 nm de bande passante ont été utilisés pour ces mesures.

### 3.4.4 Rendement quantique externe

Des mesures de rendement quantique externe ont été effectuées à quatre longueurs d'onde (Fig. 3.36). On observe une légère variation qui est de l'ordre de grandeur des incertitudes de mesure. Les variations de rendement quantique externe apparaissent donc négligeables jusqu'à 1 kGy. Cette conclusion confirme le résultat obtenu sur la photodiode de test. Elle est aussi en accord avec la grande majorité des travaux précédents mais s'oppose à la conclusion de Rao *et al.* [59] qui attribuent la baisse de sensibilité de leur capteur en éclairage à une baisse de la transmission des couches supérieures. On peut noter que certains auteurs ont bien mesuré des baisses de sensibilités (voir par exemple [40, 60–62]). Elles ont cependant été justifiées par une baisse de gain électronique par Hopkinson *et al.* [61], par une intense recombinaison en surface à très forte dose ionisante (15kGy dans [40]) ou par une collection parasite du drain du transistor de recharge par Deveaux *et al.* [62].

### 3.4.5 Courant d'obscurité

#### 3.4.5.1 Effets observés

Nous avons suivi l'évolution du courant d'obscurité moyen et de son écart type en fonction de la dose ionisante absorbée sur le capteur en fonctionnement durant l'irradiation. Les courbes résultantes sont exposées sur les Fig. 3.37 et 3.38. L'augmentation moyenne du courant d'obscurité et

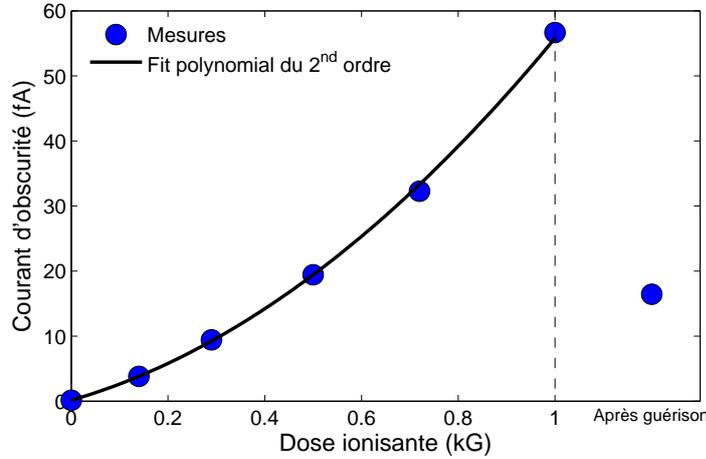


Fig. 3.37 – Courant d’obscurité moyen en fonction de la dose ionisante absorbée.

sa décroissance après recuit sont similaires aux variations observées sur les photodiodes de test. De plus, le même comportement est généralement rapporté sur les capteurs d’image CMOS exposés à des rayonnements ionisants [40, 59, 60, 63–66]. La plupart de ces travaux ont identifié la photodiode et parfois les transistors comme source de ce courant. Cependant aucune analyse complète de l’origine de ce courant n’est disponible dans la littérature. Il est important de préciser qu’un capteur a également été irradié avec toutes ses broches connectées à la masse. Aucune différence significative avec le composant polarisé durant l’irradiation n’a été observée.

Ces dégradations semblent suivre ici des lois polynomiales du second ordre comme le montre les interpolations polynomiales présentées sur ces figures. Les paramètres utilisés pour ajuster les fonctions polynomiales suivantes sur ces courbes sont regroupés dans le Tab. 3.7 :

$$I_{\text{dark}} = Ax^2 + Bx + C, \quad (3.4)$$

$$\sigma_{\text{dark}} = Ax^2 + Bx + C, \quad (3.5)$$

avec  $x$  la dose ionisante en Gy,  $I_{\text{dark}}$  le courant d’obscurité moyen et  $\Delta\sigma_{\text{dark}}$  l’augmentation de l’écart type spatial du courant d’obscurité. L’accord de cette modélisation simple avec les données est illustré par la distribution normalisée du courant d’obscurité avec la dose ionisante absorbée (voir Fig. 3.39). La distribution Gaussienne suivante a été utilisée pour estimer ces distributions :

$$f(x) = \frac{1}{\sigma_{\text{dark}}\sqrt{2\pi}} \exp\left\{-\frac{(x - I_{\text{dark}})^2}{2\sigma_{\text{dark}}^2}\right\}. \quad (3.6)$$

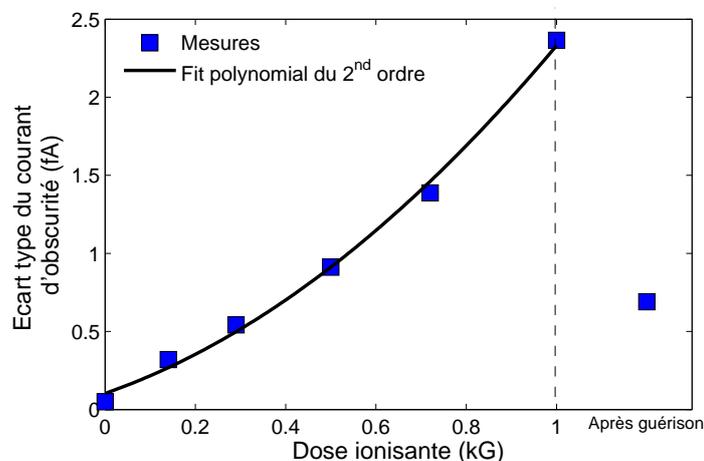


Fig. 3.38 – Ecart type spatial du courant d'obscurité en fonction de la dose ionisante absorbée.

Tab. 3.7 – Paramètres utilisés pour l'ajustement des courbes du courant d'obscurité moyen et de son écart type.

Paramètres	$I_{\text{dark}}$	$\sigma_{\text{dark}}$
A (fA/Gy <sup>2</sup> )	$3.42 \times 10^{-5}$	$1.22 \times 10^{-6}$
B (fA/Gy)	$2.15 \times 10^{-2}$	$1 \times 10^{-3}$
C (fA)	0.15	0.1

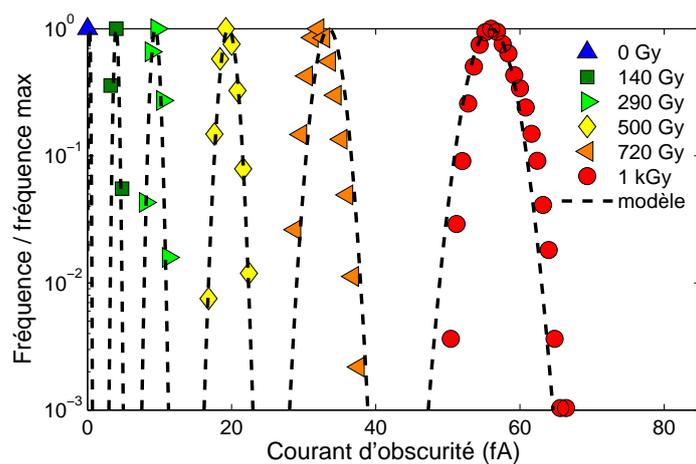


Fig. 3.39 – Distributions du courant d'obscurité en fonction de la dose ionisante absorbée. Les fréquences de chaque distribution ont été divisées par leur valeur maximale respective pour plus de clarté.

Cette interpolation peut permettre de prévoir le comportement du capteur dans cette plage de dose ionisante.

### 3.4.5.2 Origine de la dégradation

L'augmentation du courant d'obscurité est de loin la dégradation la plus préoccupante. L'origine de ce phénomène peut être retrouvée grâce aux résultats obtenus précédemment sur les structures élémentaires et les dispositifs (niveaux N1 et N2). Pour cela, ces résultats doivent être transposés au circuit complet. La Fig. 3.40 présente le chemin que parcourt le signal avant d'être récupéré en sortie du capteur. Une seule branche du circuit d'échantillonnage est considérée car la deuxième est supposée avoir le même comportement que la première. Au niveau de la chaîne PMOS, nous savons que seul le plus petit transistor PMOS est touché par l'exposition aux rayons  $\gamma$ . Il induit uniquement une légère réduction de la tension de saturation. Une fois irradiée, la chaîne PMOS n'est donc pas supposée jouer un rôle dans l'augmentation du courant d'obscurité.

En utilisant les pires conditions de polarisation, nous avons obtenu des courants de fuite de l'ordre du nanoampère sur des transistors NMOS SVT de taille minimale pour une tension de grille nulle. Cette valeur extrême représente le cas le plus défavorable. Néanmoins, cette intensité reste négligeable en comparaison des courants qui traversent le NMOST suiveur et les transistors suivants lors de la lecture du signal présent sur le noeud de collection. Cette fuite n'est pas non plus capable de changer de façon significative la tension présente sur la capacité d'échantillonnage durant sa rétention. Enfin, les circuits numériques d'adressage sont insensibles à une telle fuite. Par conséquent, tous les transistors présents après le noeud de collection ne sont pas supposés participer à la détérioration des performances en obscurité.

Le problème est différent avant la conversion charge-tension, sur le noeud de collection où les courants de fuite sont critiques. En effet, le courant d'obscurité est de l'ordre de 0.2 fA avant irradiation. La frontière physique correspondant à cette conversion est la grille du suiveur intra-pixel. Nous avons vu dans la section 3.2.3 que les fuites de grille sont bien inférieures à l'attoampère. Elles ne peuvent donc pas participer significativement au courant d'obscurité. Les chemins de courant parasite à considérer sont donc :

- la fuite source-drain du transistor de recharge  $I_{RST}$ ,
- les fuites sous l'oxyde de champ  $I_{FOXFET}$ ,
- les courants inverses de jonction de la source du transistor de recharge et de la photodiode  $I_{invCIS}$  et  $I_{invN+}$ .

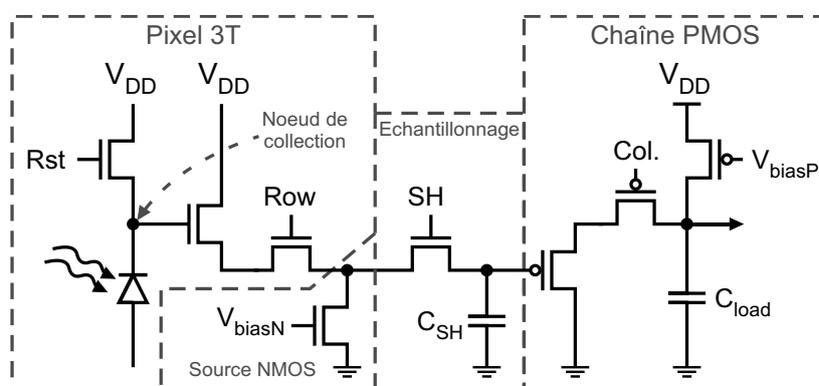


Fig. 3.40 – Schéma électrique d'un pixel 3T et de la chaîne de lecture. Dans un souci de clarté, une seule voie d'échantillonnage est représentée.

Ces contributions peuvent changer la valeur du courant d'obscurité mesuré par l'intermédiaire de l'équation suivante :

$$I_{DC} = I_{invCIS} + I_{invN+} - I_{RST} \pm I_{FOXFET} . \quad (3.7)$$

Nous avons vu sur la Fig. 3.3 p. 102 que le courant sous le seuil d'un FOXFET non polarisé durant l'irradiation<sup>6</sup> est négligeable sur la plage de tension nominale, en particulier devant le courant inverse de jonction. De plus les FOXFET de test ont un facteur de forme bien plus favorable aux fuites que la tranchée qui entoure la photodiode. Par conséquent, nous ne considérons pas  $I_{FOXFET}$  sur la plage de dose ionisante utilisée.

Pour le chemin parasite source-drain du transistor de recharge, la situation est plus délicate et les mesures pire cas ne nous permettent pas de trancher. Nous avons donc effectué des mesures additionnelles sur un transistor NMOS de taille minimale opéré en conditions réelles de polarisation, identiques à celle que subissent les transistors de recharge intra-pixel. Durant l'irradiation, le drain de ce FET était porté à 3.3 V, sa source à 2.4 V pour représenter la photodiode en obscurité et sa grille a été pulsée par des créneaux de 0 à 3.3 V selon le même chronogramme que dans un pixel en fonctionnement. Les caractéristiques  $I_D(V_{GS})$  de ce composant ainsi polarisé sont présentées sur la Fig. 3.41.

Tout d'abord, on peut noter qu'une légère variation de tension de seuil apparaît. Ce nouvel effet provient probablement d'un effet RINCE similaire à celui observé sur les PMOST. Il semble confirmer le rôle de la polarisation dans l'apparition de cet effet. La polarisation est telle ( $V_{GS} < 0$  la plupart du temps) que les charges positives générées dans le STI sont attirées vers

6. ce qui est en général le cas autour de la photodiode.

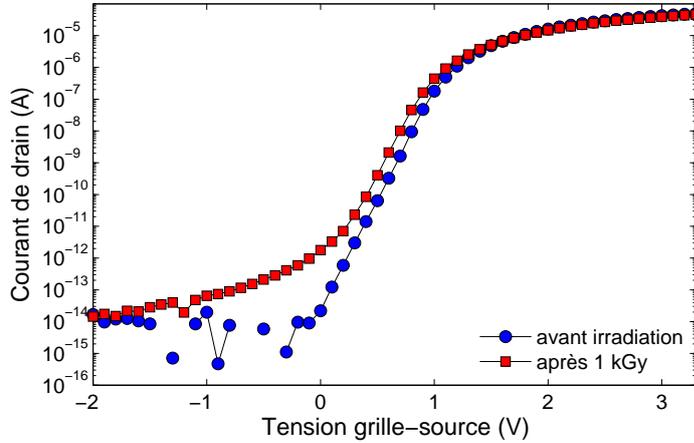


Fig. 3.41 – Caractéristiques  $I_D(V_{GS})$  d'un transistor NMOS de recharge de taille minimale opéré en conditions réelles durant l'irradiation.

la surface, à proximité du canal, comme dans un PMOST polarisé dans des conditions pire cas. Ces observations suggèrent fortement que la polarisation pire cas des transistors NMOST serait en réalité un meilleur cas pour les effets RINCE. Une étude plus poussée est nécessaire pour confirmer ce point.

Deuxièmement, on voit clairement sur ce graphique que la dégradation est bien inférieure à celle observée avec la polarisation pire cas. À  $V_{GS} = 0$  le courant valait 1 nA après 1 kGy, il vaut désormais environ 1 pA, soit trois ordres de grandeur en dessous des mesures de la section 3.3.3.1. À cela vient s'ajouter le fait que ce transistor a une tension  $V_{GS}$  d'environ  $-2.4$  V lorsqu'il est bloqué. Le courant de fuite résultant devient alors inférieur au courant inverse de jonction. Dans ces conditions, l'augmentation de courant d'obscurité du capteur dû aux radiations ionisantes se résume à

$$\Delta I_{DC} = \Delta I_{invCIS} + \Delta I_{invN+}, \quad (3.8)$$

ou encore

$$\Delta I_{DC} = P_{CIS} \Delta j_{revCIS} + P_{N+} \Delta j_{revN+}, \quad (3.9)$$

avec  $P_{CIS}$  et  $P_{N+}$  les périmètres de la photodiode et de la source du MOST de recharge respectivement.  $\Delta j_{revCIS}$  et  $\Delta j_{revN+}$  sont respectivement l'augmentation de la densité linéique du courant d'obscurité de la photodiode et de la source du MOST de recharge. Ces densités linéiques sont aisément retrouvées en divisant les courants obtenus sur les photodiodes de test par leur périmètre. Nous considérons uniquement les composantes liées au périmètre car nous avons démontré dans la section 3.3.1.1 que les rayons  $\gamma$  augmentaient uniquement le courant de génération le long de la tranchée d'isolation.

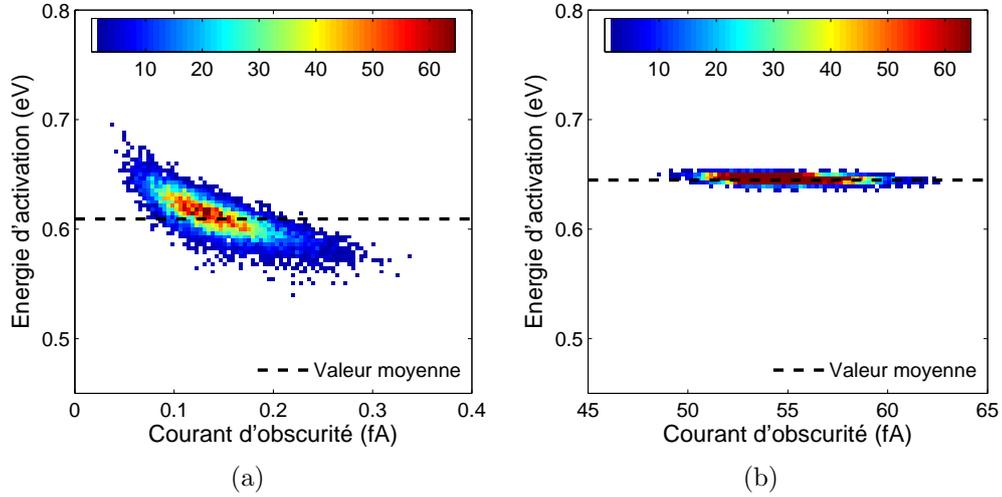


Fig. 3.42 – Énergies d'activation du courant d'obscurité de tous les pixels d'un capteur avant et après exposition aux rayons  $\gamma$  (1 kGy). La valeur du courant d'obscurité à 23°C est reportée sur l'axe des abscisses.

Cette modélisation implique que ce courant est uniquement dû au processus de génération dans la zone dépeuplée. L'extraction des énergies d'activation du courant d'obscurité sur un tracé d'Arrhenius permet de vérifier simplement cette hypothèse. Les énergies d'activation déduites de ces tracés sont présentées avant et après irradiation pour tous les pixels du capteur sur la Fig. 3.42. Avant irradiation (Fig. 3.42a) la valeur moyenne est autour de 0.61 eV, ce qui est proche de la valeur empirique pour un courant de génération (0.63 eV [32, 63]). On voit néanmoins sur cette figure qu'un certain nombre de pixels semblent avoir une énergie d'activation inférieure à  $E_g/2$ . Ceci suggère un très léger effet d'amplification dû au champ électrique [67]. En effet, ce phénomène est bien connu pour réduire l'énergie d'activation de ce courant à des valeurs inférieure à  $E_g/2$ . Les pixels présentant les énergies d'activation les plus élevées sont aussi les pixels avec les courants d'obscurité les plus faibles. Le processus de diffusion joue donc probablement un rôle significatif dans ces pixels. Après irradiation (Fig. 3.42b), tous les pixels, quel que soit leur valeur de courant d'obscurité, ont une énergie d'activation d'environ 0.64 eV. On peut donc en conclure qu'après irradiation le courant de génération domine largement. Les simplifications réalisées pour atteindre l'équation (3.9) semblent donc valides.

Afin de confirmer le modèle simple proposé, il est comparé aux valeurs mesurées sur la Fig. 3.43. L'accord entre les deux courbes est plutôt bon en regard des diverses simplifications et extrapolations réalisées. Cette der-

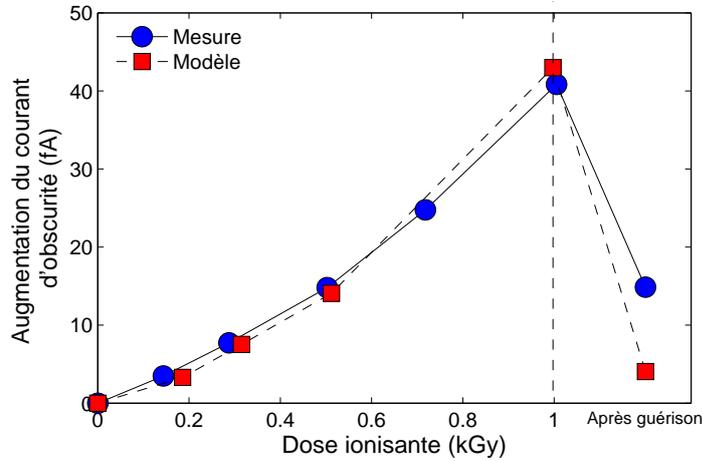


Fig. 3.43 – Augmentation du courant d’obscurité moyen en fonction de la dose ionisante absorbée. Ces mesures sur la matrice de pixels ont eu lieu 24 h après irradiation afin d’être comparées aux courants des photodiodes de test au même stade de guérison.

nière figure confirme que la dégradation majeure induite par les radiations ionisantes sur ces capteurs est un fort accroissement du courant d’obscurité dû aux charges piégées et aux états d’interfaces présents dans l’oxyde en tranchée qui entoure la photodiode et la source du transistor de recharge. Un modèle reliant les densités de défauts à ces densités de courant apparaît comme la pièce manquante du puzzle. Une telle modélisation doit donc faire l’objet de futurs travaux pour valider complètement cette étude.

### 3.4.5.3 Comparaison avec les travaux précédents

Nous avons aussi souhaité comparer ces résultats avec les travaux précédents [59, 60, 65, 66]. Les données publiées dans ces articles ont été extrapolées ou interpolées à  $23^{\circ}\text{C}$  sur la plage de dose ionisante considérée. Les énergies d’activations fournies par ces auteurs sont utilisées pour ramener ces courants à la température voulue. Si aucune énergie d’activation n’est fournie, la valeur classique de  $0.63\text{ eV}$  est utilisée. De plus, nous venons de voir que le courant d’obscurité provient uniquement du périmètre de la photodiode dans notre capteur. Ceci n’est pas forcément vrai dans toutes les études précédentes. Néanmoins, cette intensité n’a aucune raison d’être fonction de la surface du pixel. C’est pourquoi ces courants seront comparés en ampère par unité de longueur plutôt qu’en ampère par unité de surface. Cette densité de courant linéique est retrouvée en multipliant la valeur donnée en  $n\text{A}/\text{cm}^2$  par la surface du pixel puis en la divisant par le périmètre de la photodiode. Ce périmètre est parfois directement donné dans l’article. Si

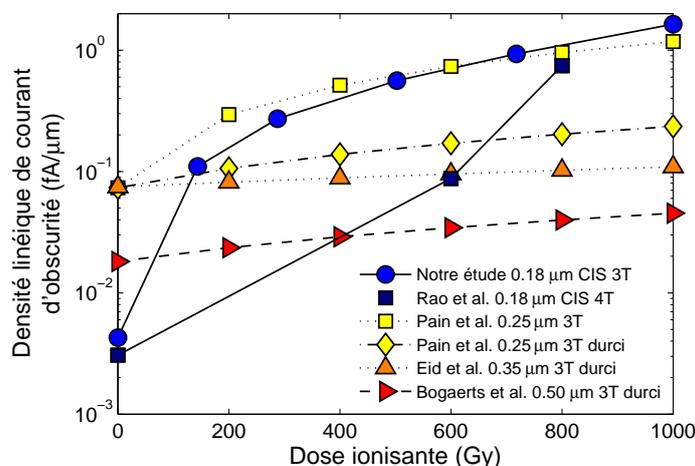


Fig. 3.44 – Comparaison des courants d’obscurité induits par des rayonnements ionisants et observés dans des capteurs d’image réalisés grâce à plusieurs technologies CMOS.

ce n’est pas le cas, il est directement mesuré sur le plan du pixel ou estimé à partir des informations disponibles.

Le résultat de cette comparaison est exposé sur la Fig. 3.44. Comme mentionné précédemment, tous les capteurs subissent une augmentation notable de courant d’obscurité. Avant irradiation, la matrice de pixels testée dans ce chapitre a un courant d’obscurité très bas. Ce résultat est en accord avec les performances attendues sur une technologie dédiée à l’imagerie. La valeur la plus basse est logiquement atteinte par la photodiode *pinned*[68–70] (pixel 4T) qui utilise un implant de surface P permettant d’éloigner l’oxyde STI de la zone dépeuplée. Après irradiation, ce courant parasite croît très rapidement dans le capteur d’image testé. Cette forte croissance indique que ce procédé de fabrication est bien plus sensible aux radiations ionisantes que les technologies précédentes.

## 3.5 Résumé et perspectives

### 3.5.1 Résumé du chapitre

Dans ce chapitre nous avons présenté l’application de la méthode présentée au chapitre dernier à l’étude des effets des rayonnements ionisants sur des capteurs d’image CMOS réalisés grâce à une technologie submicro-nique dédiée à l’imagerie. Uniquement deux dégradations ont été observées après absorption de 1 kGy de dose ionisante. Une baisse de la tension de saturation et une forte augmentation du courant d’obscurité. Grâce à une

analyse détaillée des comportements des oxydes et des composants élémentaires qui constituent ce capteur d'image, nous avons pu identifier la cause de ces variations.

La réduction du niveau de saturation a été attribuée à un effet de canal étroit induit par irradiation. Ce dernier a été localisé dans le transistor PMOS de sélection de colonne. Les charges positives piégées dans le STI sur les bords de ce transistor sont responsables de cette détérioration. Cet effet RINCE n'a pas été observé sur la chaîne de lecture NMOS. Les conditions de polarisation semblent être la cause de cette disparité de réponse entre structure à canal N et à canal P.

En ce qui concerne l'augmentation du courant d'obscurité moyen et de l'écart type associé, ils correspondent aux résultats présents dans la littérature. Des fonctions polynomiales du second ordre ont été ajustées sur ces courbes afin d'obtenir un modèle permettant d'estimer l'ampleur de la dégradation sur la plage de dose ionisante considérée. L'origine physique de cette évolution polynomiale reste à déterminer. Comme pour la baisse du niveau de saturation, l'étude des dispositifs élémentaires nous a permis de localiser précisément la cause de cet accroissement de courant parasite. Il provient du périmètre de la photodiode et de la source du transistor de recharge. Un modèle simple basé sur les augmentations de courants mesurés sur des photodiodes de grandes tailles a permis de valider cette hypothèse.

Jusqu'à 1 kGy, les autres parties du circuit ne semblent pas subir de façon remarquable l'effet des radiations ionisantes.

### 3.5.2 Travaux futurs et perspectives

Tout au long de ce chapitre nous avons mis en valeur des zones d'ombres qui justifieraient une étude approfondie. Parmi ces points on peut retenir les sujets suivants :

**Un modèle de courant d'obscurité** Le lien entre les densités de défauts dans le STI et le courant de génération dû au périmètre des photodiodes reste à valider par une modélisation analytique. Une simulation physique pourrait aussi permettre de confirmer cette hypothèse mais son utilisation serait beaucoup plus limitée que celle d'un modèle simple. Afin d'espérer atteindre ce but, une analyse plus fine des densités absolues de défauts dans les STI et ILD est nécessaire. Cela implique l'utilisation du pompage de charge et/ou de caractérisation DLTS pour suivre les densités d'états d'interface et de charges piégées dans des FOXFET et ILDFET irradiés.

**L'effet RINCE** Peu de travaux existent sur l'effet RINCE [51]. La polarisation semble avoir un effet très important sur l'apparition de ce phénomène. De plus, pour les transistors NMOS, la polarisation reconvenue comme pire cas semble éliminer l'effet alors qu'elle est supposée l'amplifier. En plus de ses conséquences sur la chaîne de lecture PMOS, une détérioration de toute la chaîne de lecture pourrait apparaître à plus forte dose. Une étude complète de l'effet RINCE sur des transistors PMOS de plusieurs facteurs de forme ainsi qu'une étude de l'effet de la polarisation sur l'effet RINCE dans les transistors NMOS pourraient avoir un impact conséquent sur les conditions de test des circuits CMOS réalisés en technologie fortement submicronique.

