



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 : **Électronique spatiale**

Présentée et soutenue par **Renaud DURAND**
le 6 décembre 2007

Modélisation des effets de dose dans les circuits intégrés en environnement spatial

JURY

M. Pierre Magnan, président du jury
M. Jean-Luc Autran, rapporteur
M. Jérôme Boch
M. Jean-Pierre David, directeur de thèse
M. Jean-Luc Leray, rapporteur
M. Gérard Sarrabayrouse

École doctorale : **Génie électrique, électronique, télécommunications :
du microsystème au système**

Unité de recherche : **Équipe d'accueil SUPAERO-ONERA Physique Spatiale
(ONERA-DESP, centre de Toulouse)**

Directeur de thèse : **M. Jean-Pierre David**

THÈSE

présentée en vue de
l'obtention du titre de

DOCTEUR

De

L'UNIVERSITE DE TOULOUSE

délivré par

L'INSTITUT SUPERIEUR DE L'AERONAUTIQUE ET DE L'ESPACE.

**ÉCOLE DOCTORALE : GENIE ELECTRIQUE, ELECTRONIQUE, TELECOMMUNICATIONS : DU
MICROSYSTEME AU SYSTEME
SPÉCIALITÉ : ÉLECTRONIQUE SPATIALE**

Par

Renaud DURAND

**Modélisation des effets de dose cumulée dans les circuits intégrés en environnement
spatial**

Soutenue le 6 décembre 2007 devant le jury :

MM. J.L. LERAY

J.L. AUTRAN

P. MAGNAN

J. BOCH

J.P DAVID

G. SARRABAYROUSE

E. LORFEVRE

Rapporteur

Rapporteur

Directeur de thèse

Membre Invité

Remerciements

Je tiens d'abord à remercier ma « grande » famille ainsi que Laetitia pour leur soutien quotidien tout au long de mes études. Je suis très heureux de devenir le 2^{ème} docteur de la famille !

Ma sollicitude va tout naturellement à mon Directeur de thèse Jean-Pierre DAVID qui, par sa rigueur, sa bonne humeur et sa patience, m'a permis d'avoir une expérience très enrichissante dans une ambiance très cordiale. Je tiens également à remercier en ces quelques lignes tout le personnel de l'ONERA et plus particulièrement le personnel du DESP, doctorants et ex-doctorants qui savent conjuguer recherche de haut niveau et un haut niveau de convivialité.

Je remercie tous les membres du jury pour l'intérêt qu'ils ont porté à mes travaux de recherche. Je tiens à remercier Ron Schrimpf pour son accueil très chaleureux au sein de l'Université de Vanderbilt et à tous mes responsables (Magdeleine Dinguirard, Sophie Duzellier et Eric Lorfèvre) qui ont rendu ce séjour possible. Je tiens à saluer dans ces quelques lignes la petite communauté du RADECS et plus particulièrement la très dynamique équipe radiation du CEA avec qui j'ai pris un grand plaisir à travailler.

Un très grand merci à Christian PUIG d'Astrium pour ses réunions de travail toujours réussies et ses précieux conseils. Une petite pensée va à J. GASIOT du Cem² que je remercie pour son franc-parler et sa convivialité.

Je tiens à remercier tous mes amis, qu'ils soient mineurs, perpignanais ou autres, pour leur chaleureuse compagnie et l'ambiance qu'ils imposent pendant les apéros ! ,,, **TEMPETE !!!!**

Je remercie également tout lecteur de ma thèse pour le temps qu'il consacrerà à la lecture du manuscrit !

MERCI A TOUS !

| | |
|---|-----------|
| Introduction | 11 |
| I. Revue bibliographique | 13 |
| I.1 L'Environnement spatial : un environnement radiatif agressif pour l'électronique | 13 |
| I.1.1 Ceintures de radiation et anomalie Atlantique Sud | 13 |
| I.1.1 Interaction rayonnement matière | 14 |
| I.1.2 Effet des blindages | 15 |
| I.1.3 Effets des radiations sur l'électronique | 16 |
| I.1.3.a Effets singuliers. | 17 |
| I.1.3.b Effets cumulés | 17 |
| I.2 Modèle des effets de dose cumulée dans la silice | 17 |
| I.2.1 Structure de la silice | 18 |
| I.2.2 Génération de charges | 19 |
| I.2.3 Recombinaison initiale | 20 |
| I.2.4 Piégeage des trous | 21 |
| I.2.4.a Nature microscopique des pièges à trous | 21 |
| I.2.4.b Transport et piégeage des trous | 24 |
| I.2.4.c Modélisation du piégeage. | 25 |
| I.2.5 Piégeage des électrons | 26 |
| I.2.6 Recombinaison | 27 |
| I.2.7 Emission thermique | 27 |
| I.2.8 Emission par effet tunnel. | 28 |
| I.2.8.a Modèle de Manzini | 29 |
| I.2.8.b Modèle Fowler-Nordheim | 30 |
| I.2.8.c Modèle empirique | 31 |
| I.2.9 Création d'ions H ⁺ | 32 |
| I.2.10 Création d'états d'interface | 33 |
| I.2.11 Pièges de frontière | 35 |
| I.3 Travaux de Modélisation | 36 |
| I.4 Effet de dose cumulée et de débit de dose dans les technologies silicium | 37 |
| I.4.1 Transistors bipolaires | 37 |
| I.4.1.a Effet de dose cumulée | 38 |
| I.4.1.b Effet de débit de dose | 38 |
| I.4.2 Transistors MOS | 42 |
| I.4.2.a Décalage de la tension de seuil | 43 |
| I.4.2.b Pente sous le seuil | 44 |
| I.4.2.c Effet de débit de dose | 44 |
| I.5 Méthode de caractérisation expérimentale de la dégradation des transistors MOS | 44 |
| I.5.1 Méthode de la pente sous le seuil | 44 |
| I.5.1.a Présentation | 44 |
| I.5.1.b Non uniformité latérale | 46 |
| I.5.2 Méthode de Chang | 46 |
| I.6 Synthèse | 48 |
| II. Modélisation numérique des effets de dose dans l'oxyde | 49 |
| II.1 Modèle des effets de dose dans l'oxyde | 49 |
| II.1.1 Génération de charges | 49 |
| II.1.2 Transport | 50 |
| II.1.3 Piégeage | 51 |

| | | |
|--------------|---|-----------|
| II.1.3.a | Comparaison analytique entre V-Model et J-Model | 51 |
| II.1.3.b | Simulation Monte Carlo | 52 |
| II.1.3.c | Comparaison du taux de piégeage du V-Model et des simulations Monte Carlo | 54 |
| II.1.3.d | Piégeage des trous | 56 |
| II.1.3.e | Piégeage des électrons | 56 |
| II.1.4 | Émission thermique | 56 |
| II.1.4.a | Emission thermique des trous | 56 |
| II.1.4.b | Emission thermique des électrons | 57 |
| II.1.5 | Mécanismes de recombinaison | 57 |
| II.1.5.a | Recombinaison SRH d'un électron avec un trou piégé | 57 |
| II.1.5.b | Recombinaison SRH d'un trou avec un électron piégé | 57 |
| II.1.5.c | La recombinaison bande à bande | 57 |
| II.1.6 | Emission par effet tunnel | 57 |
| II.1.6.a | Fort Champ électrique | 58 |
| II.1.6.b | Faible champ électrique | 60 |
| II.1.7 | Conditions aux limites pour les électrons, les trous et les ions H+ | 62 |
| II.2 | Résolution des équations de continuité et du problème de Poisson | 62 |
| II.2.1 | Équations de continuité | 62 |
| II.2.2 | Discrétisation en espace : Volumes finis | 63 |
| II.2.3 | Discrétisation en temps : Méthode implicite TR-BDF2 | 64 |
| II.2.4 | Résolution de l'équation de Poisson | 64 |
| II.2.4.a | Équation de Poisson | 64 |
| II.2.4.b | Calcul de la condition limite à l'interface ψ_s | 65 |
| II.2.4.c | Discrétisation du problème de Poisson | 66 |
| II.3 | Synthèse | 67 |
| III. | Partie expérimentale | 68 |
| III.1 | Irradiateurs ⁶⁰Co | 68 |
| III.2 | IRF 640, un transistor MOS de puissance. | 70 |
| III.2.1 | Présentation | 70 |
| III.2.1 | Méthode hystérésis basse température. | 70 |
| III.2.1 | Plan d'expériences | 73 |
| III.3 | Synthèse | 76 |
| IV. | Comparaisons des résultats expérimentaux et de simulations | 77 |
| IV.1 | Transistor MOS | 77 |
| IV.1.1 | Influences du champ électrique et du débit de dose du lot 1 | 77 |
| IV.1.2 | Influence du champ électrique et de la température | 83 |
| IV.1.2.a | Méthodologie de la détermination des propriétés de l'oxyde. | 83 |
| IV.1.2.b | Application au lot de MOS N°2 | 84 |
| IV.1.2.c | Application au lot de MOS N°3 | 87 |
| IV.1.3 | Comparaison des trois lots | 91 |
| IV.1.4 | Synthèse | 93 |
| V. | Applications | 94 |
| V.1 | Commutation de débit de dose | 94 |
| V.2 | Comparaison numérique de la dégradation en orbite et lors des essais au sol | 96 |
| V.3 | Equivalence entre irradiation à faible débit de dose et à fort débit de dose à haute température | 98 |

| | | |
|---|---|------------|
| V.4 | Effet des paramètres technologiques | 99 |
| V.4.1 | Type de métallisation | 99 |
| V.4.2 | Qualité de l'oxyde. | 101 |
| V.4.1 | Influence de la concentration d'hydrogène dans l'oxyde sur la création d'états d'interface. | 104 |
| V.5 | Synthèse | 107 |
| VI. | Perspectives | 108 |
| Conclusion | | 110 |
| Références | | 112 |
| Annexe 1. Liste des symboles | | 118 |
| Annexe 2. Norme de test MIL et SCC | | 122 |
| Annexe 3. Simulations multi-échelles | | 126 |
| Annexes 4. Liste des publications | | 136 |

Introduction

Les composants électroniques embarqués sur les systèmes orbitaux sont soumis à des contraintes radiatives très fortes. Les radiations présentes en environnement spatial interagissent avec les composants et induisent des perturbations temporaires ou des dégradations permanentes. Pour évaluer leur tenue aux radiations, les composants destinés aux missions spatiales sont évalués au sol avec différents types de rayonnement, c'est l'assurance durcissement.

Lors des essais au sol, les composants sont soumis à une dose de radiation comparable à celle rencontrée lors de la mission mais déposée en quelques semaines. Les systèmes orbitaux ont une durée de vie de quelques années pour les orbites basses et qui peuvent aller jusqu'à une quinzaine d'années pour les satellites de télécommunication en orbite géostationnaire. La vitesse de dépôt de la dose de radiation ou débit de dose entre les conditions opérationnelle et les conditions de test est donc très différente.

Pour certains composants, il a été observé une dégradation sous faible débit de dose plus grande qu'à forte. Ces observations sont lourdes de conséquences pour l'assurance durcissement car les conditions de test de type pire-cas ne sont plus atteintes. La compréhension des mécanismes liés à l'effet de débit de dose est encore mal connue.

La technologie silicium est la plus utilisée dans la fabrication des composants électroniques, la dégradation des composants issus de cette filière intervient dans les oxydes épais. Les oxydes épais peuvent être des oxydes d'isolation pour les transistors MOS de puissance ou des oxydes de passivation pour les transistors bipolaires. Quel que soit leur rôle, leur réponse à la dose a toujours un impact sur la partie active.

Les seuls moyens d'évaluer la dégradation dans les conditions de l'environnement spatial sont les expériences embarquées sur satellites, les irradiations au sol à des débits de l'ordre du débit spatial ou de façon numérique. Les deux premières possibilités présentent l'inconvénient du coût, du temps et surtout de l'obsolescence. La simulation numérique est donc le seul moyen réaliste d'estimer la dégradation sous débit spatial. De plus, la simulation permet d'avoir accès à des données physiques non mesurables tels que les profils de charges ou le champ électrique présent dans l'oxyde.

Dans un premier temps, le travail de recherche effectué s'est donc attaché à intégrer tous les mécanismes connus d'effet de dose dans un modèle physique. Le modèle physique a été ensuite calibré grâce des expériences d'irradiation de transistors MOS à divers débits de dose, températures et conditions de polarisation.

Enfin, le modèle a été appliqué à des problèmes concrets tels que l'assurance durcissement en expliquant les effets des changements de débits de dose au niveau de l'oxyde et en comparant les normes de test MIL et SCC avec le débit de dose en environnement spatial. Les effets technologiques tels qu'un changement de matériaux de grille, et plus globalement, des propriétés de l'oxyde sur la réponse en dose cumulée et sur les effets de débit de dose sont abordés.

I. Revue bibliographique

I.1 *L'Environnement spatial : un environnement radiatif agressif pour l'électronique*

Les systèmes orbitaux sont soumis à des contraintes radiatives trouvant leurs origines dans l'activité solaire, l'espace galactique ou extragalactique. La partie suivante décrit la contrainte radiative présente en environnement spatial et la nécessité de sa prise en compte.

I.1.1 Ceintures de radiation et anomalie Atlantique Sud

Découvertes en 1958 par Van Allen pendant la mission Explorer I, ces ceintures sont constituées de particules légères chargées (protons et électrons). Ces particules chargées sont piégées sous l'action du champ magnétique terrestre. Comme le montre la Figure 1, les ceintures de radiations sont dissymétriques du fait de la pression exercée par le vent solaire et de la différence entre l'axe magnétique et l'axe de rotation de la terre. Ce décalage a pour effet de créer une zone particulièrement riche en proton : l'anomalie Atlantique sud (SAA).

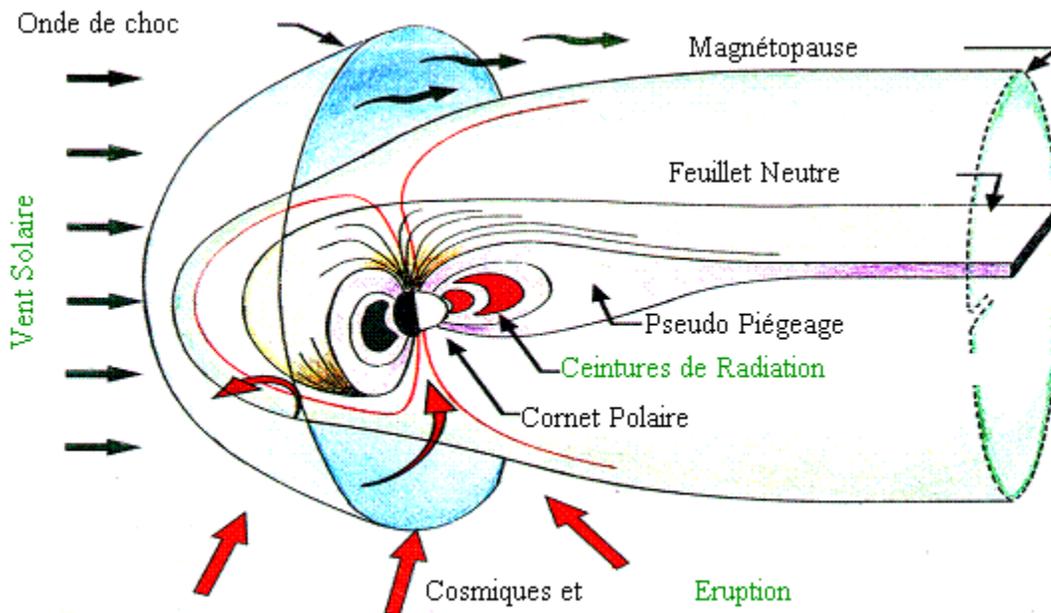


Figure 1. Environnement spatial au voisinage de la terre

Selon les types de mission, les orbites des satellites peuvent traverser les ceintures de radiation et être soumis à des contraintes radiatives plus ou moins fortes comme le montre la Figure 2.

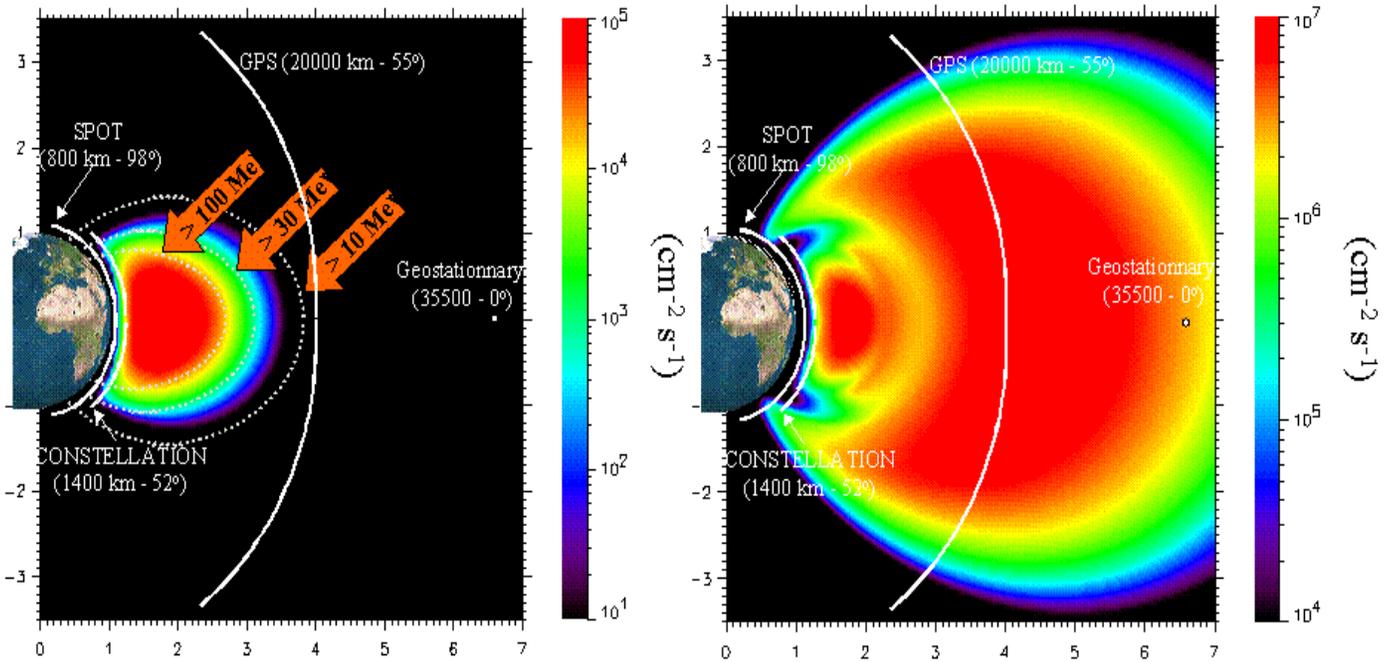


Figure 2. Énergie et flux de particules dans les ceintures de radiation (protons à gauche et électrons à droite) pour différents types de mission.

1.1.1 Interaction rayonnement matière

Une particule énergétique traversant un matériau va y déposer de l'énergie. Le transfert d'énergie sous forme d'ionisation de la particule incidente vers le matériau cible est appelé dépôt de dose cumulée et se traduit par la génération de paires électron/trou.

Pour simuler la contrainte radiative spatiale, les essais au sol sont faits avec les rayonnements γ du ^{60}Co dont le spectre est constitué de deux raies à 1.17 et 1.33 MeV. Les rayonnements γ sont des rayonnements produisant quasiment exclusivement de l'ionisation et permettent d'obtenir des effets ionisants comparables à ceux des divers rayonnements présents en environnement spatial. Les rayons X peuvent être également utilisés pour simuler la contrainte radiative mais le pire-cas n'est obtenu qu'avec le rayonnement γ car la dose cumulée déposée ne dépend que très peu du matériau cible.

Les photons interagissent avec les atomes de la cible et génèrent ainsi des paires électrons/trous suivant trois processus illustrés sur la Figure 3. Le processus d'ionisation majoritaire dépend de l'énergie du photon incident.

L'effet photoélectrique correspond à l'absorption totale d'un photon incident ayant une énergie de quelques centaines de keV avec excitation d'un électron ou ionisation de l'atome.

L'effet Compton se produit pour un photon incident de quelques centaines de keV qui vient aussi arracher un électron. L'absorption n'est pas totale et un photon est diffusé avec une énergie moindre que le photon incident.

La matérialisation est la création d'une paire électron/positon. Elle est le processus majoritaire pour les photons d'énergie supérieure au MeV.

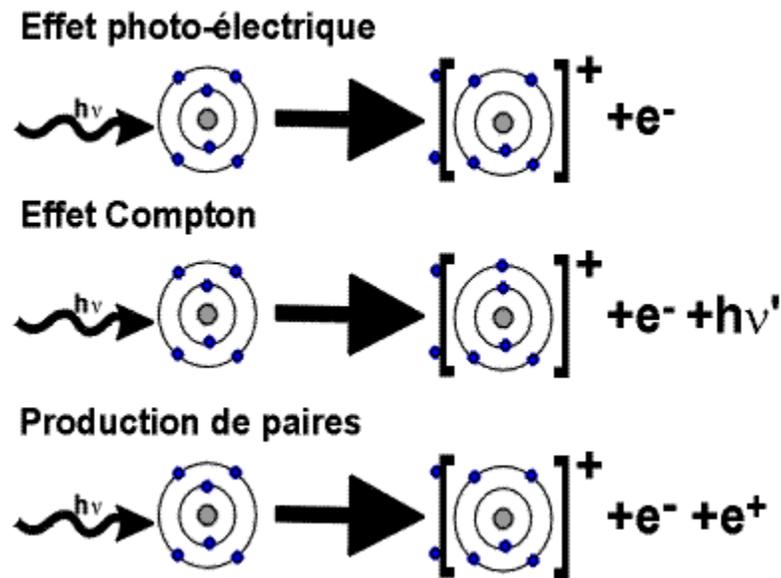


Figure 3. Processus d'ionisation due à l'interaction photon/matière.

1.1.2 Effet des blindages

Les blindages ont pour effet de ralentir ou d'arrêter le flux primaire de particule mais également de produire des particules secondaires. Ces particules secondaires sont des noyaux de fission produits par l'interaction des protons avec le matériau cible. Le « Bremsstrahlung » ou rayonnement de freinage est un rayonnement secondaire X dur créé par le freinage des électrons rapides qui perdent leur énergie par interaction électromagnétique.

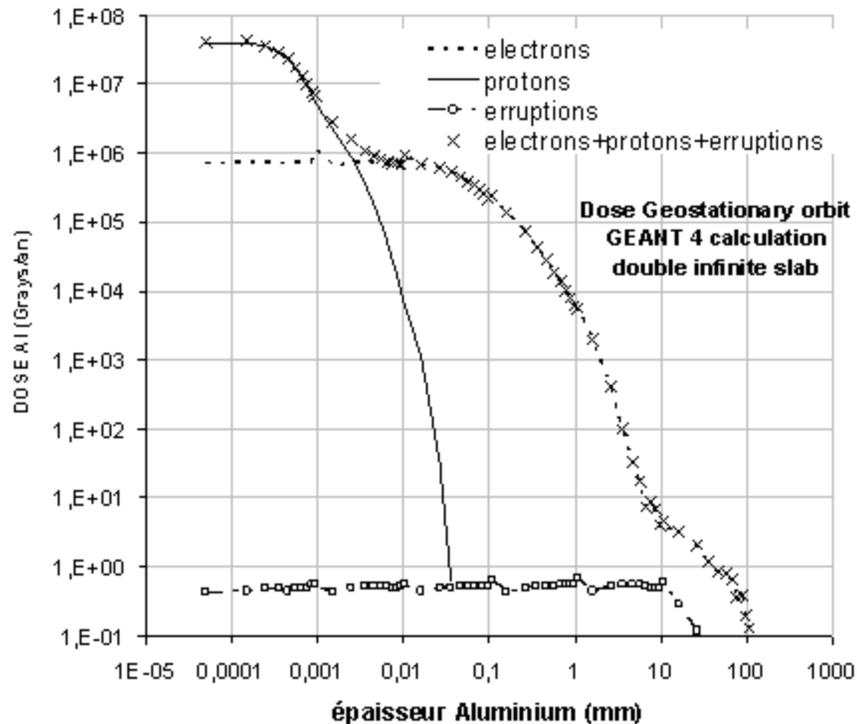


Figure 4. Dose déposée simulée par GEANT 4 en fonction de l'épaisseur de blindage équivalent Aluminium pour une orbite géostationnaire par les différentes composantes de l'environnement spatial.

Comme indiqué sur la Figure 4, la vitesse de dépôt d'énergie d'ionisation par les particules incidentes diminue avec l'épaisseur de blindage. L'ordre de grandeur de l'épaisseur de blindage équivalente en aluminium est de quelques millimètres. La contrainte de la masse des satellites est très forte et le coût associé à la mise en orbite très élevé, de l'ordre de la dizaine de millier d'euros par kilogramme embarqué pour une orbite géostationnaire, il apparaît donc évident que les satellites n'embarquent pas de fortes épaisseurs de blindage. Il faut donc tenir compte de la contrainte radiative de l'environnement spatial au niveau du composant, c'est l'assurance durcissement.

I.1.3 Effets des radiations sur l'électronique

Les effets des radiations sur l'électronique peuvent être décomposés en deux catégories, les évènements singuliers et les effets cumulés.

I.1.3.a Effets singuliers.

Les évènements singuliers sont des perturbations dues au passage d'une particule unique. Ces perturbations peuvent entraîner des défaillances temporaires ou permanentes. Les évènements singuliers les plus importants sont :

- Le SEL ou « Single Event Latchup » est le déclenchement d'un thyristor parasite dans la structure. L'impact d'une particule crée un courant transitoire qui peut déclencher la mise en conduction du thyristor parasite. Le canal conducteur entre la masse et l'alimentation peut entraîner la destruction du composant par effet Joule.
- Le SET ou « Single Event Transient » est provoqué par le passage d'une particule dans une jonction en inverse qui crée une impulsion de courant qui se propage dans le circuit.
- Le SEU ou « Single Event Upset » est le changement d'état d'un point mémoire. L'ionisation produite par la particule crée un courant qui une fois collecté est capable de changer l'état logique de la cellule.

I.1.3.b Effets cumulés

Les effets cumulés sont dus à une fluence de particule. On distingue les effets des déplacements atomiques et les effets de dose cumulée.

L'amplitude de la dégradation due à l'effet des déplacements dépend de la nature des particules incidentes, de leur énergie et de leur fluence. Les déplacements dégradent les propriétés du silicium en créant des niveaux d'énergie dans la bande interdite du silicium. Ces défauts peuvent capter des charges et se comporter comme des centres recombinants ou comme des centres de génération de charge en fonction du potentiel électrique auquel ils sont soumis. Les principaux composants sensibles aux effets de déplacement sont les cellules solaires, les transistors bipolaires et les CCD¹.

Les effets de la dose cumulée sur les composants électroniques sont détaillés dans la partie suivante.

I.2 *Modèle des effets de dose cumulée dans la silice*

La construction d'un modèle des effets de dose cumulée dans les technologies silicium s'appuie sur la modélisation de l'oxyde lui même. L'oxyde est considéré comme un semiconducteur à grande

¹ Charge Couple Device : Dispositif à transfert de charge

bande interdite (9eV) et le formalisme des semiconducteurs y est appliqué bien que l'oxyde ne présente pas de réseau. Cette partie présente donc une description de la silice et les mécanismes de dégradation des composants de technologie silicium. La Figure 5 représente schématiquement les mécanismes des effets de dose dans la silice dans une structure MOS. La liste des symboles est en p118.

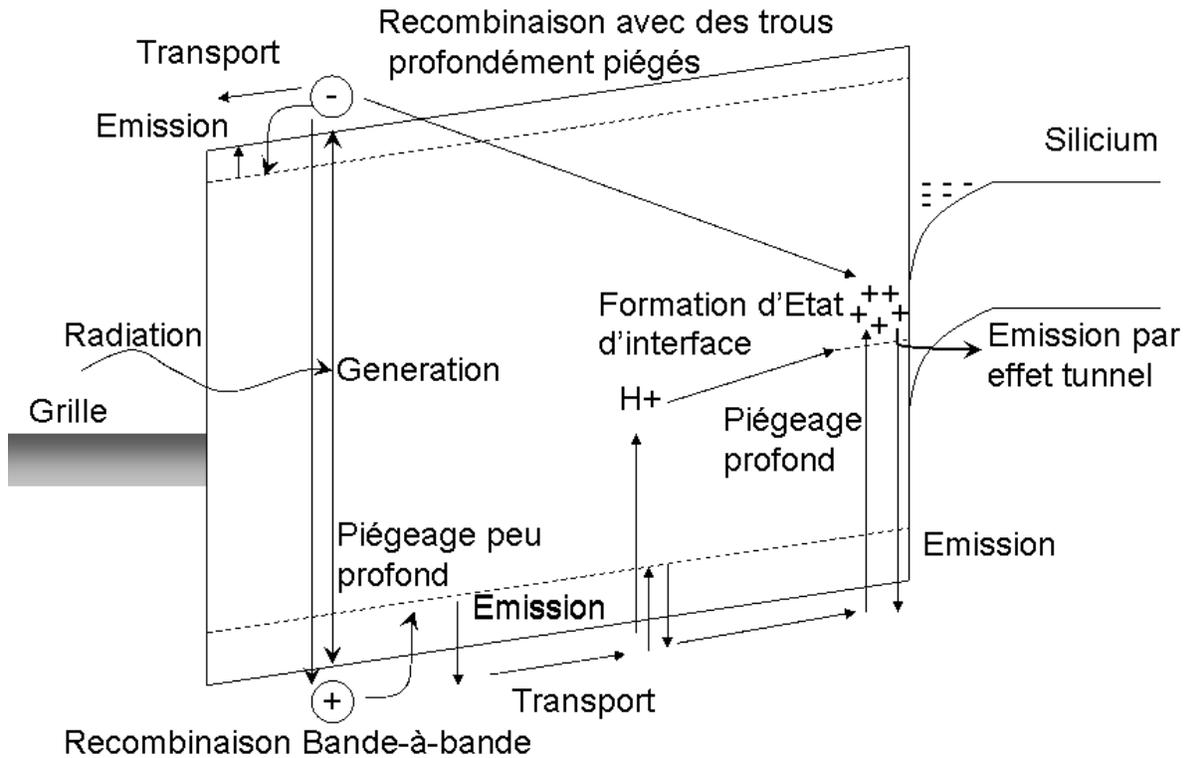


Figure 5. Schéma du diagramme énergétique illustrant les mécanismes de dégradation de l'oxyde

I.2.1 Structure de la silice

La silice est l'isolant le plus utilisé dans les composants électroniques. Ces films d'isolant peuvent être comme dans le cas des transistors MOS des oxydes servant à appliquer un champ électrique dans le silicium, des oxydes de passivation pour protéger la partie active du composant ou comme isolant de séparation dans les technologies SOI (« Substrat On Insulator »).

La silice est utilisée préférentiellement car elle est obtenue facilement par oxydation du silicium. Les principaux procédés utilisés sont l'oxydation thermique, l'implantation ionique d'atomes d'oxygène ou le dépôt en phase vapeur (CVD). Quel que soit le procédé de fabrication, la silice présente un état amorphe comme le montre la Figure 6.

La silice amorphe présente un ordre local qui n'est pas conservé à grande distance. La structure idéale est composée de tétraèdre de SiO_4 . Les tétraèdres sont invariants et reliés entre eux par une liaison Si-O-Si qui a un angle variable [REV80] [DEV94]. L'absence d'ordre à grande échelle est due à la flexibilité de cette liaison.

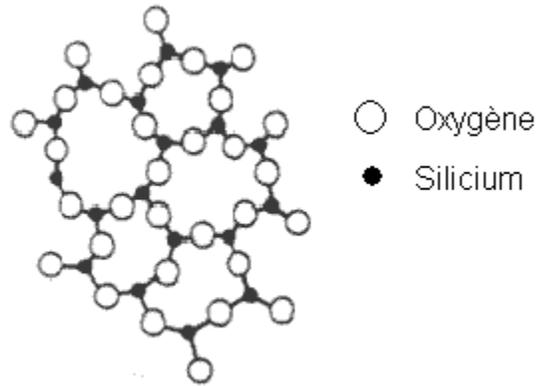


Figure 6. Structure schématique de la structure SiO_2 amorphe.

La structure réelle de la silice s'éloigne de la structure idéale car elle contient divers défauts. Ces défauts sont dits extrinsèques s'ils sont dus à des atomes autres que les atomes de silicium ou d'oxygène. Les défauts intrinsèques concernent des défauts dans l'arrangement des atomes de la structure.

Les défauts extrinsèques sont liés à la présence d'atomes étrangers qui sont introduits lors du procédé de fabrication du composant. Ces défauts peuvent être indésirables ou au contraire désirables comme dans le cas des couches de passivation tels que le PSG (« phosphoSilica Glass ») car ils réagissent avec les impuretés et permettent de protéger le semiconducteur. Ces atomes se retrouvent sous forme interstitielle, en substitution d'un atome de silicium ou d'oxygène ou dans des groupements avec les atomes de la silice.

1.2.2 Génération de charges

La génération de paires électron/trou est produite par l'interaction entre le rayonnement incident ionisant dans l'espace ou γ dans nos expériences et le matériau cible. La quantité de charges générées est directement proportionnelle à la dose cumulée déposée et dépend du matériau qui constitue la cible. La dose cumulée ou l'énergie d'ionisation déposée par unité de masse du matériau cible s'exprime dans le système international en Gray[Matériau]. Un Gray représente un joule d'énergie d'ionisation déposé par

kilogramme. Le « rad » est une unité équivalente encore très utilisée, un Gray est égal à cent rad. La notion de dose cumulée suppose une certaine uniformité à grande échelle. La dose cumulée est la somme des LET² des particules incidentes. Le LET correspond à l'énergie d'ionisation déposée dans le matériau le long de la trace de la particule.

Pour les isolants, il n'y a pas suffisamment de charges libres pour permettre un retour à l'équilibre par recombinaison. C'est pourquoi la silice est la partie sensible à la dose cumulée des transistors.

I.2.3 Recombinaison initiale

Il existe deux modèles de recombinaison initiale. Le modèle colonnaire est approprié pour l'ionisation intense induite par une particule incidente à fort LET comme un ion lourd. Le modèle géminant est quant à lui utilisé pour une ionisation faible et uniforme du matériau. Les rayonnements gamma produisent une ionisation très uniforme. Nous avons donc retenu le modèle d'ionisation géminant.

Une partie des paires créées se recombinent immédiatement du fait de l'attraction mutuelle d'un trou et d'un électron qui portent des charges de signe opposé. La fraction des paires non recombinées $Y(E)$ dépend de la valeur locale du champ électrique et du type de rayonnement. Le champ électrique E a pour effet de séparer les électrons et les trous créés. Pour un rayonnement γ , nous avons [BEN86]:

$$Y(E) = \left[1 + \frac{Ec}{E} \right]^{-m} \quad (\text{Equation 1})$$

En prenant en compte un résidu à champ nul [MA89], nous avons :

$$Y(E) = Y_0 + \frac{1 - Y_0}{\left[1 + \frac{E_c}{E} \right]^m} \quad (\text{Equation 2})$$

Pour le rayonnement gamma, deux différentes valeurs de résidu à champ nul ont été proposées ($Y_0=0.05$ [FAR73] [LER89], $Y_0=0.21$ [MA89] $Y_0=0.36$ [GRA98]). Les meilleurs résultats ont été obtenus avec 0.21. Nous conservons donc cette valeur pour nos simulations.

² Linear Energy Transfer

Une dépendance à la température de la fraction non recombinaisonnée a été mise en avant par *Boch et Al* [BOC06] qui ont montré que la charge non recombinaisonnée augmente avec la température pour un faible champ électrique donné. A fort champ électrique, cette dépendance disparaît.

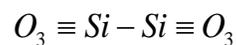
En environnement spatial, les électrons produisent une ionisation de type géminant. Au contraire, les protons et les ions lourds produisent une ionisation colonnaire. L'extrapolation au faible débit de dose spatial ne sera donc valide que pour les environnements riches en électrons, pauvres en ions lourds et en protons. Par exemple, pour les orbites géostationnaires et de type Galileo, la dose est principalement déposée par les électrons car elles se situent au niveau des ceintures d'électrons.

I.2.4 Piégeage des trous

Les trous créés par l'irradiation peuvent se piéger sur les défauts de la silice. Ces défauts ont suivant leur nature microscopique des niveaux énergétiques plus ou moins proches de la bande de valence. Les pièges peu profonds ont un rôle très important dans le transport des trous tandis que les pièges profonds ont un effet sur la charge d'oxyde piégée.

I.2.4.a Nature microscopique des pièges à trous

Différents défauts de structure ont été identifiés dans les oxydes dans les oxydes irradiés [WAR92] [LEN82] [LEN83] [LEN84]. Les principaux défauts intrinsèques sont les lacunes d'oxygène qui sont constituées de deux tétraèdres dont l'oxygène pontant est manquant [LEN84] :



Un trou créé pendant l'irradiation peut être piégé sur la lacune relaxant asymétriquement la structure. Ces défauts contenant une lacune d'oxygène relaxée est appelé E'.

Il existe au moins neuf variations de centres E' qui ont été identifiés dans la silice (amorphe ou sous forme cristalline), chaque centre E' est différencié par le voisinage immédiat des deux atomes de silicium. La principale propriété de ces centres E' est d'avoir un électron non apparié paramagnétique. Les centres E' sont donc détectables par mesure de Résonance Paramagnétique Electronique (RPE ou EPR en anglais). Cette mesure repose sur l'absorption d'énergie micro-onde par un électron non apparié (paramagnétique) soumis à un champ magnétique variable. La mesure RPE est l'outil expérimental majeur d'identification des défauts. Le Tableau 1 résume les variations de centres E' détectés par mesure RPE en indiquant le nom du défaut, le précurseur (défaut non chargé) et le niveau de fiabilité de ses propriétés.

| Type | Precursor | ESR Active State | Charge State | g-tensor Elements | Reliability |
|---------------|---|---|--------------|---|-------------|
| E'_1 | $O_3 \equiv Si-O-Si \equiv O_3$ | $O_3 \equiv Si \uparrow \quad ^+ Si \equiv O_3$ | Positive ? | $g_1 = 2.00176$ $g_2 = 2.00049$ $g_3 = 2.00029$ | ** |
| E'_γ | $O_3 \equiv Si-Si \equiv O_3$ | $O_3 \equiv Si \uparrow \quad ^+ Si \equiv O_3$ | Positive | $g_1 = 2.0018$ $g_2 = 2.0006$ $g_3 = 2.0003$ | **** |
| E'_s | $\uparrow Si \equiv O_3$ | $\uparrow Si \equiv O_3$ | Neutral | $g_1 = 2.0018$ $g_2 = 2.0003$ $g_3 = 2.0003$ | *** |
| E'_d | $O_3 \equiv Si-O-Si \equiv O_3$ | $O_3 \equiv Si \uparrow \quad \uparrow O-Si \equiv O_3$ | Neutral ? | $g_1 = 2.00153$ $g_2 = 2.00012$ $g_3 = 2.00000$ | ** |
| E'_α | $O_3 \equiv Si-O-Si \equiv O_3$ | $O-O-\overset{\rightarrow}{Si} \equiv O_2 \quad ^+ Si \equiv O_3$ | Positive ? | $g_1 = 2.0018$ $g_2 = 2.0013$ $g_3 = 1.9998$ | * |
| E'_β | $O_3 \equiv Si-Si \equiv O_3 + H^0$ | $\uparrow Si \equiv O_3 \quad H-Si \equiv O_3$ | Neutral ? | $g_1 = 2.0018$ $g_2 = 2.0004$ $g_3 = 2.0004$ | * |
| E'_δ | $ \begin{array}{c} \\ Si \\ \\ O_3 \equiv Si-Si-Si \equiv O_3 \\ \\ Si \\ \end{array} $ | $ \begin{array}{c} \\ Si \\ \uparrow \\ O_3 \equiv Si \quad \text{---} \quad Si \quad \text{---} \quad Si \equiv O_3 \\ \uparrow \\ Si \\ \end{array} $ | Positive | $g_1 = 2.0018$ $g_2 = 2.0021$ $g_3 = 2.0021$ | *** |
| E'_{74-G} | $ \begin{array}{c} O_3 \equiv Si-Si=O_2 \\ \\ H \end{array} $ | $H-\overset{\rightarrow}{Si} \equiv O_2 \quad ^+ Si \equiv O_3$ | Positive | $g = 2.0016$ zero-crossing | *** |
| $E'_{10.4-G}$ | ? | $H-O-\overset{\rightarrow}{Si} \equiv O_2$ | ? | $g_1 = 2.0018$ $g_2 = 2.0006$ $g_3 = 2.0004$ | * |

Tableau 1. Liste et structure chimique des centres E' identifiés dans les oxydes thermiques. Les étoiles indiquent le niveau de fiabilité des propriétés (4 étoiles représentent le plus haut niveau de confiance) d'après [WAR92].

Les plus importants sont les défauts E'_γ et E'_β qui sont illustrés sur la Figure 7 et la Figure 8 d'après [NIC02].

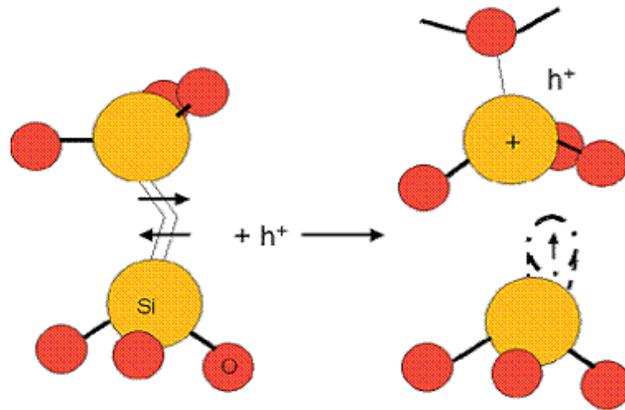


Figure 7. Représentation schématique de la formation d'un centre E'_{γ} d'après [NIC02]

Le centre E'_{γ} possède deux atomes de silicium mais la charge positive est concentrée sur un seul atome de silicium tandis que dans le centre E'_{δ} les deux atomes de silicium se partagent la charge du trou.