**Le comportement des oxydes épais** La tenue aux radiations des composants CMOS réalisés en technologie fortement submicronique est clairement limitée par les oxydes de champs [13, 24, 50]. Nous avons vu dans ce chapitre qu'ils présentent des comportements atypiques après recuit. Un des enjeux majeurs de l'étude des effets des radiations ionisantes sur les technologies CMOS réside dans l'étude détaillée de ces oxydes.

**L'effet du *burn in*** Shaneyfelt *et al.* ont montré que l'utilisation d'un recuit avant irradiation amplifie les effets des radiations ionisantes [71]. Ce type de recuit étant généralement utilisé dans l'industrie, l'impact d'une telle étape sur la tenue aux radiations des capteurs d'image pourrait être étudiée.

La suite logique de ces travaux est d'une part l'utilisation de ces conclusions pour renforcer la tenue aux radiations des capteurs d'image futurs. D'autre part cette étude pourra être étendue à d'autres technologies, en particulier à celles dites 4T qui proposent des photodiodes pinned [59, 68, 69, 72].

Ces résultats peuvent avoir un certain nombre de conséquences sur la façon dont sont réalisés et testés les capteurs d'image destinés à être exposés à l'environnement radiatif spatial :

**Durcissement des transistors** Mis à part l'effet RINCE sur le transistor de sélection de colonne, les transistors ne semblent pas dégrader le comportement du capteur, au moins jusqu'à 1 kGy. L'utilisation des transistors sans STI sur les bords n'est donc pas préconisée pour des doses comparables ou inférieures. Néanmoins, l'utilisation de transistors à grille fermée reste nécessaire pour éliminer le fort courant inverse de la source du transistor de recharge. Le transistor souffrant d'effet RINCE peut être facilement durci en élargissant son canal ou en utilisant une grille fermée.

**Durcissement des photodiodes** La tenue aux radiations des photodiodes doit absolument être améliorée. Outre les photodiodes *pinned* qui nécessitent une étude globale, les photodiodes à STI reculé, les structures entourées d'une grille[73] et les jonctions séparées du STI par un anneau P<sup>+</sup> [74] semblent prometteuses. Les distances jonction-STI, jonction-grille et jonction-P<sup>+</sup> restent à optimiser pour éliminer les effets non-souhaités.

**Standard et recuit** Nous avons démontré que la réponse des capteurs d'image dépend principalement des photodiodes et des oxydes d'isolation. Ces structures ne répondent pas aux radiations et aux recuits comme les grilles des transistors CMOS qui ont permis d'établir les normes de test actuelles [4, 5]. Il semble donc nécessaire d'adapter ces standards de test aux capteurs d'image en prenant en compte la spécificité de ces circuits.

**Expression du courant d'obscurité** Le courant d'obscurité mesuré sur nos capteurs est un courant de génération proportionnel au périmètre de la photodiode et indépendant de sa surface. Il est très probable qu'il en soit de même pour la majorité des capteurs d'image. La surface du pixel n'est pas supposée avoir un lien direct avec la valeur de ce courant parasite. C'est pourquoi nous recommandons d'exprimer le courant d'obscurité en ampère par unité de longueur. Cette densité linéique est obtenue en divisant la valeur du courant d'obscurité par le périmètre de la photodiode. Une telle représentation permet une réelle comparaison des courants d'obscurité des photodiodes des capteurs d'images CMOS contrairement à l'expression classique en nA/cm<sup>2</sup> faisant référence à la surface du pixel.

Enfin nous avons montré que cette technologie fortement submicronique dédiée à l'imagerie est beaucoup plus sensible aux rayonnements ionisants que les procédés de fabrication utilisés précédemment. Cette conclusion souligne l'importance de l'étude des effets des radiations ionisantes dans les capteurs d'image de demain.

## Bibliographie

- [1] T. P. Ma et P. V. Dressendorfer, *Ionizing Radiation Effects in MOS Devices and Circuits*. New York : Wiley-Interscience, 1989.
- [2] A. Holmes-Siedle et L. Adams, *Handbook of radiation effects*. Oxford science publications, 1994.

- 
- [3] F. Bezerra, "Test facilities and domain of application," dans *Space radiation environment and its effects on spacecraft components and systems*, Cepadues, Ed., Toulouse, juin 2004, p. 243–263.
- [4] *US Military standard test method*, US DoD, 2006, MIL-STD-883G SM1019.7.
- [5] *Total dose steady-state irradiation test method*, ESA/SCC, 2007, Basic specification No.22900.3.
- [6] S. Bourdarie, "Space radiation environment," dans *Space radiation environment and its effects on spacecraft components and systems*, Cepadues, Ed., Toulouse, juin 2004, p. 57–82.
- [7] P. Peyrard, T. Beutier, O. Serres, C. Chatry, R. Ecoffet, G. Rolland, D. Boscher, S. Bourdarie, C. Inguibert, P. Calvel, et R. Mangeret, "A toolkit for space environment," dans *Proc. RADECS*, 2003, p. 639–641.
- [8] "Space environment information system." En ligne : <http://www.spervis.oma.be/>
- [9] T. R. Oldham et J. M. McGarrity, "Comparison of  $^{60}\text{Co}$  and 10 keV X-ray response in MOS capacitors," *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. NS-30, p. 4377, 1983.
- [10] S. Witczak, R. Lacoë, J. Osborn, J. Hutson, et S. Moss, "Dose-rate sensitivity of modern nMOSFETs," *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 52, num. 6, p. 2602–2608, 2005.
- [11] D. Fleetwood, S. Kosier, R. Nowlin, R. Schrimpf, J. Reber, R.A., M. DeLaus, P. Winokur, A. Wei, W. Combs, et R. Pease, "Physical mechanisms contributing to enhanced bipolar gain degradation at low dose rates," *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 41, num. 6, p. 1871–1883, déc. 1994.
- [12] D. M. Fleetwood, P. S. Winokur, et J. R. Schwank, "Using laboratory x-ray and cobalt-60 irradiations to predict CMOS device response in strategic and space environments," *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 35, num. 6, p. 1497–1505, déc. 1988.
- [13] H. J. Barnaby, "Total-ionizing-dose effects in modern CMOS technologies," *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 53, num. 6, p. 3103–3121, 2006.
- [14] D. M. Fleetwood, P. S. Winokur, et T. L. Meisenheimer, "Hardness assurance for low-dose space applications," *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 38, num. 6, p. 1552–1559, déc. 1991.

- 
- [15] P. Winokur, M. Shaneyfelt, T. Meisenheimer, et D. Fleetwood, "Advanced qualification techniques," *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 41, num. 3, p. 538–548, 1994.
- [16] A. G. Revesz, "The Role of Hydrogen in SiO<sub>2</sub> Films on Silicon," *J. Electrochem. Soc.*, vol. 126, p. 122, 1979.
- [17] A. Karmarkar, B. Choi, R. Schrimpf, et D. Fleetwood, "Aging and baking effects on the radiation hardness of MOS capacitors," *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 48, num. 6, p. 2158–2163, déc. 2001.
- [18] M. P. Rodgers, D. M. Fleetwood, R. D. Schrimpf, I. G. Batyrev, S. Wang, et S. T. Pantelides, "The effects of aging on MOS irradiation and annealing response," *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 52, num. 6, p. 2642–2648, DEC 2005.
- [19] E. H. Snow, A. S. Grove, et D. J. Fitzgerald, "Effects of ionizing radiation on oxidized silicon surfaces and planar devices," *Proc. IEEE*, vol. 55, num. 7, p. 1168, juil. 1967.
- [20] P. J. McWhorter et P. S. Winokur, "Simple technique for separating the effects of interface traps and trapped-oxide charge in metal-oxide-semiconductor transistors," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 48, p. 133–135, jan. 1986.
- [21] H. E. Boesch Jr et F. B. McLean, "Hole transport and trapping in field oxides," *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. NS-32, p. 3940–3945, 1985.
- [22] K. Watanabe, M. Kato, T. Okabe, et M. Nagata, "Radiation hardened silicon devices using a novel thick oxide," *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. NS-32, num. 6, 1985.
- [23] A. Lelis, T. Oldham, et W. DeLancey, "Response of interface traps during high-temperature anneals," *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 38, num. 6, p. 1590–1597, 1991.
- [24] F. Faccio, H. J. Barnaby, X. J. Chen, D. M. Fleetwood, L. Gonella, M. McLain, et R. D. Schrimpf, "Total ionizing dose effects in shallow trench isolation oxides," *Microelectron. Rel.*, vol. 48, num. 7, p. 1000–1007, juil. 2008.
- [25] X. J. Zhou, D. M. Fleetwood, R. D. Schrimpf, F. Faccio, et L. Gonella, "Radiation effects on the 1/f noise of field-oxide field effect transistors," *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 55, déc. 2008.

- [26] M. Shaneyfelt, J. Schwank, D. Fleetwood, R. Pease, J. Felix, P. Dodd, et M. Maher, "Annealing behavior of linear bipolar devices with enhanced low-dose-rate sensitivity," *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 51, num. 6, p. 3172–3177, 2004.
- [27] D. Fleetwood, P. Dressendorfer, et D. Turpin, "A reevaluation of worst-case postirradiation response for hardened MOS transistors," *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. NS-34, num. 6, p. 1178–1183, 1987.
- [28] K. Kurosawa, T. Shibata, et H. Iizuka, "A new bird's-beak free field isolation technology for VLSI devices," dans *IEDM Tech. Dig.*, 1981, p. 384.
- [29] T. Iizuka, K. Chiu, et J. Moll, "Double threshold MOSFETs in bird's-beak free structures," dans *IEDM Tech. Dig.*, vol. 27, 1981.
- [30] M. Shaneyfelt, P. Dodd, B. Draper, et R. Flores, "Challenges in hardening technologies using shallow-trench isolation," *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 45, num. 6, p. 2584–2592, 1998.
- [31] J. Schwank, D. Fleetwood, M. Shaneyfelt, P. Winokur, C. Axness, et L. Riewe, "Latent interface-trap buildup and its implications for hardness assurance," *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 39, num. 6, p. 1953–1963, 1992.
- [32] A. S. Grove et D. J. Fitzgerald, "Surface effects on p-n junctions : Characteristics of surface space-charge regions under non-equilibrium conditions," *Solid-State Electron.*, vol. 9, num. 8, p. 783–806, 1966.
- [33] E. Nicollian et A. Goetzberger, "The Si-SiO<sub>2</sub> interface-electrical properties as determined by the metal-insulator-silicon conductance technique." *Bell Syst. Tech. J.*, vol. 46, p. 1055–1133, 1967.
- [34] A. Grove, O. Leistiko Jr, et W. Hooper, "Effect of surface fields on the breakdown voltage of planar silicon pn junctions," *IEEE Trans. Electron Devices*, vol. ED-14, num. 3, p. 157–162, 1967.
- [35] G. Vincent, A. Chantre, et D. Bois, "Electric field effect on the thermal emission of traps in semiconductor junctions," *J. Appl. Phys.*, vol. 50, num. 8, p. 5484–5487, 1979.
- [36] J. Frenkel, "On pre-breakdown phenomena in insulators and electronic semi-conductors," *Phys. Rev.*, vol. 54, num. 8, p. 647–648, 1938.

- [37] I. Chen, C. Teng, D. Coleman, A. Nishimura, T. Inc, et T. Dallas, "Interface trap-enhanced gate-induced leakage current in MOSFET," *IEEE Electron Device Lett.*, vol. 10, num. 5, p. 216–218, 1989.
- [38] C. Chang et J. Lien, "Corner-field induced drain leakage in thin oxide MOSFETs," dans *IEDM Tech. Dig.*, vol. 33, 1987.
- [39] T. Chang, C. Huang, et T. Wang, "Mechanisms of interface trap-induced drain leakage current in off-state n-MOSFET's," *IEEE Electron Device Lett.*, vol. 42, num. 4, p. 738–743, 1995.
- [40] B. R. Hancock, T. J. Cunningham, K. P. McCarty, G. Yang, C. J. Wrigley, P. G. Ringold, R. C. Stirbl, et B. Pain, "Multi-megarad (Si) radiation-tolerant integrated CMOS imager," dans *Proc. of SPIE*, vol. 4306, 2001, p. 147–155.
- [41] H. Kwon, I. Kang, B. Park, J. Lee, et S. Park, "The analysis of dark signals in the CMOS APS imagers from the characterization of test structures," *IEEE Trans. Electron Devices*, vol. 51, num. 2, p. 178–184, fév. 2004.
- [42] S. M. Sze, *Physics of Semiconductor Devices*, 2nd ed. New York : Wiley, 1981.
- [43] J. Adams et F. Coppage, "Field oxide inversion effects in irradiated CMOS devices," *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. NS-23, num. 6, p. 1604–1609, Jul 1976.
- [44] T. Oldham, A. Lelis, H. Boesch, J. Benedetto, F. McLean, et J. McGarity, "Post-irradiation effects in field-oxide isolation structures," *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 34, num. 6, p. 1184–1189, Dec 1987.
- [45] J. Terrell, T. Oldham, A. Lelis, et J. Benedetto, "Time dependent annealing of radiation-induced leakage currents in mos devices," *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 36, num. 6, p. 2205–2211, 1989.
- [46] A. Balasinski et T. Ma, "Ionizing radiation damage near CMOS transistor channel edges," *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 39, num. 6, p. 1998–2003, 1992.
- [47] V. Pershenkov, M. Chirokov, P. Bretchko, P. Fastenko, V. Baev, et V. Belyakov, "The effect of junction fringing field on radiation-induced leakage current in oxide isolation structures and nonuniform damage near the channel edges in MOSFETs," *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 41, num. 6, p. 1895–1901, 1994.

- [48] C. Brisset, V. Ferlet-Cavrois, O. Flament, O. Musseau, J. L. Leray, J. L. Pelloie, R. Escoffier, A. Michez, C. Cirba, et G. Bordure, "Two-dimensional simulation of total dose effects on NMOSFET with lateral parasitic transistor," *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 43, num. 6, p. 2651–2658, déc. 1996.
- [49] R. Lacoë, "CMOS scaling, design principles and hardening-by-design methodologies," dans *IEEE NSREC Short Course*, 2003.
- [50] A. H. Johnston, R. T. Swimm, G. R. Allen, et T. F. Miyahira, "Total dose effects in CMOS trench isolation regions," dans *Proc. RADECS*, 2008.
- [51] F. Faccio et G. Cervelli, "Radiation-induced edge effects in deep sub-micron CMOS transistors," *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 52, num. 6, p. 2413–2420, 2005.
- [52] H. L. Hughes et J. M. Benedetto, "Radiation effects and hardening of MOS technology : devices and circuits," *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 50, p. 500–501, juin 2003.
- [53] G. Anelli, M. Campbell, M. Delmastro, F. Faccio, S. Floria, A. Giraldo, E. Heijne, P. Jarron, K. Kloukinas, A. Marchioro, P. Moreira, et W. Snoeys, "Radiation tolerant VLSI circuits in standard deep sub-micron CMOS technologies for the LHC experiments : practical design aspects," *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 46, num. 6, p. 1690–1696, 1999.
- [54] A. Giraldo, A. Paccagnella, et A. Minzoni, "Aspect ratio calculation in n-channel MOSFETs with a gate-enclosed layout," *Solid State Electron.*, vol. 44, num. 6, p. 981–989, 2000.
- [55] R. Nowlin, S. McEndree, A. Wilson, et D. Alexander, "A new total-dose-induced parasitic effect in enclosed-geometry transistors," *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 52, num. 6, p. 2495–2502, déc. 2005.
- [56] 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.
- [57] M. Turowski, A. Raman, et R. D. Schrimpf, "Nonuniform total-dose-induced charge distribution in shallow-trench isolation oxides," *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 51, num. 6, p. 3166–3171, DEC 2004.

- [58] D. A. Neamen, *Semiconductor physics and devices*, 2nd ed. Irwin, 1997.
- [59] P. R. Rao, X. Wang, et A. J. P. Theuwissen, "Degradation of CMOS image sensors in deep-submicron technology due to  $\gamma$ -irradiation," *Solid-State Electron.*, vol. 52, num. 9, p. 1407–1413, sept. 2008.
- [60] J. Bogaerts, B. Dierickx, G. Meynants, et D. Uwaerts, "Total dose and displacement damage effects in a radiation-hardened CMOS APS," *IEEE Trans. Electron Devices*, vol. 50, num. 1, p. 84–90, 2003.
- [61] G. R. Hopkinson, A. Mohammadzadeh, et R. Harboe-Sorensen, "Radiation effects on a radiation-tolerant CMOS active pixel sensor," *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 51, num. 5, p. 2753–2761, oct. 2004.
- [62] M. Deveaux, J. Berst, W. de Boer, M. Caccia, G. Claus, G. Deptuch, W. Dulinski, G. Gaycken, D. Grandjean, L. Jungermann, J. Riester, et M. Winter, "Charge collection properties of X-ray irradiated monolithic active pixel sensors," *Nucl. Instr. Meth. A*, vol. 552, p. 118–123, 2005.
- [63] G. R. Hopkinson, "Radiation effects in a CMOS active pixel sensor," *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 47, num. 6, p. 2480–2484, déc. 2000.
- [64] M. Cohen et J.-P. David, "Radiation-induced dark current in CMOS active pixel sensors," *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 47, num. 6, p. 2485–2491, déc. 2000.
- [65] E.-S. Eid, T. Y. Chan, E. R. Fossum, R. H. Tsai, R. Spagnuolo, J. Deily, W. B. Byers, et J. C. Peden, "Design and characterization of ionizing radiation-tolerant CMOS APS image sensors up to 30 Mrd (Si) total dose," *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 48, num. 6, p. 1796–1806, déc. 2001.
- [66] B. Pain, B. R. Hancock, T. J. Cunningham, S. Seshadri, C. Sun, P. Peddada, C. J. Wrigley, et R. C. Stirbl, "Hardening CMOS imagers : radhard-by-design or radhard-by-foundry," dans *Proc. SPIE*, vol. 5167, 2004, p. 101–110.
- [67] J. R. Srour et R. A. Hartmann, "Enhanced displacement damage effectiveness in irradiated silicon devices," *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 36, num. 6, p. 1825–1830, déc. 1989.
- [68] I. Inoue, H. IHARA, H. Yamashita, T. Yamaguchi, H. Nozaki, et R. Miyagawa, "Low Dark Current Pinned Photo-Diode for CMOS Image Sensor." *Eizo Joho Media Gakkai Gijutsu Hokoku*, vol. 23, num. 49, p. 25–30, 1999.

- 
- [69] B. Burkey, W. Chang, J. Littlehale, T. Lee, T. Tredwell, J. Lavine, et E. Trabka, "The pinned photodiode for an interline-transfer CCD image sensor," dans *IEDM Tech. Dig.*, 1984, p. 28–31.
- [70] A. El Gamal et H. Eltoukhy, "CMOS image sensors," *IEEE Circuits and Devices Magazine*, vol. 21, num. 3, p. 6–20, mai - juin 2005.
- [71] M. Shaneyfelt, D. Fleetwood, J. Schwank, T. Meisenheimer, et P. Winokur, "Effects of burn-in on radiation hardness," *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 41, num. 6, p. 2550–2559, déc. 1994.
- [72] T. Lule, S. Benthien, H. Keller, F. Mutze, P. Rieve, K. Seibel, M. Sommer, et M. Bohm, "Sensitivity of CMOS based imagers and scaling perspectives," *IEEE Trans. Electron Devices*, vol. 47, num. 11, p. 2110–2122, nov. 2000.
- [73] B. Pain, G. Yang, M. Ortiz, B. h. C. Wrigley, et T. Cunningham, "Analysis and enhancement of low-light-level performance of photodiode-type CMOS active pixel imagers operated with sub-threshold reset," dans *1999 IEEE Workshop on CCDs and AIS*, Nagano, juin 1999.
- [74] W. Dulinski, G. Deptuch, Y. Gornushkin, P. Jalocho, J.-L. Riester, et M. Winter, "Radiation hardness study of an APS CMOS particle tracker," dans *Proc. IEEE NSS*, vol. 1, 2001, p. 100–103.



# Chapitre 4

## Application aux effets des protons

### Plan du chapitre

---

<b>4.1</b>	<b>Détails expérimentaux . . . . .</b>	<b>152</b>
<b>4.2</b>	<b>Dégradation des performances du capteurs . . .</b>	<b>155</b>
<b>4.3</b>	<b>Signal télégraphique aléatoire . . . . .</b>	<b>165</b>
<b>4.4</b>	<b>Résumé et perspectives . . . . .</b>	<b>183</b>

---

Dans ce chapitre nous analysons les effets de l'exposition de capteurs d'image CMOS à des flux de protons. L'utilisation de protons présente les intérêts suivants :

- ils génèrent des effets de déplacement et sont donc complémentaires d'une irradiation au  $^{60}\text{Co}$ .
- ils sont représentatifs de l'environnement radiatif dans lequel la plupart des satellites sont plongés [1, 2]. Malgré le choix d'orbites permettant de minimiser le flux de ces particules, un satellite est régulièrement traversé par des protons issus du vent solaire, des éruptions solaires, des ceintures de radiation ou du rayonnement cosmique (voir chapitre 1).
- en comparaison des autres types de particules capables d'induire des effets de déplacement significatifs<sup>1</sup>, les protons sont facilement accessibles dans les accélérateurs de particules [3].
- ils sont généralement utilisés pour la qualification de composants pour l'environnement radiatif spatial. Ils servent en particulier à générer des effets de déplacement [4] et des évènements singuliers [3].

---

1. Comme les neutrons qui présentent en plus l'avantage de déposer la grande majorité de leur énergie sous forme de déplacement.

Un problème se pose néanmoins lorsque ces particules sont utilisées pour l'étude de dégradations permanentes. Le long de sa trajectoire, un proton perd la grande majorité de son énergie sous forme d'ionisation (voir chapitre 1). Les ions hydrogène induisent donc des effets de dose ionisante importants qu'il est nécessaire de dissocier des effets de dose non ionisante pour étudier correctement les conséquences des déplacements atomiques.

Ce chapitre débute par la description des conditions expérimentales. Ensuite la méthode présentée au chapitre 2 est utilisée pour réaliser la discrimination entre dose ionisante et non ionisante. Elle est également appliquée pour mettre en évidence les points faibles des capteurs d'image irradiés.

La troisième partie est consacrée au signal télégraphique aléatoire, plus communément appelé RTS pour *Random Telegraph Signal*. Ce phénomène découvert il y a une quinzaine d'années par Hopkins et Hopkinson [5] dans les capteurs d'image reste mal compris et un nombre limité de travaux y sont consacrés. Actuellement, le plus grand mystère concerne la nature du défaut à l'origine de ce bruit. Contrairement aux autres effets abordés dans ce manuscrit, la création et la nature des centres RTS n'ont pas été suffisamment étudiées dans la littérature pour que nous puissions nous en servir de base. Le principe d'étude proposé ne peut donc plus être respecté dans ce cas précis. Nous exposons cependant dans cette section une méthode de traitement et les premiers résultats obtenus sur les circuits irradiés.

## 4.1 Détails expérimentaux

### 4.1.1 Véhicule de test

Le circuit intégré utilisé pour cette étude ainsi que les points clés du procédé de fabrication sont détaillés dans les sections 3.1.1 et 3.1.2 du chapitre 3.

### 4.1.2 Sélection des structures de test

Dans ce chapitre, nous nous intéressons aux effets de déplacement. Parmi les structures élémentaires retenues au chapitre 2, seule la diode contrôlée permet de recueillir des renseignements sur l'état de santé du silicium cristallin. L'étude des structures élémentaires est donc réalisée à l'aide des diodes contrôlées. Même si certains effets peuvent apparaître à forte dose [6], nous n'attendons pas de variations significatives sur les caractéristiques des transistors MOS pour les flux intégrés utilisés ici. Par conséquent, la majorité

de l'étude des dispositifs se focalise sur les photodiodes. La dernière partie se concentre logiquement sur les capteurs d'image complets.

### 4.1.3 Conditions d'irradiation

Un certain nombre de contraintes sont imposées par les opportunités d'irradiation dont nous avons pu profiter. À un créneau d'irradiation correspondent une énergie et un flux. Cette énergie cinétique peut généralement être réduite sur une plage limitée par l'utilisation d'atténuateurs [3]. Le flux peut lui aussi être modifié, mais c'est une opération plus lourde que nous avons souhaité éviter pour utiliser au mieux le créneau disponible. La durée de ce dernier étant limitée, la plage de flux intégré est elle aussi bornée. Ces contraintes sont résumées dans le Tab. 4.1.

En plus des limitations imposées par les accélérateurs, les couples énergie/flux intégré doivent permettre :

- de révéler des effets susceptibles d'apparaître lors de missions spatiales,<sup>2</sup>.
- d'observer la proportionnalité éventuelle des résultats avec le flux intégré,
- d'observer la dépendance des dégradations sur le NIEL.

Toutes ces contraintes ont conduit aux conditions d'irradiation résumée dans le Tab. 4.2. Les doses d'énergie déposée indiquées dans ce tableau ont été calculées grâce aux valeurs de LET (SRIM [7]) et de NIEL (Dale [8]) présentées sur les Fig. 4.1a et 4.1b et grâce aux équations (1.19) et (1.20) p. 20. On peut noter un très bon accord entre toutes ces courbes. Le code SRIM n'a pas été utilisé pour le calcul du NIEL car il donne uniquement le pou-

2. Le flux de protons intégré pour une mission scientifique typique est au plus de  $10^{11}$  H<sup>+</sup>/cm<sup>2</sup> pour les protons d'énergie supérieure à 15 MeV [1]. Les énergies les plus représentatives des protons susceptibles de participer significativement à la dégradation des circuits embarqués sont de l'ordre de la dizaine de MeV. Les protons d'énergie bien inférieure sont arrêtés par les blindages alors que les protons d'énergie bien supérieure sont trop rares pour jouer un rôle important.

Tab. 4.1 – Détails des créneaux d'irradiation utilisés pour l'étude des effets des protons.

Site	Type	Energie primaire	Flux intégré max
UCL, Belgique	cyclotron	62 MeV	qqqs $10^{11}$
KVI, Pays-Bas	cyclotron	184 MeV	qqqs $10^{10}$
Isotron, Royaume-Uni	tandem	7.4 MeV	qqqs $10^9$

Tab. 4.2 – Détails des irradiations aux protons. La dose ionisante équivalente (TID) et la dose de déplacement équivalente (DDD) sont présentées. Les courants d’obscurité avant et après irradiation sont aussi indiqués.