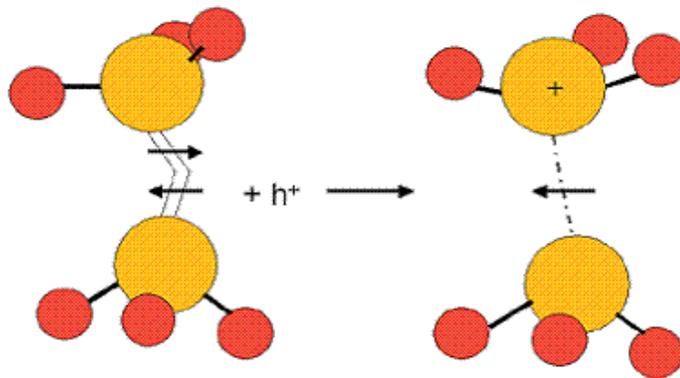


Figure 8. Représentation schématique de la formation d'un centre E'_{δ} d'après [NIC02]

Comme le montre la Figure 9, les centres E'_{δ} sont plus proches de la bande de valence que les centres E'_{γ} . Les centres E'_{δ} sont donc de bons candidats pour être les défauts responsables de la dépendance temporelle du transport des trous dans le volume [NIC02]. On considère que les centres E'_{δ} sont des niveaux peu profonds alors que les centres E'_{γ} sont profonds [NIC02]. Lenahan et Dressendorfer [LEN84] ont montré une très forte corrélation entre la densité de centres E' et la densité de charge piégée pour certains oxydes thermiques. En utilisant plusieurs méthodes de mesure, ils ont observé une corrélation de un pour un et une distribution spatiale identique. D'autres études [HER92] [WAR93] [DEV93] ont montré l'absence totale de corrélation entre la charge piégée et la détection de centres E' détecté par RPE. Il apparaît clairement que les deux augmentations en fonction de la dose ont des

comportements différents. L'observation de Lenahan et de Dressendorfer doit donc être considérée comme un cas particulier et non comme une généralité bien que les centres E' soient les plus importants.

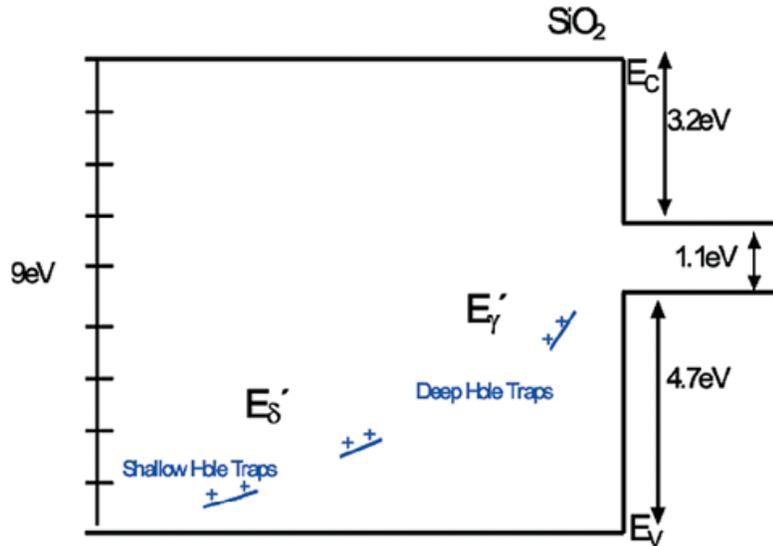


Figure 9. Diagramme de bande schématique montrant les niveaux en énergies des centres $E_{\delta,\gamma}'$ d'après [NIC02].

Dans les oxydes de silicium, la densité de lacunes d'oxygène est comprise entre $3 \cdot 10^{17} \text{cm}^{-3}$ et $1,4 \cdot 10^{20} \text{cm}^{-3}$ respectivement pour les oxydes enterrés et pour les oxydes classiques (« silica glass ») [SEO98]. Cette fourchette a été obtenue par mesure de photoluminescence avec des photons de haute énergie produits par un synchrotron.

I.2.4.b Transport et piégeage des trous

Les trous peuvent se piéger sur des niveaux plus ou moins profonds. D'après Boesh [BOE75], des pièges proches de la bande de valence piègent et émettent les trous par excitation thermique. Les trous se déplacent d'un piège à l'autre par saut par les mécanismes de piégeage /déliéage. La même année Hughes [HUG75] propose de modéliser le transport par saut avec une pseudo mobilité. Cette mobilité a une dépendance à la température de type loi d'Arrhenius. Il a trouvé, dans un oxyde thermique à croissance sous vapeur, une énergie d'activation du transport des trous de 0,6eV. La limite de ce modèle est qu'il ne tient pas compte de la nature dispersive du transport des trous et qu'il n'est valide que pour ce type de technologie (oxyde humide). Néanmoins, l'activation thermique du transport des trous est confirmée par de nombreux auteurs [SRO76] [SRO77] [LER85].

En 1976, McLean [McL76] utilise un modèle de transport stochastique dérivé du modèle CTRW (« Continuous time random walk ») dans un champ électrique pour décrire la conduction des trous dans les films de silice. Il complète ensuite son modèle avec un transport activé thermiquement.

En 1977, Curtis [CUR77] propose un modèle de piégeage multiple. Les trous sont piégés et réémis sur plusieurs niveaux plus ou moins profonds dans la bande interdite. Ce modèle tient compte de la répartition énergétique des pièges proches de la bande de valence, de l'effet de la température et de la nature dispersive du transport.

La densité de pièges profonds est très importante proche de l'interface car c'est une région de transition entre le silicium monocristallin et la silice amorphe. Dans cette région proche de l'interface, la stœchiométrie du matériau n'est pas toujours satisfaite et contient une grande densité de liaisons contraintes ou non satisfaites. Les trous sont donc partiellement piégés à l'interface Si/SiO₂ sur des niveaux profonds. La distribution spatiale des pièges profonds est une gaussienne centrée sur l'interface [GRA98] ou à quelques nanomètres de celle-ci [VAS94]. L'énergie des pièges profonds est supérieure à 1eV. La section de capture des pièges est fortement dépendante au champ électrique appliqué, elle varie en E⁻ⁿ, avec 0.4 < n < 0.6 selon que l'on considère un ou deux niveaux de pièges profonds [TZO83] [PAI02].

I.2.4.c Modélisation du piégeage.

Le piégeage peut être traité par deux approches le J-Model et le V-Model. Le V-Model met en jeu la vitesse microscopique (vitesse thermique) des porteurs tandis le J-Model met en jeu le flux macroscopique de conduction et de diffusion. Les deux modèles utilisent une section de capture (σ) qui représente la surface du puits de potentiel du piège équivalente en termes de probabilité de capture à celle d'un puits abrupt.

Le V-Model a été utilisé dans les premiers travaux de modélisation [TAY82] [VAS94] et a été emprunté au formalisme des semiconducteurs [SZE81]. Le taux de piégeage est de la forme :

$$T_{P-V} = \sigma \cdot v_{th} \cdot (N_{tp} - p_t) \quad (\text{Equation 3})$$

Le taux de piégeage du J-Model est de la forme :

$$T_{P-J} = \sigma \cdot J_p \cdot (N_{tp} - p_t) \quad (\text{Equation 4})$$

Le J-Model est le modèle le plus utilisé à l'heure actuelle. La seule justification présente dans la littérature est qu'il est représenté mieux le piégeage en fonction du champ électrique [LER-99].

1.2.5 Piégeage des électrons

Dans certains oxydes, un piégeage de charge négative a été mis en évidence par de nombreux auteurs [LER88] [BOE90] [OUI91] [FLA92] [PAI94]. Ce piégeage apparaît pour de fortes doses et une polarisation négative. Les oxydes présentant une charge piégée négative sont les oxydes de technologie SIMOX obtenus par implantation ionique. Dans les oxydes thermiques humides le piégeage des électrons est beaucoup plus faible que dans les oxydes secs comme le montre la Figure 10 qui montre la proportion d'électrons piégés par rapport aux trous piégés. Ce ratio peut être supérieur à un pour les technologies Silicium sur Isolant [LER88] mais en général ce ratio est inférieur à un ce qui explique qu'expérimentalement une charge d'oxyde nette positive est observée.

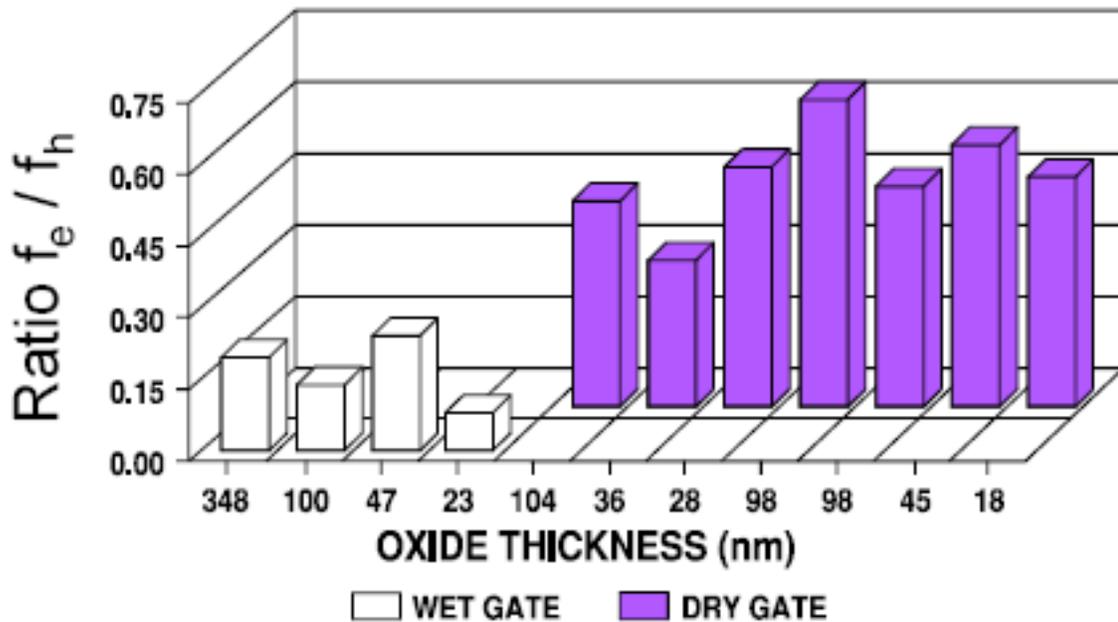


Figure 10. Fraction d'électrons piégés par rapport aux trous piégés pour divers procédés de fabrication [FLE92]

La création d'un modèle complet des effets de dose pouvant être appliqué à tous les types d'oxyde nécessitent d'inclure le piégeage des électrons.

I.2.6 Recombinaison

Les différents mécanismes de recombinaison pris en compte dans le modèle sont la recombinaison indirecte et la recombinaison directe (bande à bande) comme illustré sur la Figure 11.

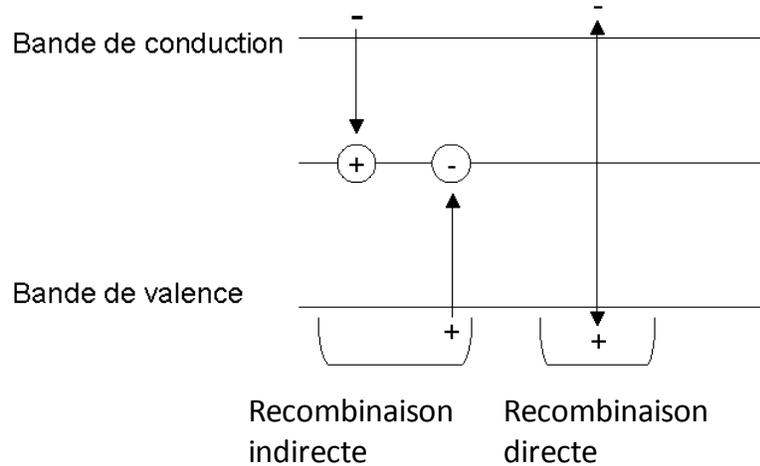


Figure 11. Schéma illustrant les différents mécanismes de recombinaison. Les charges encadrées représentent des charges piégées.

Le modèle de section de capture coulombienne utilisé pour la dépendance au champ électrique E est le modèle [NIN76] proposé par Ning. Il introduit une dépendance au champ électrique en $E^{-3/2}$ à champ faible et une dépendance en E^3 à fort champ. Cette dépendance au champ électrique est due à l'effet Poole-Frenkel et à l'échauffement des électrons à fort champ électrique.

I.2.7 Emission thermique

Sous l'effet de l'agitation thermique, un porteur peut être émis du défaut sur lequel il est piégé. L'émission thermique est un phénomène physique important dans la description des effets de dose cumulée car le transport des trous se fait par piégeage/émission sur des niveaux peu profonds. Elle est également importante pour décrire la guérison thermique des charges piégées profondément à l'interface.

L'émission des trous suit une loi d'Arrhenius [SZE81]. L'expression de la fréquence d'émission (E_p) est donc :

$$f_p = \nu \cdot \exp\left(-\frac{E_{ap}}{kT}\right) \quad (\text{Equation 5})$$

Les facteurs de fréquence ν publiés peuvent varier de 10^7 à 10^{14} Hz suivant la méthode de mesure. Les valeurs les plus basses ont été mesurées par C-V ou I-V et les plus grandes par Courant thermiquement stimulé (TSC). La différence provient du fait que le TSC mesure le courant du aux trous alors que les mesures I-V reflètent la diminution de la charge piégée à l'interface qui est due à l'émission thermique des trous piégés et des électrons de compensation [FLA99]. Le facteur de fréquence mesuré par TSC vaut 10^{14} Hz [FLE-98]. Nous conserverons cette valeur car elle correspond uniquement à l'émission thermique.

1.2.8 Emission par effet tunnel.

Des électrons de valence du silicium peuvent neutraliser les trous piégés par effet tunnel [DIM77] [LUN72] [MA89]. Cette émission tunnel fait décroître la charge d'oxyde en fonction du temps et fait donc apparaître une guérison. La Figure 12 montre la barrière de potentiel d'un trou piégé à l'interface.

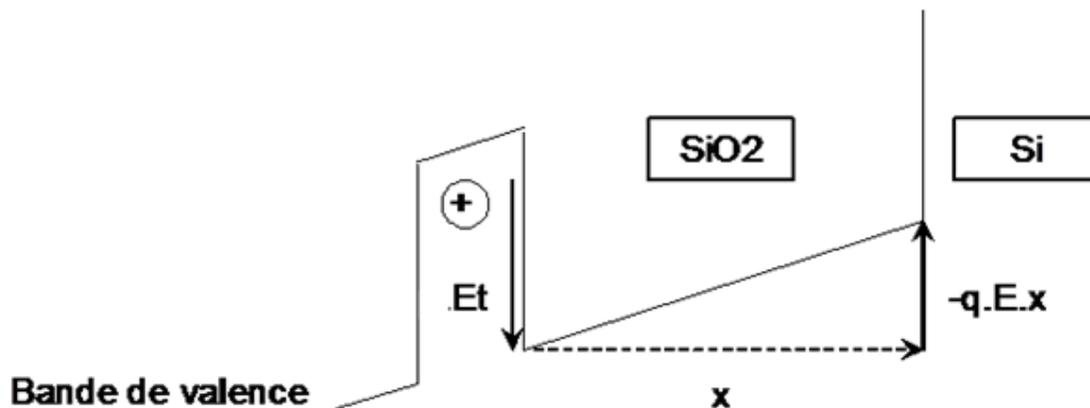


Figure 12. Diagramme d'énergie montrant un trou piégé à un niveau d'énergie E_t au-dessus du niveau de la bande de valence soumis à un champ électrique E et à une distance x du silicium.

Schwank *et al* ont montré qu'une partie de la guérison n'est qu'apparente et peut réapparaître dans certaines conditions comme la commutation de polarisation [SCH84]. Cette réapparition de la dégradation dépend de la température [LEL89]. Lelis a proposé un mécanisme de guérison par effet tunnel à deux niveaux. L'électron injecté peut neutraliser un centre E' et produire une guérison « vraie » et irréversible comme le montre la Figure 13. Dans le cas contraire, on parle de compensation.

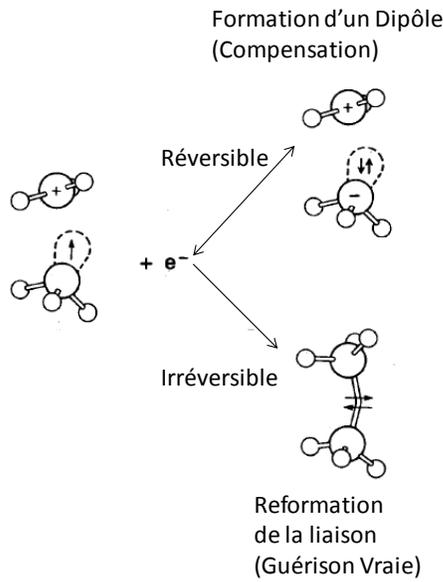


Figure 13. Représentation des processus de réversibilité de la guérison de la charge piégée d'oxyde d'après [LEL89].

Aucun modèle physique n'existe pour la compensation. Pour cette raison et parce que nous n'avons pas cherché à la caractériser expérimentalement, ce processus n'est pas explicitement décrit dans notre modèle. De plus, Fleetwood [FLE99] a montré que pour les oxydes non durcis de 350nm, seulement 8% de l'injection d'électron tunnel est de la compensation.

En revanche, différents modèles existent pour le phénomène d'injection tunnel global. Ils sont présentés ci-dessous.

I.2.8.a Modèle de Manzini

Le modèle de Manzini [MAN83] considère que l'effet tunnel est équivalent à une durée de vie pour un trou piégé. Avec les valeurs suivantes d'après [LUN-72] [DIM-77], la durée de vie est égale à :

$$\tau(x) = \tau_0 \cdot \exp \left\{ \frac{4}{3} \frac{\sqrt{2m^*}}{\hbar \cdot q \cdot E} \left[E_{ap}^{\frac{3}{2}} - (E_{ap} - qE^* x)^{\frac{3}{2}} \right] \right\} \quad (\text{Equation 6})$$

Le terme de dépiégeage par effet tunnel est donc :

$$C_{pt}(x) = -\frac{P_T(x)}{\tau(x)} \quad (\text{Equation 7})$$

I.2.8.b Modèle Fowler-Nordheim

Le modèle de Fowler-Nordheim découle directement de l'équation de Schrödinger :

$$-\frac{\hbar^2}{2.m^*} \frac{d^2\Psi}{dx^2} + V(x).\Psi = E'.\Psi \quad (\text{Equation 8})$$

Cette équation peut s'écrire sous la forme suivante:

$$\frac{d^2\Psi}{dx^2} = \frac{2.m^*(V - E')}{\hbar^2} \Psi \quad (\text{Equation 9})$$

En prenant l'hypothèse que $V(x)-E$ est constant sur l'élément différentiel dx , cette équation a comme solution :

$$\psi(x + dx) = \psi(x) \cdot \exp(-k' dx), \text{ avec } k' = \frac{\sqrt{2m^* [V(x) - E]}}{\hbar} \quad (\text{Equation 10})$$

Le signe moins vient de l'hypothèse que la particule se meut dans le sens des x croissant. Pour exprimer $[V(x)-E]$, nous utilisons l'hypothèse semiclassique de Wigner, Kramers et Brillouin dit hypothèse WKB. L'idée sous-jacente de cette hypothèse est d'obtenir la solution de l'équation de Schrödinger sous la forme d'une onde plane. Cette hypothèse WKB est donc applicable si $V(x)$ varie lentement en comparaison de la longueur d'onde de la particule considérée ici un trou.

L'expression analytique de la probabilité de transition tunnel du trou piégé, tant que la barrière n'est pas trop étendue, est :

$$\Theta = \frac{\psi(x).\psi^*(x)}{\psi(0).\psi^*(0)} = \exp\left(-\frac{2}{\hbar} \int_0^x (\sqrt{2.m^*.q.(E_{ap} - Ex)})^{1/2} dx\right) \quad (\text{Equation 11})$$

Après intégration, pour un champ non nul, nous avons :

$$\Theta = \exp\left(-\frac{4\sqrt{2.m^*.q}}{3.\hbar.E} (\sqrt{E_{ap}^3} - \sqrt{(E_{ap} - E.x)^3})\right) \quad (\text{Equation 12})$$

Le flux de trous piégés quittant l'oxyde par effet tunnel est égal à :

$$J_{pt} = V_{th}.P_t(x).\Theta(x) \quad (\text{Equation 13})$$

On trouve une dépendance exponentielle au champ électrique et une dépendance moindre à la température via la vitesse thermique qui varie en $T^{1/2}$.

Le taux de trous piégés émis est donc égal à :

$$E_{tunnel} = -\frac{\partial J_{pt}}{\partial x} \quad (\text{Equation 14})$$

I.2.8.c Modèle empirique

La décroissance logarithmique de la charge piégée en fonction du temps a amené naturellement à proposer un modèle empirique du taux d'émission tunnel de la forme [McW90]:

$$\frac{\partial P_{dt}}{\partial t} = -\alpha_{Tunnel} \exp(-\beta_{tunnel} \cdot x) \cdot P_{dt} \quad (\text{Equation 15})$$

Cette modélisation est équivalente à la définition de l'avancée d'un front, appelé front tunnel. La Figure 14 montre schématiquement le diagramme de bande avec l'avancée du front.