Circuit #	Site	Énergie (MeV)	Flux intégré ( $\text{cm}^{-2}$ )	TID (Gy)	DDD (TeV/g)	$I_{\text{obs}}$ pre/post (fA)
1	KVI	50	$8.8 \times 10^9$	14	34.2	0.14/0.58
2	KVI	100	$1.5 \times 10^{10}$	14	38.9	0.14/0.51
3	KVI	184	$2.4 \times 10^{10}$	14	48.3	0.16/0.61
4	KVI	50	$2.0 \times 10^{10}$	32	77.6	0.14/1.07
5	KVI	50	$5.0 \times 10^9$	8	19.4	0.14/0.43
6	Isotron	7.4	$3.2 \times 10^9$	22	31.6	0.15/0.59
7	UCL	9.3	$1 \times 10^{10}$	59	83.2	0.21/1.11
8	UCL	62	$3 \times 10^{11}$	402	1022.8	0.25/12.1
9	UCL	62	$1 \times 10^{11}$	134	340.9	0.18/3.94

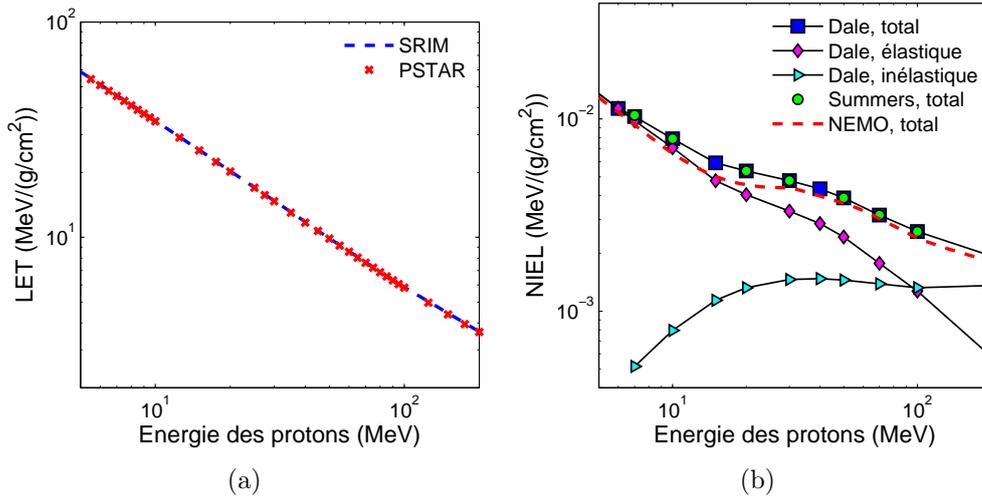


Fig. 4.1 – Taux d’énergie déposée dans le silicium par des protons dont l’énergie est comprise entre 5 et 200 MeV dans le silicium. Le taux d’énergie déposée par ionisation est représenté par le LET (a), et le taux d’énergie déposée par déplacements atomiques est représenté par le NIEL (b). Les valeurs de LET exposées proviennent du code de calcul SRIM [7, 10] et des tables de PSTAR [11, 12]. Les valeurs de NIEL sont issues des données tabulées de Dale *et al.* [8] et de Summers *et al.* [12]. Les valeurs générées par le code de calcul NEMO [13] sont présentées pour comparaison.

voir d’arrêt nucléaire et ne tient donc pas compte du seuil de déplacement. Ce seuil est particulièrement important pour les NIEL à basse énergie. De plus, SRIM ne tient compte que des interactions coulombiennes. Au delà d’environ 10 MeV [4, 9] les interactions nucléaires jouent un rôle significatif et l’utilisation de SRIM n’est alors plus adaptée pour le calcul du NIEL.

Les expositions aux flux de particules ont eu lieu à température ambiante et sans polarisation. Les effets de déplacement sont peu sensibles à la polarisation. Par conséquent, la mise à la masse des composants durant l'irradiation permet de diminuer les effets de dose pour mettre en valeur des effets de déplacement [4]. Pour des raisons pratiques, dont des contraintes de désactivation, les mesures ont eu lieu entre un et trois mois après l'exposition. L'évolution des défauts durant cette période est supposée négligeable [14].

## 4.2 Dégradation des performances des capteurs

### 4.2.1 Étude du silicium cristallin

La diode contrôlée à double grille présentée sur la Fig. 4.2<sup>3</sup> a été exposée à un flux de protons de 50 MeV. La hausse du courant inverse de cette diode après exposition est montrée sur la Fig. 4.3. Cette augmentation est simplement obtenue en soustrayant l'intensité mesurée après irradiation par l'intensité mesurée avant irradiation. Les deux conditions de caractérisations permettent de séparer les contributions du volume dépeuplé, de l'interface de l'oxyde de grille et du STI.

Sur la caractéristique  $V_{G2} = -1$  V et  $V_{G1}$  variable (Fig. 4.3), la grille 2 est portée en accumulation et la jonction PN est isolée du STI (voir Fig. 4.2a). Le courant résultant provient donc uniquement de la jonction et de la zone dépeuplée de la grille 1 (voir 4.2a). En régime d'accumulation sous la grille 1 ( $V_{G1} < -0.65$  V) on voit clairement un accroissement d'environ 50 fA indiquant une génération de défauts dans le volume dépeuplé de la jonction.

3. Voir la section 3.2.3 pour plus de détails.

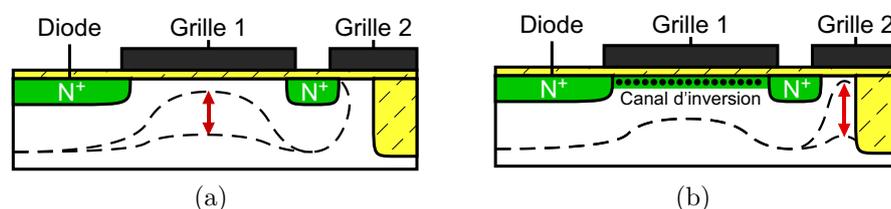


Fig. 4.2 – Vue en coupe de la diode contrôlée dans les deux configurations de test. (a) La grille 2 est en accumulation et la tension de la grille 1 est balayée pour faire varier la zone dépeuplée correspondante. (b) La grille 1 est en régime d'inversion et la zone dépeuplée correspondante à la grille 2 est ajustée par l'application d'une tension sur cette grille. La jonction est polarisée en inverse à  $V_D = 2.4$  V.

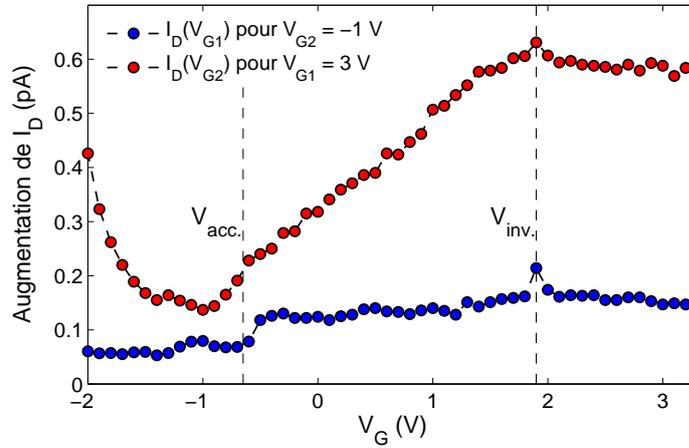


Fig. 4.3 – Augmentation du courant inverse d’une diode contrôlée exposée à un flux de protons de 50 MeV pour deux configurations de test (voir Fig. 4.2). Le flux intégré est égal à  $8.8 \times 10^9 \text{ H}^+/\text{cm}^2$ .

Aucune augmentation exponentielle n’est observable lorsque la tension de grille devient fortement négative. La densité d’état d’interface n’a donc pas varié de façon significative. Les dommages induits par l’irradiation semblent donc localisés dans le volume. Cette première supposition est confirmée par l’absence d’une réduction significative du courant lorsque la grille 1 passe au régime d’inversion ( $V_{G1} > 1.9 \text{ V}$ ). Par conséquent, nous pouvons affirmer que lorsque la diode est isolée du STI, le courant parasite généré par les protons provient uniquement des déplacements atomiques.

La caractéristique avec  $V_{G1} = 3 \text{ V}$  et  $V_{G2}$  variable (Fig. 4.3) nous renseigne sur le volume sous la deuxième grille et la paroi du STI. Dans cette configuration (voir 4.2b), la grille 1 est en inversion et le courant total est constitué du courant du volume sous la grille 1 et du courant de la zone dépeuplée de la grille 2. Pour  $V_{G2} = -1 \text{ V}$  on retrouve logiquement la dernière valeur atteinte sur la caractéristique précédente. Ensuite, l’augmentation linéaire de l’intensité avec  $V_{G2}$  indique une forte croissance du nombre de défauts recouvert par la zone dépeuplée. Une fois l’inversion passée,  $I_D$  ne diminue pas et reste quasiment constant. Comme pour la grille 1, on n’observe pas de contribution significative des états d’interfaces. Nous savons que le volume sous la deuxième grille est très faible en comparaison du volume sous la première. Par conséquent, tout indique que ces défauts proviennent de l’interface du STI. Après inversion, seule la surface sous la grille 2 est inversée et toute la paroi de la tranchée participe encore au courant total. Les effets de dose ionisante semblent donc jouer un rôle important.

Tab. 4.3 – Estimation grossière des densités de défauts dans le volume de la diode contrôlée irradiée et valeurs du facteur de dommage.

Région	Jonction	Volume grille 1	Volume grille 2
$W_{\text{dep}} (\mu\text{m})$	2.08	1.98	1.98
$K_{\text{dd}} (\text{e}^-/\text{cm}^3/\text{s}/(\text{Mev}/\text{g}))$	$0.65 \times 10^5$	$0.56 \times 10^5$	$337 \times 10^5$
$\Delta N_{\text{t}} (\text{cm}^{-3})$	$1.5 \times 10^{11}$	$1.3 \times 10^{11}$	$7.8 \times 10^{12}$

Comme pour les effets de dose ionisante, il est possible d'estimer grossièrement ces variations de densité de défauts grâce aux équations (2.27) et (2.31) p. 71. En prenant une section efficace effective<sup>4</sup> de  $10^{-16} \text{ cm}^2$  on trouve les valeurs présentées dans le Tab. 4.3. L'épaisseur dépeuplée à la jonction est calculée grâce à la formule bien connue pour une jonction abrupte fortement dissymétrique [16] :

$$W_{\text{PN}} = \sqrt{\left(\frac{2\epsilon(V_{bi} + V_D)}{qN_A}\right)}, \quad (4.1)$$

avec  $V_D$  la tension inverse de la diode,  $V_{bi}$  la tension de diffusion [17] ou *built in potential* [16] et  $N_A$  la concentration en atomes accepteurs dans la zone P. Une valeur typique<sup>5</sup> de 0.9 est prise pour  $V_{bi}$  et  $N_A$  est supposée égale à  $10^{15} \text{ cm}^{-3}$ . Pour la zone de déplétion sous la grille, le cas de la diode contrôlée a été traité par Grove et Fitzgerald [18]. Ces travaux ont conduit à l'expression suivante de l'épaisseur de zone dépeuplée sous la grille après inversion :

$$W_{\text{MOS}} = \sqrt{\left(\frac{2\epsilon(V_D + V_{\text{inv}})}{qN_A}\right)}, \quad (4.2)$$

avec  $V_{\text{inv}} = 2kT \ln(N_A/n_i)/q$  [16]. Les concentrations absolues de défauts ainsi obtenues ne peuvent pas réellement être discutée compte tenue de l'incertitude sur la section efficace qui peut varier de  $10^{-17}$  à  $10^{-14} \text{ cm}^2$  [15]. Une analyse DLTS serait nécessaire pour les déterminer précisément. Ces densités peuvent néanmoins être comparées entre elles. On voit bien dans le Tab. 4.3 que la même densité de défauts est générée dans la jonction PN et sous la grille. Le flux étant uniforme sur la surface considérée, ce résultat était attendu. Au contraire, la concentration de défauts estimée sous la grille 2 est quasiment deux ordres de grandeur au dessus des deux autres densités.

4. On trouve par exemple  $2 \times 10^{-16} \text{ cm}^2$  pour les bi-lacunes [15]

5. [16] Fig. 11 p. 76

Seuls les états d'interface sur les parois de la tranchée STI peuvent expliquer ce résultat. Le calcul des facteurs de dommage effectués grâce à [19]

$$K_{dd} = \frac{I}{qW_{\text{dep}}AD_{\text{dd}}}, \quad (4.3)$$

conduit aux mêmes conclusions. Il peut être comparé à la valeur universelle établie par Srour et Lo [19] pour les dommages de déplacement dans le silicium<sup>6</sup>. Dans la jonction et sous la première grille, ce facteur est proche de la valeur universelle alors qu'il est au moins vingt fois supérieur sous la deuxième grille.

Toutes ces observations confirment l'hypothèse d'une détérioration importante causée par ionisation. À l'échelle des photodiodes intra-pixel, les effets de dose ont de fortes chances de dominer les dégradations.

## 4.2.2 Effets sur les dispositifs

### 4.2.2.1 Photodiodes

**Courant d'obscurité** Comme pour les photodiodes exposées aux rayons  $\gamma$ , les structures irradiées par des protons subissent une forte hausse de courant d'obscurité. La Fig. 4.4 montre les caractéristiques I-V inverses de photodiodes irradiées à une dose de déplacement comparable (Tab.4.2, circuits 1, 2 et 3). Leur courant d'obscurité croît linéairement avec la tension

6. Le facteur universel extrapolé à 296.15 K grâce à une énergie d'activation de 0.63 eV est compris entre  $0.9 \times 10^5$  et  $1.8 \times 10^5$  e<sup>-</sup>/cm<sup>3</sup>/s/(MeV/g).

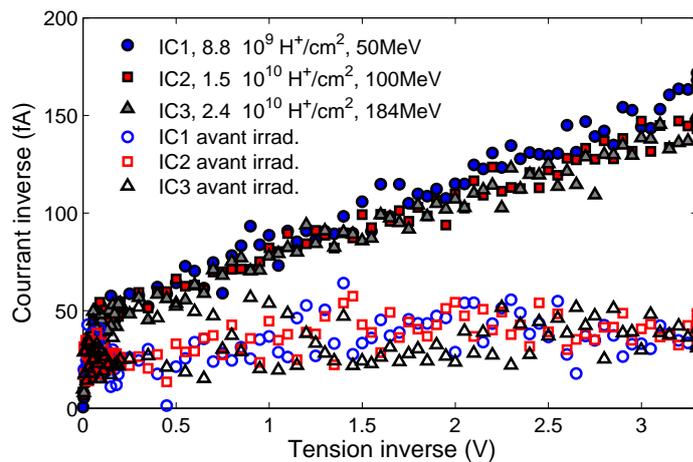


Fig. 4.4 – Caractéristiques courant-tension inverses des photodiodes de  $2000 \times 5 \mu\text{m}^2$  irradiées.

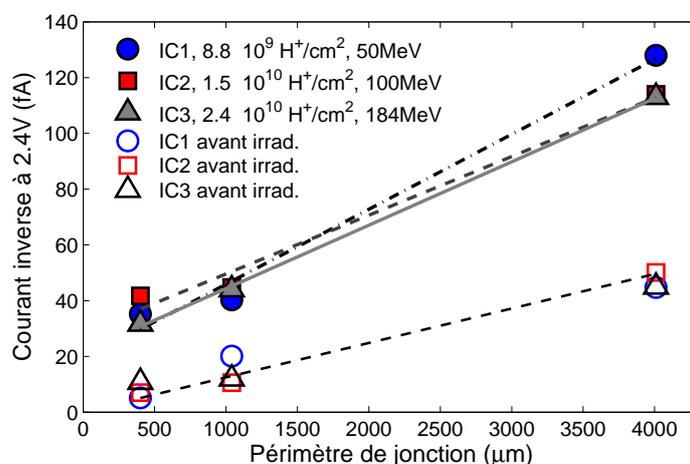


Fig. 4.5 – Évolution du courant d'obscurité à 2.4 V en fonction du périmètre.

Tab. 4.4 – Densités de courant périmétrique et surfacique des circuits 1, 2 et 3 avant et après irradiation. Les extrapolations de ces courants à l'échelle d'un pixel sont représentés par les intensités  $I_{\text{perim}}$  et  $I_{\text{surf}}$ . En plus des structures de la Fig. 4.5, les diodes de  $800 \times 800 \mu\text{m}^2$  ont été utilisées pour affiner les valeurs de la composante surfacique. Le courant de diffusion reste inférieur à  $0.1 \text{ (aA}/\mu\text{m}^2)$ .

	Avant irradiation	Après irradi. 50 MeV	Après irradi. 100 MeV	Après irradi. 180 MeV
$J_{\text{grp}}$ (aA/ $\mu\text{m}$ )	10	27	23	23
$J_a$ (aA/ $\mu\text{m}^2$ )	< 0.1	1	0.9	1
$I_{\text{perim}}$ (fA)	0.3	0.9	0.8	0.9
$I_{\text{surf}}$ (fA)	0.007	0.07	0.07	0.07

inverse. La pente de cette progression est considérablement amplifiée par les irradiations. Les protons ont donc générés un nombre important de défauts dans la zone dépeuplée conduisant à un courant de génération élevé. On peut noter que quel que soit l'énergie des protons incidents, on observe la même dégradation pour une dose de déplacement similaire.

La Fig. 4.5 nous renseigne sur l'origine de ce courant. On y voit son évolution lorsque le périmètre des photodiodes varie, l'aire des jonctions étant gardée constante. Les contributions périmétrique et surfacique extraites de ce graphique sont exposées dans le Tab. 4.4. Une extrapolation de ces intensités à l'échelle d'une photodiode intra-pixel est aussi indiquée. Le premier constat est une forte domination de la composante périmétrique avant et après irradiation. Avant exposition, la forte densité de centres de génération

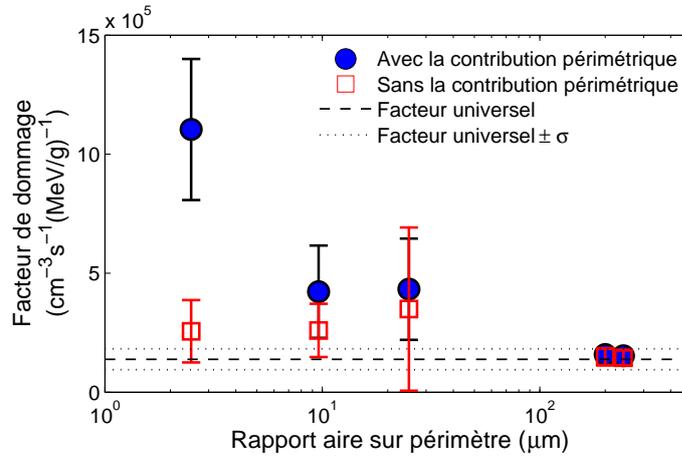


Fig. 4.6 – Facteur de dommage en fonction du rapport périmètre sur aire des diodes irradiées.

sur les parois du STI [20] explique ce constat. Sur les composants irradiés, les deux seules causes susceptibles d'expliquer ce résultat sont :

- des états d'interfaces induits par ionisation sur les parois des tranchées<sup>7</sup>,
- une amplification du processus de génération due à un champ électrique élevé [21, 22] sur le périmètre de la photodiode.

En regard des résultats obtenus sur les diodes contrôlées, la première solution est la plus probable. De plus, nous avons déjà vu que les forts champs électriques ne sont pas attendus dans ces photodiodes réalisées avec une technologie optimisée pour les capteurs d'image.

Les extrapolations de courant d'obscurité à l'échelle du pixel (Tab. 4.5) sont proches<sup>8</sup> des valeurs mesurées du Tab. 4.2 pour les trois premiers circuits. L'écart est un peu plus prononcé avant irradiation (jusqu'à un facteur deux), mais la hausse du courant estimée n'est que 1.4 fois supérieure aux valeurs mesurées.

Nous avons aussi souhaité retrouver le facteur de dommage universel de Srour et Lo [19] sur ces photodiodes. Le résultat de cette comparaison est présentée sur la Fig. 4.6 en fonction du rapport aire sur périmètre des photodiodes de test. Si la composante périmétrique n'est pas soustraite, les facteurs de dommage obtenus sur les jonctions avec un périmètre important sont surestimés, très probablement à cause des effets d'ionisations sur

7. Voir le chapitre précédent.

8. En comparaison des erreurs introduites par les extrapolations linéaires sur une petite population de photodiodes et le rapport d'échelle important entre les structures de test et les photodiodes intra-pixel.

les STI. Une fois la contribution du périmètre soustraite, on trouve des valeurs compatibles avec le facteur de dommage universel. Quand le rapport aire sur périmètre est suffisamment grand pour réduire significativement les incertitudes sur le courant surfacique, le facteur de dommage correspond précisément à la valeur universelle. Ce résultat important renforce la pertinence des résultats obtenus et montre pour la première fois<sup>9</sup> que les dommages de déplacement dans les capteurs d'image CMOS suivent bien la loi établie sur d'autres composants optoélectroniques par Srour et Lo.

**Photoréponse** Des mesures de rendement quantique externe ont pu être effectuées sur les photodiodes du circuit 4. Aucune variation n'a été détectée.

#### 4.2.2.2 MOSFETs

A part un très léger effet RINCE sur un transistor PMOS, aucun changement significatif n'a été observé sur les caractéristiques I-V des transistors MOS exposés à des flux de protons. Les faibles doses ionisantes déposées<sup>10</sup> combinées à l'absence de polarisation limitent assez les effets d'ionisation pour qu'ils ne soient pas visibles. Les déplacements atomiques peuvent compenser les atomes dopants [24]. Cette compensation induit une diminution des concentrations de porteurs majoritaires qui peut accroître la résistance série des MOSTs. Cependant, des flux intégrés bien plus importants que  $10^{12} \text{ H}^+/\text{cm}^2$  sont nécessaires pour influencer sur le fonctionnement des transistors MOS [25]. Les résultats obtenus semblent donc cohérents.

### 4.2.3 Dégradation du capteur

#### 4.2.3.1 Paramètres inchangés

Les paramètres suivants du capteur n'ont pas été touchés par les irradiations :

- la fonction de transfert électro-optique
- la fonction de transfert électronique
- le facteur de conversion
- le rendement quantique externe

Seul le courant d'obscurité a été modifié par ces irradiations, nous nous concentrons donc dans ce chapitre sur l'évolution du courant d'obscurité.

---

9. Bogaerts *et al.* [23] sont arrivés à une valeur quatre fois inférieure au facteur universel.

10. Les transistors MOS du circuit 8 n'ont pas pu être caractérisés. Parmi les transistors caractérisés, les plus irradiés n'ont reçu que 134 Gy (circuit 9).

### 4.2.3.2 Courant d'obscurité

L'augmentation moyenne du courant d'obscurité après irradiation est comparée d'une part aux effets de déplacements sur la Fig. 4.7a et, d'autre part, aux effets d'ionisation sur la Fig. 4.7b. La contribution des déplacements atomiques a été estimée grâce à l'équation (4.3) avec un volume dépeuplé d'environ  $1.16 \mu\text{m}$  pour une polarisation inverse de 2.4 V. Ce volume a été grossièrement évalué par des mesures capacité-tension. En accord avec les déductions précédentes, la dégradation obtenue est bien supérieure aux effets de déplacement attendus. En revanche, on voit nettement sur la Fig. 4.7b que les effets de dose ionisante estimés sont largement suffisants pour expliquer la hausse moyenne de courant d'obscurité. On peut donc en conclure que les effets d'ionisation dominent la dégradation moyenne observée.

Les Fig. 4.8a et Fig. 4.8b présentent les énergies d'activation du courant d'obscurité de chaque pixel avant et après irradiation. Nous avons déjà mentionné au chapitre précédent que la légère corrélation entre les courants d'obscurité élevés et les énergies d'activation basses (bien inférieure à 0.63 eV) suggèrent un léger effet d'amplification dû au champ électrique [26]

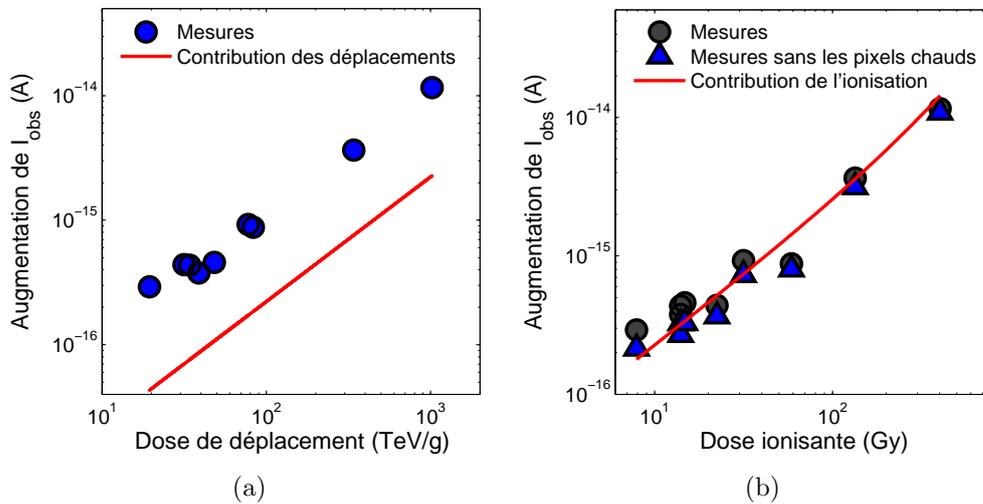


Fig. 4.7 – Comparaison entre l'augmentation moyenne du courant d'obscurité et (a) la contribution des effets de déplacements estimés grâce au facteur universel de Srour et Lo [19] et aussi (b) la contribution des effets de dose ionisante estimés grâce au modèle polynomial du second ordre du chapitre précédent. Le courant d'obscurité moyen sans les pixels chaud (pixels dont la valeur de courant d'obscurité est à plus de trois écarts types de la moyenne) est aussi exposé pour une comparaison plus pertinente avec les effets de dose.

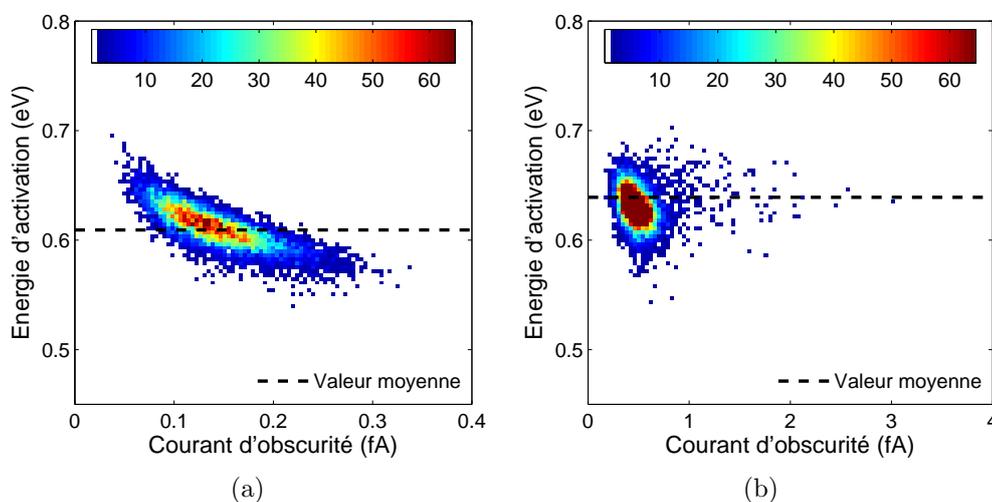


Fig. 4.8 – Énergies d'activation du courant d'obscurité de tous les pixels d'un capteur non irradié et du capteur 1 après exposition aux flux de protons. La valeur du courant d'obscurité à 23°C est reportée sur l'axe des abscisses.

avant irradiation. Après exposition, cette corrélation disparaît peu à peu et les points de la Fig. 4.8b tendent à s'aligner sur la valeur moyenne, même pour les courants d'obscurité les plus élevés. Cette énergie moyenne vaut environ 0.64 eV, ce qui correspond bien, une fois encore, à la valeur typique des courants de génération observés dans les composants irradiés dans lesquels n'apparaît pas d'amplification due au champ électrique [19, 27, 28]. L'énergie déposée par ionisation est donc l'unique cause de ce courant moyen élevé.

Les déplacements ont un impact négligeable sur le courant d'obscurité moyen mais ils jouent un rôle important dans la dégradation de l'uniformité du courant d'obscurité. Les Fig. 4.9a et Fig. 4.9b illustrent cette contribution. Les distributions en pointillés sont des distributions gaussiennes dont l'écart type a été déterminé grâce au modèle polynomial discuté au chapitre précédent (équation (3.5 p. 132)). Elles représentent la contribution de l'ionisation aux non-uniformités mesurées. La valeur moyenne et l'amplitude de ces gaussiennes ont été artificiellement ajustées pour correspondre au maximum de la distribution réelle. A faible dose de déplacement (jusqu'à environ 100 TeV/g), la majorité des disparités observées sont dues à l'ionisation (Fig. 4.9a). On observe cependant une queue de distribution typique des effets de déplacement [28–33], généralement attribuée aux interactions inélastique [34] ou aux forts champs électriques [23]. Quel que soit la dose de déplacement déposée, cette population de pixels chauds augmente, d'un

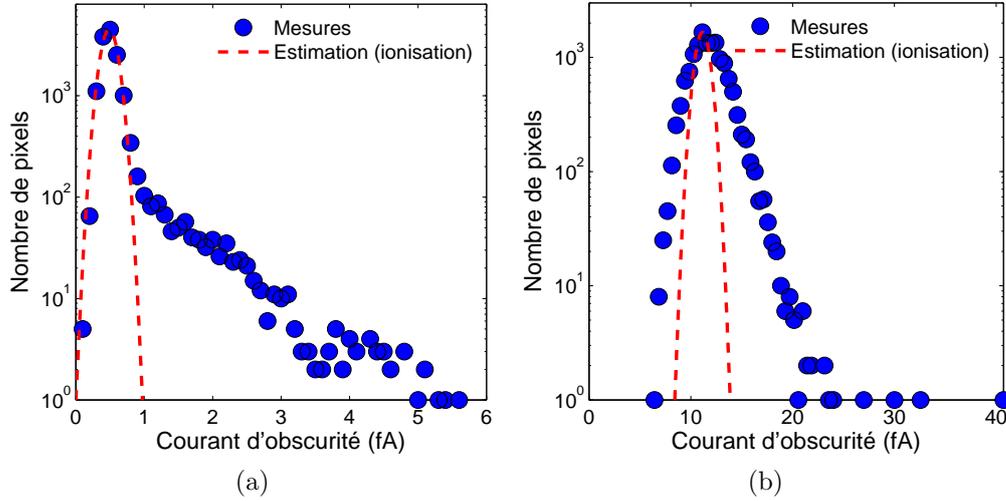


Fig. 4.9 – Distribution du courant d’obscurité (a) du circuit 1 irradié par des protons de 50 MeV à un flux intégré de  $8.8 \times 10^9 \text{ H}^+/\text{cm}^2$  et (b) du circuit 8 irradié par des protons de 62 MeV à un flux intégré de  $3 \times 10^{11} \text{ H}^+/\text{cm}^2$ .

facteur trois environ, l’écart type spatial du courant d’obscurité, par rapport à la contribution de l’ionisation. À plus fort flux intégré, les déplacements atomiques contribuent clairement à l’ensemble des non-uniformités comme le montre l’écart entre la courbe en pointillés et les données sur la Fig. 4.9b.

La forme générale des distributions de courant d’obscurité dues au NIEL peut être correctement prédite [8, 23, 29–31, 34, 35]. Néanmoins, aucun outil ne permet pour l’instant d’estimer précisément la forme de la queue de distribution. Boagerts *et al.* ont justifié leurs observations grâce à l’effet d’amplification du champ électrique [23], mais ces résultats restent à vérifier sur d’autres composants. Les distributions de pixels chauds obtenues ici ne semblent pas pouvoir être modélisées par le même phénomène car les effets de champ électrique ont été jugés négligeables.

Ces distributions étant fortement polluées par les effets de dose ionisante, nous n’avons pas souhaité dépenser plus d’énergie à modéliser la contribution des effets de déplacements aux distributions observées. Cette étude pourra être poursuivie sur des composants moins sensibles à l’ionisation ou en utilisant des particules qui induisent principalement des déplacements, comme les neutrons.

## 4.3 Signal télégraphique aléatoire

Depuis leur découverte [5], les signaux télégraphiques aléatoires (ou RTS pour *random telegraph signal*) sont régulièrement observés dans les capteurs d'image exposés à des rayonnements susceptibles d'induire des effets de déplacements significatifs [5, 32, 36–43]. Ils se manifestent par des variations aléatoires de courants d'obscurité entre plusieurs niveaux discrets (voir chapitre 1).

Les deux principaux enjeux des travaux concentrés sur le RTS sont la mise en évidence de l'origine physique du phénomène et sa prévision. Il est nécessaire de disposer d'un nombre important de statistiques sur ces fluctuations pour atteindre ces objectifs. Si elles sont assez représentatives, ces statistiques peuvent être corrélées avec les résultats des travaux dédiés aux défauts des semiconducteurs pour identifier la nature du RTS. Elles peuvent aussi donner lieu à une modélisation et donc être prédites.

L'établissement de ces statistiques suppose l'existence d'une méthode de détection capable d'extraire objectivement et automatiquement tous les paramètres qui définissent les signaux télégraphiques aléatoires sur une large population de pixel.

### 4.3.1 Comparaison des méthodes de détection de RTS

Les techniques de détection suivantes ont été rapportées : la détection visuelle [36], les techniques basées sur des seuils [37, 40, 41], l'analyse des histogrammes de courant d'obscurité [39], l'analyse des propriétés statistiques des signaux [44] et la méthode *non scattering pattern* (NSP) [45]. Elles sont comparées dans le Tab. 4.5. Les critères suivants sont utilisés pour la comparaison :

- 2e colonne : la méthode est-elle capable de détecter un RTS ?
- 3e colonne : la détection est-elle automatique ou nécessite-t-elle un opérateur ?

Tab. 4.5 – Comparaison des méthodes de détection et d'extraction de paramètres dédiées aux signaux télégraphiques aléatoires.

Méthodes	Détection	Automatique	Objective	Niveaux		Constantes de temps	
				Nombre	Valeur	Niveau	Transition
Visuelle	oui	non	non	oui	oui	oui	oui
Seuil	oui	oui	non	non	non	non	non
Histogramme	oui	oui	oui	oui	oui	non	non
Statistiques	non	-	-	?	oui	oui	?
NSP	oui	non	non	oui	oui	oui	non

- 4e colonne : le processus de décision est-il objectif ? Le critère de décision est-il le même pour toutes les conditions de test et tous les circuits testés ?
- 5e colonne : le nombre de niveaux peut-il être extrait ?
- 6e colonne : la valeur de chaque niveau peut-elle être extraite ?
- 7e colonne : la constante de temps de chaque niveau<sup>11</sup> peut-elle être extraite ?
- 8e colonne : la constante de temps de chaque transition<sup>12</sup> peut-elle être extraite ?

La détection visuelle et la méthode NSP ne peuvent pas être automatisées et reposent sur l'appréciation de l'opérateur. Les techniques basées sur des seuils utilisent généralement un critère sur l'écart type, la valeur moyenne ou les deux. C'est probablement la façon la plus rapide de compter les pixels RTS mais ces méthodes n'extraient pas les paramètres des RTS détectés. Afin d'optimiser la probabilité de fausse alarme, ces seuils sont la plupart du temps ajustés pour chaque composant et chaque condition de test conduisant à un processus de détection subjectif. L'analyse des histogrammes est un bon compromis mais elle ne nous renseigne pas sur les constantes de temps. De plus, la marge de détection est souvent importante (cinq fois l'écart type dans [39]). Comme les techniques basées sur les seuils, elle sont aussi très sensibles aux dérives basse fréquence. Elles déforment les histogrammes et réduisent de façon conséquente les efficacités de détection. Dans le cas du seuillage sur l'écart type, une dérive basse fréquence va engendrer un fort écart type et sera donc comptée comme RTS. L'approche statistique de Yuzhelevski *et al.* permet de reconstituer un RTS de deux niveaux mais elle suppose la détection déjà réalisée et sa transposition à des signaux télégraphiques de plus de deux niveaux reste à réaliser.

Cette comparaison montre qu'aucun de ces outils ne permet d'obtenir automatiquement tous les paramètres recherchés, de façon objective et sur une large population de pixel RTS. C'est suite à ce constat que nous avons décidé de développer une technique adaptée à notre besoin.

## 4.3.2 Principe de la méthode de détection utilisée

### 4.3.2.1 Détection de pixel RTS

L'algorithme que nous proposons est basé sur les méthodes bien connues de détection de fronts (voir [46] par exemple). Cette méthode ne suppose

11. Durée moyenne que le signal passe sur une niveau donné.

12. Durée moyenne passée sur un niveau donné avant l'apparition d'une transition donnée. Voir la section 1.4.3 pour plus de détails.

donc qu'un seul *a priori* sur le signal RTS : il est constitué de transitions abruptes.

Le processus de détection commence par la convolution du signal de sortie de chaque pixel en fonction du temps avec un filtre numérique en forme d'échelon. Ce dernier dispose de  $N_{\text{coeff}}$  coefficients avant et après son front montant. En sortie du filtre le bruit blanc est moyenné sur  $N_{\text{coeff}}/2$  points et les fronts rencontrés lors du filtrage donnent lieu à des signaux triangulaires en sortie (voir Fig. 4.10). Les valeurs des coefficients du filtre sont choisies pour que la hauteur de ces triangles soit égale à la hauteur du front rencontré. Un critère est alors nécessaire après cette convolution pour décider si le pixel courant est un pixel RTS ou pas. Pour garantir une bonne efficacité de détection avec une faible probabilité de fausse alarme, nous avons fixé la condition de détection à :

$$A_{\text{max}} > \sigma_{\text{sig}} , \quad (4.4)$$

avec  $A_{\text{max}}$  l'amplitude maximum mesurée en sortie du filtre et  $\sigma_{\text{sig}}$  l'écart type du signal avant filtrage. Il est intéressant de remarquer que cette condition s'adapte automatiquement au signal analysé et qu'aucun réglage subjectif n'est nécessaire pour optimiser ce seuil. Ce critère objectif permet en théorie de détecter 100% des fluctuations RTS plus grande que le bruit blanc en rejetant les pixels qui ne sont pas RTS. Lorsque l'amplitude RTS devient plus faible que le niveau des fluctuations dues au bruit blanc, certaines petites variations RTS vont être détectées et d'autres ne vont pas l'être, exactement comme lors d'une inspection visuelle. Cette zone morte ne peut pas être évitée mais cela n'est pas critique car ces signaux sont dominés par le bruit blanc.

Une détection objective et automatique peut donc être obtenue en filtrant séquentiellement chaque signal de sortie de chaque pixel, en stockant

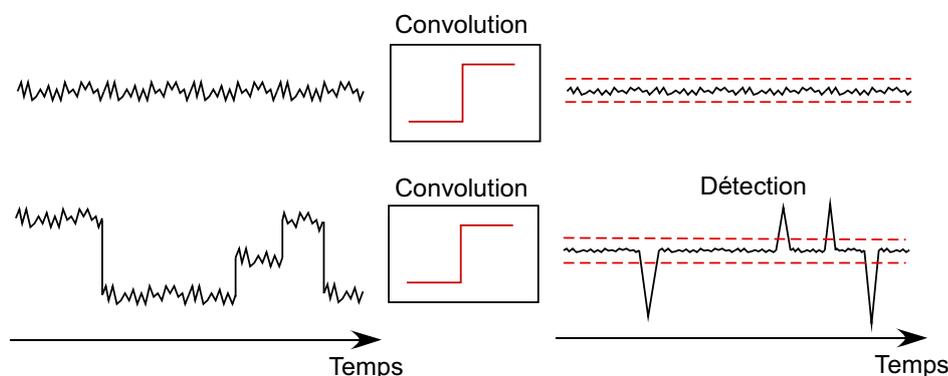


Fig. 4.10 – Principe de détection de signaux télégraphiques.

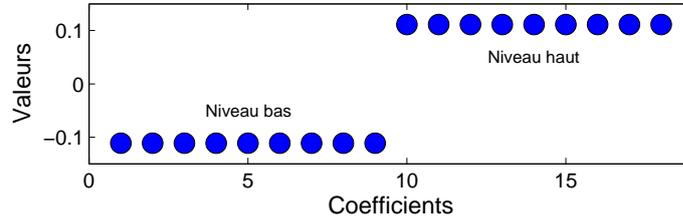


Fig. 4.11 – Filtre numérique utilisé pour la détection de transitions RTS.

la valeur maximum de l'amplitude mesurée en sortie du filtre et en la comparant au seuil de détection  $\sigma_{\text{sig}}$  (voir l'algorithme présenté dans l'annexe C.2).

Cet algorithme marche bien dans l'hypothèse d'un filtrage idéal. Cela suppose que la valeur stockée dans  $A_{\text{max}}$  soit réellement l'amplitude du plus grand front présent. En réalité deux limitations apparaissent. L'échelon doit avoir assez de coefficient  $N_{\text{coeff}}$  pour atténuer suffisamment le bruit de fond. Si ce n'est pas le cas, ce bruit pourra dépasser le seuil de détection et la variable  $A_{\text{max}}$  contiendra une valeur représentative du bruit au lieu de l'amplitude d'une transition. Le filtre doit aussi être assez court en comparaison des transitions RTS pour ne pas les atténuer. Cependant, la fréquence d'échantillonnage du signal de sortie des pixels peut éventuellement être augmentée pour détecter les fluctuations RTS les plus rapides.

Un filtre de dix huit coefficients<sup>13</sup> (voir Fig. 4.11) permet en théorie d'assurer que plus de 99% des fluctuations dues au bruit de fond reste sous le seuil de détection en divisant son écart type par trois. Ce compromis nous a donc semblé optimal. Quelques fausses alarmes sont néanmoins susceptibles de se produire. L'étape d'extraction des paramètres permet d'éliminer ces détections non souhaitées.

#### 4.3.2.2 Extraction des paramètres

La Fig. 4.12 présente le principe de l'extraction des paramètres. Dans une première étape, le signal de sortie du filtre de chaque pixel RTS détecté est scanné afin de localiser tous les fronts présents. À chaque front est alors associé un index de temps stocké dans une variable  $T(k)$ . Le signal peut alors être découpé en segments ne contenant pas de transitions (pointillés verticaux sur la figure). La valeur de courant d'obscurité moyenne de chaque segment est assignée à une variable  $M_{\text{seg}}(i)$  et l'écart type associé est stocké dans une variable  $\sigma_{\text{seg}}(i)$ . L'extraction des paramètres est alors directe :

- la moyenne des  $\sigma_{\text{seg}}(i)$  donne la valeur du bruit de fond,

13. soit  $3^2$  coefficients au niveau haut et au niveau bas.

- les moyennes des segments permettent de compter le nombre de niveaux et d'en déterminer les valeurs (comme décrit dans l'annexe C.3),
- grâce aux index de temps les constantes de temps par niveau ou les constantes de temps inter transition sont facilement calculables.

Il est aussi possible de reconstituer un signal RTS sans bruit de fond en associant à chaque segment la valeur du niveau correspondant (voir Fig. 4.13). Si deux segments consécutifs correspondent au même niveau, ils sont concaténés. Cette opération permet d'éliminer les fausses alarmes. La Fig. 4.14 présente le résultat de cette reconstitution sur un signal réel mesuré sur le circuit 4. Tous les niveaux sont identifiés et la plupart des transitions sont reconnues.

Au final, la technique proposée satisfait à tous les critères présentés dans le Tab. 4.5. On peut souligner également le fait que cet algorithme considère un signal comme RTS si au moins une transition RTS est présente. Ce n'est pas le cas des méthodes basées sur les écarts types ou sur l'analyse des histogrammes qui nécessitent un nombre important de transitions pour identifier un pixel RTS. Cette habilité rend le processus de détection immunisé contre les dérives basses fréquences. Ces dernières peuvent cependant réduire l'efficacité de discrimination des niveaux RTS.

### 4.3.3 Premiers résultats

Cette section présente les premiers résultats obtenus grâce à la méthode de détection présentée précédemment. Ils concernent principalement le comptage des défauts et les distributions d'amplitudes et du nombre de niveaux. L'analyse des constantes de temps devra faire l'objet de futurs travaux.

#### 4.3.3.1 Détails expérimentaux

Les mesures présentées dans cette section ont été réalisées en *soft reset*<sup>14</sup> [47] pour réduire le bruit de fond [48]. Les acquisitions ont été effectuées à 23°C sur une zone de  $118 \times 118$  pixels avec une période d'échantillonnage de 1.6 s sur une durée approximative de neuf heures et un temps d'intégration variable.

---

14. Dans ce mode la tension de drain du transistor de recharge est fixée à 3.3 V. La recharge de la photodiode se termine alors avec le transistor de recharge en conduction sous le seuil ( $V_{GS} < V_{th}$ ). En mode *hard reset*, la tension de recharge est choisie pour que la tension  $V_{GS}$  du transistor de recharge soit toujours supérieure au seuil, même en fin de cycle.

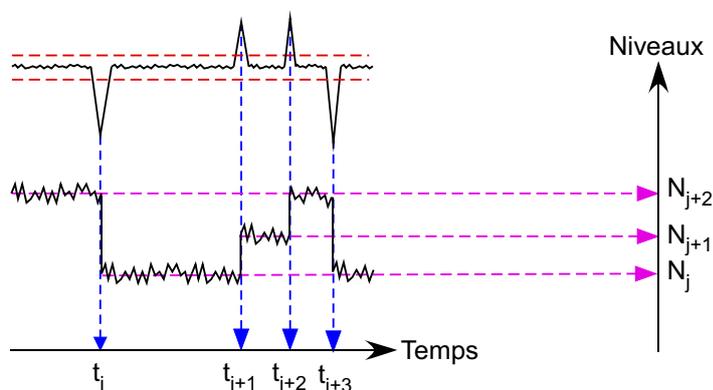


Fig. 4.12 – Principe de l'extraction des niveaux et des temps auxquels apparaissent des transitions RTS.

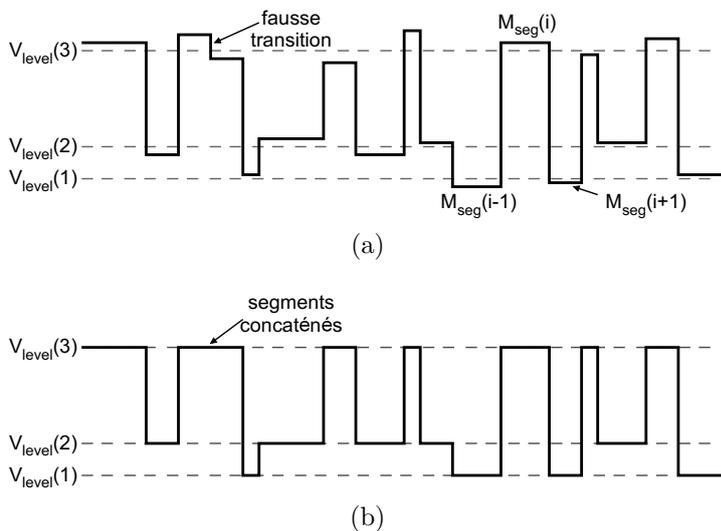


Fig. 4.13 – Reconstitution d'un signal RTS sans bruit de fond. (a) Signal découpé en segments. Chaque segment  $i$  est représenté par sa moyenne  $M_{\text{seg}}(i)$ . (b) Signal reconstitué. Chaque segment est représenté par la valeur de son niveau.

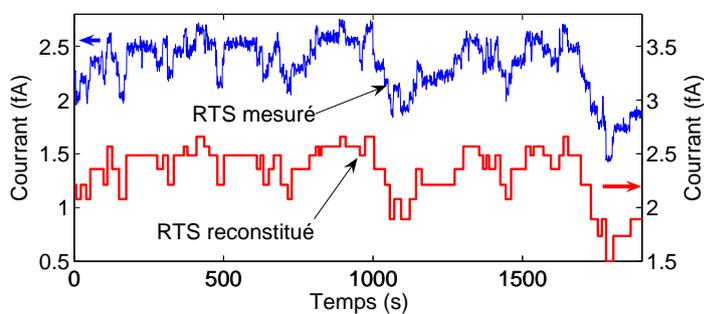


Fig. 4.14 – Exemple de signal RTS multi-niveau mesuré et reconstitué par l'algorithme.

### 4.3.3.2 Observations générales

La Fig. 4.15 montre les distributions spatiales des pixels RTS dans un capteur d'image CMOS non irradié et dans un capteur exposés à des protons de 50 MeV. Comme prévu, les protons ont induit un nombre important de pixels avec un comportement télégraphique dont le nombre de niveaux détectés peut aller ici jusqu'à dix. Avant irradiation (Fig. 4.15a) environ 8% des pixels sont reconnus comme RTS. Plusieurs auteurs ont rapporté des défauts similaires sur des composants non irradiés [39, 43, 49]. Ils sont attribués aux dommages générés durant le procédé de fabrication.

La Fig. 4.16 présente l'histogramme du courant d'obscurité moyen pour les catégories de pixel suivantes : sans RTS et avec RTS de deux, quatre, six et huit niveaux. Quel que soit le nombre de niveaux détectés, la forme est sensiblement la même pour les populations de pixels RTS. Elle correspond aux observations habituellement rapportées dans des capteurs d'image irradiés par des protons : une distribution gaussienne [30] ou gamma [31] autour de la moyenne et une queue de pixels chauds. Comme discuté dans la première partie de ce chapitre, la partie gaussienne est principalement due aux interactions élastiques alors que les pixels avec les courants les plus intenses sont attribués au NIEL inélastique [34] ou aux effets d'amplification due au champ électrique [37].

Les pixels sans RTS ont une queue de distribution bien moins prononcée. La majorité des pixels chauds semblent donc être sujet aux fluctuations télégraphiques comme suggéré dans [32]. Cependant, on voit nettement que la grande majorité des pixels RTS est située dans la zone gaussienne. Par

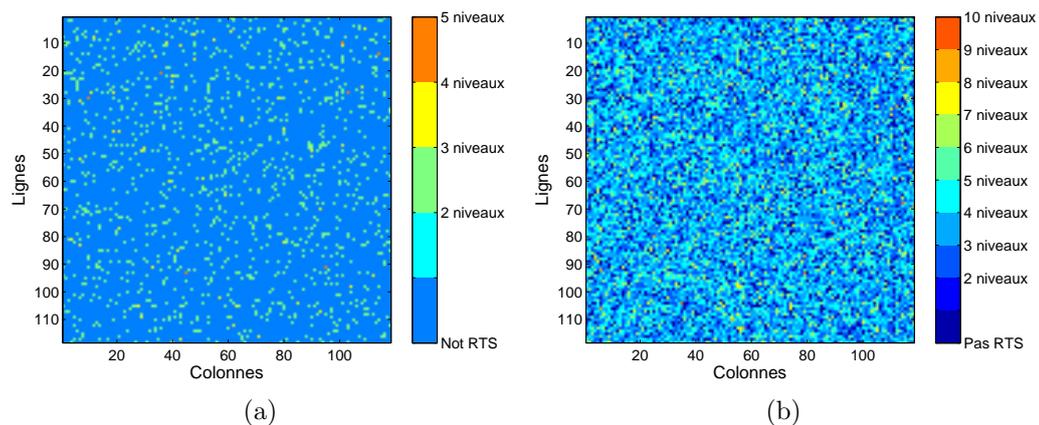


Fig. 4.15 – Cartographie des pixels RTS détectés sur (a) un capteur non irradié et (b) un capteur irradié par des protons 50 MeV à un flux intégré de  $2 \times 10^{10} \text{ H}^+/\text{cm}^2$ .

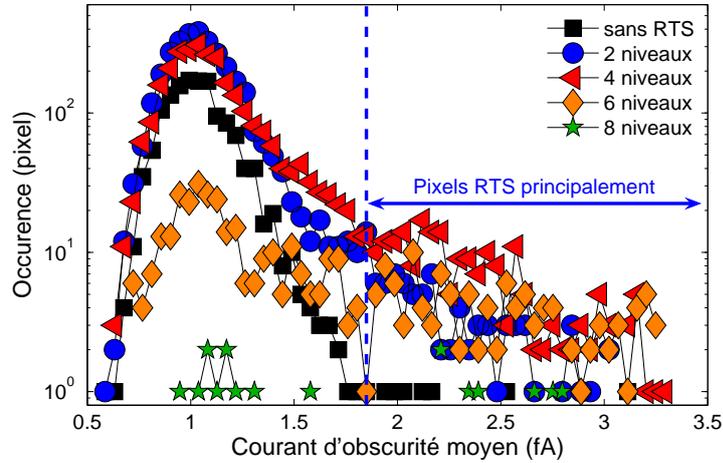


Fig. 4.16 – Distribution du courant d'obscurité moyen de pixels standard, et de pixels RTS à 2, 4, 6 et 8 niveaux. Les pixels avec des nombres de niveaux RTS impairs n'ont pas été représentés pour plus de clarté.

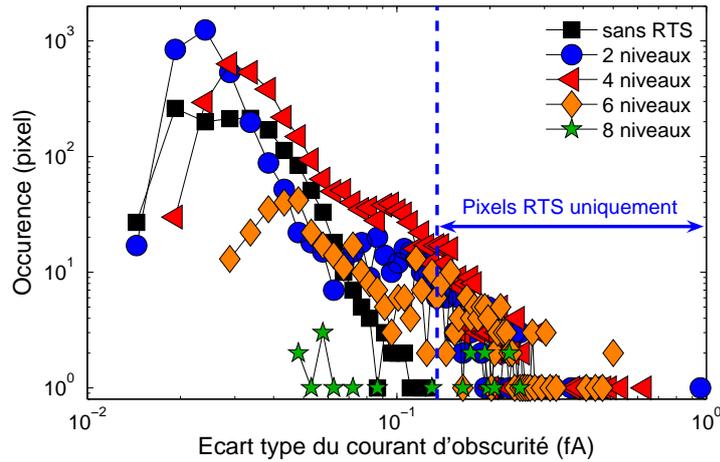


Fig. 4.17 – Distribution de l'écart type du courant d'obscurité de pixels standard, et de pixels RTS à 2, 4, 6 et 8 niveaux. Les pixels avec des nombres de niveaux RTS impairs n'ont pas été représentés pour plus de clarté.

conséquent, une méthode de détection basée sur la valeur du courant d'obscurité moyen ratera la plupart des RTS. La même conclusion peut être faite sur les distributions d'écart type présentées sur Fig. 4.17. Il existe bien un seuil d'écart type au delà duquel tous les pixels sont télégraphiques mais la majorité des RTS ont un écart type inférieur à ce seuil. On peut voir également sur cette figure que les distributions se décalent logiquement vers les grands écarts types lorsque le nombre de niveaux augmente.