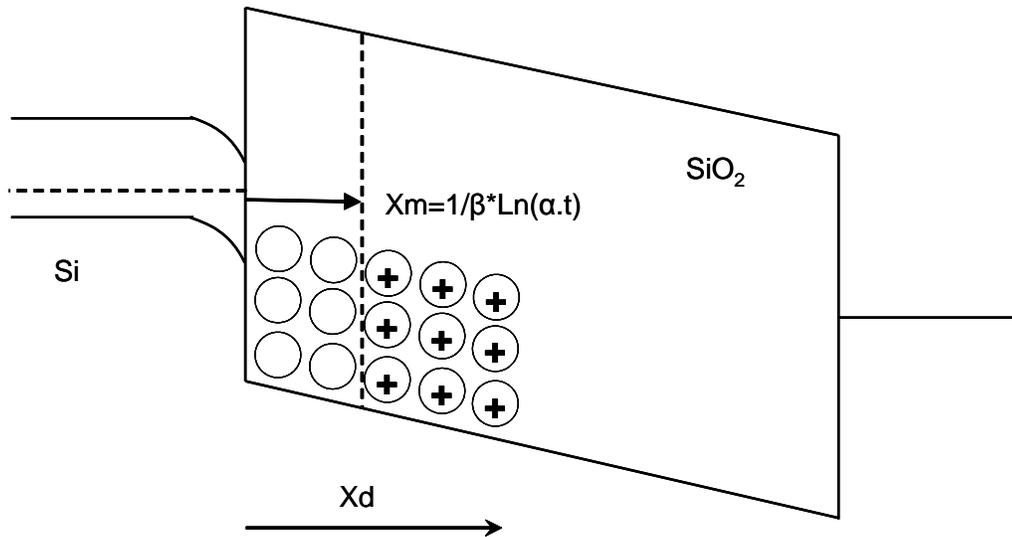


Figure 14. Schéma du diagramme de bande d'un MOS irradié montrant l'avancée du front tunnel dans l'oxyde (X_d est la distribution spatiale des trous piégés et X_m est la position du front tunnel) [McW90]

Nous avons pour une densité de charge piégée uniforme :

$$\frac{Not}{Not_0} = \frac{(Xd - Xm)}{Xd} = 1 - \frac{1}{\beta_{tunnel} \cdot Xd} (\ln(\alpha_{tunnel}) + \ln(t)) \quad (\text{Equation 16})$$

$$\beta_{tunnel} = -\frac{1}{r_0 \cdot xd} \quad (\text{Equation 17})$$

$$\alpha_{tunnel} = \exp(-\beta_{tunnel} \cdot Xd \cdot (A - 1)) \quad (\text{Equation 18})$$

I.2.9 Création d'ions H⁺

La silice présente une concentration importante d'hydrogène. En effet, l'hydrogène est utilisé dans la plupart des procédés d'élaboration de l'oxyde. Après formation du film d'oxyde, les composants sont recuits sous H₂ pour passiver certains défauts tels que les états d'interface. La Figure 15 résume les principaux types de défaut hydrogénés présents dans la silice. Des mesures ont montré que la concentration d'hydrogène est de l'ordre de 10²¹ cm⁻³ [SHA02].

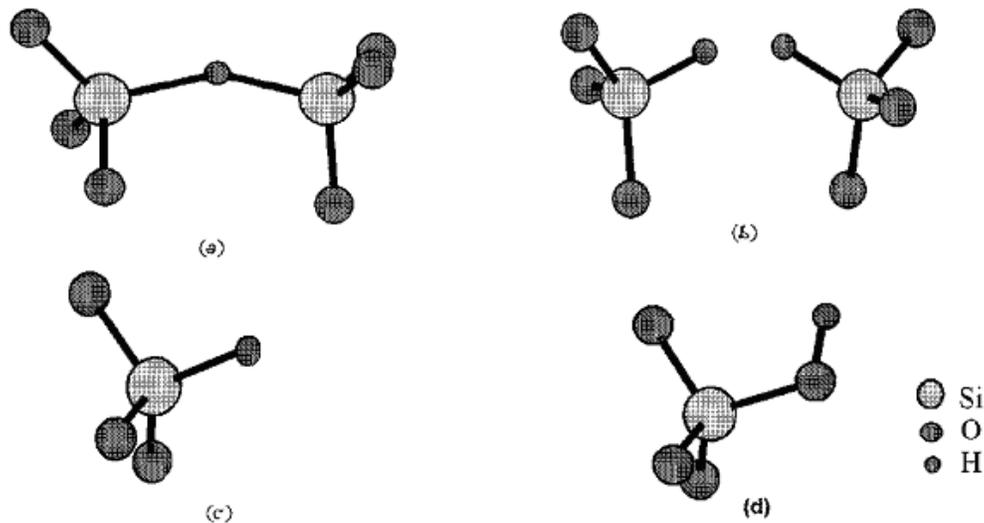


Figure 15. Sources de défauts hydrogénés dans la silice. (a) Pont hydrogéné (Si-H-Si) (b) Lacune d'oxygène passivée (Si-H H-Si) (c) Liaison Si-H isolé (d) Liaison O-H isolé (Si-O-H) d'après [BUN00].

La création des ions H⁺ est intimement liée au transport des trous dans l'oxyde. Les trous réagissent avec des défauts hydrogénés. La réaction produit des protons libres. Le taux de génération des protons ne dépend que des défauts hydrogénés (densité et section efficace) et du flux de trou [RAS02]. Il vaut :

$$G_{H^+} = N_{D'H} \cdot \sigma_{D'H} \cdot |J_P| \quad (\text{Equation 19})$$

Aucune valeur de section de capture des défauts hydrogénés avec les trous n'est à ce jour connu.

I.2.10 Création d'états d'interface

Il existe des défauts spécifiques à l'interface, les états d'interface. Les états d'interface sont des atomes de silicium trivalents liés ($Si \equiv Si^0$) à trois autres atomes de silicium comme illustré sur la Figure 16 et sont appelés centres P_b . Ces liaisons pendantes pointent en direction de la silice. Ces liaisons pendantes créent des niveaux dans la bande interdite à l'interface pouvant capter des charges du silicium.

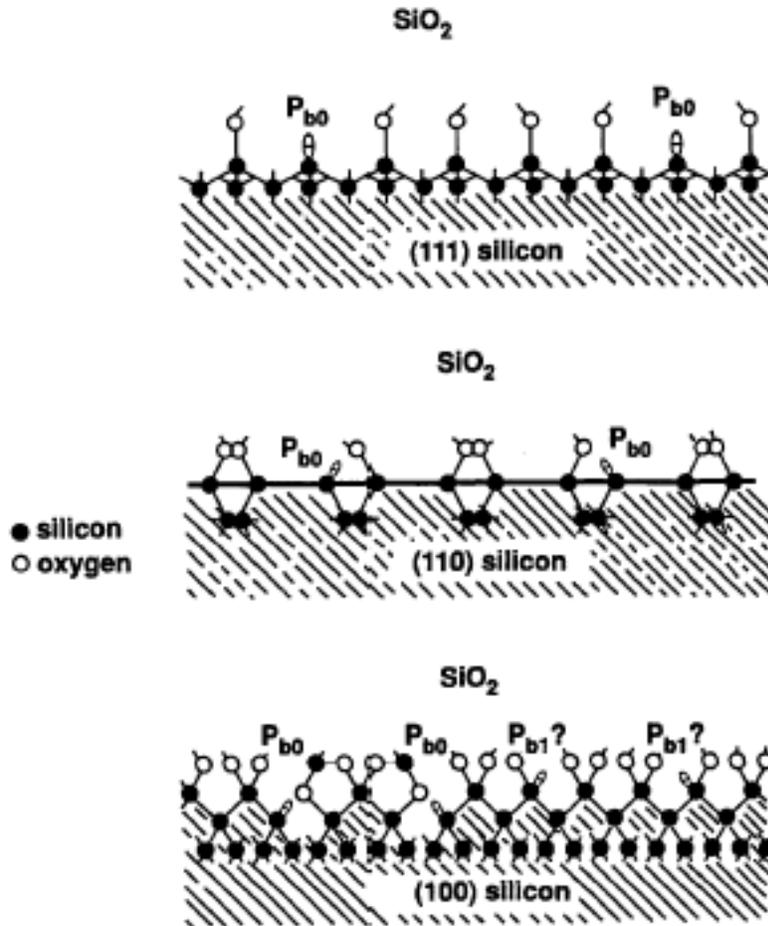


Figure 16. Schéma illustrant les centres P_{b0} et P_{b1} à l'interface Si/SiO₂ sur du silicium (111), (110) et (100) d'après [POI81]

McLean a proposé un modèle physique de formation de ces états d'interface [McL80]. Ce modèle dépendant du temps, du champ électrique, de la température et de la dose cumulée décrit un processus en deux étapes. La première étape fait intervenir la création d'ions positifs à partir du déplacement des trous créés pendant l'irradiation. Les ions H⁺ sont pressentis comme étant les meilleurs candidats dans ce processus. La seconde étape fait intervenir le transport de ces espèces ioniques jusqu'à l'interface. En

1989, Saks confirme le rôle des ions H^+ dans la création des états d'interface. Les ions H^+ sont créés pendant l'irradiation par l'interaction des trous avec des défauts hydrogénés [SAK89]. Sous une tension de grille positive, les ions H^+ atteignent l'interface et dépassivent les liaisons SiH pour donner de l'hydrogène moléculaire et des états d'interface comme le montre la Figure 17. Cette réaction de dépassivation est réversible, les molécules de H_2 peuvent repasser les liaisons de silicium pendantes. Cependant, cette réaction a une énergie d'activation très élevée (1.3eV) [RAS04] en comparaison de l'énergie d'activation de la réaction de dépassivation (0.6eV) [RAS04]. Pour cette raison, la repassivation des états d'interface ne se produit qu'à haute température.

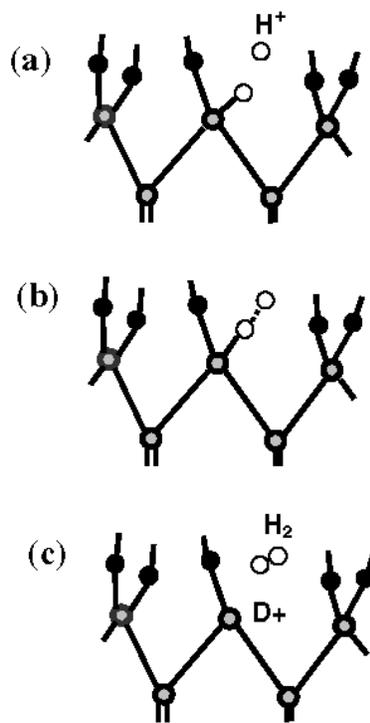


Figure 17. Réaction entre H^+ et une liaison SiH à l'interface Si/SiO₂. (a) un proton s'approche de la liaison SiH ; (b) un pont H⁺-H-Si est créé ; (c) Une molécule de H₂ et un état d'interface sont créés. Si est en gris, O en noir et H en blanc. [RAS01]

La réaction de dépassivation des liaisons SiH est en concurrence avec la réaction inverse de passivation des liaisons pendante de $(Si\bullet)^+$. La température du système conditionne l'état d'équilibre et donc la densité d'états d'interface restante. En prenant comme hypothèse qu'il n'y a pas de saturation dans la création d'états d'interface, nous avons un taux de génération d'états d'interface:

$$G_{Nit} = N_{SiH} \sigma_{depass} J_H(T_{ox}, t) \quad (\text{Equation 20})$$

La densité de silicium passivé par un atome d'hydrogène est de l'ordre de 10^{14}cm^{-2} . La section de capture dépend de l'énergie d'activation de la réaction de passivation [RAS04] :

$$\sigma_{Si-H} = a^2 \cdot \exp\left(-\frac{E_{Depassivation}}{kT}\right) * \exp\left(\frac{E_{oxyde-Si} - E_{latéral}}{kT}\right) \quad (\text{Equation 21})$$

La formule de la section de capture de la réaction de dépassivation ne dépend pas de la température car les deux termes exponentiels se compensent mutuellement. La section de capture diminue avec l'augmentation de l'énergie nécessaire à la dépassivation. Au contraire, elle augmente avec l'énergie du transport pour traverser l'interface et la diminution de l'énergie du transport latéral. Ces deux dépendances vont dans le sens d'une plus grande accumulation des ions H^+ à l'interface et de leur transport le long de l'interface qui augmentent la probabilité de réaction de dépassivation. Ces dépendances liées au transport le long de l'interface peuvent être incluses dans un modèle à une dimension grâce à ce modèle de section de capture.

1.2.11 Pièges de frontière

La dénomination « pièges de frontière » (« Border traps ») ont été attribuée par Fleetwood en 1992 [FLE92b] sont des pièges situés proche de l'interface qui sont capables d'échanger des charges avec le silicium. Cette dénomination s'inspire des « états de frontière » pendant la guerre civile américaine (1861-1865), qui appartenaient à l'Union (Nord) mais qui gardaient un lien fort avec les confédérés (Sud). Bien qu'ayant une nature physique différente des états d'interface, leur effet électrique est le même que les états d'interface mais avec des constantes de réponses plus longues et les pièges de frontière ont longtemps été considérés comme des états d'interface lents. Les pièges de frontières se situent à une distance maximum de 3nm de l'interface comme le montre la Figure 18 qui illustre les différences avec les états d'interface et les pièges profonds (« oxide traps »).

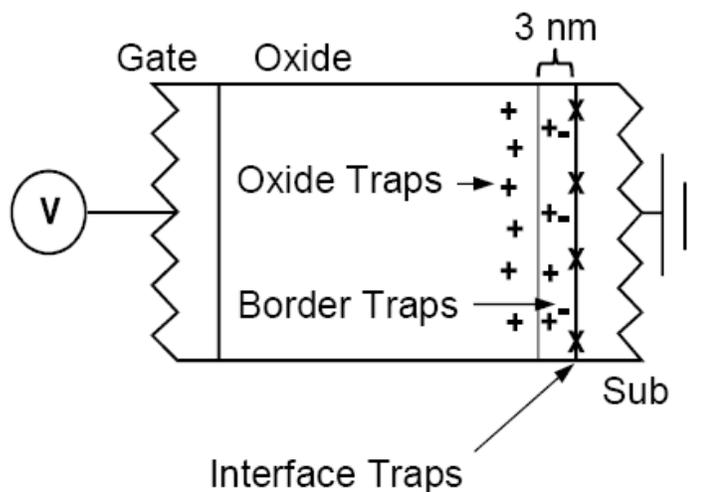


Figure 18. Illustration du concept de pièges de frontière dans un MOS polarisé positivement.

Au niveau de la nature microscopique des pièges de frontière, Jupina et Lenahan ont montré par mesure RPE qu'ils sont des centres E' [JUP89]. Aucun modèle de création de pièges de frontière n'a été publié à ce jour, c'est pourquoi il n'a pas été pris en compte dans notre modèle.

I.3 Travaux de Modélisation

Plusieurs auteurs ont proposé des modélisations des phénomènes physiques. C'est modèles ont été implémentés dans des codes de calcul dans le but d'expliquer des résultats expérimentaux observés. Cette partie vise à montrer l'état de l'art dans le domaine de la modélisation des effets de dose dans la silice.

Vasudevan et Vasi [VAS94] ont développé en 1994 un modèle numérique de dégradation d'un oxyde soumis à un champ électrique et à un rayonnement ionisant. Leur code est à deux dimensions (grille-substrat et drain-source). Ils résolvent l'équation de Poisson dans l'oxyde et le semiconducteur. Leur modèle inclue la génération d'électrons et de trous, la réémission des charges piégées et la recombinaison entre les électrons et les trous piégés. La génération est directement proportionnelle au débit de dose mais la recombinaison initiale n'est pas prise en compte ce qui constitue une forte limitation de leur modèle. Le piégeage et la recombinaison dépendent de la vitesse thermique des porteurs (V-Model). Il n'y a aucune injection de porteurs dans l'oxyde venant de la grille ou du substrat, ce qui limite la description de la dépendance en fonction du champ électrique et du temps de la guérison. Ils calculent la tension de décalage due aux charges générées par l'irradiation. Leurs simulations et leurs données expérimentales sont bien corrélées. Les simulations à deux dimensions et à une dimension donnent des résultats similaires.

En 1999, Leray présente le code de calcul TRAPPOX qui permet de calculer la charge piégées dans un oxyde irradié [LER99]. Le modèle intègre l'influence du champ électrique sur la recombinaison initiale et le transport. Il tient compte de la génération, du transport, du piégeage (trous et électron) et de la recombinaison dans l'oxyde. Le terme de génération est proportionnel au débit de dose et fonction la recombinaison. Ce code est intégré au simulateur physique ISE TCAD et permet de résoudre l'équation de Poisson en tenant compte de la structure global du composant en trois dimensions.

Raashev publie en 2002 [RAS02] un modèle numérique incluant quelques mécanismes liés aux trous (génération, piégeage profond) ainsi qu'un modèle de création des états d'interface assistée par création d'ions H^+ . Ce modèle est la première tentative de construction d'un modèle intégrant la charge piégée et la création d'états d'interface. Néanmoins, le modèle néglige les électrons, n'inclut qu'un seul niveau de piège profond des trous. Il ne tient pas compte de la nature dispersive du transport des trous.

Les efforts de modélisation ont porté surtout sur la charge piégée et aucun modèle n'intègre tous les effets de dose dans la silice amenant à la charge piégée et à la formation d'états d'interface. Le modèle physique que nous avons développé intègre les effets de dose connus, leurs dépendances au champ électrique, à la température et au débit de dose.

I.4 Effet de dose cumulée et de débit de dose dans les technologies silicium

Les technologies silicium sont prépondérantes sur le marché des circuits intégrés. Les transistors MOS classiques des circuits intégrés présentent des oxydes de grille très fin et les effets de dose deviennent de plus en plus négligeables dans ce type de structure. Néanmoins, Les circuits intégrés présentent toujours des oxydes épais d'isolation ou de passivation qui sont très sensibles aux effets de dose.

I.4.1 Transistors bipolaires

Les transistors bipolaires restent des dispositifs encore très employés dans l'industrie de la microélectronique, bien que la majorité des circuits intégrés utilisent des transistors MOS. Les technologies bipolaires et BiCMOS sont particulièrement utilisées dans les circuits intégrés analogiques, mixtes et radiofréquence (RF). Les transistors bipolaires ont l'avantage sur les transistors MOS de la vitesse de réaction, de la linéarité de la réponse et de la commande en courant.

I.4.1.a Effet de dose cumulée

Les radiations ont pour effet de réduire le coefficient d'amplification par l'augmentation du courant de base. La partie sensible du transistor aux radiations se situe entre l'émetteur et la base. Les oxydes de passivation irradiés au dessus de la jonction, présentent des états d'interface et une charge piégée. La dégradation est principalement due aux états d'interface qui augmentent la recombinaison Shockley-Read-Hall (SRH) à l'interface Si/SiO₂. La charge piégée positive peut modérer la dégradation dans un transistor PNP ou au contraire l'accentue dans le cas d'un transistor NPN en modifiant la longueur de base en déplétion [SCH01].

La recombinaison SRH est un processus de recombinaison indirect qui intervient avec la présence de niveaux dans la bande interdite du silicium comme les états d'interface. La recombinaison est maximale quand la densité de électron est la même que la densité de trou car la probabilité de rencontre est la plus grande. Dans un composant irradié, le taux de recombinaison à l'interface est égale à [SZE81] :

$$R_s = \frac{p_s n_s - n_i^2}{(p_s + p_{1s}) \cdot \frac{1}{C_{ns} N_{it}} + (n_s + n_{1s}) \cdot \frac{1}{C_{ps} N_{it}}} \quad (\text{Equation 22})$$

I.4.1.b Effet de débit de dose

En 1991, le premier cas de ELDRS (« Enhanced Low Dose cumulée Rate Sensitivity » ou sensibilité accrue au faible débit de dose) a été rapporté par Enlow *et al* [ENL91]. Certains composants bipolaires présentent une dégradation plus forte à faible débit de dose qu'à fort débit pour la même dose cumulée déposée comme vous pouvez le voir sur la Figure 19. De plus, une irradiation à fort débit de dose suivi d'une guérison à température ambiante ou à haute température ne permet pas de retrouver la même dégradation qu'à fort débit de dose. Les deux types de transistors bipolaires NPN et PNP présentent des effets de débits de dose mais les PNP présente une sensibilité plus marquée. En 1992, Nowling *et al* [NOW92] confirment l'existence de cet effet de débit de dose. En 1993, Nowling [NOW93] montre que le ELDRS dépend de la tension appliquée, une faible tension amplifie l'effet de débit de dose.

Ce constat est lourd de conséquence pour les systèmes spatiaux. En effet, les satellites ont typiquement une durée de vie de quelques années pour les satellites en orbite basse et d'une quinzaine

d'années pour les satellites géostationnaires. Les essais au sol sont donc faits à des débits de dose beaucoup plus élevés que ceux rencontrés en vol pour pouvoir tester les composants dans des temps raisonnables. La tenue en dose cumulée des composants bipolaires est donc surestimée dans les tests effectués au sol.

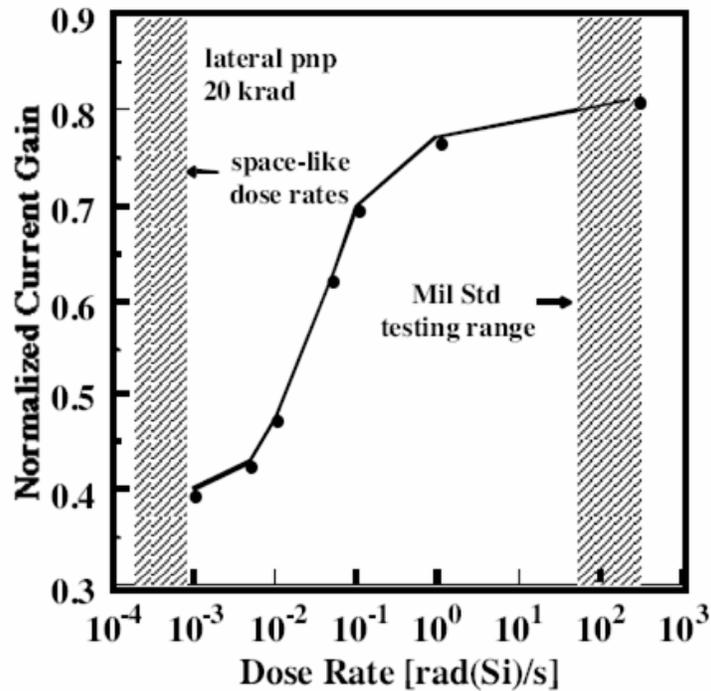


Figure 19. Gain en courant normalisé en fonction du débit de dose pour un transistor PNP latéral [SCH01]

La sensibilité à faible débit de dose est en général observée dans les qualités médiocres d'oxyde et pour des champs électriques faibles. Les oxydes de passivation des transistors bipolaires satisfont à ces conditions car ils sont épais, n'ont pas d'électrodes les recouvrant et peuvent servir de masque dans les étapes du procédé de fabrication. Les transistors PNP latéraux sont les transistors présentant la plus forte sensibilité accrue au faible débit de dose. Dans les oxydes thermiques de transistor bipolaire, la charge d'oxyde et la densité d'états d'interface à faible débit de dose sont plus importantes qu'à fort débit de dose [PEA04].

Les causes du ELDRS sont toujours sujettes à débat et plusieurs modèles physiques ont été proposés pour expliquer le ELDRS. Un modèle, basé sur la différence de mobilité entre les trous et les ions H⁺, a été proposé. Les trous atteindraient l'interface avant les ions H⁺ et formeraient une barrière de potentiel empêchant les ions H⁺ de l'atteindre et d'y réagir [RAS02]. Ce modèle n'est pas cohérent avec

les observations expérimentales montrant que la charge piégée est plus importante à fort débit de dose qu'à faible débit [PEA04].

Les effets responsables de la différence de la dégradation entre fort et faible débit de dose sont dépendants du temps mais pas uniquement car il n'y a pas équivalence entre une irradiation à faible débit de dose et une irradiation à fort débit de dose suivi d'une guérison. La diminution de la dégradation serait due selon ce modèle à la présence de trous piégés métastables dans l'oxyde qui transiteraient lentement et qui agiraient en complément de la charge d'oxyde [FLE94]. Ces pièges de volume seraient des lacunes d'oxygène qui formeraient des centres E'_{δ} . A fort débit de dose et faible tension appliquée, ces trous lents induiraient une charge d'espace réduisant la charge de trous piégés. En effet, les trous et ions H^+ soumis à un champ négatif n'iraient pas à l'interface et ne participeraient pas à la dégradation comme le montre la Figure 20.

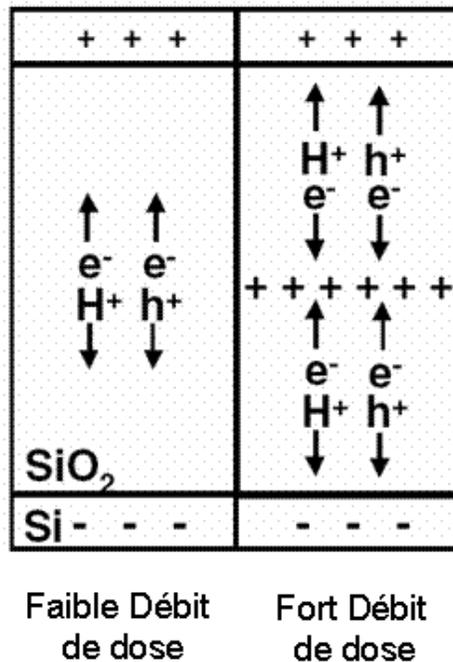


Figure 20. Schéma illustrant le modèle expliquant le ELDRS par l'effet des trous piégés peu profondément [GRA98]

La température fait disparaître l'effet de débit de dose [FLE94], des irradiations à fort débit de dose et haute température devraient produire une dégradation équivalente au faible débit de dose. Les centres E'_{δ} responsables de l'effet de débit de dose disparaissent avec la température. L'effet de la température sur le transport des trous est à l'origine de notre démarche de caractérisation de l'activation thermique du transport des trous.

Les simulations numériques de Graves [GRA98] confirment le rôle des pièges peu profonds sur les effets de débits de dose et leur dépendance à la température. Cette étude est limitée à la charge d'oxyde et ne prend pas en compte la formation des états d'interface. La sensibilité à faible débit de dose serait donc une réduction de la dégradation à fort débit de dose.

Witczak *et al* [WIT98], ont également confirmé expérimentalement le rôle de la charge d'espace dans les effets de débit sur des capacités MOS à substrat P avec des oxydes représentatifs de deux technologies bipolaires en effectuant des irradiations à différentes températures. Leurs résultats suggèrent fortement que les trous piégés métastables dans l'oxyde réduisent la dégradation à fort débit de dose à cause de leur effet sur le transport des charges positives. En plus de la dégradation due aux états d'interface et de la charge d'oxyde, Witczak met en évidence la passivation des dopants P par l'hydrogène. Cette passivation pourrait jouer un rôle très important dans les technologies bipolaires. Les deux réactions présentées pour la dépassivation des accepteurs (Bore) par l'hydrogène font intervenir un trou ou un électron et un trou.

Le rôle majeur du champ électrique dans les effets de débit de dose est confirmé. Sous 0V, il y a un effet de débit de dose alors qu'à 10V aucun effet de débit n'est mis en évidence. Les deux technologies ont des réponses à la dose différentes (excepté pour la charge d'oxyde) comme le montre la **Erreur ! Source du envoi introuvable..**

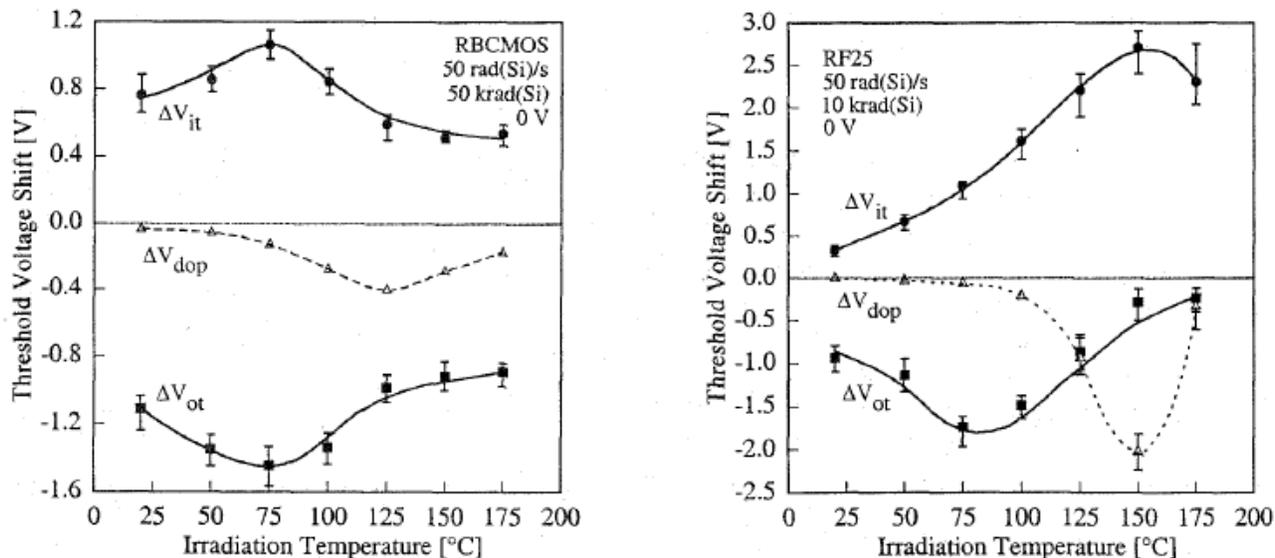


Figure 21 Tension de décalage pour les trois composantes des effets de dose en fonction de la température d'irradiation. V_{ot} représente l'effet de la charge d'oxyde, V_{it} les états d'interface et V_{dop} la passivation. [WIT98]

Il est important de remarquer que les états d'interface sont stables jusqu'à 150°C pour la technologie RF25 alors que les états d'interface de la technologie RBCMOS sont stable jusqu'à 75°C. La passivation des dopants a un effet plus faible que la charge d'oxyde ou des états d'interface excepté pour la technologie RF25 à haute température. La passivation n'est pas pris en compte dans notre modèle car les transistors MOS sont peu sensible à cet effet et qu'aucun modèle n'existe.

Les couches de passivation peuvent également jouer un rôle important dans les effets de débit de dose. Les couches de passivation sont connues pour contenir des densités importantes d'hydrogène. L'hydrogène pourrait diffuser depuis les couches de passivation et augmenter la teneur de l'oxyde en hydrogène. Cette source supplémentaire d'hydrogène produirait plus de protons après irradiation capable de dépassiver les liaisons SiH [PEA04].

Un des objectifs de ces travaux de thèse est d'apporter des éléments de réponse sur l'origine des effets de débit de dose au niveau de l'oxyde en évaluant les différents modèles de ELDRS, d'avoir également une estimation des effets de dose à débit de dose présents en environnement spatial et de pouvoir estimer la frontière entre dégradation à fort débit de dose et faible débit de dose.

I.4.2 Transistors MOS

Les transistors MOS sont des transistors qui présentent de nombreux avantages tels que leur commande en tension et la possibilité de réduire leur taille. Les transistors MOS possèdent un oxyde de grille. Pour les transistors MOS présentant un oxyde de grille épais, les radiations ont pour effet de décaler leur tension de seuil et de diminuer la pente de la caractéristique I-V sous le seuil comme le montre la Figure 22.

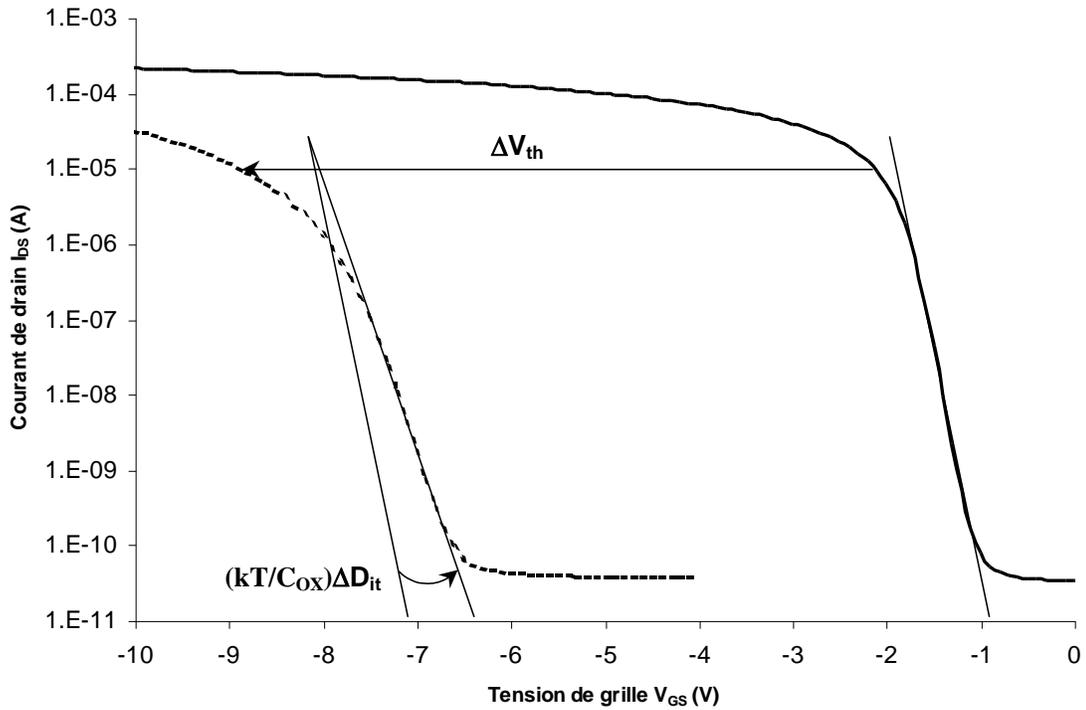


Figure 22. Courbes I-V d'un transistor P-MOSFET. I-V initial (Courbe pleine) et : I-V après irradiation (courbe en pointillés)

I.4.2.a Décalage de la tension de seuil

Le décalage de tension de seuil ΔV_{TH} est la variation de tension de seuil due aux effets de dose dans l'oxyde. Elle vaut :

$$\Delta V_{TH} = \Delta V_{it} + \Delta V_{ot} \text{ (Equation 23)}$$

Nous avons :

$$\Delta V_{ot} = -\frac{q}{C_{ox}} \left[\int_0^{T_{ox}} \frac{x}{T_{ox}} (p - n + p_T + H^+) \cdot dx \right] \text{ (Equation 24)}$$

Le décalage ΔV_{ot} dû aux charges dans l'oxyde, est l'image de la charge globale dans l'oxyde ramenée à l'interface. Plus les charges sont situées près de l'interface et plus elles ont d'influence sur le potentiel de surface du silicium.

Le décalage ΔV_{it} est dû au piégeage de charge provenant du silicium sur les états d'interface. Son signe est variable en fonction du type de dopage de transistor MOS et du potentiel auquel les états d'interface sont soumis. Pour un transistor à canal P, leur charge sera positive et pour un transistor à canal N, leur charge sera négative. En supposant tous les états d'interface chargés, nous avons :

$$\Delta V_{it} = + / - \frac{q}{C_{ox}} (N_{it} - N_{it0}) \quad (\text{Equation 25})$$

I.4.2.b Pente sous le seuil

La pente sous le seuil est dégradée seulement par l'effet des états d'interface qui créent une capacité « parasite » avec la capacité de l'oxyde. La dégradation de la pente sous le seuil est proportionnelle à la variation de la densité d'états d'interface.

I.4.2.c Effet de débit de dose

La condition de polarisation de test pire cas des transistors MOS est une forte tension de grille positive et un fort débit de dose. Une forte tension appliquée permet d'obtenir une plus grande fraction de charge non-recombinée et d'amener toutes les charges positives à l'interface. Un fort débit de dose permet de diminuer la guérison des trous piégés. Les transistors MOS ne présentent donc aucun problème d'assurance durcissement particulier car la dégradation pire-cas est facilement réalisable lors des essais au sol. Cependant, il a été montré sur des capacités MOS des effets de débit de dose (ELDRS) pour une tension de grille nulle [FLE96]. Ces observations indiquent que l'effet de débit de dose dépend des conditions de polarisations (i.e. le champ électrique dans l'oxyde).

I.5 *Méthode de caractérisation expérimentale de la dégradation des transistors MOS*

I.5.1 Méthode de la pente sous le seuil

I.5.1.a Présentation

Cette méthode est une méthode classique, qui nécessite la caractéristique électrique du composant en donnant la dépendance du courant de drain/source (I_{DS}) en fonction de la tension de grille/Source appliquée (V_{GS}). A partir de cette caractéristique, la pente sous le seuil permet d'évaluer les états

d'interface et la tension de décalage permet d'extraire le décalage due à la densité de charge dans l'oxyde.

La densité d'états d'interface créée se calcule comme suit [MA89] :

$$\Delta Dit = \frac{C_{ox}}{kT} \left(\left[\frac{dV_{GS}}{dLog(I_{DS})} \right]_{Final} - \left[\frac{dV_{GS}}{dLog(I_{DS})} \right]_{initial} \right) \quad (\text{Equation 26})$$

En considérant une répartition homogène des états d'interface dans la bande d'énergie interdite, on a :

$$\Delta Nit = 1,12 \Delta Dit \quad (\text{Equation 27})$$

En supposant tous les états d'interface chargés, pour un NMOS, le décalage ΔV_{it} dû aux états d'interface ΔN_{it} s'exprime par la relation suivante :

$$\Delta V_{it} = \frac{-q}{C_{ox}} \Delta N_{it} \quad (\text{Equation 28})$$

A partir de la charge des états d'interface et du décalage de tension de seuil ΔV_{th} , les relations suivantes permettent de calculer le décalage lié à la charge d'oxyde:

$$\Delta V_{ot} = V_{th} - \Delta V_{it} \quad (\text{Equation 29})$$

$$\Delta N_{ot} = \frac{V_{ot} \cdot C_{ox}}{q} \quad (\text{Equation 30})$$

Cette méthode a l'avantage d'être simple mais n'est pas applicable pour des transistors présentant une non uniformité latérale dans le dépôt de dose. La figure suivante présente l'effet de la dose sur une caractéristique I-V.

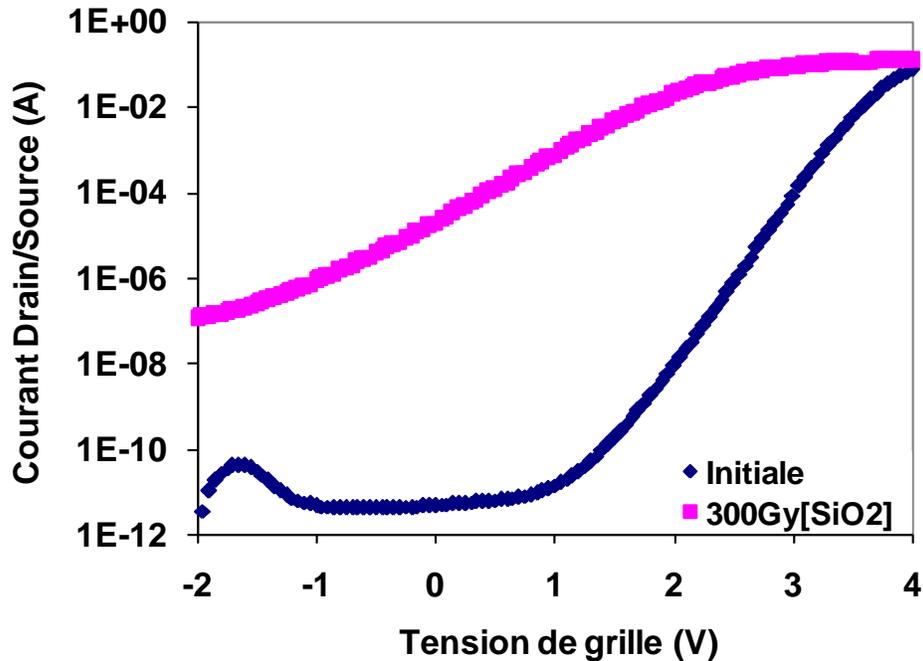


Figure 23. Caractéristique I_{ds} - V_g d'un IRF 640 initiale et après une irradiation avec une tension de grille de 20V, une dose cumulée de 300Gy[SiO₂] et un débit de dose de 300Gy[SiO₂]/h.

I.5.1.b Non uniformité latérale

La conséquence de dépôt de dose cumulée non uniforme le long du canal est que la mesure des états d'interface est surestimée. En effet, les états d'interface et les non uniformités latérale produisent des changements de capacité dépendant du potentiel de surface [CAS70]. Les diverses zones du transistor le long du canal ne se déclenchent pas pour le même potentiel de grille. Une surestimation des états d'interface conduit à une surestimation dans la charge d'oxyde pour un transistor MOS à canal N.

I.5.2 Méthode de Chang

En 1977, Chang propose une méthode permettant de mesurer à basse température les états d'interface d'une capacité MOS indépendamment de la présence de non uniformité latérale [CHA77]. A 77K, les charges piégées sur les états d'interface ont des constantes de temps d'émission beaucoup plus grandes qu'à température ambiante comme le montre la Figure 24. Cet effet est utilisé pour créer un effet d'hystérésis sur la caractéristique C-V. Le changement de charge est dû à la recombinaison SRH, l'amplitude de ce changement permet de mesurer la densité d'états d'interface sans l'effet de non uniformité latérale du dépôt de dose.

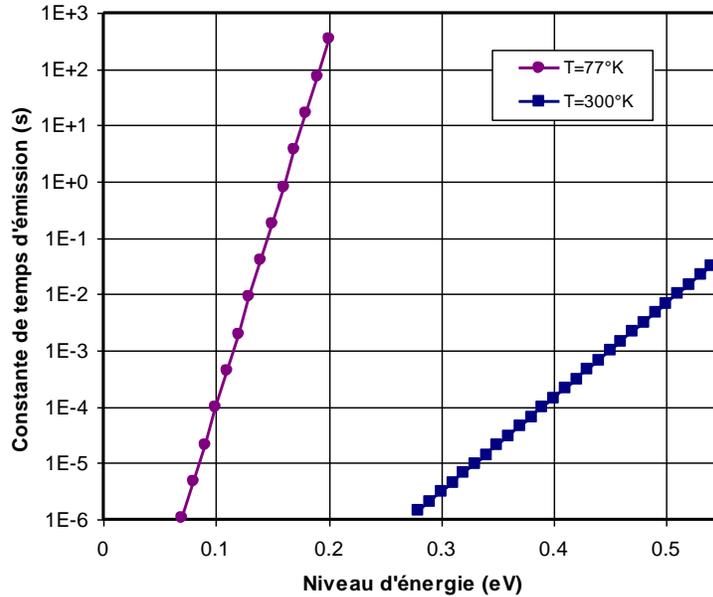


Figure 24. Constante de temps d'émission en fonction du niveau d'énergie des états d'interface pour 300°K et 77°K.

Cette méthode s'applique aux capacités MOS avec des mesures de capacité comme le montre la Figure 25.