### 4.3.3.3 Distributions des amplitudes

Pour interpréter correctement les distributions d'amplitude, il est nécessaire de modéliser correctement la probabilité de détection  $P_{dt}$ . Soit  $N_{dt}$  le nombre de pixels RTS détectés et  $N_{rts}$  le nombre de centres RTS dans toute la matrice de pixels. Elle est constituée de  $N_{pix}$  pixels. La probabilité de détection peut être définie comme

$$P_{dt} = N_{dt}/N_{rts}. \quad (4.5)$$

Un pixel est reconnu comme télégraphique si un centre RTS ou plus avec une amplitude plus grande que la sensibilité de détection  $D_{sv}$  se trouvent dans ce pixel. En terme de probabilité cela signifie :

$$N_{dt} = N_{pix} \times P(A_{rts} \geq D_{sv}) \times P(n_{rts} \geq 1), \quad (4.6)$$

où  $P(A_{rts} \geq D_{sv})$  est la probabilité d'avoir un centre RTS avec une amplitude  $A_{rts}$  supérieure à  $D_{sv}$ ,  $P(n_{rts} \geq 1)$  la probabilité d'avoir un défaut RTS ou plus par pixel et  $n_{rts}$  le nombre de défauts RTS par pixel. Ce dernier est supposé suivre une loi de Poisson :

$$P(n_{rts} = k) = \frac{\lambda^k e^{-\lambda}}{k!}, \quad (4.7)$$

avec  $\lambda = N_{rts}/N_{pix}$ . Donc,  $P(n_{rts} \geq 1) = 1 - e^{-\lambda}$ . La probabilité de détection est alors donnée par :

$$P_{dt} = \frac{N_{dt}}{N_{rts}} = P(A_{rts} \geq D_{sv}) \times \frac{(1 - e^{-\lambda})}{\lambda}. \quad (4.8)$$

Cette probabilité tend vers  $P(A_{rts} \geq D_{sv})$  à bas flux intégré, quand le nombre de défauts RTS est bien inférieur au nombre de pixels (c.-à-d.  $\lambda \rightarrow 0$ ). Elle décroît quand le nombre de défauts RTS croît et elle tend vers zéro quand  $\lambda \rightarrow \infty$ . Par conséquent, si  $P(A_{rts} \geq D_{sv})$  n'est pas proche de 1, le nombre réel de défauts RTS  $N_{rts}$  ne peut pas être estimé correctement.

La situation est différente si l'on considère uniquement le nombre  $N'_{rts}$  de défauts RTS avec une amplitude maximum supérieur à une valeur donnée  $V_{ch}$ . Si l'on choisi  $V_{ch}$  tel que  $V_{ch} > D_{sv}$ , la probabilité de détecter les centres RTS avec des amplitudes supérieures à  $V_{ch}$  devient :

$$P'_{dt} = \frac{N'_{dt}}{N'_{rts}} = \frac{(1 - e^{-\lambda'})}{\lambda'}, \quad (4.9)$$

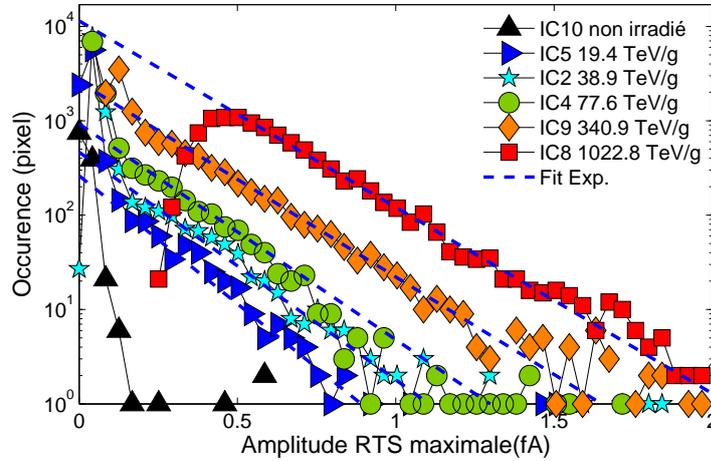


Fig. 4.18 – Distribution de l'amplitude maximum des pixels RTS. Les fonctions exponentielles ajustées sont aussi représentées.

où  $\lambda' = N'_{\text{rts}}/N_{\text{pix}}$ . Cette probabilité tend vers un si la valeur  $V_{\text{ch}}$  retenue est suffisamment élevée pour assurer que  $\lambda \ll 1$ . En d'autres termes, il est possible de trouver une amplitude au delà de laquelle le nombre de pixel RTS détectés est proche du nombre de défauts RTS dans la matrice ( $N'_{\text{det}} \approx N'_{\text{rts}}$ ). Il est intéressant de souligner que plus le flux intégré est faible plus cette amplitude seuil est basse.

Les distributions des amplitudes RTS maximales de circuits représentatifs sont présentées sur la Fig. 4.18. Les valeurs extrêmes ne sont pas montrées dans un but de clarté, mais elles sont comprises entre 1.5 et 8.5 fA dans les composants irradiés.

Pratiquement toutes ces distributions ont une forme de pic aux basses valeurs d'amplitude suivie par une queue exponentielle. Nous venons de voir que  $N'_{\text{det}} \approx N'_{\text{rts}}$  pour les plus grandes amplitudes RTS. La queue exponentielle est donc supposée représenter correctement la distribution réelle des défauts RTS.

La fonction exponentielle suivante a été ajustée à ces distributions exponentielles :

$$F(x) = \frac{N_{\text{fit}}}{\bar{A}_{\text{rts}}} e^{-x/\bar{A}_{\text{rts}}}, \quad (4.10)$$

où  $N_{\text{fit}}$  est le nombre total de centres RTS et  $\bar{A}_{\text{rts}}$  l'amplitude moyenne. Comme on peut le voir sur les pentes des distributions, ce dernier paramètre ne semble pas être une fonction du flux intégré ou de l'énergie des protons. La valeur de  $\bar{A}_{\text{rts}}$  obtenues sur ces histogrammes est de 0.19 fA avec un écart type de 0.03 fA. Une amplitude maximum universelle semble donc exister pour les signaux télégraphiques induits par dommages de déplacement. Sa

valeur est d'environ  $1200 \pm 200$  porteurs par seconde et par centre RTS à  $23^\circ\text{C}$ . Cette hypothèse devra être vérifiée sur d'autres composants et dans d'autres conditions. En particulier, l'utilisation d'un plus grand nombre de pixels est nécessaire pour affiner ce résultat.

Nuns *et al.* ont déjà observé des distributions d'amplitude exponentielles [40]. Ils ont trouvé une amplitude moyenne de  $11.5 \text{ pA/cm}^2$  à  $-5^\circ\text{C}$  sur un CCD, avec un pas de  $24 \mu\text{m}$ , irradié par des protons de  $10 \text{ MeV}$  à un flux intégré de  $10^9 \text{ H}^+/\text{cm}^2$ . En utilisant l'énergie d'activation de  $0.44 \text{ eV}$  citée dans ce papier, nous trouvons la valeur suivante après extrapolation à  $23^\circ\text{C}$  :  $\bar{A}_{\text{rts}} = 0.4 \text{ fA}$ . Cette intensité est en assez bon accord avec la valeur déterminée sur nos distributions si l'on tient compte de toutes les sources d'erreur, les différences de composants et de méthodes de détection.

Dans la théorie classique de Shockley-Read-Hall [50], le courant le plus intense que peut générer un défaut à température ambiante est compris entre  $0.02$  to  $0.14 \text{ fA}$  [5, 37], selon les conditions pire cas utilisées. Comme cela est habituellement mentionné dans la littérature, la plupart des amplitudes mesurées sont bien plus élevées que ces valeurs pire cas données par la théorie de Shockley-Read-Hall. Un autre processus semble donc impliqué. Ceci est discuté plus en détail dans la section 4.3.3.7.

En ce qui concerne le pic observé à basse amplitude sur la Fig. 4.18, une telle distribution n'a pas été mentionnée dans les travaux précédents et la capacité de la méthode utilisée à détecter les faibles fluctuations RTS peut expliquer pourquoi. Pour les flux intégrés les plus bas, la chute brutale dans le premier intervalle d'amplitude est due à  $P(A_{\text{rts}} \geq D_{\text{sv}})$ . Cette probabilité est faible dans cette région où les amplitudes RTS sont du même ordre de grandeur que le plancher de bruit et la limite de sensibilité de détection. Quand le flux intégré augmente,  $P(A_{\text{rts}} \geq D_{\text{sv}})$  et  $(1 - e^{-\lambda})/\lambda$  chutent rapidement<sup>15</sup>. Comme discuté précédemment, ces diminutions d'efficacité de détection concerne uniquement les faibles amplitudes. C'est la raison pour laquelle, plus un capteur est irradié, plus le nombre de petites fluctuations RTS détectée diminue. Les courbes des capteurs 8 et 9 montrent clairement que le pic à basse amplitude disparaît quand la dose de déplacement augmente.

Comme il est uniquement constitué de RTS de faible amplitude, ce pic pourrait être dû à des fausses détections. Un grand nombre de pixels de cette zone ont été observés visuellement et aucune fausse alarme n'a été relevée. Tous les pixels vérifiés présentaient au moins une transition discrète. De

15. Le plancher de bruit augmente avec le flux intégré ce qui à pour conséquence de réduire  $P(A_{\text{rts}} \geq D_{\text{sv}})$ . La probabilité d'avoir plus d'un RTS par pixel croît également avec ce flux intégré et  $(1 - e^{-\lambda})/\lambda$  en est d'autant diminué.

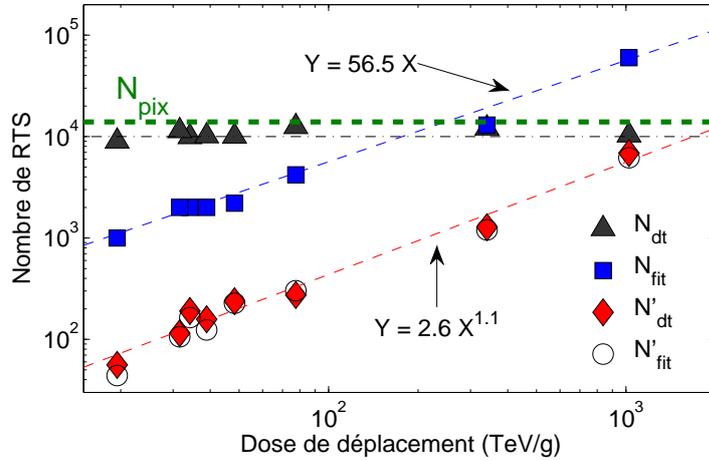


Fig. 4.19 – Evolution du nombre de défauts RTS avec la dose de déplacement.  $N_{dt}$  est le nombre total de pixels RTS détectés,  $N_{fit}$  le nombre total de défauts RTS estimé à partir des fonctions exponentielles ajustées,  $N'_{dt}$  le nombre de défauts RTS avec une amplitude supérieure à 0.5 fA et  $N'_{fit}$  le nombre estimé de défauts RTS avec un amplitude maximum supérieure à 0.5 fA.  $N_{pix}$  est le nombre de pixels de la zone étudiée (valeur maximale possible pour  $N_{dt}$ ).

plus, ce pic se déplace légèrement vers les fortes amplitudes quand la dose de déplacement augmente. Il semble donc être induit par les irradiations. Nous n'avons pas souhaité passer plus de temps sur l'étude de cette partie de la distribution pour les raisons suivantes. Premièrement,  $P_{dt}$  est trop faible dans cette région. Les distributions observées ne représentent donc pas les distributions réelles des défauts RTS. Deuxièmement, les fluctuations télégraphiques de faible amplitude sont proches du plancher du bruit de fond. Nous avons donc préféré nous focaliser sur les transitions RTS qui sont les plus importantes du point de vue de l'utilisateur. Cette partie de la distribution devra cependant faire l'objet de futurs travaux car elle pourrait mettre en évidence deux processus de génération de RTS distincts.

#### 4.3.3.4 Détermination du nombre de centres RTS

La Fig. 4.19 montre les trois façons retenues pour compter le nombre de défauts RTS. L'approche la plus directe consiste à compter le nombre de pixels RTS détectés  $N_{dt}$ . On peut voir sur la figure que ce nombre varie peu avec l'exposition. Le fait que la probabilité de détection  $P_{dt}$  diminue quand le nombre de défauts RTS croît, semble conduire à un nombre de défauts détectés quasiment constant sur la plage de flux intégrés utilisée.

Le deuxième indicateur de population RTS est  $N_{fit}$ . Ce paramètre représente le nombre total de défauts RTS dans l'hypothèse d'une distribution

purement exponentielle. En d'autres termes, la distribution en forme de pic à basse amplitude est négligée et elle remplacée par la continuation de la queue exponentielle. Cela implique une erreur significative sur le nombre total de défauts. Néanmoins,  $N_{\text{fit}}$  est un bon indicateur de la partie la plus importante de la distribution. La figure Fig. 4.19 montre que ce paramètre croît linéairement avec la dose de déplacement, quel que soit la dose ou l'énergie du proton. Cette dose de déplacement est calculée grâce au NIEL total et prend en compte les interactions élastiques et inélastiques simultanément. Nous avons aussi réalisé cette comparaison avec le NIEL élastique d'une part et avec le NIEL inélastique d'autre part. Dans les deux cas, les protons d'énergies extrêmes (7.4 MeV et 184 MeV) s'écartent de façon significative de la régression linéaire. Comme cela a été conclu dans [38, 43], on voit donc ici que le nombre de défauts RTS (dans les pixels de la queue de la distribution) est uniquement proportionnel à la dose de déplacement totale et que les contributions élastiques et inélastiques doivent être prises simultanément en compte pour observer cette proportionnalité. Le nombre estimé de défauts RTS  $N_{\text{fit}}$  générés par unité de dose de déplacement déposée est d'environ 56.5 centres RTS par (TeV/g) dans cette matrice de  $118 \times 118$  pixels. Cette valeur correspond à  $46.8 \text{ centres} \cdot \text{cm}^{-3} \cdot (\text{MeV/g})^{-1}$ . Grâce à cette valeur, l'amplitude moyenne extraite précédemment et l'équation (4.10), il devient possible de prédire la partie la plus intéressante de la distribution des amplitudes maximales des RTS.

Les mêmes conclusions peuvent être tirées de l'évolution de  $N'_{\text{dt}}$ , le nombre de pixels RTS détectés avec une amplitude supérieure à  $V_{\text{ch}} = 0.5 \text{ fA}$ . Cette quantité croît aussi quasi linéairement ( $\propto x^{1.1}$ ) avec la dose de déplacement. Nous avons choisi de compter les amplitudes supérieures à 0.5 fA car toutes les distributions sont exponentielles au delà de cette valeur. Dans ces conditions, nous pouvons supposer que le nombre de pixels RTS détectés est représentatif du nombre réel de défauts RTS avec une amplitude supérieure à 0.5 fA.

#### 4.3.3.5 Nombre de niveaux

Les distributions des nombres de niveaux détectés par pixel sont présentées sur la Fig. 4.20. Les signaux télégraphiques à plusieurs niveaux peuvent être causés soit par la somme de plusieurs défauts RTS à deux niveaux, soit par un ou plusieurs RTS multi-niveau [38] (ou la combinaison des deux). Si l'on considère uniquement la somme de deux centres RTS à deux niveaux, le nombre de niveaux mesuré doit être égal à une puissance de deux [5]. Dans cette hypothèse, nous allons supposer que les nombres de niveaux  $N_{|\text{v}|}$  qui ne correspondent pas à des puissances de deux sont en fait égaux à la

puissance de deux supérieure la plus proche. Par suite, le nombre de pixels avec  $n$  défauts par pixel  $N_{\text{pix}}(N_{\text{def}} = n)$  est retrouvé à partir du nombre de pixels avec  $k$  niveaux par pixel  $N_{\text{pix}}(N_{\text{lvl}} = k)$  grâce à :

$$N_{\text{pix}}(N_{\text{def}} = n) = \sum_{k=1+2^{(n-1)}}^{2^n} N_{\text{pix}}(N_{\text{lvl}} = k). \quad (4.11)$$

La distribution résultante est comparée à une distribution de Poisson avec  $\lambda = 0.1$  sur la Fig. 4.21. Les deux tracés sont en très bon accord. Avant irradiation, le nombre de pixel multi-niveau observés pourrait donc être expliqué par l'hypothèse de la somme de centre RTS à deux niveaux.

Nous avons tenté la même approche sur les pièces irradiées. Cependant, la probabilité d'avoir des RTS à deux niveaux en comparaison de RTS à plus de deux niveaux est très élevée et ne peut pas être expliquée par une loi de Poisson. Les flux intégrés sont probablement trop élevés pour qu'il soit possible de détecter correctement tous les niveaux RTS. Le bruit induit par l'irradiation est supposé trop intense pour permettre une discrimination des niveaux les plus proches. Cette supposition est confirmée par la décroissance du nombre de pixels avec plus de deux niveaux observé sur la Fig. 4.20 quand la dose de déplacement augmente. Le nombre de RTS multi-niveau devrait donc être supérieur à ce que l'on observe.

Aux flux intégrés utilisés ici, il est très probable qu'une part importante des signaux télégraphiques multi-niveau observés résultent de la contribution de plusieurs centres RTS. De plus, les travaux précédents [43] ont montré qu'au moins une partie de ces RTS multi-niveau, comme les multi-stables, ne peuvent pas être expliqués par la somme des contributions de

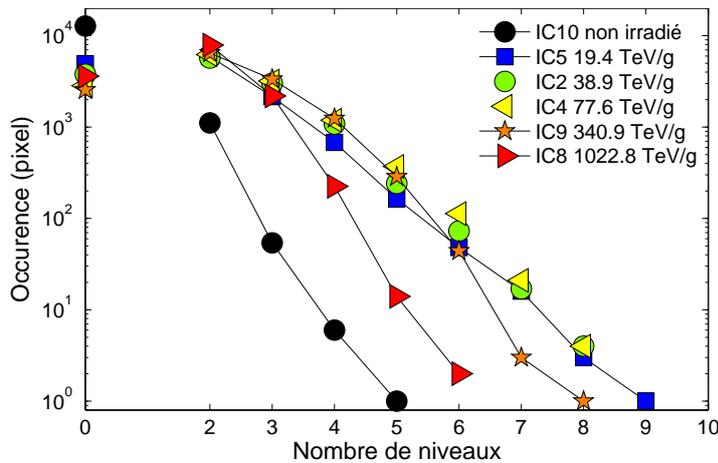


Fig. 4.20 – Distribution du nombre de niveaux RTS dans les circuits 10, 5, 2, 4, 7 et 8.

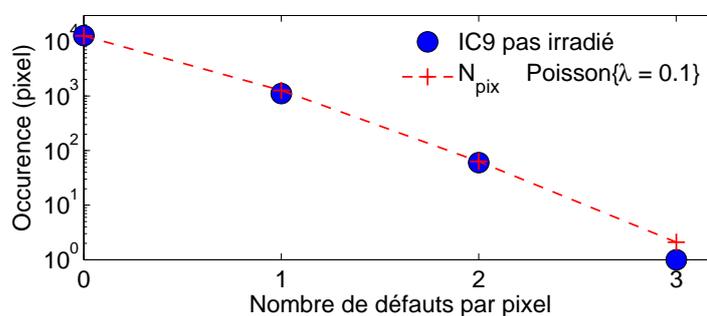


Fig. 4.21 – Distribution du nombre de défauts RTS par pixel avant irradiation comparée à la loi de Poisson avec  $\lambda = 0.1$ .

RTS indépendants. Il semble donc évident que le nombre de niveau RTS est ici sous estimé et il devra être étudiés dans des circuits avec plus de pixels et exposés à des flux intégrés plus faibles pour assurer des statistiques représentatives.

#### 4.3.3.6 Effets de la polarisation

Afin de voir l'influence du champ électrique appliqué sur les fluctuations télégraphiques aléatoires, les variations de courant d'obscurité ont été mesurées pendant une heure pour plusieurs tensions de polarisation inverse de la photodiode. Pendant le cycle de recharge, la tension de cathode de la photodiode peut être ajustée en faisant varier la tension de recharge  $V_{RST}$ .

Ceci n'est possible qu'en mode *hard reset* (voir Fig. 4.22). Ce mode d'opération [47] correspond à  $V_{RST} < V_G - V_{th}$  avec  $V_G$  et  $V_{th}$  les tensions de grille et de seuil du transistor de recharge respectivement. En revanche, en mode *soft reset*, lorsque  $V_{RST} > V_G - V_{th}$ , la tension de cathode est bloquée à  $V_G - V_{th}$  à la fin de la phase de recharge. Dans ce composant, la transition entre les mode *hard reset* et *soft reset* correspond à environ 2.4 V. Par conséquent, pour  $V_{RST}$  supérieure à 2.4 V la photodiode est rechargée à 2.4 V. Dans les autres cas, la photodiode est rechargée à  $V_{RST}$ .

Les tensions  $V_{RST}$  suivantes ont été utilisées pour le transistor de recharge : 3.3 V, 2.4 V, 2.0 V et 1.6 V avec une période d'échantillonnage de 1.12 s. La variation moyenne du potentiel de cathode durant l'intégration a été gardée suffisamment faible ( $\approx 20$  mV) pour être négligée en comparaison du pas de tension de recharge utilisé.

Le résultat de cette approche est illustré sur la Fig. 4.23. On y voit l'évolution du courant d'obscurité avec le temps d'un pixel RTS à 4 niveaux représentatif et pour les quatre tensions de recharge sélectionnées. Comme prévu [48], le bruit de fond double quasiment lorsque l'on passe du mode

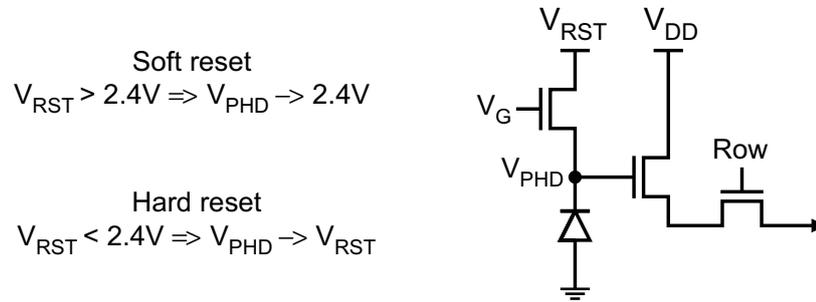


Fig. 4.22 – Schéma d'un pixel 3T et condition de fonctionnement en *soft reset* et *hard reset*.

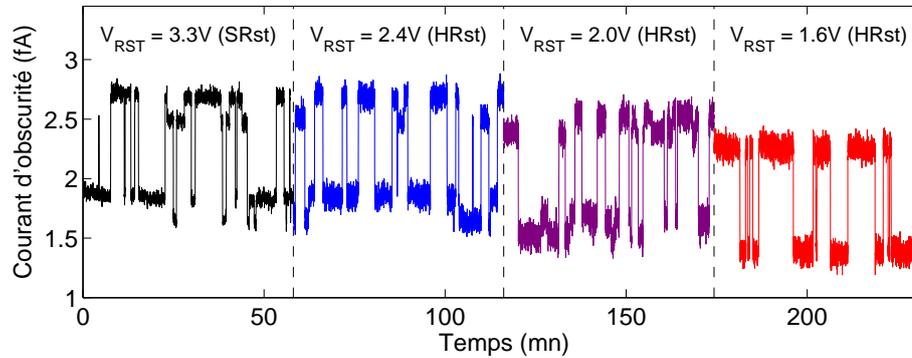


Fig. 4.23 – Signal télégraphique à quatre niveaux mesuré pour trois polarisations différentes.

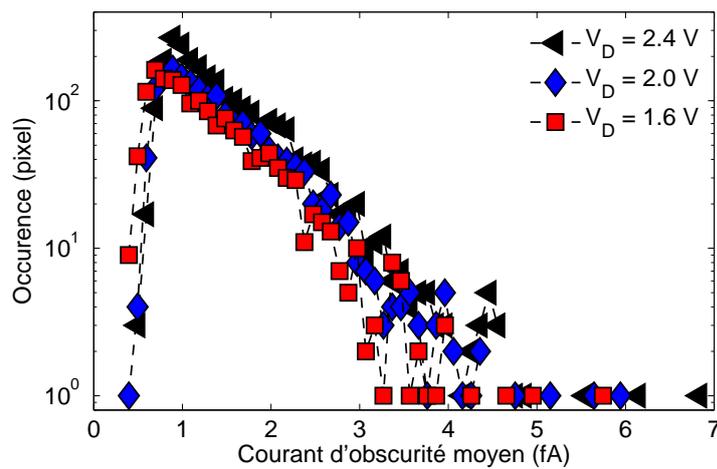


Fig. 4.24 – Evolution du courant d'obscurité moyen des pixels RTS avec la polarisation.

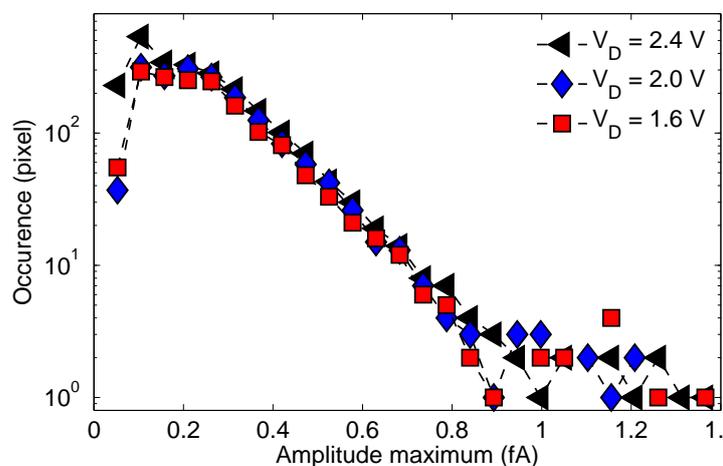


Fig. 4.25 – Evolution de l'amplitude maximum des pixels RTS avec la polarisation.

*soft reset* au mode *hard reset*. Toutefois, les autres caractéristiques du RTS (amplitudes et constantes de temps) restent inchangées car la tension de recharge reste à 2.4 V dans ce cas. Quand la tension de recharge — qui est égale à la tension de cathode en mode *hard reset* — diminue de 2.4 V à 1.6 V, le courant d'obscurité moyen diminue. Cette décroissance est évidemment due à la réduction de l'épaisseur de la zone dépeuplée qui diminue du même coup le nombre de centres de génération capables de contribuer au courant mesuré. Le décalage vers la gauche des distributions du courant d'obscurité moyen en fonction de la tension de cathode (Fig. 4.24) montre que tous les pixels subissent le même effet quand la tension de polarisation est réduite.

Concernant les amplitudes RTS, il est plutôt surprenant de remarquer qu'elles ne sont pas affectées par la tension appliquée<sup>16</sup>. En effet, la cause la plus suggérée pour expliquer les grandes amplitudes RTS est l'amplification par champ électrique [5, 37, 39]. Comme le champ électrique est supposé décroître avec la tension appliquée, et comme l'amplification par champ électrique est un processus exponentiel [22], les amplitudes RTS devraient être significativement réduites par une baisse de la tension appliquée. La même tendance peut être observée sur tous les pixels. La Fig. 4.25 présente l'évolution des distributions d'amplitude. Comme sur la Fig. 4.23, aucun changement significatif d'amplitude ne peut être observé sur ces distributions.