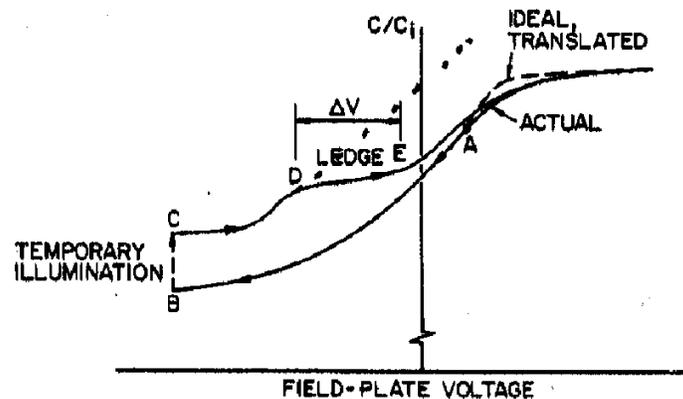


Figure 25. Caractéristique C-V basse température d'une capacité MOS montrant schématiquement l'effet électrostatique des états d'interface. L'origine représente la tension de bandes plates

Le principe de la méthode consiste à remplir les états d'interface à basse température avec les porteurs majoritaires (point A). Une première caractéristique est effectuée (du point A au point B). Ensuite, le composant est soumis à une illumination temporaire (du point B au point C) pour créer des porteurs minoritaires dans le silicium en déplétion. Les états d'interface se chargent donc avec des porteurs minoritaires. Une caractéristique C-V est effectuée dans l'autre sens (du point C au point D). En

augmentant le potentiel de surface, la densité de porteurs majoritaires augmente pour un substrat de type N et ils se recombinaient avec les porteurs minoritaires piégés sur les états d'interface (recombinaison SRH), la caractéristique montre un coude (du point D au point E). L'absence de ce plateau est due à la présence de non uniformité latérale et non à la présence d'états d'interface car il n'y a pas recombinaison.

Cette méthode est très intéressante car elle permet de mesurer la densité d'états d'interface en s'affranchissant des non uniformités latérales mais elle ne s'applique pas aux transistors MOS, ΔV ne peut pas être mesuré précisément et la méthode nécessite des composants sans boîtiers pour pouvoir les illuminer.

I.6 **Synthèse**

Nous avons passé en revue la source de la contrainte radiative spatiale et nous avons vu que blindage permet de diminuer la dose cumulée mais pas de l'annihiler. L'interaction rayonnement matière produit des charges et défauts. Les effets de dose cumulée dans la silice produisent des charges piégées et des états d'interface.

Les effets macroscopiques de la dose cumulée sur les composants MOS et bipolaires sont différents dus à leur différence de principe de fonctionnement et ainsi qu'à leurs procédés de fabrication de leur oxyde. Les différentes méthodes de caractérisation de la dégradation ont été clarifiées de la même façon que leurs limites.

La nature de la silice et les principaux types de défauts E' créés par l'irradiation ont été abordés. L'état de l'art en modélisation montre que la modélisation globale des effets des irradiations permettant de calculer à la fois la densité de charges piégées et d'états d'interface n'a pas été faite à ce jour. Les mécanismes élémentaires des effets de dose dans la silice sont nombreux et différents modèles existent pour un même mécanisme. Les plus importants sont la génération de charges avec la recombinaison initiale, le transport des charges par piégeage/émission, le piégeage profond, la guérison par effet tunnel ainsi que le processus de création d'états d'interface assisté par protons.

La partie suivante va présenter les choix des modèles physiques utilisés et leurs justifications. La méthode d'implémentation utilisée pour notre modèle est également précisée.

II. Modélisation numérique des effets de dose dans l'oxyde

Dans ce chapitre, nous allons expliquer comment nous avons modélisé les effets de dose cumulée dans l'oxyde, les choix qui ont été faits ainsi que les valeurs numériques retenues. Les méthodes numériques qui ont permis de résoudre le problème posé seront également présentées.

II.1 *Modèle des effets de dose dans l'oxyde*

Le modèle physique des effets de dose dans l'oxyde que nous avons implémenté à une dimension est construit suivant le schéma illustré sur la Figure 5.

II.1.1 Génération de charges

Le modèle de génération ne fait intervenir que le débit de dose, les trous et les électrons sont créés dans les mêmes quantités. Le taux de génération est :

$$G_0 = g_0 \dot{D} \quad (\text{Equation 31})$$

Le coefficient de génération représente le nombre de charge créée par unité d'énergie d'ionisation pour un matériau donné.

$$g_0 = \frac{\rho}{w} \quad (\text{Equation 32})$$

Sous l'effet de leur attraction mutuelle une partie des électrons et des trous se recombinent immédiatement. Cette recombinaison dépend essentiellement du champ électrique.

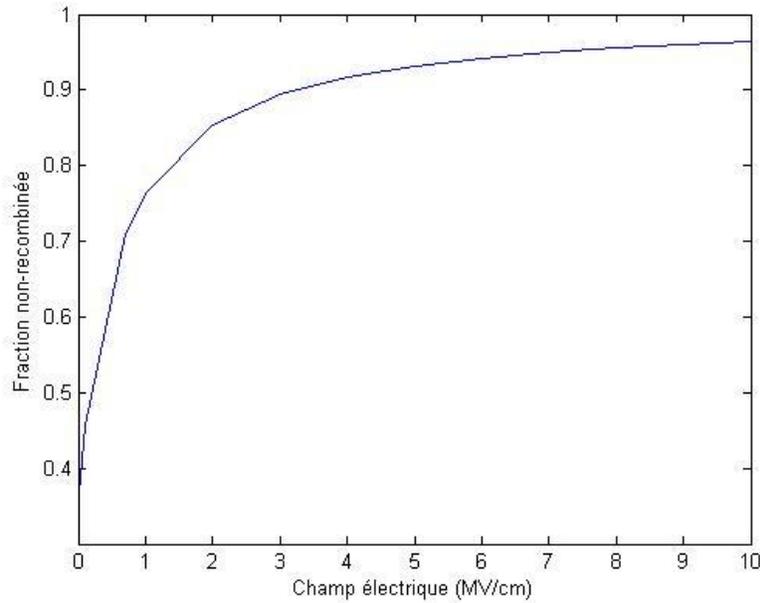


Figure 26. Dépendance de la fraction non recombainée en fonction du champ électrique

Le taux génération de charge nette participant aux effets de dose cumulée est donc :

$$G_{n,p} = g_0 \cdot \dot{D} \cdot Y(E) \text{ (Equation 33)}$$

II.1.2 Transport

Le transport des charges dans l'oxyde est assuré par la conduction et par la diffusion. La conduction est le mode de transport des charges dû au champ électrique tandis que la diffusion est le transport dû à l'agitation thermique des particules au niveau microscopique [SZE81]. Les flux des particules chargées sont donc modélisés comme suit :

$$\begin{cases} j_p = P \cdot \mu_p \cdot E - D_p \cdot \frac{\partial p}{\partial x} \\ j_n = -N \cdot \mu_n \cdot E - D_n \cdot \frac{\partial n}{\partial x} \\ j_{H^+} = [H^+] \cdot \mu_{H^+} \cdot E - D_{H^+} \cdot \frac{\partial [H^+]}{\partial x} \end{cases} \text{ (Equation 34)}$$

Les coefficients de diffusion des électrons, des trous et des ions H^+ sont dépendants de la température et sont calculés grâce à la relation d'Einstein :

$$D_n = \frac{kT}{q} \mu_n \quad , \quad D_p = \frac{kT}{q} \mu_p \quad \text{et} \quad D_{H^+} = \frac{kT}{q} \mu_{H^+} \quad (\text{Equation 35})$$

Les particules les plus mobiles dans l'oxyde sont les électrons avec une mobilité μ égale à $20 \text{ cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$. Les trous ont une mobilité inférieure de plusieurs décades qui vaut typiquement $10^{-9} \text{ cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$. La mobilité des ions H^+ a été modélisée par une loi d'Arrhenius pour tenir compte de l'activation thermique de leur transport (cf. IV.1.2.c. p87 pour les résultats).

II.1.3 Piégeage

Pour discriminer le modèle à utiliser entre le V-Model et J-Model, nous avons dans un premier temps comparé analytiquement les deux modèles entre eux. Dans un deuxième temps, nous avons développé un code de calcul Monte Carlo décrivant le mouvement brownien d'une charge et son piégeage pour calculer un taux de piégeage et le comparer au taux de piégeage du V-Model.

II.1.3.a Comparaison analytique entre V-Model et J-Model

Au niveau physique, pour le J-Model, le flux de trous est le mouvement d'ensemble et considère l'effet du mouvement brownien au niveau de la diffusion. Pour le V-Model, le flux considéré pour le piégeage est le flux microscopique d'agitation thermique.

Le V-Model est très sensible à la mobilité des trous que le J-Model. En effet, si l'on augmente la mobilité des trous, le nombre de trous restant dans l'oxyde va diminuer. Le produit $\mu \cdot P$ restera donc constant alors que pour le V-Model le piégeage ($V_{th} \cdot P$) diminuera d'autant que P diminue. Au niveau mathématique, le V-Model est donc moins consistant que le J-Model car une petite variation de la mobilité entraînera une plus grande variation sur le piégeage, la mobilité devient un paramètre de calage perdant sa signification physique.

Il est intéressant de comparer les deux modèles pour voir s'il y a un domaine de convergence. Pour avoir égalité des termes de piégeage il faut :

$$T_v = T_j \quad (\text{Equation 36})$$

Soit

$$P \cdot v_{th} \cdot \sigma \cdot (N_{tp} - Pt) = J \cdot \sigma \cdot (N_{tp} - Pt) \quad (\text{Equation 37})$$

Alors

$$P \cdot v_{th} = J \quad (\text{Equation 38})$$

En négligeant la diffusion, c'est-à-dire pour des fortes valeurs de champ électrique, nous avons :

$$P \cdot v_{th} = \mu \cdot P \cdot E \quad (\text{Equation 39})$$

Soit

$$v_{th} = \mu \cdot E \quad (\text{Equation 40})$$

Pour avoir l'égalité des deux modèles, il faut l'égalité des vitesses de dérive. A température et mobilité constante, il nous faut une valeur de champ électrique de $4 \cdot 10^7$ V/cm. Cette valeur de champ électrique présent dans l'oxyde n'est pas réaliste car elle est supérieure au champ électrique de claquage de la silice ($E_{claquage} = 10^7$ V/cm). Il n'y a donc pas de conditions d'équivalence analytique entre les deux modèles.

II.1.3.b Simulation Monte Carlo

Le but de ces simulations Monte Carlo est de pouvoir calculer un taux de piégeage avec une densité de pièges uniforme pour une particule animé d'un mouvement brownien en l'absence de champ électrique. Le taux de piégeage simulé pourra être comparé au taux de piégeage analytique du V-Model.

II.1.3.b.1 Mouvement Brownien

Le mouvement brownien en coordonnées sphériques peut s'écrire de la façon suivante :

$$\begin{aligned} \rho &= \rho_0 \\ \Theta &= \pi(2u - 1) \quad (\text{Equation 41}) \\ \varphi &= \arccos(1 - u') \end{aligned}$$

Avec (u, u') , deux nombres tirés de façon aléatoire appartenant à $[0,1] \times [0,1]$

Les trous effectuent des sauts sur les atomes d'oxygènes. Nous avons pris ρ_0 la longueur de saut d'un trou dans la silice égale à la distance entre deux atomes d'oxygène de 0,3nm. Les fonctions de tirage aléatoire des angles (Θ, φ) ont été construites pour avoir l'isotropie. On peut remarquer que toutes les directions de l'espace sont décrites puisque que Θ est bien compris entre $-\pi$ et π , et que φ est bien compris entre 0 et π avec les conventions indiqués sur la Figure 27.

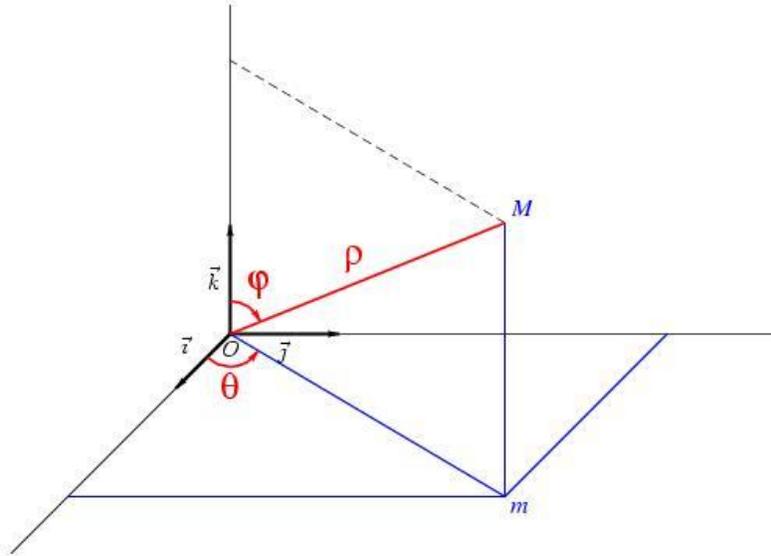


Figure 27. Schéma illustrant les définitions des variables (ρ , θ , φ) en coordonnées sphériques

II.1.3.b.2 Piégeage

Pour une densité de pièges uniformément répartie, nous avons la distance entre pièges qui vaut:

$$D_{\text{piège}} = \sqrt[3]{\left(\frac{1}{N_{TP}}\right)} \quad (\text{Equation 42})$$

Le tableau suivant résume les distances entre pièges pour les densités de pièges utilisées dans nos simulations.

| Densité de pièges (cm^{-3}) | Distance moyenne entre deux pièges (nm) |
|---|--|
| 10^{15} | 100 |
| 10^{16} | 46.4 |
| 10^{17} | 21.5 |

Un trou sera piégé si sa distance à un piège est inférieure ou égale au rayon de capture d'un piège.

Le rayon de capture d'un piège vaut:

$$R_{\text{piège}} = \sqrt{\left(\frac{\sigma}{\pi}\right)} \quad (\text{Equation 43})$$

Pour une section de capture de l'ordre de 10^{-14}cm^2 , nous avons un rayon de capture de l'ordre de 0.564 nm.

II.1.3.c Comparaison du taux de piégeage du V-Model et des simulations Monte Carlo

Les simulations Monte Carlo faites avec 500 trous présentent une croissance exponentielle comme le montre la Figure 28.

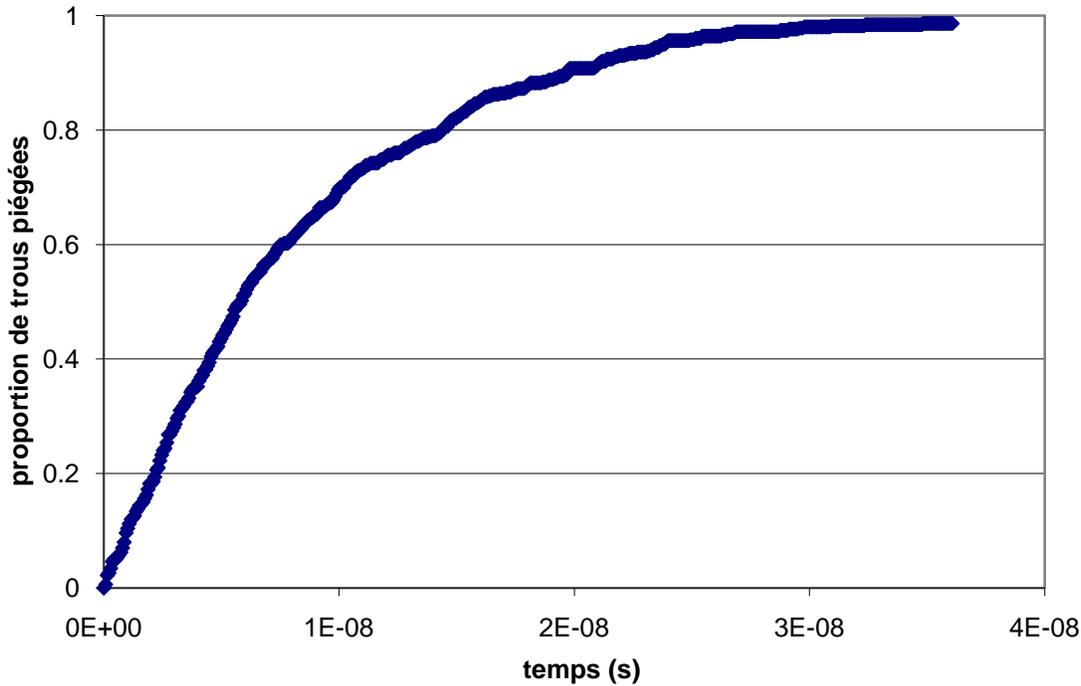


Figure 28. Proportion de particules piégées en fonction du temps pour une densité de pièges de 10^{16}cm^{-3} , une section de capture de 10^{-14}cm^{-2} , 500 trous et une vitesse thermique de $4.1 \cdot 10^6\text{cm.s}^{-1}$.

A partir de la courbe de trous piégés en fonction du temps, il est possible de calculer le taux de piégeage ($T_{\text{piégeage}}$) comme suit :

$$T_{\text{piégeage}} = \frac{1}{p} \times \frac{\partial p_t}{\partial t} \quad (\text{Equation 44})$$

Comme le montre la Figure 29, le taux de piégeage est globalement uniforme sur les deux cents premières particules. Après deux cents particules, le taux de piégeage fluctue beaucoup à cause du manque de particules libres qui participent à la statistique. La moyenne du taux de piégeage a donc été faite sur les deux cents premières particules.

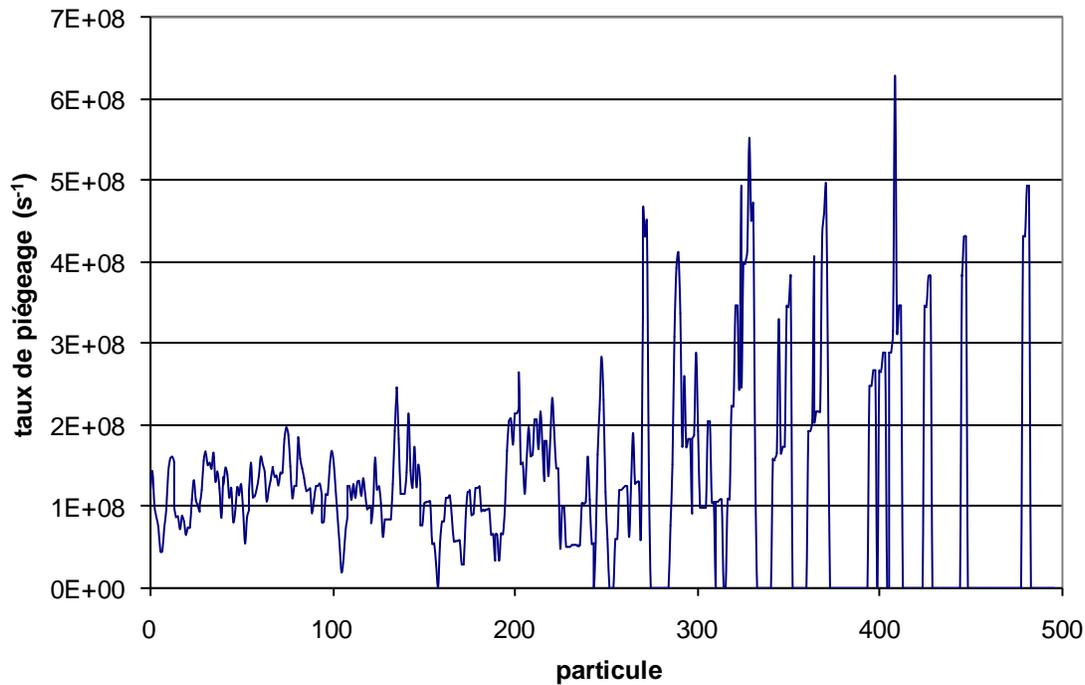


Figure 29. Taux de piégeage des trous libres en fonction des particules pour une densité de pièges de 10^{16}cm^{-3} , une section de capture de 10^{-14}cm^2 et une vitesse thermique de $4.1 \cdot 10^6\text{cm.s}^{-1}$.

Le taux de piégeage du V-Model est donné par la formule [SZE81]:

$$T_V = N_{TP} \cdot \sigma \cdot v_{th} \quad (\text{Equation 45})$$

Le tableau suivant présente les différences des taux de piégeage du V-Model et des simulations Monte Carlo.

| Densité de pièges (cm^{-3}) | Taux de piégeage des simulations Monte Carlo (s^{-1}) | Taux de piégeage du V-Model (s^{-1}) | $\frac{T_{V-Model}}{T_{Monte\ Carlo}}$ |
|---|--|--|--|
| 10^{15} | $1.1 \cdot 10^7$ | $4.1 \cdot 10^7$ | 3.72 |
| 10^{16} | $1.21 \cdot 10^8$ | $4.1 \cdot 10^8$ | 3.38 |
| 10^{17} | $1.44 \cdot 10^9$ | $4.1 \cdot 10^9$ | 2.8 |

Tableau 2. Tableau récapitulatif des différences de taux de piégeage entre le V-Model et les simulations Monte Carlo.

Le V-Model surestime le taux de piégeage par rapport aux simulations Monte Carlo. La surestimation est d'autant plus grande que la densité de pièges est faible. En augmentant la densité de pièges, la particule dérive moins avant de se faire piéger et la vitesse thermique devient la vitesse efficace.

La comparaison entre le V-Model et les simulations Monte Carlo montre que le V-Model n'est pas adapté à la modélisation du piégeage des trous à champ nul et justifie physiquement l'utilisation du J-Model.

II.1.3.d Piégeage des trous

Le réseau de SiO₂ est imparfait et contient des défauts physiques. Ces défauts physiques sont des puits de potentiel qui piègent les charges. Pour modéliser le piégeage des trous au cours de leur transport, nous avons utilisé le J-Model c'est-à-dire que nous nous basons sur les flux de conduction et de diffusion pour le calcul de la probabilité de piégeage d'un trou sur un niveau. Le piégeage ne dépend que du flux et du champ électrique en tout point du volume [KRA87], [LER99], [NIN76]

Pour décrire le transport dispersif des trous notre modèle comprend quatre niveaux de pièges peu profonds. Leur densité est considéré constante dans le volume. Pour le piégeage à l'interface, le modèle inclus un niveau de pièges. Sa densité une forme de gaussienne présentant un maximum à l'interface Si/SiO₂. Cette gaussienne a un écart-type de 12nm.