Il est intéressant de remarquer que le signal de la Fig. 4.23 est un bon exemple de RTS multi-niveau généré par deux centres RTS indépendants :

<sup>16</sup>. Les variations de CVF et de gain entre les quatre conditions de polarisation ont été prises en compte dans ces mesures.

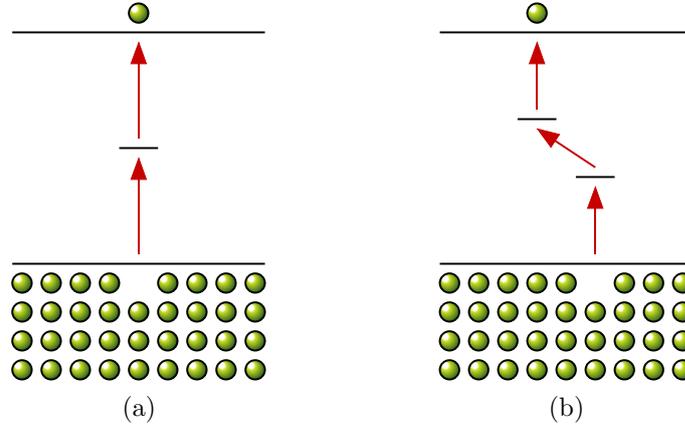


Fig. 4.26 – Comparaison de la génération d’une paire électron-trou (a) via un seul défaut, selon la théorie de Shockley-Read-Hall, et (b) via deux défauts assez proches pour que l’électron soit transféré de l’un à l’autre. Dans ce deuxième cas qui illustre simplement la théorie du transfert de charges entre défauts, les barrières de potentiel à franchir sont assez réduites pour amplifier considérablement le processus de génération.

un avec une amplitude d’environ 1 fA et l’autre avec une amplitude d’environ 0.2 fA. La disparition de la petite fluctuation lorsque  $V_{\text{RST}} = 1.6$  V suggère que le centre responsable de cette petite fluctuation n’est plus dans la zone dépeuplée pour  $V_{\text{RST}} = 1.6$  V alors que l’autre défaut RTS est encore localisé dans le volume sensible.

#### 4.3.3.7 Origine du RTS

Le fait que la tension appliquée ne semble pas avoir d’influence sur les amplitudes RTS suggère très fortement que l’amplification due au champ électrique n’est pas la cause principale des grandes amplitudes observées sur les signaux télégraphiques. Cette conclusion supporte la suggestion de Bogaerts *et al.* [37] qui mentionne l’échange de charges entre défauts [51–56] pour expliquer ces amplitudes. Dans cette théorie, la génération de porteurs dans la zone dépeuplée se fait par l’intermédiaire de deux défauts assez proches pour que la charge puisse être transférée directement de l’un à l’autre. Si les niveaux d’énergie de ces défauts sont placés comme sur la Fig. 4.26, ce transfert permet de réduire les barrières de potentiel que doit franchir une charge pour être générée. Ce type d’interaction entre défauts est particulièrement susceptible de se produire dans les agrégats de défauts. Cependant, comme discuté dans [43], un défaut, ou un agrégat de défaut, capable de générer cet effet tout en présentant un comportement bi-stable [57–59] reste à identifier précisément.

L'amplification due au champ électrique local induit par un défaut pourrait être une explication alternative. Néanmoins, ce type d'amplification est également une fonction de la polarisation inverse de la photodiode [60]. Il aurait donc dû être remarqué sur les figures de la section précédente.

## 4.4 Résumé et perspectives

### 4.4.1 Résumé du chapitre

Dans une première partie, l'approche présentée au chapitre 2 a été appliquée à l'étude des effets des protons sur des capteurs d'image CMOS fabriqués avec un procédé submicronique dédié à l'imagerie. Les énergies utilisées vont de 7.4 à 184 MeV et les flux intégrés atteints varient entre  $5 \times 10^9$  à  $3 \times 10^{11}$   $\text{H}^+/\text{cm}^2$ . L'unique dégradation observée après exposition est une hausse du courant d'obscurité et des non uniformités spatiales associées. L'analyse du comportement des diodes contrôlées et des photodiodes isolées nous a permis d'identifier deux sources de courant de génération induit par l'irradiation. Premièrement, la paroi des oxydes STI dont l'interface est fortement dégradée par la dose ionisante déposée par les protons (voir chapitre précédent). Deuxièmement, la génération dans le volume a aussi été intensifiée par les flux de protons. L'augmentation de cette contribution correspond bien au facteur de dommage établi par Srour et Lo [19] dans d'autres composants optoélectroniques.

À l'échelle du pixel, tous les résultats présentés dans cette première partie ont montré que les effets de dose ionisante localisés sur les parois du STI dominent largement la hausse du signal d'obscurité observée. Les déplacements atomiques jouent toutefois un rôle important dans les non uniformités spatiales de courant d'obscurité observées sur les matrices de pixels. Les queues de distribution observées ont la même forme que celles habituellement rapportées dans la littérature. Les effets d'amplification de champ électrique étant négligeables dans nos composants, leur cause reste à identifier.

La deuxième partie du chapitre est consacrée à l'étude des signaux télégraphiques aléatoires (ou RTS) induits par les effets de déplacement. Après une comparaison des techniques de détection disponibles et la mise en évidence du besoin d'une méthode plus adaptée, nous avons présenté un algorithme permettant la détection automatisée de pixel RTS et l'extraction de leurs paramètres. Les premiers résultats de l'application de cet outil aux matrices de pixels exposées aux flux de protons ont ensuite été exposés. Nous avons pu mettre en évidence des distributions exponentielles des amplitudes maximales des fluctuations télégraphique. Ces histogrammes semblent pou-

voir être prédits grâce à la distribution exponentielle suivante :

$$F(x) = \frac{N_{\text{fit}}}{\bar{A}_{\text{rts}}} e^{-x/\bar{A}_{\text{rts}}} . \quad (4.12)$$

L'amplitude maximum moyenne  $\bar{A}_{\text{rts}}$  n'a pas varié avec l'exposition et sa valeur a été estimée à  $0.19 \text{ fA} \pm 0.03 \text{ fA}$ . Le nombre  $N_{\text{fit}}$  de défauts RTS est apparu proportionnel à la dose de déplacement totale, avec les contributions élastiques et inélastiques prises en compte simultanément. Le facteur de proportionnalité obtenu pour ce paramètre est d'environ  $46.8 \text{ centres par cm}^3 \cdot \text{MeV/g}$ . Nous avons aussi observé une distribution en forme de pic localisée sur les plus basses amplitudes RTS. L'identification de son origine nécessite une étude dédiée.

L'effet du champ électrique a aussi été analysé. Aucune variation significative des amplitudes RTS n'a été relevée. L'effet d'amplification dû au champ électrique habituellement cité pour expliquer les grandes transitions RTS ne semble pas avoir lieu dans nos capteurs. L'explication alternative la plus prometteuse pour cette intensification du processus de génération dans les défauts RTS devient alors la génération via l'échange de charges entre défauts adjacents.

#### 4.4.2 Travaux futurs et perspectives

Les travaux décrits dans ce chapitre ont mis en valeur des sujets de recherches qui pourraient faire l'objet de futurs travaux :

**Le durcissement** Les effets de dose ionisante dominent la dégradation des capteurs. Les voies de durcissement énoncées en conclusion du chapitre précédent pourraient permettre de réduire de façon importante la sensibilité de ces capteurs aux effets des protons. La hausse moyenne du courant d'obscurité imputée aux effets de déplacements peut être réduite en diminuant le volume dépeuplé. L'utilisation de photodiodes  $N^+/\text{P}_{\text{well}}$ , la réduction de la surface des jonctions ou la diminution des tensions de recharges permettent d'atteindre ce résultat. Outre les contraintes que cela impose sur le fonctionnement du capteur, une telle réduction du volume sensible conduira à un accroissement des non-uniformités dues aux déplacements atomiques et à une amplification relative des amplitudes RTS. La méthode de durcissement à utiliser doit donc être adaptée à l'application visée.

**La distribution des pixels chauds** Les queues de distribution doivent être étudiées en détails dans des capteurs où les effets de déplacements sont dominants. Cette condition pourrait être obtenue en durcissant le

capteur aux effets d'ionisation ou en utilisant des particules induisant peu d'ionisation comme les neutrons. Leur modélisation permettrait de prédire la distribution complète des courants d'obscurité d'un capteur d'image irradié.

**Validation de l'amplitude RTS universelle** L'amplitude moyenne des fluctuations RTS semble être indépendante de l'irradiation. Cette observation mérite d'être vérifiée sur d'autres types de composants et avec des conditions de test — comme les durées d'acquisition — différentes. L'utilisation de la distribution exponentielle pour la prédiction des distributions des amplitudes RTS dans d'autres composants doit aussi être validée.

**La distribution du nombre de niveaux RTS** Les flux intégrés utilisés dans cette étude sont apparus trop important pour permettre une étude correcte des distributions des niveaux. L'extension de ces travaux à des flux intégrés inférieurs pourrait conduire à l'estimation du nombre de centres RTS multi-niveau en comparaison des centres bi-niveau.

**L'étude des constantes de temps RTS** Les informations relatives aux barrières de potentiel et à la bi-stabilité des centres RTS sont contenues dans les constantes de temps. L'identification précise des défauts impliqués pourrait venir de l'analyse de ces paramètres.

**Défauts ponctuels ou agrégats ?** Comme souligné par Hopkinson [43], l'irradiation de capteurs d'image avec des électrons de basse énergie permettrait de trancher définitivement sur le rôle des agrégats de défauts dans la génération de RTS multi-niveau.

**La cause des grandes amplitudes RTS** La piste des échanges de charges entre défauts adjacents nécessite une analyse plus fine pour valider cette hypothèse comme explication des grandes amplitudes RTS observées. Une étude corrélée avec des mesures DLTS pourraient permettre de progresser sur le sujet.

Malgré la domination des effets de dose ionisante sur les dégradations moyennes de ces capteurs d'image, les effets de déplacements restent préoccupant, en particulier pour les bruits temporels (RTS) et spatiaux (non-uniformités du courant d'obscurité). Ils sont moins bien connus que les effets d'ionisation et nécessitent donc un effort important pour être compris et prédits. De même, une bonne compréhension du processus conduisant aux signaux télégraphiques aléatoires permettrait l'identification de précautions à prendre ou de techniques permettant de les atténuer.

## Bibliographie

- [1] A. Holmes-Siedle et L. Adams, *Handbook of radiation effects*. Oxford science publications, 1994.
- [2] S. Bourdarie, “Space radiation environment,” dans *Space radiation environment and its effects on spacecraft components and systems*, Cepadues, Ed., Toulouse, juin 2004, p. 57–82.
- [3] F. Bezerra, “Test facilities and domain of application,” dans *Space radiation environment and its effects on spacecraft components and systems*, Cepadues, Ed., Toulouse, juin 2004, p. 243–263.
- [4] G. Hopkinson, “Displacement damage : Analysis and characterisation of effects on devices,” dans *Space radiation environment and its effects on spacecraft components and systems*. Toulouse : Cepadues editions, 2004, p. 175–197.
- [5] I. H. Hopkins et G. R. Hopkinson, “Random telegraph signals from proton-irradiated CCDs,” *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 40, num. 6, p. 1567–1574, déc. 1993.
- [6] G. C. Messenger, E. J. Steele, et M. Neustadt, “Displacement damage in MOS transistors,” *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 12, num. 5, p. 78–82, oct. 1965.
- [7] “The stopping and range of ions in matter.” En ligne : <http://www.srim.org/>
- [8] C. J. Dale, L. Chen, P. J. M. Nulty, P. W. Marshall, et E. A. Burke, “A comparison of monte carlo and analytical treatments of displacement damage in Si microvolumes,” *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 41, p. 1974–1983, déc. 1994.
- [9] J. R. Srour, C. J. Marshall, et P. W. Marshall, “Review of displacement damage effects in silicon devices,” *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 50, num. 3, p. 653–670, juin 2003.
- [10] J. Ziegler, *The Stopping and Range of Ions in Matter*. SRIM Co., 2008.
- [11] “Stopping-power and range tables for protons.” En ligne : <http://physics.nist.gov/PhysRefData/Star/Text/PSTAR.html>

- 
- [12] M. J. Berger et S. M. Seltzer, "Tables of energy losses and ranges of electrons and positrons," NASA, Special Publication 3012, 1964.
- [13] C. Inguibert et R. Gigante, "Nemo : A code to compute niel of protons, neutrons, electrons, and heavy ions," *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 53, num. 4, p. 1967–1972, août 2006.
- [14] J. R. Srour, "Stable-damage comparisons for neutron-irradiated silicon," *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 20, num. 6, p. 190–195, déc. 1973.
- [15] J. L. Benton et L. C. Kimerling, "Capacitance transient spectroscopy of trace contamination in silicon," *J. Electrochem. Soc.*, vol. 129, num. 9, p. 2098–2102, 1982.
- [16] S. M. Sze, *Physics of Semiconductor Devices*, 2nd ed. New York : Wiley, 1981.
- [17] P. Leturcq et G. Rey, *Physique des composants actifs à semiconducteur*. Paris : Bordas, 1978.
- [18] A. S. Grove et D. J. Fitzgerald, "Surface effects on p-n junctions : Characteristics of surface space-charge regions under non-equilibrium conditions," *Solid-State Electron.*, vol. 9, num. 8, p. 783–806, 1966.
- [19] J. R. Srour et D. H. Lo, "Universal damage factor for radiation induced dark current in silicon devices." *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 47, num. 6, p. 2451–2459, déc. 2000.
- [20] S. Inaba, M. Takahashi, Y. Okayama, A. Yagishita, F. Matsuoka, et H. Ishiuchi, "Impact of trench sidewall interface trap in shallow trench isolation on junction leakage current characteristics for sub-0.25  $\mu\text{m}$  CMOS devices," dans *Symposium on VLSI Technology Digest of Technical Papers*, 1997, p. 2584–2592.
- [21] M. J. J. Theunissen, "Analysis of the soft reverse characteristics of  $n^+p$  drain diodes," *Solid-State Electron.*, vol. 28, p. 417–425, 1985.
- [22] G. Vincent, A. Chantre, et D. Bois, "Electric field effect on the thermal emission of traps in semiconductor junctions," *J. Appl. Phys.*, vol. 50, num. 8, p. 5484–5487, 1979.
- [23] J. Bogaerts, B. Dierickx, et R. Mertens, "Enhanced dark current generation in proton-irradiated CMOS active pixel sensors," *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 49, num. 3, p. 1513–1521, juin 2002.

- [24] R. L. Pease, E. W. Enlow, G. L. Dinger, et P. Marshall, "Comparison of proton and neutron carrier removal rates," *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 34, num. 6, p. 1140–1146, déc. 1987.
- [25] A. Johnston, "Optoelectronic devices with complex failure modes," dans *IEEE NSREC short course*, 2000.
- [26] J. R. Srouf et R. A. Hartmann, "Enhanced displacement damage effectiveness in irradiated silicon devices," *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 36, num. 6, p. 1825–1830, déc. 1989.
- [27] J. R. Srouf, S. C. Chen, S. Othmer, et R. A. Hartmann, "Neutron damage mechanisms in charge transfer devices," *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. NS-25, p. 1251–1260, déc. 1978.
- [28] G. R. Hopkinson, "Cobalt60 and proton radiation effects on large format, 2-d, CCD arrays for an earth imaging application," *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 39, num. 6, p. 2018–2025, déc. 1992.
- [29] C. Dale, P. Marshall, E. Burke, G. Summers, et G. Bender, "The generation lifetime damage factor and its variance in silicon," *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 36, num. 6, p. 1872–1881, déc. 1989.
- [30] P. Marshall, C. Dale, et E. Burke, "Proton-induced displacement damage distributions and extremes in silicon microvolumes charge injection device," *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 37, num. 6, p. 1776–1783, déc. 1990.
- [31] M. Robbins, "High-energy proton-induced dark signal in silicon charge coupled devices." *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 47, num. 6, p. 2473–2479, déc. 2000.
- [32] G. R. Hopkinson, "Radiation effects in a CMOS active pixel sensor," *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 47, num. 6, p. 2480–2484, déc. 2000.
- [33] —, "Radiation testing of CCD and APS imaging devices," SIRA Ltd., European Space Agency Contract Report 14028/99/NL/MM, June 2003. En ligne : <https://escies.org/>
- [34] P. Marshall, C. Dale, E. Burke, G. Summers, et G. Bender, "Displacement damage extremes in silicon depletion regions," *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 36, num. 6, p. 1831–1839, déc. 1989.

- 
- [35] C. J. Dale, P. W. Marshall, et E. A. Burke, "Particle-induced spatial dark current fluctuations in focal plane arrays," *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 37, num. 6, p. 1784–1791, déc. 1990.
- [36] I. H. Hopkins et G. R. Hopkinson, "Further measurements of random telegraph signals in proton-irradiated CCDs," *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 42, num. 6, p. 2074–2081, 1995.
- [37] J. Bogaerts, B. Dierickx, et R. Mertens, "Random telegraph signal in a radiation-hardened CMOS active pixel sensor," *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 49, num. 1, p. 249–257, fév. 2002.
- [38] A. M. Chugg, R. Jones, M. J. Moutrie, J. R. Armstrong, D. B. S. King, et N. Moreau, "Single particle dark current spikes induced in CCDs by high energy neutrons," *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 50, num. 6, p. 2011–2017, 2003.
- [39] D. R. Smith, A. D. Holland, et I. B. Hutchinson, "Random telegraph signals in charge coupled devices," *Nucl. Instr. Meth. A*, vol. 530, num. 3, p. 521–535, sept. 2004.
- [40] T. Nuns, G. Quadri, J.-P. David, O. Gilard, et N. Boudou, "Measurements of random telegraph signal in CCDs irradiated with protons and neutrons," *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 53, num. 4, p. 1764–1771, août 2006.
- [41] L. Duvet, D. D. E. Martin, et A. Owens, "Current progress of active pixel sensor developments for future european space agency planetary and sun observation missions," dans *Proc. SPIE*, vol. 6276. SPIE, 2006.
- [42] T. Nuns, G. Quadri, J.-P. David, et O. Gilard, "Annealing of Proton-Induced Random Telegraph Signal in CCDs," *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 54, num. 4, p. 1120–1128, 2007.
- [43] G. R. Hopkinson, V. Goiffon, et A. Mohammadzadeh, "Random telegraph signals in proton irradiated CCDs and APS," *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 55, num. 4, août 2008.
- [44] Y. Yuzhelevski, M. Yuzhelevski, et G. Jung, "Random telegraph noise analysis in time domain," *Rev. Sci. Instr.*, vol. 71, num. 4, p. 1681–1688, avr. 2000.

- [45] A. Konczakowska, J. Cichosz, et A. Szewczyk, "A new method for RTS noise of semiconductor devices identification," *IEEE Trans. Instrum. Meas.*, vol. 57, num. 6, p. 1199–1206, 2008.
- [46] D. Ziou et S. Tabbone, "Edge detection techniques - an overview," *Pattern Recognit. Image Anal.*, vol. 8, p. 537–559, 1998.
- [47] B. Pain, G. Yang, T. Cunningham, C. Wrigley, et B. Hancock, "An enhanced-performance CMOS imager with a flushed-reset photodiode pixel," *IEEE Trans. Electron Devices*, vol. 50, num. 1, p. 48–56, jan. 2003.
- [48] H. Tian, B. Fowler, et A. Gamal, "Analysis of temporal noise in CMOS photodiode active pixel sensor," *IEEE J. Solid-State Circuits*, vol. 36, num. 1, p. 92–101, jan. 2001.
- [49] B. Hancock et G. Soli, "Total dose testing of a CMOS charged particle spectrometer," *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 44, num. 6, p. 1957–1964, 1997.
- [50] W. Shockley et W. T. Read, "Statistics of the recombination of holes and electrons," *Phys. Rev.*, vol. 87, p. 835–842, 1952.
- [51] W. Chen, B. Monemar, E. Janzén, et J. Lindström, "Direct observation of intercenter charge transfer in dominant nonradiative recombination channels in silicon," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 67, num. 14, p. 1914–1917, sept. 1991.
- [52] A. M. Frens, M. T. Bennebroek, A. Zakrzewski, J. Schmidt, W. M. Chen, E. Janzén, J. L. Lindström, et B. Monemar, "Observation of rapid direct charge transfer between deep defects in silicon," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 72, num. 18, p. 2939–2942, mai 1994.
- [53] A. Schenk et U. Krumbein, "Coupled defect-level recombination : Theory and application to anomalous diode characteristics," *J. Appl. Phys.*, vol. 78, num. 5, p. 3185–3192, 1995.
- [54] S. Watts, J. Matheson, I. Hopkins-Bond, A. Holmes-Siedle, A. Mohammadzadeh, et R. Pace, "A new model for generation-recombination in silicon depletion regions after neutron irradiation," *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 43, num. 6, p. 2587–2594, déc. 1996.
- [55] K. Gill, G. Hall, et B. MacEvoy, "Bulk damage effects in irradiated silicon detectors due to clustered divacancies," *J. Appl. Phys.*, vol. 82, num. 1, p. 126–136, 1997.

- 
- [56] J. Srour et J. Palko, "A framework for understanding displacement damage mechanisms in irradiated silicon devices," *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 53, num. 6, p. 3610–3620, déc. 2006.
- [57] A. Chantre, "Introduction to defect bistability," *Appl. Phys. A Mater. Sci. Process.*, vol. 48, p. 3–9, jan. 1989.
- [58] G. D. Watkins, "Metastable defects in silicon : hints for dx and el2?" *Semiconductor Science and Technology*, vol. 6, num. 10B, p. B111–B120, 1991.
- [59] B. N. Mukashev, K. A. Abdullin, et Y. V. Gorelkinskii, "Metastable and bistable defects in silicon," *Physics-Uspexhi*, vol. 43, num. 2, p. 139–150, 2000.
- [60] A. Czerwinski, "Defect-related local-electric-field impact on p–n junction parameters," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 75, num. 25, p. 3971–3973, 1999.



# Conclusion

## Vue d'ensemble

Les derniers développements des procédés de fabrication CMOS dédiés aux applications d'imagerie permettent aujourd'hui aux capteurs d'image CMOS d'apparaître comme une alternative sérieuse aux capteurs CCD dans les applications spatiales[1]. L'utilisation d'imageurs CMOS en environnement spatial implique néanmoins une bonne connaissance de la sensibilité de ces circuits face aux radiations.

Nous avons vu dans une première partie que l'environnement spatial est riche en particules capables de transférer leur énergie aux composants embarqués sur les satellites sous forme d'ionisation ou de déplacement atomiques. Ces deux processus conduisent à la génération de défauts qui dégradent les performances des capteurs d'image. Plusieurs faiblesses ont été identifiées dans les travaux précédents consacrés aux procédés CMOS standard<sup>17</sup>, comme des hausses de courant d'obscurité et des réductions de sensibilité. Des techniques de durcissement par dessin ont permis d'améliorer de façon significative la résistance de ces capteurs aux radiations[2–5]. Néanmoins, les phénomènes de dégradation ne sont pas toujours bien connus et encore moins modélisés. Leur transposition à une nouvelle technologie ou une nouvelle architecture est incertaine. Ceci est particulièrement vrai pour les comportements dont l'origine fait encore l'objet de discussions, comme la baisse de sensibilité des capteurs STAR250 et STAR1000[4, 6, 7].

Dans le but de réduire cette incertitude, nous avons proposé une méthode d'analyse de ces effets au deuxième chapitre. Elle consiste à étudier le comportement d'un nombre limité de structures clés qui permettent de remonter de proche en proche à l'origine des dégradations observées. Ces dispositifs élémentaires peuvent être placés sur le même circuit intégré qu'un imageur. Ils offrent la possibilité d'extrapoler les déductions réalisées sur ce capteur à d'autres types d'architectures, voire de technologie, en révélant

---

17. Non optimisés pour l'imagerie.

la localisation des détériorations. Des modélisations simples sont aussi possibles à partir des résultats obtenus sur les briques élémentaires du capteur d'image.

Dans les chapitres 3 et 4, cette approche a été appliquée à l'étude des effets de rayons  $\gamma$  et des flux de protons sur des imageurs CMOS réalisés grâce à un procédé  $0.18 \mu\text{m}$  optimisé pour l'imagerie. Les résultats principaux sont présentés dans la section suivante.

## Résultats clés

La source de rayons  $\gamma$  utilisée, le  $^{60}\text{Co}$ , induit très majoritairement des effets d'ionisation. Les processus de dégradation suivants ont été identifiés dans des capteurs irradiés jusqu'à  $1 \text{ kGy}$  :

**Courant parasite** La dose ionisante absorbée renforce les densités de charges piégées et d'états d'interface dans les isolations en tranchée situées sur le périmètre des photodiodes. Il s'en suit un élargissement de la zone dépeuplée et une forte hausse de la concentration des centres de génération. Le courant d'obscurité résultant est proportionnel au périmètre et semble bien plus intense que ceux observés sur des capteurs de génération antérieure. Une prédiction de cette dégradation dans les capteurs d'image peut être établie en extrapolant les résultats obtenus sur les photodiodes de test aux dimensions du pixel utilisé.

**Effet RINCE** Cette même charge positive induite par la dose ionisante dans les oxydes STI conduit à une variation de tension de seuil dans les transistors PMOS (effet RINCE[8]). Elle semble dépendre fortement des conditions de polarisation durant l'irradiation et pourrait induire des variations de tension de seuil dans les transistors à canal N. La tension de saturation n'est réduite que légèrement par ces variations mais l'effet RINCE pourrait devenir critique à des doses plus importantes.

**Sensibilité** Aucune variation de sensibilité n'a été observée. Ni les gains, ni le rendement quantique externe n'ont été dégradés par l'ionisation des oxydes.

Conformément à la théorie et aux travaux précédents, les flux de protons ont induit deux types de réponse :

**Effets d'ionisation** Les effets de dose ionisante dominent totalement la réponse des capteurs exposés. Les phénomènes mis en jeu sont ceux identifiés sur les pièces exposées aux  $^{60}\text{Co}$ .

**Déplacements atomiques** L'analyse des dispositifs élémentaires a montré que les hausses de courant d'obscurité dues aux déplacements sont en parfait accord avec le facteur de dommage universel[9], et donc avec les dégradations observées dans les composants optoélectroniques à base de silicium. La contribution des effets de déplacement au courant d'obscurité moyen de ces imageurs peut être estimée grâce à ce facteur.

Nous avons également proposé une méthode de détection et de reconstitution de signaux télégraphiques aléatoires (RTS) induits par les déplacements atomiques. Elle a conduit à de nouvelles observations :

**Distributions des amplitudes** Les premiers résultats présentés montrent que les amplitudes maximales des fluctuations télégraphiques sont distribuées exponentiellement. L'amplitude moyenne de ces distributions semble indépendante de la dose de déplacement absorbée et reste égale à environ 0.19 fA.

**Corrélation avec le NIEL** Ces distributions d'amplitude ont permis d'estimer le nombre de défauts RTS. Ce dernier est proportionnel au NIEL total sur toute la plage d'énergie et toutes les valeurs de flux intégré utilisées dans cette étude.

**Prédiction des distributions** Ces deux résultats suggèrent la possibilité de prédire les distributions d'amplitudes des pixels RTS les plus bruyants.

**Insensibilité au champ électrique** Des caractérisations simples ont révélé une indépendance des amplitudes RTS sur le champ électrique. Une explication alternative pour les grandes amplitudes observées reste à préciser.