II.1.3.e Piégeage des électrons

Les électrons peuvent aussi être piégés, cependant dans les oxydes thermiques, le piégeage des électrons est beaucoup plus faible que le piégeage des trous. De même que pour les trous, nous avons utilisé le J-Model pour modéliser le piégeage des électrons.

$$T_N = J_N \cdot \sigma_{Nt} \cdot N_{TN} \quad (\text{Equation 46})$$

II.1.4 Émission thermique

II.1.4.a Emission thermique des trous

L'(Equation 5 permet de rendre compte de l'influence du niveau d'énergie du piège. Le taux d'émission E_p de trous piégés est égale à :

$$E_p = f_p \cdot P_t \quad (\text{Equation 47})$$

II.1.4.b Emission thermique des électrons

Le taux d'émission E_n est égal au produit de la fréquence f_n et à la densité d'électrons piégés. La fréquence d'émission f_n est constante [VAS94]. Le taux d'émission vaut:

$$E_N = f_n \cdot N_t \quad (\text{Equation 48})$$

II.1.5 Mécanismes de recombinaison

II.1.5.a Recombinaison SRH d'un électron avec un trou piégé

La recombinaison assistée par piège prise en compte dans notre modèle est la recombinaison d'un électron libre avec un trou piégé profondément. Pour sa modélisation nous avons utilisé le J-Model.

$$R_{SRH} = \sigma_{nr} \cdot |J_N| \cdot P_T \quad (\text{Equation 49})$$

II.1.5.b Recombinaison SRH d'un trou avec un électron piégé

De même qu'un électron libre peut se recombiner avec un trou piégé, un trou libre peut se recombiner avec un électron piégé.

$$R_{c_{SRH}} = J_P \cdot \sigma_{pr} \cdot N_t \quad (\text{Equation 50})$$

II.1.5.c La recombinaison bande à bande

La recombinaison directe est la recombinaison entre un électron libre et un trou libre. La recombinaison est modélisée de la façon suivante :

$$R_{directe} = \alpha \cdot n \cdot p \quad (\text{Equation 51})$$

II.1.6 Emission par effet tunnel

La caractérisation de l'émission tunnel est capitale pour l'extrapolation à des effets de dose à débits spatiaux qui se déroulent sur de longues périodes. Pour caractériser la guérison en fonction du champ électrique, nous avons irradiés un lot de transistors avec une tension de grille de 20V à 300Gy[SiO2]. Nous avons irradié à fort débit de dose dans le but de minimiser la guérison et à une tension de 20V pour minimiser les charges dans le volume et ainsi avoir un maximum de charges à l'interface. Cette tension de grille permet aussi d'avoir une tension de décalage importante et de

minimiser les erreurs de mesure. Nous avons ensuite polarisé deux transistors aux tensions de grille suivante : -1.1, 0, 5 et 20V.

Comme le montre la Figure 30, la guérison suit bien une loi en logarithme du temps. Le nombre de charges piégées restant dans l'oxyde en fonction du temps diminue fortement avec la tension de grille appliquée (i.e. le champ électrique).

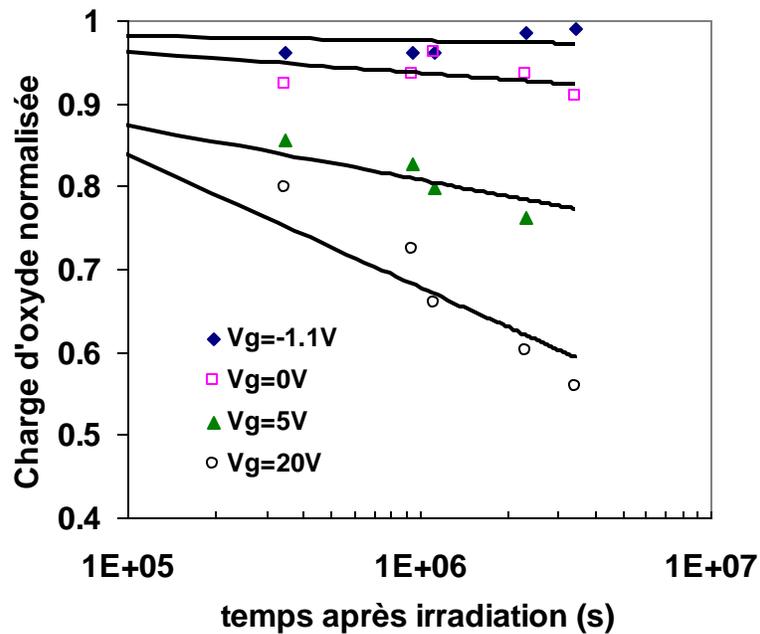


Figure 30. Charge d'oxyde normalisée mesurée en fonction du temps

Pour comparer les différents modèles nous avons comparé leurs fronts tunnel respectifs. Le front tunnel empirique est la traduction directe des courbes de guérison tunnel de la Figure 30.

II.1.6.a Fort Champ électrique

Pour les fortes valeurs de champ électrique (i.e. Tension de grille de 20V) un très bon accord a été obtenu comme le montre la Figure 31.

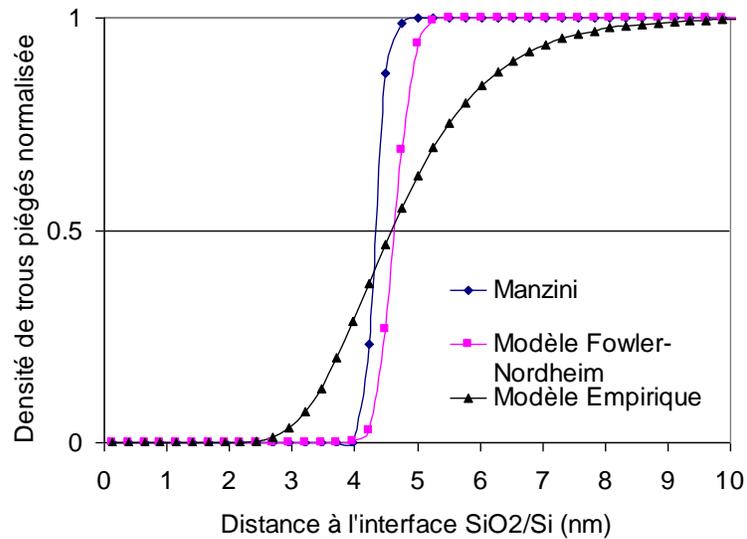


Figure 31. Comparaison de l'avancée du front tunnel pour les différents modèles pour une tension de grille de 20V (i.e. $E=3.1\text{MV/cm}$) et un temps de guérison de 35 jours.

En revanche pour une tension de grille de 5V, on peut observer des différences notables entre les modèles. Les modèles de Manzini et de Fowler-Nordheim présentent des fronts tunnel qui sont peu dépendants du champ électrique car pour une tension de grille de 20V et 5V les fronts se situent vers 4nm.

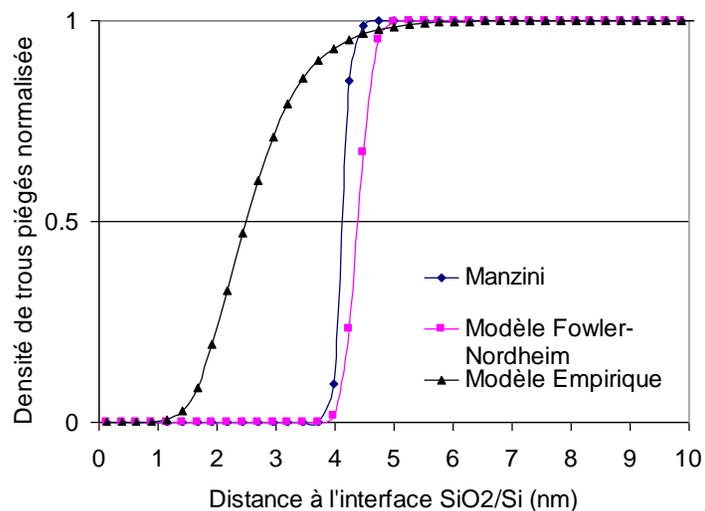


Figure 32. Comparaison de l'avancée du front tunnel pour les différents modèles pour une tension de grille de 5V (i.e. $E=1.8\text{MV/cm}$) et un temps de guérison de 35 jours.

II.1.6.b Faible champ électrique

Expérimentalement, la guérison tunnel est une fonction très dépendante du champ électrique. Or, les modèles de Manzini et de Fowler-Nordheim ont des fronts tunnel dépendant peu du champ électrique et du niveau de piège. Ces modèles surestiment l'avancée du front tunnel pour les faibles valeurs de champ électrique comme le montre la Figure 33 et la Figure 34. Cette surestimation est inacceptable pour notre application qui doit être conservatrice. Les évaluations pour les débits de dose cumulée spatiaux ne seraient pas réalistes.

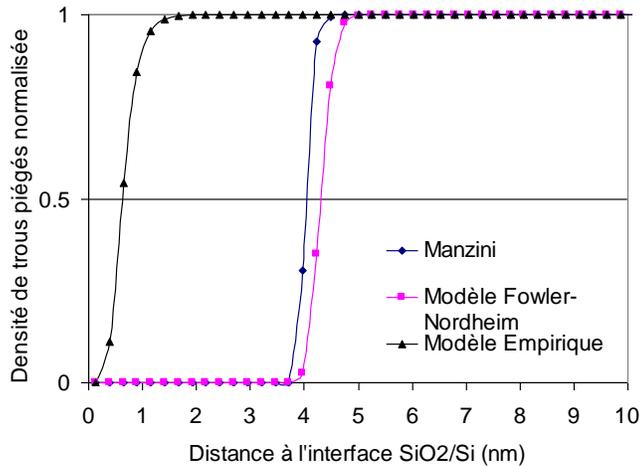


Figure 33. Comparaison de l'avancée du front tunnel pour les différents modèles pour une tension de grille de 0V (i.e. $E=1.4V/cm$) et un temps de guérison de 35 jours.

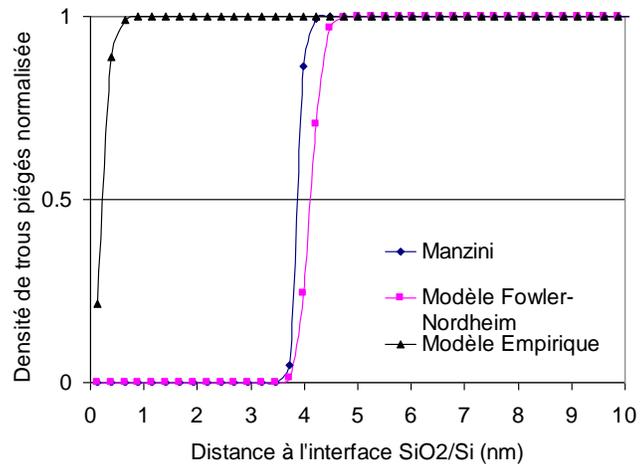


Figure 34. Comparaison de l'avancée du front tunnel pour les différents modèles pour une tension de grille de -1.1V (i.e. $E=1.3V/cm$) et un temps de guérison de 35 jours.

Nous avons donc sélectionné le modèle empirique pour nos simulations, car c'est le seul modèle capable de décrire correctement la guérison par effet tunnel en fonction du champ électrique. La Figure 35 et la Figure 36 montrent la dépendance des coefficients empiriques du modèle en fonction du champ électrique pour une extension spatiale constante des trous piégés de 10 nm [GRA98]. Le champ électrique est la somme du champ électrique appliqué et du champ électrique induit par les trous piégés à l'interface.

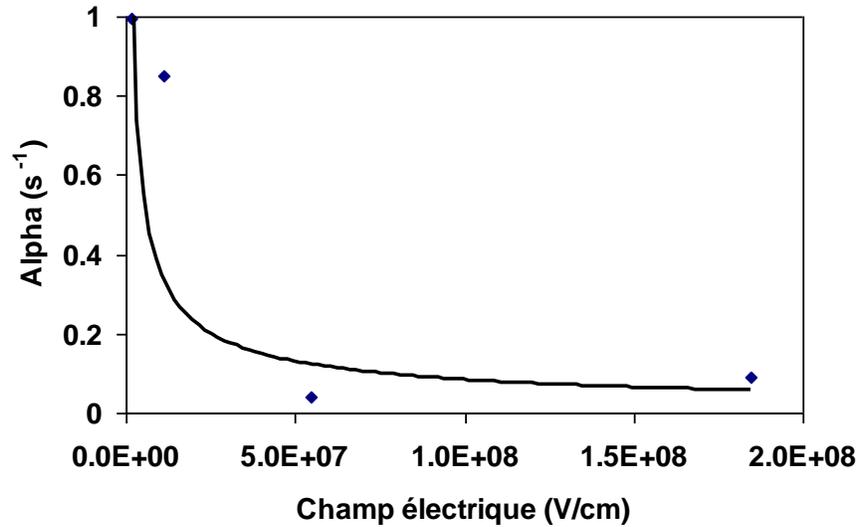


Figure 35. Coefficient α du modèle de guérison empirique en fonction du champ électrique

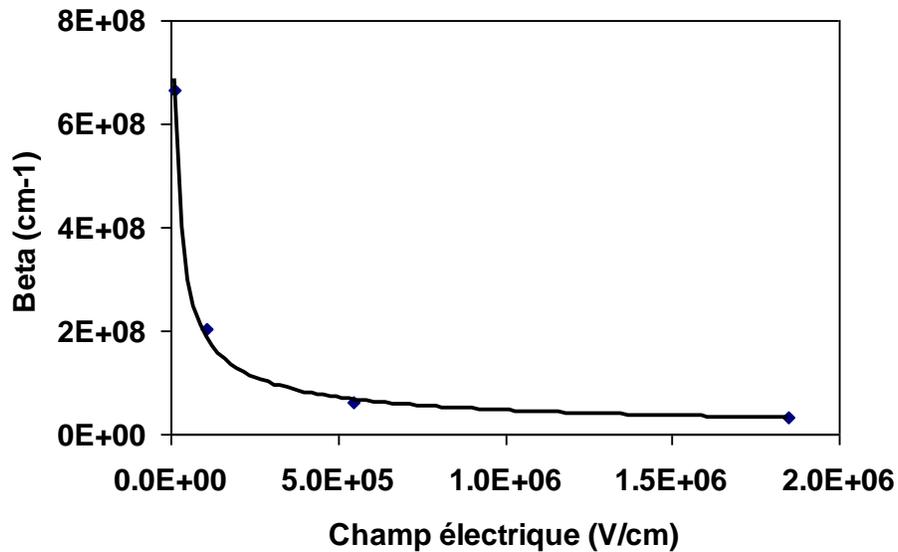


Figure 36. Coefficient β du modèle de guérison empirique en fonction du champ électrique

II.1.7 Conditions aux limites pour les électrons, les trous et les ions H⁺

Les électrons et les trous dans le métal de grille ou dans le silicium ne peuvent pas rentrer dans l'oxyde à cause de la barrière de potentiel. Cependant, les trous et les électrons créés dans la silice lors de l'irradiation peuvent en sortir. La Figure 37 illustre les conditions aux limites que nous avons appliquées sont basées sur les flux (conditions de Neumann) et sur les densités d'électrons et de trous (conditions de Dirichlet).

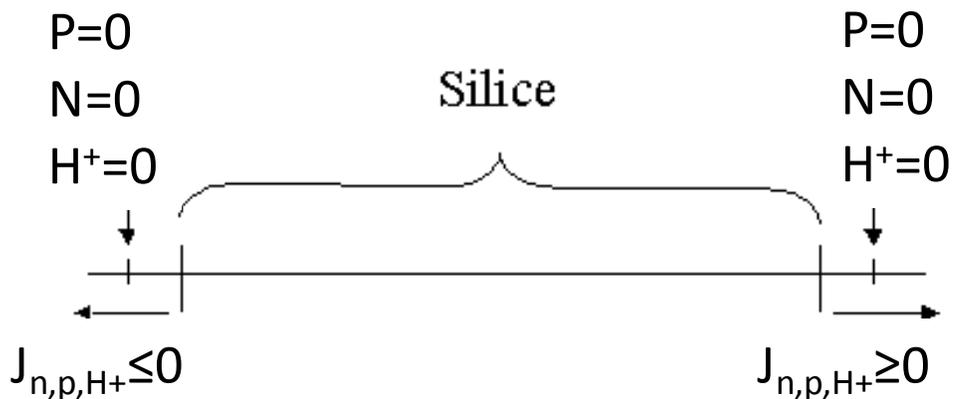


Figure 37. Schéma illustrant les conditions de Dirichlet et de Neumann appliquées aux densités d'électrons et de trous.

Nous avons pris une densité nulle pour les électrons, les trous et les ions H⁺ en dehors de l'oxyde pour le calcul de diffusion. Cette hypothèse repose sur le fait que les charges peuvent sortir de l'oxyde mais ne peuvent pas y rentrer.

Sur chaque bord du domaine les flux de diffusion et de conduction sont calculés. Si une composante du flux est rentrante dans le domaine alors ce flux est imposé égale à zéros. Si une composante du flux est sortante, alors nous conservons la valeur du flux.

II.2 Résolution des équations de continuité et du problème de Poisson

II.2.1 Équations de continuité

Le système d'équation à résoudre est le suivant :

$$\left\{ \begin{array}{l}
\frac{\partial n}{\partial t} + \frac{\partial J_n}{\partial x} = G - T_N + E_N - R \\
\frac{\partial N_t}{\partial t} = T_N - E_N - R \\
\frac{\partial p}{\partial t} + \frac{\partial J_p}{\partial x} = G - T_{P-DT} - T_{P-ST} + E_{P-DT} + E_{P-ST} - G_{H^+} \\
\frac{\partial p_{DT}}{\partial t} = T_{P-DT} - E_{P-DT} - E_{Tunnel} \\
\frac{\partial p_{ST}}{\partial t} = T_{P-DT} - E_{P-ST} \\
\frac{\partial [H^+]}{\partial t} + \frac{\partial J_{H^+}}{\partial x} = G_{H^+} - G_{it}(L) \\
\frac{\partial N_{it}}{\partial t} = G_{it}(L)
\end{array} \right. \quad \text{(Equation 52)}$$

II.2.2 Discrétisation en espace : Volumes finis

Les méthodes de volumes finis ont été mises au point pour des lois de conservation. Ces équations aux dérivées partielles contiennent des termes de divergence. Les intégrales de volume d'un terme de divergence sont transformées en intégrales de surface en utilisant le théorème de flux-divergence. Ces termes de flux sont ensuite évalués aux interfaces entre les volumes finis. On utilise une fonction de flux numérique pour faire une approximation des flux aux interfaces.

Comme le flux entrant dans un volume donné est égal au flux sortant du volume adjacent, ces méthodes sont conservatives, ce qui est particulièrement important pour notre application qui traite des lois de conservation des charges.

La résolution passe par une forme intégrale ou formulation faible qui permet même d'avoir des solutions discontinues plutôt qu'une formulation variationnelle comme dans le cas des méthodes d'éléments finis.

La méthode des volumes finis a été implémentée avec des pas en espace non constants pour pouvoir être en mesure d'avoir une grande précision à l'interface tout en ayant un nombre de points constituant le maillage le plus faible possible de manière à avoir des temps de calcul raisonnables.

II.2.3 Discrétisation en temps : Méthode implicite TR-BDF2

La méthode de résolution utilisée doit être stable et permettre de donner des résultats en des temps de calcul raisonnables. Des essais ont été réalisés avec des méthodes de résolution explicite, ces méthodes sont clairement insuffisantes car aucune ne permet de simuler des durées d'irradiation d'une quinzaine d'année. La méthode TR-BDF2 (« Trapezoid Rule-Backward Difference Formula » d'ordre 2) est une méthode de résolution d'équations différentielles pour les systèmes dits « raides ». Notre système d'équations aux dérivées partielles est un système très raide, c'est à dire que le domaine spatial est très petit (de l'ordre de la centaine de nanomètres), la vitesse d'évolution du système est très rapide (vitesse électronique) et les temps peuvent être très longs (typiquement une quinzaine d'années pour simuler des dose cumulées spatiales).

La méthode TR-BDF est basée sur les méthodes de Runge-Kutta implicites qui garantissent la stabilité du schéma, l'intégration est basée sur la méthode des trapèzes (TR) et la raideur du problème est contrôlée par des formules différentielles rétrogrades BDF (« Backward Difference Formulas »).

Dans cette méthode, le temps t_{n+1} n'est pas atteint directement depuis t_n mais avec un pas intermédiaire $t_n + \gamma \cdot h_n$ avec h_n le pas de temps et γ une constante. La valeur optimale de γ pour la précision de la méthode est $2 - \sqrt{2}$. Le pas intermédiaire est atteint avec la méthode des trapèzes (de t_n à $t_n + \gamma \cdot h_n$), la solution au pas final est obtenue avec la méthode BDF.

II.2.4 Résolution de l'équation de Poisson

II.2.4.a Équation de Poisson

Le champ électrique joue un rôle majeur sur tous les mécanismes de dégradation de l'oxyde. Le champ électrique induit par la présence de charge perturbe le champ électrique appliqué. Il est donc nécessaire de le recalculer en tout point et à chaque instant. La formule suivante présente l'équation de Poisson à une dimension :

$$\frac{dE(x,t)}{dx} = \frac{q}{\epsilon_{ox}} [p_T + p + H^+ - n - nt] \quad (\text{Equation 53})$$

Cette équation ne peut être résolue directement car il n'y a aucune condition aux limites sur le champ électrique.