## Perspectives d'études

En complément des problématiques mises en évidence à la fin des chapitres 3 et 4, quatre grands thèmes peuvent être dégagés de cette étude pour la continuation de ces travaux :

**L'analyse d'une autre technologie** L'approche proposée pourrait être transposée à l'étude des effets des radiations sur des circuits réalisés grâce à d'autres procédés de fabrication. Peu de travaux existent aujourd'hui sur la résistance aux radiations des capteurs d'image 4T utilisant des photodiodes *pinned*[10, 11]. La corrélation des réponses des dispositifs élémentaires avec le comportement des imageurs 4T

permettrait par exemple de compléter les travaux de Rao *et al.*[12] et d'analyser les effets des radiations sur le transfert de charges ou sur la transmission des couches d'oxyde qui recouvrent la photodiode.

**Modélisation physique** Contrairement aux effets des déplacements atomiques[9], les distributions des défauts dans les oxydes dus à l'ionisation dépendent fortement du procédé de fabrication. Il ne semble donc pas possible de prévoir ces densités sans la caractérisation des oxydes. Une fois l'évolution du nombre de défauts avec la dose ionisante connue pour une technologie donnée, il peut être envisagé de modéliser les courants d'obscurité des photodiodes à partir de ces densités. Une telle modélisation permettrait notamment de comprendre les différences de comportement observées d'une technologie à l'autre, en particulier après l'étape de recuit.

**Non-uniformités** De part leur volume sensible réduit et leur architecture matricielle, les capteurs d'image sont particulièrement sensibles aux disparités induites par les déplacements atomiques. La prévision des queues de distribution de courant d'obscurité dans ces matrices de pixels reste un enjeu majeur.

**Prévision du RTS** Les résultats présentés suggèrent la possibilité de prédire les distributions des pixels RTS les plus bruyants. La confrontation de ces résultats à d'autres capteurs d'image à base de silicium permettrait de confirmer ou d'infirmer cette supposition.

À ceci s'ajoute bien évidemment l'objet principal de cette étude, l'amélioration de la résistance aux radiations des capteurs testés.

## Voies de durcissement

**Réduction des effets de dose ionisante** Tout d'abord, l'effet RINCE peut être facilement éliminé par l'utilisation de transistors sans bord, notamment les structures à grille fermée. Seuls les transistors PMOS de petite taille sont supposés être sensibles à cet effet dans les capteurs testés<sup>18</sup>. Il suffit donc de modifier un nombre limité de dispositifs pour éliminer cette vulnérabilité.

Concernant les transistors à canal N, leur durcissement aux effets de dose ionisante ne s'impose pas jusqu'à 1 kGy. Au delà, les noeuds sensibles peuvent nécessiter l'utilisation de transistors sans bord pour éliminer les courants de fuite entre source et drain. Des anneaux P<sup>+</sup> peuvent aussi être

---

18. L'effet RINCE observé sur certains transistor NMOS nécessite d'être confirmé par une étude dédiée.

utilisés si les fuites entre composants deviennent significatives. Ces techniques de durcissement sont bien connues[13] et leur efficacité a été prouvée à plusieurs reprises par le passé. Des bibliothèques de composants durcis sont aussi parfois disponibles[14] et peuvent être utilisées pour les parties numériques du circuit.

Le point délicat concerne le courant d'obscurité des photodiodes. Cette dégradation apparaît à faible dose ionisante et domine les autres effets d'ionisation. Plusieurs méthodes ont été proposées par le passé pour réduire cette vulnérabilité. Pain *et al.* ont testé avec succès plusieurs techniques pour éloigner l'oxyde LOCOS de la zone dépeuplée[2, 5]. Il existe un écart technologique important entre les procédés de fabrication utilisés dans ces études et la technologie optimisée pour l'imagerie qui a permis de réaliser les capteurs examinés dans ce manuscrit. Cet écart est illustré par l'énorme différence de densité de courant d'obscurité présenté sur la Fig. 3.44 p. 139. Les photodiodes optimisées ont des courants d'obscurité d'environ un ordre de grandeur inférieurs aux courants rapportés dans ces publications. L'application des techniques de durcissement proposées dans[2, 5] ne garantit donc pas une amélioration de la résistance aux radiations de nos capteurs.

Bogaerts *et al.* ont eux aussi atteint une très bonne tenue aux radiations ionisantes de leur capteur grâce à l'implantation en surface d'une couche permettant d'isoler la zone dépeuplée de la photodiode de l'oxyde. Cette étape est une modification du procédé de fabrication standard. En tant que concepteurs/utilisateurs de procédés existants, nous nous situons dans un contexte différent de celui de cette étude. Nous avons uniquement accès aux étapes proposées par les fabricants. Une telle modification du procédé de fabrication n'est donc pas envisageable. La solution recherchée est une solution générique qui peut être appliquée sur la majorité des filières technologiques accessibles.

Les solutions proposées sur la Fig. 5.1 sont le fruit des travaux présentés au chapitre 3. Les trois architectures durcies présentées ont un transistor de recharge à grille fermée pour en protéger la source et réduire sa contribution. Il est important de garder à l'esprit qu'une grille aussi longue peut engendrer un courant tunnel important dans la source après irradiation (voir section 3.3.1.2 p. 114 et[5]). Cet effet doit être surveillé. Les trois pixels durcis sont comparés à un design standard grossièrement représenté (Fig. 5.1a). Comme mentionné précédemment, le durcissement du MOST de sélection Y et du suiveur n'est pas obligatoire à faible dose ionisante. Conformément aux résultats obtenus sur la photodiode de test correspondante, la première structure avec oxyde de champ reculé (Fig. 5.1b) devrait réduire le courant d'environ un ordre de grandeur à 1 kGy. Pour aller plus loin, l'intégration d'un anneau P<sup>+</sup> (Fig. 5.1c) et l'ajout d'une grille (Fig. 5.1d)

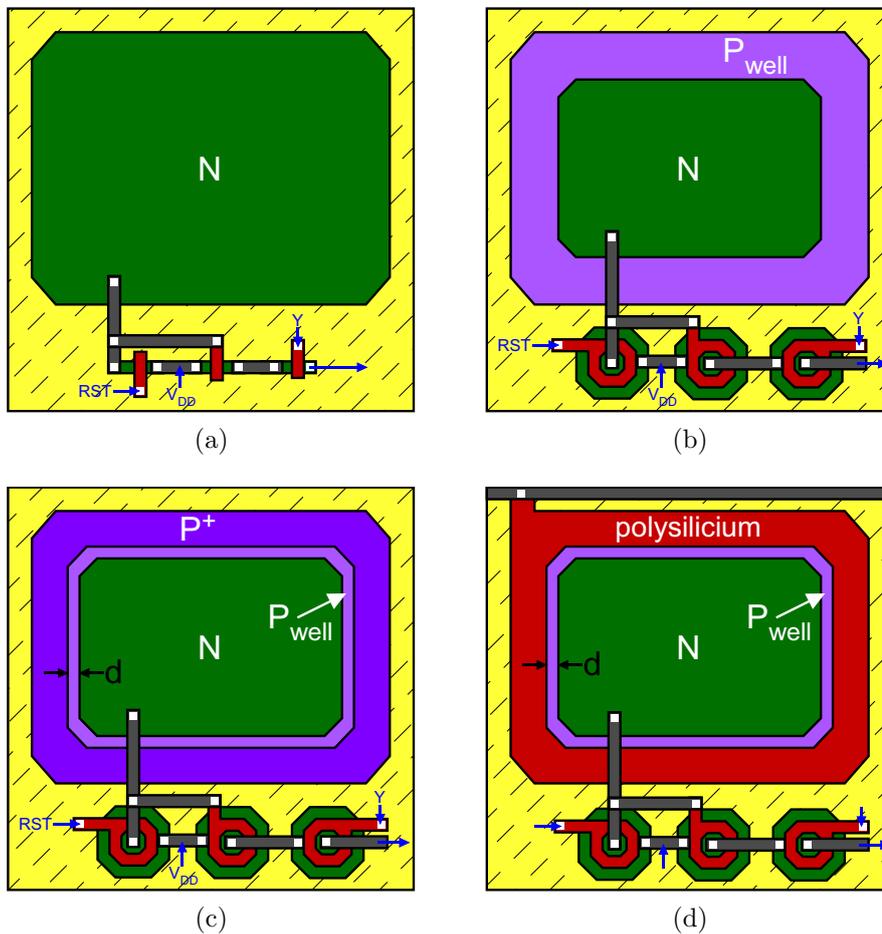


Fig. 5.1 – Voies de durcissement. (a) Dessin d'un pixel standard. (b) Dessin d'un pixel durci avec STI reculé. (c) Dessin d'un pixel durci avec anneau P<sup>+</sup>. (d) Dessin d'un pixel durci avec photodiode contrôlée. La distance  $d$  est la distance à ajuster pour obtenir un résultat optimal. Les placements et les interconnexions ne sont pas optimisés sur ces illustrations.

pour éloigner l'oxyde STI en limitant l'extension latérale de la zone dépeuplée apparaissent comme des solutions prometteuses. Comme discuté au chapitre 3, cela implique de trouver la distance optimale (distance  $d$  sur la figure) qui permet de limiter les effets secondaires comme les courants dus à l'effet tunnel.

La Fig. 5.2 présente une vue coupe d'une photodiode *pinned* dans laquelle les contributions des oxydes sont éliminées par l'ajout d'un implant P<sup>+</sup> de surface et d'une zone dopée P qui sépare l'oxyde STI de la zone dopée N. Une telle structure est donc logiquement très peu sensible à la dose

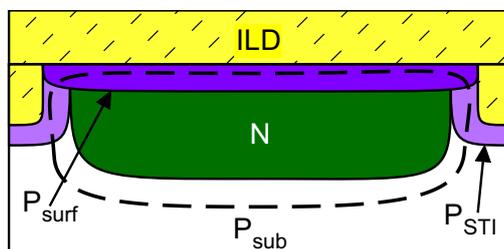


Fig. 5.2 – Vue en coupe d'une photodiode *pinned*. Le transistor de transfert n'est pas représenté.

ionisante comme cela a été démontré par Rao *et al.*[12, 15]. Néanmoins, ces travaux ont montré que dans le cas de la photodiode *pinned*, la distance de recul du STI doit aussi être optimisée pour ne pas dégrader les autres performances du capteur. De plus, d'autres effets apparaissent dans cette technologie, comme une baisse de sensibilité. On peut également rajouter que cette technologie d'avenir n'est pas encore assez mature pour être utilisée dans des applications spatiales et que d'autres travaux doivent lui être consacrés.

Dans des procédés le permettant, une solution intermédiaire consisterait à utiliser les implants P de la photodiode *pinned* pour protéger une photodiode de type 3T des oxydes environnant au lieu de l'anneau P<sup>+</sup> cité précédemment.

Le choix optimal dépend bien évidemment des opportunités offertes par la technologie utilisée et des autres contraintes de performance imposées par l'application visée.

**Durcissement aux effets de déplacements** Le seul levier existant sur l'impact des déplacements atomiques pour un concepteur est la taille de la zone dépeuplée. Si le courant moyen d'obscurité est le facteur limitant, le volume sensible peut être réduit en jouant sur la surface de la photodiode ou sur les implants et caissons utilisés. La tension inverse de la photodiode peut aussi être réduite à sa valeur minimale nécessaire pour limiter les effets d'amplification du champ électrique. En revanche, si les non-uniformités spatiales et le bruit RTS sont les premières préoccupations, le volume de déplétion devra être étendu au maximum pour moyenniser ces contributions. Les origines du RTS et des queues de distributions étant encore mal identifiées, d'autres facteurs accessibles à un concepteur peuvent éventuellement être révélés à l'avenir.

## Enfin...

...l'ensemble de ce travail souligne l'importance de l'étude des phénomènes élémentaire sur des dispositifs simple pour la bonne compréhension des comportements des capteurs d'image dans l'environnement radiatif spatial. L'étude isolée d'un capteur d'image ne semble pas suffisante pour résoudre efficacement, par conception, les problèmes qui apparaissent sur les technologies fortement submicroniques optimisées pour l'imagerie. Cette étude met aussi en valeur la nécessité de poursuivre l'effort de durcissement par dessin des pixels de type 3T et 4T pour leur utilisation dans de futures applications spatiales.

## 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," dans *Int. Conf. Space Optics*, Toulouse, 2008.
- [2] B. R. Hancock, T. J. Cunningham, K. P. McCarty, G. Yang, C. J. Wrigley, P. G. Ringold, R. C. Stirbl, et B. Pain, "Multi-megarad (Si) radiation-tolerant integrated CMOS imager," dans *Proc. of SPIE*, vol. 4306, 2001, p. 147–155.
- [3] E.-S. Eid, T. Y. Chan, E. R. Fossum, R. H. Tsai, R. Spagnuolo, J. Deily, W. B. Byers, et J. C. Peden, "Design and characterization of ionizing radiation-tolerant CMOS APS image sensors up to 30 Mrd (Si) total dose," *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 48, num. 6, p. 1796–1806, déc. 2001.
- [4] J. Bogaerts, B. Dierickx, G. Meynants, et D. Uwaerts, "Total dose and displacement damage effects in a radiation-hardened CMOS APS," *IEEE Trans. Electron Devices*, vol. 50, num. 1, p. 84–90, 2003.
- [5] B. Pain, B. R. Hancock, T. J. Cunningham, S. Seshadri, C. Sun, P. Peddada, C. J. Wrigley, et R. C. Stirbl, "Hardening CMOS imagers : radhard-by-design or radhard-by-foundry," dans *Proc. SPIE*, vol. 5167, 2004, p. 101–110.
- [6] G. R. Hopkinson, A. Mohammadzadeh, et R. Harboe-Sorensen, "Radiation effects on a radiation-tolerant CMOS active pixel sensor," *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 51, num. 5, p. 2753–2761, oct. 2004.

- 
- [7] L. Duvet, D. D. E. Martin, et A. Owens, "Current progress of active pixel sensor developments for future european space agency planetary and sun observation missions," dans *Proc. SPIE*, vol. 6276. SPIE, 2006.
- [8] F. Faccio et G. Cervelli, "Radiation-induced edge effects in deep sub-micron CMOS transistors," *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 52, num. 6, p. 2413–2420, 2005.
- [9] J. R. Srour et D. H. Lo, "Universal damage factor for radiation induced dark current in silicon devices." *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 47, num. 6, p. 2451–2459, déc. 2000.
- [10] B. Burkey, W. Chang, J. Littlehale, T. Lee, T. Tredwell, J. Lavine, et E. Trabka, "The pinned photodiode for an interline-transfer CCD image sensor," dans *IEDM Tech. Dig.*, 1984, p. 28–31.
- [11] I. Inoue, H. IHARA, H. Yamashita, T. Yamaguchi, H. Nozaki, et R. Miyagawa, "Low Dark Current Pinned Photo-Diode for CMOS Image Sensor." *Eizo Joho Media Gakkai Gijutsu Hokoku*, vol. 23, num. 49, p. 25–30, 1999.
- [12] P. R. Rao, X. Wang, et A. J. P. Theuwissen, "Degradation of CMOS image sensors in deep-submicron technology due to  $\gamma$ -irradiation," *Solid-State Electron.*, vol. 52, num. 9, p. 1407–1413, sept. 2008.
- [13] H. L. Hughes et J. M. Benedetto, "Radiation effects and hardening of MOS technology : devices and circuits," *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 50, p. 500–501, juin 2003.
- [14] European Space Agency, "Dare library development." En ligne : [http://www.esa.int/TEC/Microelectronics/SEMSTCV681F\\_0.html#subhead2](http://www.esa.int/TEC/Microelectronics/SEMSTCV681F_0.html#subhead2)
- [15] P. R. Rao, X. Wang, et A. J. P. Theuwissen, "Degradation of spectral response and dark current of CMOS image sensors in deep-submicron technology due to  $\gamma$ -irradiation," dans *Proc. ESSDERC*, 2007, p. 370–373.



# Annexe A

## Liste d'acronymes

<b>0VT</b>	Zero Threshold Voltage
<b>APS</b>	Active Pixel Sensor
<b>CCD</b>	Charge-Coupled Device
<b>CDS</b>	Correlated Double Sampling
<b>CI</b>	Circuit Intégré
<b>CIS</b>	CMOS Image Sensor
<b>CMOS</b>	Complementary Metal Oxyde Semiconductor
<b>CV</b>	Capacité-Tension
<b>CVD</b>	Chemical vapor deposition
<b>CVF</b>	Charge-to-Voltage Conversion Factor
<b>DDD</b>	Displacement Damage Dose
<b>DLTS</b>	Deep Level Transient Spectroscopy
<b>DSNU</b>	Dark Signal Non-Uniformity
<b>ELT</b>	Enclosed Layout Transistor
<b>EQE</b>	External Quantum Efficiency
<b>FET</b>	Field Effect Transistor
<b>FOX</b>	Field Oxide
<b>FOXFET</b>	Field Oxide Field Effect Transistor
<b>FPN</b>	Fixed Pattern Noise
<b>HDP</b>	High Density Plasma
<b>HDR</b>	High Dynamic Range
<b>ILD</b>	Inter Layer Dielectric

**ILDFET** Inter Layer Dielectric Field Effect Transistor  
**IV** Courant-Tension  
**LET** Linear Energy Transfer  
**LOCOS** Local Oxidation Of Silicon  
**LVT** Low Threshold Voltage  
**MOS** Metal Oxyde Semiconductor  
**MOSFET** Metal Oxyde Semiconductor Field Effect Transistor  
**NIEL** Non-Ionizing Energy Loss  
**NMOSFET** N-channel MOSFET  
**NMOST** N-channel MOS Transistor  
**PCB** Printed Circuit Board  
**PMD** Pre Metal Dielectric  
**PMOSFET** P-channel MOSFET  
**PMOST** P-channel MOS Transistor  
**PRNU** Photo Response Non-Uniformity  
**QE** Quantum Efficiency  
**RFD** Recessed Field oxide Diode  
**RFT** Recessed Field oxide Transistor  
**RINCE** Radiation Induced Narrow Channel Effect  
**RTS** Random Telegraph Signal  
**SBS** Square Bracket Shaped transistor  
**SNR** Signal to Noise Ratio  
**SRIM** Stopping and Range of Ions in Matter  
**STI** Shallow Trench Isolation  
**SVT** Standard Threshold Voltage  
**TID** Total Ionizing Dose  
**VLSI** Very-Large-Scale Integration

# Annexe B

## Description du banc de mesure dédié aux faibles courants

### B.1 Enjeux des mesures de courants faibles

L'ensemble des contributions parasites qui peuvent être observées lors d'une mesure de courant inférieur au nanoampère sont représentées sur la Fig. B.1. Elles peuvent être divisées en trois grandes familles : les courants de fuite dépendant de la tension appliquée, les courants indépendants de la tension appliquée et les perturbations transitoires.

#### B.1.1 Courants de fuite

Il existe toujours des chemins de fuite entre deux électrodes. La considération ou non de ces chemins dépend de la valeur minimum de résistance que l'on associe à une isolation parfaite. Pour des tensions de fonctionne-

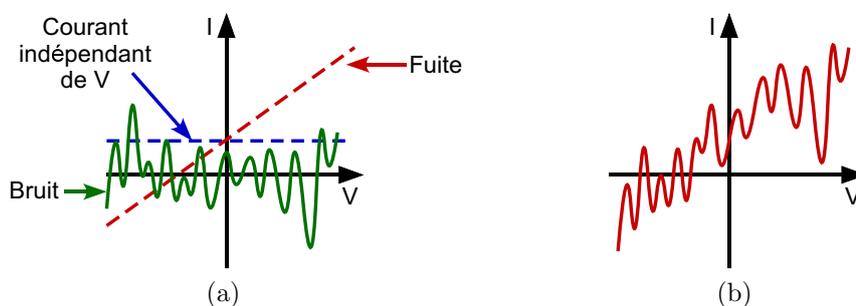


Fig. B.1 – Courants parasites qui limitent la résolution des mesures de courants faibles. (a) Les trois grandes contributions représentées séparément. (b) Le signal parasite résultant.

ment comprises entre  $-10$  et  $+10$  V, une fuite de  $10$  fA correspond à une résistance d'isolation de  $1$  P $\Omega$ . Cela implique que cette résistance d'isolation doit être supérieure à  $10$  P $\Omega$  pour mesurer confortablement un courant de  $10$  fA. À ce niveau d'exigence, les chemins de fuite suivants doivent être considérés :

**Le volume des isolants.** L'intensité des courants de fuite circulant dans le volume des isolants dépend de la résistivité volumique du matériau utilisé. L'isolation recherchée de  $10$  P $\Omega$  nécessite une résistivité volumique supérieure à  $10^{15}$   $\Omega \cdot \text{cm}$  pour deux carrés de métal de  $1$  mm<sup>2</sup> séparés par  $1$  mm d'épaisseur d'isolant. Cet exemple peut représenter le volume de conduction effectif correspondant au croisement de deux pistes sur un circuit imprimé (ou PCB pour *printed circuit board*).

**La surface des isolants.** Des courants parasites peuvent aussi circuler à la surface des isolants. La résistivité surfacique d'un matériau dépend essentiellement de son état de surface et de son état de propreté. Les fluides et sels présents sur la peau ainsi que les contaminants présents dans l'air peuvent rapidement réduire cette résistivité surfacique. Les colles et vernis vont aussi grandement dégrader les résistances de surface des isolants, car l'isolation de surface ne sera plus donnée par les propriétés de l'isolant mais par celles du produit déposé. Il est donc nécessaire de choisir un matériau présentant une forte résistivité surfacique et de le garder propre.

**L'air.** L'air peut aussi participer à la dégradation de l'isolation entre deux électrodes. Ceci est particulièrement vrai à la surface des isolants où l'humidité de l'air augmente considérablement l'intensité des courants de fuite. L'utilisation d'air sec, ou d'un gaz neutre comme l'azote, est donc préconisé. Cela permet aussi de limiter l'absorption d'eau dans le volume des isolants, et donc d'améliorer leur résistivité volumique.

Ces effets parasites peuvent être grandement réduits par l'utilisation du principe de garde [1–4]. Ce dernier est résumé sur la Fig. B.2. Entre les deux terminaux du composant à tester existe un chemin de fuite. Une partie du courant qui traverse le composant à tester s'échappe par ce chemin parasite. La quantité de courant perdu est proportionnelle à la différence de potentiel présente aux bornes de la résistance de fuite. Sur l'exemple, la résistance de fuite est connectée à la masse. Si d'autres points du circuit sont à des potentiels différents, des résistances de fuite vont aussi exister entre le composant à tester et ces autres points. Si la tension aux bornes de la résistance de fuite est réduite à zéro, le courant de fuite est alors éliminé. Ceci peut être réalisé en entourant le chemin de signal par un conducteur placé au même potentiel (Fig. B.2). Un amplificateur suiveur qui recopie la

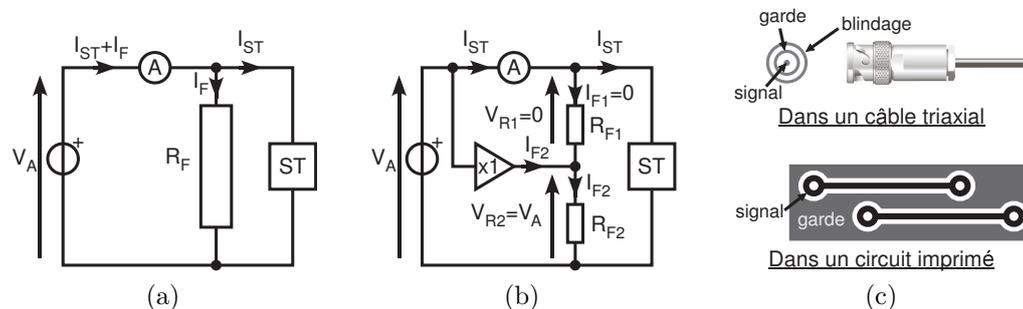


Fig. B.2 – Illustration du principe de garde. (a) Le courant mesuré est la somme du courant qui traverse la structure à tester (ST) et de celui qui parcourt la résistance de fuite ( $R_F$ ). (b) Lorsque le principe de garde est utilisé, le potentiel du signal est appliqué sur le conducteur de garde grâce à un amplificateur suiveur. Le conducteur de garde entoure le conducteur de signal et sépare donc la résistance de fuite en deux résistances en séries ( $R_{F1}$  et  $R_{F2}$ ). La tension aux bornes de  $R_{F1}$  est nulle, et tout le courant de fuite qui traverse  $R_{F2}$  est fourni par l'amplificateur suiveur. Dans ce cas, le courant qui traverse l'ampèremètre est le même que celui qui traverse la structure de test. En pratique (c), le principe de garde est appliqué grâce à des câbles triaxiaux. Sur un circuit imprimé, ce principe peut être utilisé en entourant le conducteur de signal par un conducteur relié au potentiel de garde comme illustré.

tension appliquée sur le noeud de mesure est en général utilisé pour générer ce potentiel de garde.

En pratique, ceci peut-être réalisé sur un circuit imprimé en entourant les pistes de signal par des pistes ou des plans de garde. L'âme des câbles doit aussi être entouré d'un conducteur de garde. L'utilisation de câbles coaxiaux est donc nécessaire.

### B.1.2 Courants indépendants de la polarisation

Il existe aussi des courants parasites qui ne dépendent pas directement de la tension appliquée durant la mesure. Les sources de ces courants sont multiples :

**Effets triboélectriques.** Le frottement entre un conducteur et un isolant peut générer des charges et induire un courant visant à retrouver la neutralité électrique initiale. Ce type d'effet est particulièrement fréquent dans les câbles utilisés pour la mesure. Des matériaux peu sujets aux effets triboélectriques doivent être utilisés et les mouvements des câbles doivent être évités.

**Effets piézoélectriques.** Lorsque un stress mécanique est appliqué à un matériau, des charges peuvent être générées par effet piézoélectrique.

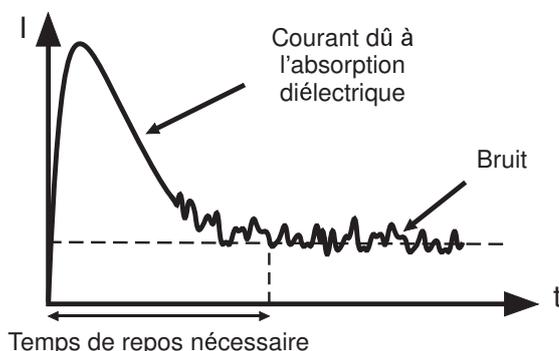


Fig. B.3 – Effet de l'absorption diélectrique sur la mesure de courant faible suivant l'application d'un créneau de tension.

Comme pour l'effet triboélectrique, un courant peut alors s'établir pour retrouver la neutralité électrique. Il est donc là aussi important de choisir des matériaux présentant peu d'effets piézoélectriques.

**Effets capacitifs.** Un banc de mesure complet est entre autre constitué par un grand nombre de capacités parasites. À chaque application d'une nouvelle tension, toutes ces capacités se chargent ou se déchargent. Cela induit naturellement l'écoulement de courants parasites qui ne dépendent pas de la tension appliquée mais uniquement de l'incrément de cette dernière et du temps qui sépare la mesure du créneau de tension. Pour limiter cet effet il est nécessaire de laisser un temps de repos entre l'application de la tension et la mesure. Les techniques de garde permettent aussi de réduire les capacités parasites vues par le signal utile. Les capacités parasites sont alors chargées par le conducteur de garde et le courant induit ne perturbe plus la mesure.

**Absorption diélectrique.** Les diélectriques sont aussi capables d'emmagasiner des charges avec plus ou moins d'efficacité. Les répercussions sur la mesure sont proches des effets capacitifs comme le montre la Fig. B.3. Là aussi, un temps de repos entre l'application de la tension et la mesure doit être observé.

**Bruit redressé.** La mesure de courants faibles implique l'intégration du signal mesuré sur des durées considérables pouvant aller de la milliseconde à plusieurs minutes pour l'acquisition d'un point. Durant cette période d'acquisition, une partie des bruits électroniques sont redressés et intégrés par le système. Cela a pour conséquence de créer une composante continue de courant parasite qui vient s'ajouter au signal. Les méthodes de base de réduction de bruit abordées dans la section suivante permettent de limiter l'impact de cette composante continue.

**Instrumentation.** S'ils ne sont pas adaptés, les instruments peuvent être une source importante de courant parasite pour toutes les raisons citées précédemment. Ceci est particulièrement limitant dans un système utilisant le système de garde. En effet, l'efficacité de cette garde dépend de la différence de potentiel existant entre le conducteur de signal utile et le conducteur de garde (Fig. B.2). Cet écart est fonction de la tension résiduelle aux bornes de l'ampèremètre et de la qualité du montage suiveur utilisé. Une instrumentation dédiée est donc vitale pour mener à bien de telles mesures.

### B.1.3 Bruits et perturbations

Le dernier type de contribution envisagé concerne les perturbations transitoires. Elles regroupent les bruits basse fréquence non filtrés par la période d'intégration et les agressions extérieures dues à l'environnement électromagnétique.

L'instrumentation est bien sûr une source importante de bruit. L'utilisation de filtres ou de méthodes d'amplification active peut induire des courants de fuite de plusieurs ordres de grandeur supérieurs aux courants à mesurer. La seule règle à suivre est donc d'utiliser des instruments de mesure adaptés. La régulation de la température à une valeur modérée proche de 20°C permet de limiter la génération de bruit thermique et optimise les performances des instruments.

Les perturbations dues aux variations de champ électrique sont simplement éliminées par l'utilisation d'un blindage entourant tout le chemin de signal utile. La garde seule n'assure pas forcément un bon blindage électromagnétique. De plus, pour des raisons de sécurité, le blindage des instruments et du banc de test doivent être reliés à la terre du réseau électrique. Ceci implique qu'une deuxième enveloppe de protection doit être utilisée. De plus, la garde doit être à l'intérieur du blindage car aucun conducteur ne doit se trouver entre la garde et le blindage. L'utilisation de câbles triaxiaux est donc nécessaire et l'ordre des conducteurs doit correspondre à la Fig. B.2.

Les variations de champs magnétiques peuvent aussi induire des courants non négligeables aux échelles considérées. La première précaution à prendre est d'éliminer les boucles et d'éloigner les sources de champ magnétique. L'ajout d'un blindage ferromagnétique peut aussi réduire l'impact de ces champs.

## B.2 Description du banc développé

Le banc de caractérisation I-V à développer doit pouvoir mesurer des courants de l'ordre de la dizaine de femtoampère, il doit être automatisable et capable de caractériser séquentiellement un nombre important de dispositif. Le niveau d'exigence sur le niveau de courant implique l'utilisation de câbles triaxiaux, d'une boîte blindée et d'une interface dédiée entre les câbles triaxiaux et le circuit intégré.

L'interface habituellement utilisée pour ce type d'application dans l'industrie microélectronique est un testeur sous pointe. Dans ce cas, le testeur ou l'échantillon est situé dans une boîte blindée et les pointes sont entourées d'un conducteur de garde. Dans le cas de notre étude, les moyens nécessaires pour polariser les composants durant l'irradiation doivent être minimaux. Pour des raisons pratiques, le déplacement d'un système de polarisation sous pointe à chaque irradiation n'est pas envisageable. De plus l'automatisation de mesures sous pointes est délicate et impose un nombre important de contraintes. Un moyen simple de connecter les terminaux du circuit intégré aux instruments doit être utilisé. Nous avons donc naturellement opté pour la mise en boîtier des circuits à tester. Par conséquent, l'interface retenue est constituée d'un boîtier, d'une carte de test compatible avec la mesure de courants faibles, et d'une interface de connexion entre la carte de test et les câbles triaxiaux.

Afin d'éviter les courants de fuites, aucun composant électronique actif ne peut être utilisé entre le composant à tester et l'instrument de mesure. Un aiguillage mécanique est donc nécessaire pour la mesure séquentielle de plusieurs dispositifs. Une matrice de commutation est apparue comme la solution la plus efficace pour remplir cette mission.

### B.2.1 Choix de l'instrumentation

À ce niveau d'intensité, seuls deux fabricants proposent des produits adaptés. La contrainte d'automatisation restreint le choix aux analyseurs paramétriques pour semiconducteur Agilent B1500 et Keithley 4200 et les matrices de commutation associées. Après une longue période de test et de négociation visant à déterminer quel système permettrait d'atteindre les meilleures performances, nous avons opté pour le système Keithley. Ce dernier est composé d'un K4200, de câbles triaxiaux pour faibles courants et d'une matrice de commutation K707A équipée de deux cartes dédiées à la mesure des courants faibles (7174), soit vingt quatre voies. La résistance de fuite de l'ensemble instrument plus câbles est supérieure à 10 P $\Omega$ . Le niveau

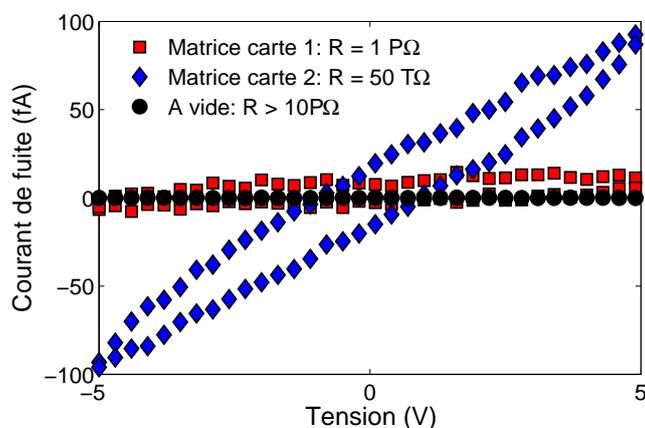


Fig. B.4 – Courants de fuite mesurés à vide (K4200 + câbles), sur la première carte de commutation et sur la deuxième carte de commutation.

de bruit ainsi que les courants parasites restent inférieurs au femtoampère dans cette partie du système. Ceci est illustré par la Fig. B.4.

On voit cependant que la matrice de commutation est l'élément limitant du système. Sur la plage  $\pm 5$  V, les courants parasites de la deuxième carte de commutation atteignent la centaine de femtoampère. La première par contre présente des fuites relativement faibles ( $< 10$  fA). On observe aussi un fort effet d'hystérésis caractéristique des effets capacitifs et/ou de l'absorption diélectrique qui pourrait être réduit en augmentant le temps de pause entre l'application de la tension et la mesure. Ces résultats peuvent sembler décevants en comparaison des exigences de départ et des capacités de l'appareil de mesure. Cela dit, les performances mesurées sont bien supérieures aux spécifications annoncées. Le courant parasite à polarisation nulle est spécifié à 100 fA alors que l'isolation donnée est d'environ  $100$  T $\Omega$ . Cette amélioration est le fruit d'efforts communs entre le laboratoire et le fournisseur. L'installation du matériel dans un environnement contrôlé à  $23^\circ\text{C}$  avec un taux d'humidité relatif d'environ 50% a permis de conserver ces performances.

### B.2.2 Conception de la boîte blindée

La mesure de courants faibles nécessite l'utilisation d'un blindage électromagnétique. Ceci est garanti dans l'instrumentation et les câbles triaxiaux. Le moyen le plus simple et le plus pratique d'assurer la continuité de ce blindage est de fabriquer une boîte blindée dans laquelle se trouvent le circuit imprimé et le circuit intégré à tester. Cette boîte doit disposer d'au moins vingt quatre entrées triaxiales pour utiliser la totalité de la matrice

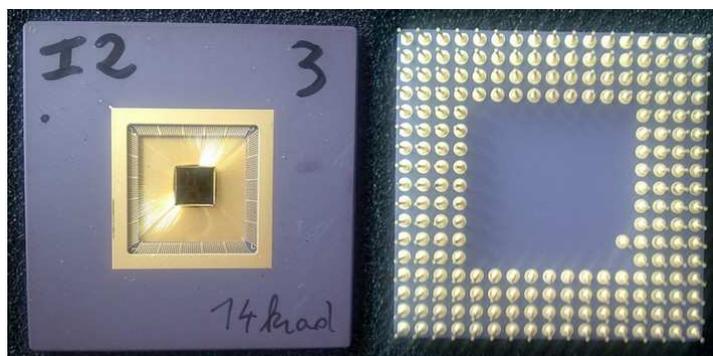


Fig. B.5 – Photographies de la boîte blindée.

de commutation. Une rangée supplémentaire de douze voies, dont quatre coaxiales, a été spécifiée pour le branchement d'instruments supplémentaires. Nous avons également souhaité pouvoir réduire le taux d'humidité dans la boîte grâce à un balayage d'azote et pouvoir éventuellement réguler directement la température de l'échantillon grâce à un module Peltier. L'étude et la réalisation de cet élément ont été confiées au bureau d'étude de l'ISAE. Le résultat est présenté sur la Fig. B.5.

Les câbles triaxiaux sont connectés à l'arrière de la boîte, le blindage étant relié à la carcasse. À l'intérieur de la boîte, seuls les deux conducteurs centraux sont conservés : l'âme et le conducteur de garde. Conserver le signal et la garde ensemble jusqu'à la carte de test conduit à l'utilisation de câbles coaxiaux dans la boîte blindée. En effet, si la garde et le signal sont découplés, les courants parasites ne sont plus atténués, et les performances sont rapidement dégradées. Des cordons coaxiaux SMA (*subminiature version A*) sont donc utilisés pour relier la carte de test aux entrées triaxiales. Comme les câbles triaxiaux, ces cordons coaxiaux utilisent du Teflon comme isolant pour ses excellentes propriétés<sup>1</sup>.

1. Résistivité volumique  $> 10^{18} \Omega \cdot \text{cm}$ , résistivité surfacique  $> 10^{16} \Omega$ .



(a)



(b)

Fig. B.6 – Boîtiers sélectionnés pour le montage des circuits intégrés. (a) Le PGA208 pour la majorité des mesures. (b) Le boîtier TO8 pour les mesures de courants les plus faibles.

### B.2.3 Sélection du boîtier

Deux types de boîtier ont été sélectionnés. Le premier, un boîtier céramique de type *pin grid array* (PGA) 208 broches (Fig. B.6a) permet l'accès au plus grand nombre de structures dans un seul boîtier. L'inconvénient majeur de ce type de boîtier est présenté sur la Fig. B.7. La céramique ne peut pas être polarisée, il est donc impossible d'appliquer le principe de garde jusqu'au circuit intégré. Conformément à ce qui a été décrit dans la section B.1 (p. 205), des courants parasites importants s'établissent. On voit bien sur la figure que grâce au blindage et à l'utilisation d'instruments et matériaux dédiés aux bas courants, le courant de fuite du boîtier PGA domine et dépasse 5 pA à 3.3 V. Cette fuite a été localisée principalement en surface, entre les plots de *bonding* et entre les broches de connexion. Cette conclusion est en partie confirmée par le balayage d'azote qui, en réduisant l'humidité, augmente la résistance de fuite d'un ordre de grandeur.

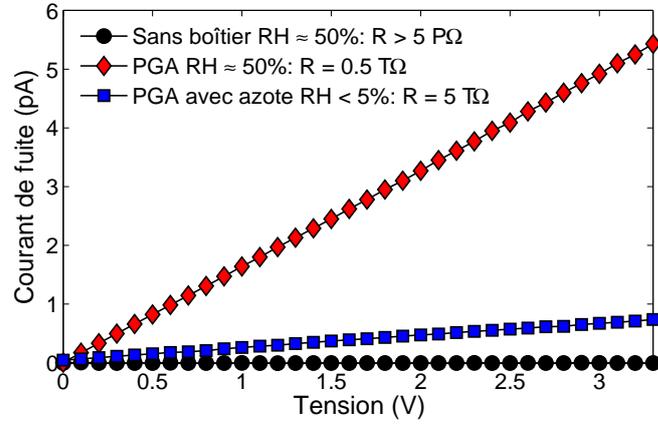


Fig. B.7 – Courants de fuite mesurés entre deux broches adjacentes d'un boîtier PGA avec ou sans azote. Le taux d'humidité relative (RH) est indiqué en pourcent.

Cependant, il n'est pas acceptable d'utiliser ce type de boîtier pour les mesures les plus délicates. C'est pourquoi nous avons recherché un moyen d'appliquer un potentiel de garde jusqu'au circuit intégré. Ceci a été possible grâce au montage des circuits intégrés dans des boîtiers métalliques. Parmi les boîtiers disponibles, le meilleur compromis que nous avons trouvé est le boîtier TO8 à seize broches (Fig. B.6b). Sa cavité est compatible avec la taille des circuits à tester, environ  $5 \text{ mm}^2$ , et le nombre de broches reste suffisant pour l'étude des structures les plus sensibles. L'application du potentiel de garde se fait simplement par la soudure d'un fil sur le boîtier métallique.

## B.2.4 Conception des cartes de test

La réalisation de la carte pour le boîtier TO8 ne présente pas de difficulté. Les seize broches peuvent être routées sur une seule couche. Un plan métallique est déposé entre les broches de signal de façon identique à un plan de masse, cependant, ce dernier est destiné à être relié au potentiel de garde. Il doit donc être isolé des autres pistes. Une couche conductrice également reliée à la garde est présente sur l'autre face du circuit imprimé pour limiter les fuites. Les signaux sont récupérés grâce à des embases SMA, le blindage du connecteur n'est pas relié au plan de garde. Il est donc laissé volontairement flottant du côté de la carte. La polarisation de la garde se fait par un cordon supplémentaire. Cela permet de choisir manuellement la garde à appliquer sur le plan. Si toutes les gardes de tous les signaux étaient reliées au plan de garde, il serait impossible de protéger le signal voulu.

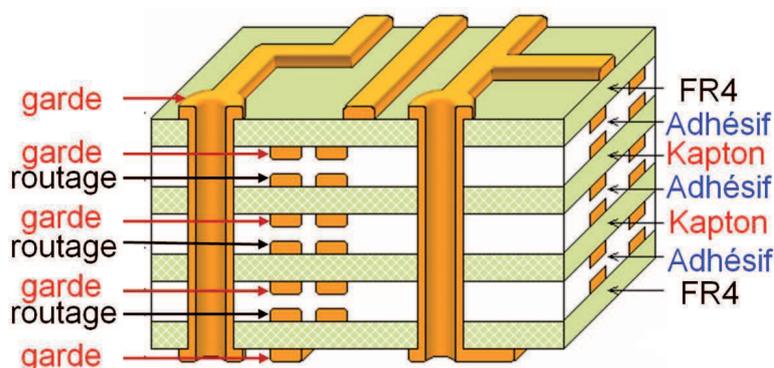


Fig. B.8 – Vue en coupe de la carte de test pour PGA208.

Pour les mesures en boîtier PGA208, le nombre important de signaux à router a nécessité l'emploi de plusieurs couches. Afin d'éviter toute fuite d'une couche à l'autre, nous avons décidé d'utiliser du Kapton à la place d'un substrat FR-4 standard<sup>2</sup>. De plus, une couche sur deux est un plan de garde pour éliminer toute fuite résiduelle (voir Fig. B.8).

En ce qui concerne les supports des boîtiers, le problème rencontré dans le boîtier PGA est également survenu. L'utilisation d'un support standard engendre des courants parasites supplémentaires bien supérieurs au picoampère. Il a donc été décidé de supprimer le substrat liant toutes les broches des supports pour éliminer du même coup tout chemin de fuite possible.

#### B.2.4.1 Vue d'ensemble

L'architecture finale du banc est présentée sur la Fig. B.9. Il est composé de l'analyseur paramétrique pour semiconducteur relié par quatre câbles triaxiaux à la matrice de commutation. Cette dernière permet l'aiguillage des signaux du 4200 vers les entrées/sorties de la boîte blindée. La connexion entre la matrice et la boîte est réalisée là aussi grâce à des cordons triaxiaux. À l'intérieur de la boîte blindée, des cordons coaxiaux SMA sont utilisés pour sortir les signaux de la carte de test. Le circuit intégré est connecté sur le PCB grâce à l'un des deux boîtiers choisis. Une photo du banc complet est exposée sur la Fig. B.10.

En l'absence de matrice de commutation, le banc de test ainsi réalisé présente des niveaux de courants parasites de l'ordre du femtoampère si le boîtier TO8 est utilisé. L'ajout de la matrice remonte ces niveaux à la dizaine de femtoampère sur les douze meilleures voies et à environ 100 fA sur

2. FR4 : résistivité volumique  $10^{13} \Omega \cdot \text{cm}$ , résistivité surfacique  $10^{11} \Omega$ . Kapton : résistivité volumique  $10^{17} \Omega \cdot \text{cm}$ , résistivité surfacique  $10^{16} \Omega$ .

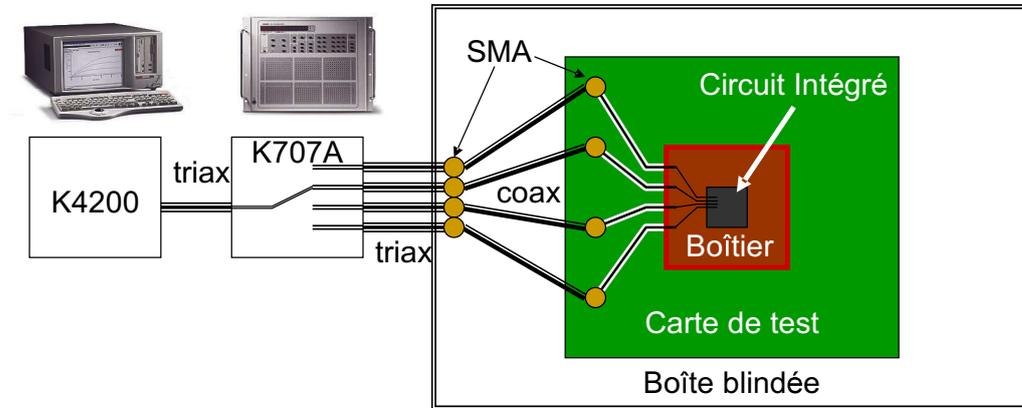


Fig. B.9 – Architecture du banc de caractérisation courant-tension.

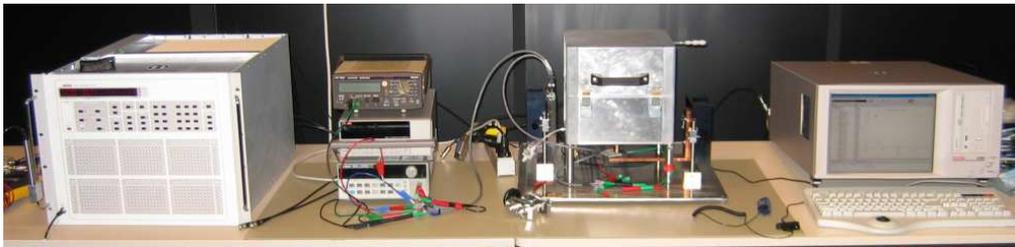


Fig. B.10 – Photographie du banc de caractérisation courant-tension.

les douze autres. Pour les mesures en boîtier PGA208, l'utilisation d'azote permet de restreindre ces courants au picoampère.

## Bibliographie

- [1] *Low Level Measurements Handbook*, 6th ed., Keithley Instruments, 2004.
- [2] *Operation and service manual, Model 4140B*, Hewlett Packard, 1987.
- [3] *Agilent 41000 Series, Integrated Parametric Analysis and Characterization Environment, Administration Guide*, Agilent, 2005.
- [4] *Model 4200-SCS Semiconductor Characterization System Reference Manual*, Keithley, 2006, 4200-901-01 Rev. H.

# Annexe C

## Détails de la méthode de détection des RTS

### C.1 Définitions

$S$	Vecteur contenant les $N_{\text{sig}}$ signaux à analyser
$Y_{\text{filt}}$	Le signal courant filtré
$A_{\text{max}}$	L'amplitude de la transition la plus large détectée
$D_{\text{rts}}$	Vecteur contenant la décision du processus de détection pour tous les signaux scannés
Filter	L'opération de convolution entre le signal courant et le filtre présenté au chapitre 4
$M_{\text{seg}}$	Valeurs moyennes des segments
Sort	L'opération de tri par ordre croissant
$M_{\text{sorted}}$	Vecteur contenant les valeurs moyennes des segments triés par ordre croissant
$N_{\text{level}}$	Nombre de niveaux détectés
$V_{\text{level}}$	Vecteur contenant les valeurs de chaque niveau identifié
$C_{\text{level}}$	Vecteur contenant les compteurs du nombre de segments utilisés pour calculer la valeur de chaque niveau

## C.2 Algorithme de détection des pixels RTS

```

for  $i = 1$  to  $N_{\text{sig}}$  do
   $Y_{\text{filt}} \leftarrow \text{Filter}(S(i))$ 
   $A_{\text{step}} \leftarrow \text{Max}(Y_{\text{filt}})$ 
  if  $A_{\text{step}} > \sigma_{\text{sig}}$  then
     $D_{\text{rts}}(i) \leftarrow \text{true}$ 
  else
     $D_{\text{rts}}(i) \leftarrow \text{false}$ 
  end if
end for

```

## C.3 Algorithme de détection des niveaux

```

 $M_{\text{sorted}} \leftarrow \text{Sort}(M_{\text{seg}})$ 
 $V_{\text{level}}(1) \leftarrow M_{\text{sorted}}(1)$ 
 $C_{\text{level}}(1) \leftarrow 1$ 
for  $i = 2$  to  $N_{\text{seg}}$  do
  if  $|M_{\text{sorted}}(i) - V_{\text{level}}(N_{\text{level}})/C_{\text{level}}(N_{\text{level}})| > \sigma_{\text{wn}}$  then
     $N_{\text{level}} \leftarrow N_{\text{level}} + 1$ 
     $V_{\text{level}}(N_{\text{level}}) \leftarrow M_{\text{sorted}}(i)$ 
     $C_{\text{level}}(N_{\text{level}}) \leftarrow 1$ 
  else
     $V_{\text{level}}(N_{\text{level}}) \leftarrow V_{\text{level}}(N_{\text{level}}) + M_{\text{sorted}}(i)$ 
     $C_{\text{level}}(N_{\text{level}}) \leftarrow C_{\text{level}}(N_{\text{level}}) + 1$ 
  end if
end for
for  $i = 1$  to  $N_{\text{level}}$  do
   $V_{\text{level}}(i) \leftarrow V_{\text{level}}(i)/C_{\text{level}}(i)$ 
end for

```

# Annexe D

## Liste de publications

### Articles publiés dans des revues internationales avec comité de lecture

- G. R. Hopkinson, V. Goiffon and A. Mohammadzadeh, "Random Telegraph Signals In Proton Irradiated CCDs and AP," *IEEE Transactions on Nuclear Science*," vol. 55, août 2008.
- 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 Transactions on Nuclear Science*, vol. 55, num. 6, p. 3494-3501, déc. 2008.
- V. Goiffon, P. Magnan, O. Saint-Pé , F. Bernard et G. Rolland, "Ionization versus displacement damage effects in proton irradiated CMOS sensor manufactured in deep submicron process," *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A*, 2009.
- V. Goiffon, G. Hopkinson, P. Magnan, F. Bernard, G. Rolland et O. Saint-Pé, "Multi level RTS in proton irradiated CMOS image sensors manufactured in a deep submicron technology," *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 56, num. 4, août 2009.

### Article publié dans un compte rendu de conférence internationale

- V. Goiffon, P. Magnan, F. Bernard, G. Rolland, O. Saint-Pé, N. Huger and F. Corbière, "Ionizing radiation effects in CMOS imagers manufactured in deep submicron Process," *Proceedings of SPIE*, vol. 6816, février 2008.

## **Contribution à une approche structurée de la conception des imageurs CMOS en vue de leur durcissement à l'environnement radiatif spatial**

Nous proposons une méthode d'analyse des effets des radiations sur les capteurs d'image CMOS dans le but d'améliorer leur résistance à l'environnement radiatif spatial.

Elle consiste à corréliser le comportement de structures de test clés à la réponse des capteurs d'image irradiés afin d'identifier les causes des dégradations observées. Cette méthode est appliquée d'une part, aux effets des rayons gamma et d'autre part, aux effets de l'exposition à des flux de protons.

L'effet principal de la dose ionisante cumulée déposée par les rayons gamma est une forte augmentation du courant d'obscurité du capteur. L'utilisation de la méthode proposée permet l'identification et la localisation du mécanisme à l'origine du phénomène dans les capteurs d'image étudiés. D'autres effets secondaires, comme des effets de canal étroit induits par l'irradiation (effet RINCE) sont également rapportés.

De plus, il est montré que l'augmentation du courant d'obscurité due aux effets de déplacements induits par les protons respecte le facteur de dommage universel de J. R. Srouf et que le champ électrique ne joue aucun rôle dans cette dégradation. Il semble également que les distributions de pixels avec un comportement télégraphique aléatoire (RTS) puissent être prédites grâce à un facteur de dommage similaire.

Les conséquences de ces travaux sur la conception de futurs imageurs CMOS (en particulier sur les voies de durcissement) sont discutées dans ce manuscrit.

Mots-clés : Capteurs d'image, Imageurs, Effets des radiations, Circuits Intégrés, Environnement radiatif spatial, Capteurs d'image CMOS, CIS, Capteur d'image à pixel actif, APS, Dose ionisante cumulée, Effets de déplacements, Signal télégraphique aléatoire, RTS

## **Investigation of space radiation environment effects on CMOS image sensors for the development of radiation-hardening-by-design-techniques**

We propose a method to investigate the radiation effects on CMOS image sensors in order to improve their hardness against the space radiation environment.

It consists in comparing the behaviors of selected test structures to the irradiated sensor responses for identifying the observed degradation origin. This method is applied to the effects of gamma and proton radiations.

The main effect of the Total Ionizing Dose (TID) deposited by the gamma rays is a large increase of dark current. The use of the proposed method allows the identification and the localization of the underlying mechanism in the studied sensors. Other secondary TID effects, such as Radiation Induced Narrow Channel Effects (RINCE), are also reported.

Furthermore, it is shown that the increase of dark current due to the proton induced displacement damage dose is in good agreement with the J.R. Srouf universal damage factor. Electric field enhancement effect does not appear to play a role in the observed degradations. It seems that the distribution of pixels exhibiting Random Telegraph Signal (RTS) behaviors can also be predicted with the use of a comparable damage factor.

The consequences of this work on the design of CMOS imagers (especially on radiation-hardening-by-design techniques) are discussed in this manuscript.

Keywords : Image Sensors, Radiation Effects, Integrated Circuits, Space Radiation Environment, CMOS Image Sensors, CIS, Active Pixel Sensors, APS, Total Ionizing Dose, TID, Displacement Damage, Random Telegraph Signal, RTS