En introduisant $E = -\frac{\partial V}{\partial x}$, on obtient une équation avec le potentiel et ses conditions aux

limites sont:

$$\begin{cases} \frac{dV(x,t)}{dx^2} = \frac{q}{\epsilon_{ox}} [P_T + P_{ts} + P + H^+ - N - Nt] \\ V(0) = V_{grille} - \phi_{ms} \\ V(Tox) = \psi_s \end{cases} \quad (\text{Equation 54})$$

En effet, le potentiel de la grille V_g est imposé. A l'interface, le potentiel ψ_s n'est pas fixe et doit être calculé par continuité avec le silicium.

II.2.4.b Calcul de la condition limite à l'interface ψ_s

Le potentiel ψ_s est calculé à partir des équations du semiconducteur. En supposant un potentiel ψ_s à la surface du silicium, nous avons d'après les équations du semiconducteur une quantité de charges surfacique :

$$Q_s = \mp \sqrt{\frac{4qn_i\epsilon_s}{\beta} (\cosh(\beta(\Psi_s - \Psi_B)) + \beta\Psi_s \sinh(\beta\Psi_B) - \cosh(\beta\Psi_B))} \quad (\text{Equation 55})$$

Où, $\beta = \frac{1}{kT}$ où k est la constante de Boltzmann et T la température en kelvin.

D'après les équations régissant le comportement d'un MOS, nous avons :

$$Q_s = -(V_G - \Delta V_{FB} - W_{MS} - \Psi_s)C_{OX} \quad (\text{Equation 56})$$

Le travail de sortie W_{ms} se définit comme la différence de travaux de sortie de la grille métallique (W_m) et du silicium (W_{si}) comme l'illustre la Figure 38.

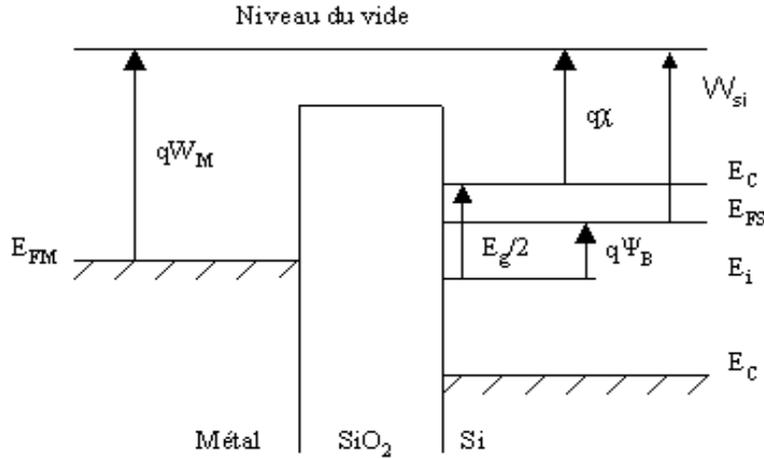


Figure 38. Diagramme de bandes d'énergies montrant l'effet de la différence de travail de sortie entre une grille métallique et du silicium de type N [SZE-81].

Le potentiel de surface ψ_s du silicium doit donc satisfaire à l'égalité de la charge surfacique du silicium au niveau du semiconducteur.

II.2.4.c Discrétisation du problème de Poisson

Le schéma de discrétisation du problème de Poisson est un schéma convergent à l'ordre 2 en espace sur le champ électrique. L'équation doit donc être résolue à l'ordre 3 sur le potentiel.

Pour les points à l'intérieur du domaine, nous utilisons la formule centrée d'ordre 4 :

$$-u_i'' = \frac{u_{i-2} - 16u_{i-1} + 30u_i - 16u_{i+1} + u_{i+2}}{12h^2} \quad (\text{Equation 57})$$

Sur les bords, nous discrétisons selon les formules décentrées d'ordre 3 des deux cotés du domaine :

$$-u_1'' = \frac{-11u_0 + 20u_1 - 6u_2 - 4u_3 + u_4}{12h^2} \quad (\text{Equation 58})$$

Et

$$-u_{n-1}'' = \frac{-11u_n + 20u_{n-1} - 6u_{n-2} - 4u_{n-3} + u_{n-4}}{12h^2} \quad (\text{Equation 59})$$

La matrice de dérivation seconde n'est pas symétrique à cause des dérivées décentrées sur les bords qui accroissent l'instabilité du problème. La matrice obtenue est une matrice 7-diagonale. Cette matrice a l'avantage d'être une matrice creuse et d'être la même tout au long de la simulation. Il est donc possible de la diagonaliser au début de la simulation pour un moindre coût au niveau du temps de calcul. Une factorisation de LU a été choisie. La factorisation LU consiste à écrire une matrice non singulière A

comme le produit de deux matrices L et U. L est une matrice triangulaire inférieure ayant des 1 sur la diagonale et U une matrice triangulaire supérieure.

II.3 **Synthèse**

La modélisation des effets de dose est complexe. Le choix des modèles utilisés est justifié par des comparaisons avec des données expérimentales pour le modèle d'émission tunnel ou des simulations Monte Carlo pour le choix du modèle de piégeage. Notre modèle physique tient compte de tous les différents modèles d'effet de dose dans la silice. Il va nous permettre d'étudier d'un point de vue global l'influence des différents processus qui interviennent dans les effets de dose et de débit de dose sur la charge piégée et sur la densité d'états d'interface. Les dépendances au champ électrique, à la température ainsi qu'au débit de dose ont été implémentées dans le but d'une description globale, réaliste et consistante des observations expérimentales. Néanmoins, la limite de notre modèle est une description à une dimension du problème qui peut être insuffisante dans le cas où le champ électrique est non négligeable comme dans certaines polarisations de transistors bipolaires.

III. Partie expérimentale

Le choix du type d'irradiation s'est porté vers des sources au ^{60}Co car elles sont préconisées dans les normes de test pour une évaluation réaliste des effets des rayonnements ionisants.

Le véhicule de test s'est porté sur MOS à oxyde épais pour avoir une sensibilité marquée à la dose cumulée et pour pouvoir mesurer les effets de dose au niveau de l'oxyde. L'étude a également porté sur des transistors bipolaires car ils sont très sensibles à la densité d'états d'interface.

III.1 *Irradiateurs ^{60}Co*

Les irradiations effectuées à l'ONERA ont été faites avec des sources au ^{60}Co qui produisent un rayonnement γ . Un écran constitué de plomb et d'aluminium au standard ASTM (« American Society for Testing and Materials ») permet d'éliminer les photons de faible énergie susceptible de produire des effets de renforcement de dose cumulée.

Le département d'Environnement spatial dispose de deux irradiateurs γ permettant de couvrir une large gamme de débit de dose.

Le Shepherd 484 équipé de deux sources de 60 et de 2500 Curies permettant d'avoir un débit de dose maximum de $300\text{Gy}[\text{SiO}_2].\text{h}^{-1}$. Cet irradiateur est représenté sur la Figure 39. L'obtention du débit de dose voulu se fait par positionnement sur un chariot mobile. En effet, le débit de dose diminue en fonction de la distance à la source.



Figure 39. Irradiateur Shepherd 484

Le GMA 2500 qui est équipé d'une source de 100 Curie est représenté sur la Figure 40, est un irradiateur panoramique situé dans un bunker. Il est utilisé pour les faibles débits de dose. Il permet de couvrir une gamme de $300\text{Gy}[\text{SiO}_2].\text{h}^{-1}$ jusqu'à $0.1\text{Gy}[\text{SiO}_2].\text{h}^{-1}$.



Figure 40. Irradiateur panoramique GMA 2500

III.2 *IRF 640, un transistor MOS de puissance.*

III.2.1 Présentation

Nous avons choisi l'IRF 640 d'International Rectifier qui est un MOS de puissance, c'est à dire un MOS présentant un oxyde épais et donc une sensibilité marquée à la dose cumulée. Ce composant a également fait l'objet d'une analyse technologique au CNES qui a permis de fournir les données technologiques nécessaires à la simulation de la dégradation de l'oxyde.

Le transistor IRF 640 est un NMOS de puissance. Sa grille est en polysilicium très fortement dopée N. L'épaisseur d'oxyde de grille est de 115nm.

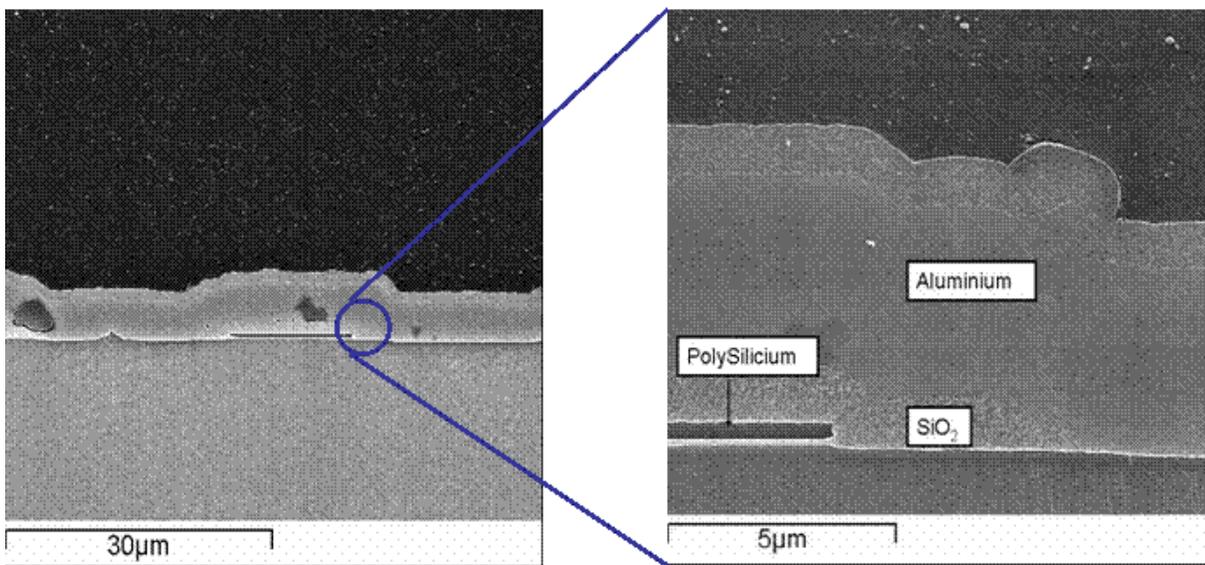


Figure 41. Vue au MEB d'une coupe du transistor IRF 640.

III.2.1 Méthode hystérésis basse température.

L'application de la méthode de la pente sous le seuil à l'IRF 640 a donné des résultats aberrants. En effet, elle surestime largement la densité des états d'interface due à la présence très importante de non-uniformité latérale [CAS70].

Par exemple, dans le cas d'une irradiation avec une dose cumulée de 250Gy [SiO₂] et une tension de grille égale à 20V (i.e. à champ constant) à 300Gy[SiO₂]/h. Dans ce cas, la densité de charge d'oxyde et d'états d'interface sont respectivement égales à $3.5 \cdot 10^{12} \text{cm}^{-2}$ et $2.9 \cdot 10^{12} \text{cm}^{-2}$. Analytiquement, la densité de charge piégée N_{ot} vaut :

$$N_{ot} = \int_0^{T_{ox}} g_0 \cdot Y(E) \cdot Dose \cdot F_T dx \quad (\text{Equation 60})$$

En supposant un piégeage total (i.e. $F_T=1$), l'application numérique donne $1.84 \cdot 10^{12} \text{cm}^{-2}$, ce qui est moins que la densité de charge d'oxyde mesurée. Il paraît évident que les densités de charges sont surestimées, nous utiliserons donc la méthode hystérésis basse température.

La méthode hystérésis basse température s'appuie sur une méthode publiée en 1977 par Chang [CHA77], qui permet de caractériser la densité des états d'interface dans une capacité MOS. Nous avons étendu cette méthode pour les transistors MOS.

La constante de temps d'émission des états d'interface varie en fonction de la température et de leur énergie par rapport aux bords de la bande interdite suivant une loi d'Arrhenius. Ainsi à température ambiante, cette constante d'émission est très rapide et l'influence des états d'interfaces est négligeable. Cependant à basse température (77K) la constante d'émission devient très grande, il est donc possible de mesurer la charge électrostatique des états d'interface.

En appliquant une tension dite de « prépolarisation » entre la grille et le substrat, les états d'interface vont capturer des charges du silicium. En polarisant négativement ou positivement, les états d'interface vont se charger positivement par la capture de trous et inversement pour une tension positive. L'apport de porteurs minoritaires est assuré par le drain et la source, il n'y a donc pas besoin d'illumination comme dans la méthode de Chang. La caractéristique est une mesure I-V contrairement à la méthode de Chang qui est une C-V.

Comme indiqué sur la Figure 24, à 300°K, les constantes de temps d'émission sont inférieures à 0,1 seconde. Les états d'interface se déchargent très vite pour se mettre à l'équilibre en fonction du potentiel de surface. A 77°K, les états d'interface ont des constantes de temps beaucoup plus longues. Le temps de mesure est de l'ordre de quelques secondes, les états d'interface au-delà de 0,15eV conservent donc leur charge. Cette conservation de la charge est responsable de l'effet d'hystérésis.

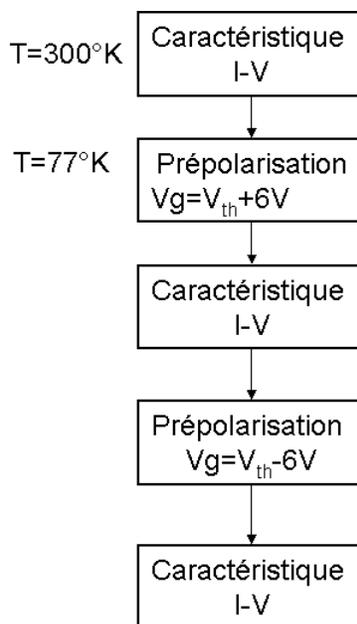


Figure 42. Séquences de la procédure de la méthode hystérésis basse température

Un banc de test a été développé pour caractériser les transistors par la méthode hystérésis basse température. L'ensemble des appareils du banc de test est piloté via un bus GPIB de type IEEE. Le banc dispose d'un SMU (Source and Monitor Unit) : le HP4142B du constructeur Hewlett Packard qui est piloté sous Labview.

Le HP4142B est un instrument avec une gamme de 10A et 100V avec une résolution de 20fA et de 4 μ V.

Pour permettre des mesures correctes à 77K, nous avons retenu des câbles coaxiaux blindés cuivre. En effet, les mesures de courant dans un transistor en régime de faible inversion sont difficiles car le courant est de l'ordre du picoampère.

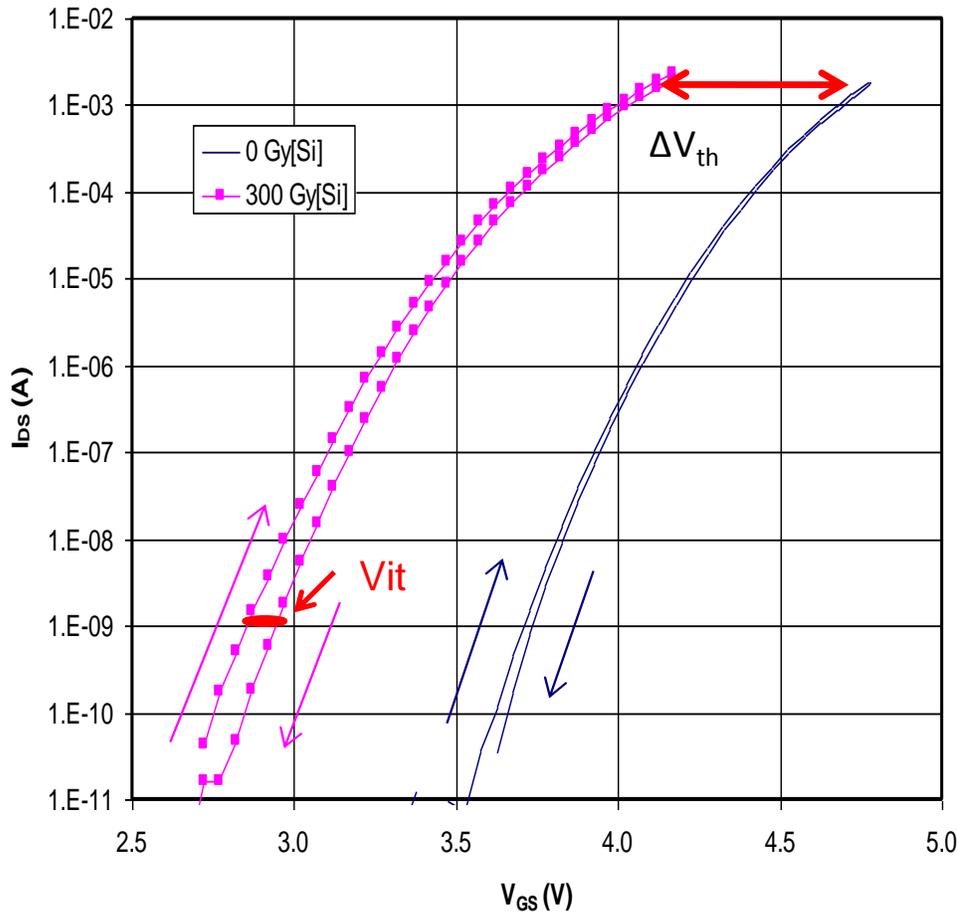


Figure 43. Caractéristique I_{ds} - V_{gs} à 77K avant irradiation (courbe continue) et après irradiation (courbe avec les carrés) avec une tension de grille de 0V, une dose de 300Gy[SiO₂] et un débit de 300Gy[SiO₂]/h.

Comme le montre la Figure 43, l'irradiation augmente l'effet d'hystérésis (V_{it}). La tension V_{it} diminue avec la polarisation de grille car les états d'interface se déchargent par recombinaison SRH. Nous évaluons la tension V_{it} à un courant égal à 10^{-9} A. Ce courant permet d'avoir un bon rapport signal sur bruit et de minimiser la recombinaison SRH.

III.2.1 Plan d'expériences

Nous avons effectué plusieurs séries d'expérience dans diverses conditions récapitulées dans le tableau suivant.

| Lot | Débit de dose (Gy[SiO ₂]/h) | Dose cumulée (Gy[SiO ₂]) | Tension de grille (V) | Température (°C) | Méthode de caractérisation |
|-----|--|--|-----------------------------|---------------------|-------------------------------------|
| 1 | 0.1 | 250 | -1.1 | 20 | I-V |
| | | | 0 | | |
| Lot | Débit de dose (Gy[SiO ₂]/h) | Dose cumulée (Gy[SiO ₂]) | Tension de grille (V) | Température (°C) | Méthode de caractérisation |
| | 0.7 | | 5 | | |
| | | | 20 | | |
| | | | -1.1 | | |
| | | | 0 | | |
| | | | 5 | | |
| | | | 20 | | |
| | 10 | | -1.1 | | |
| | | | 0 | | |
| | | | 5 | | |
| | | | 20 | | |
| | 300 | | -1.1 | | |
| | | | 0 | | |
| 5 | | | | | |
| 20 | | | | | |
| 2 | 300 | 300 | 0 | 40 | I-V |
| | | | | 60 | |
| | | | | 80 | |
| | | | | 100 | |
| | | | | 120 | |
| 3 | 300 | | -1.1 | 20 | `Hystérésis basse température |
| | | | | 40 | |
| | | | | 60 | |

| | | | | 80 | |
|-----|--|--|-----------------------------|---------------------|------------------------------------|
| | | | | 100 | |
| | | | | 120 | |
| | | | 0 | 20 | |
| | | | | 40 | |
| Lot | Débit de dose (Gy[SiO ₂]/h) | Dose cumulée (Gy[SiO ₂]) | Tension de grille (V) | Température (°C) | Méthode de caractérisation |
| 3 | 300 | 300 | 0 | 60 | Hystérésis basse température |
| | | | | 80 | |
| | | | | 100 | |
| | | | | 120 | |
| | | | 5 | 20 | |
| | | | | 40 | |
| | | | | 60 | |
| | | | | 80 | |
| | | | | 100 | |
| | | | | 120 | |

Tableau 3. Récapitulatif des expériences effectuées.

Les débits de dose utilisés couvrent l'ensemble des débits de dose disponible en laboratoire. Les tensions de grille de 5 et 20V ont été utilisées pour avoir un champ électrique connu et quasiment constant pendant l'irradiation. 1.1V est le potentiel dû à la différence des travaux de sortie entre le polysilicium et le silicium, une tension de grille de -1.1V minimise le champ électrique dans l'oxyde. La tension appliquée nulle permet d'avoir un champ faible intermédiaire.

Les irradiations en fonction de la température ont été effectuées pour étudier l'activation thermique du transport des charges positives et de caractériser niveaux énergiques des pièges.

La méthode I-V a été appliquée sur les premiers lots pour obtenir la densité de charge piégée dans l'oxyde en négligeant la densité d'états d'interface. Cette approximation a été validée par les mesures hystérésis à basse température car la densité d'états d'interface représente au plus 18% de la mesure.

III.3 **Synthèse**

Les véhicules de test que nous avons utilisés sont des transistors MOS de puissance car ils présentent un oxyde épais et donc une sensibilité marquée à la dose. L'intérêt d'un transistor MOS est qu'il est possible de maîtriser le champ électrique présent dans l'oxyde et de mesurer les effets de dose dans l'oxyde. La méthode de la pente sous le seuil n'est pas applicable sur ce type de composant car le dépôt de dose n'est pas uniforme (non uniformité latérale), ce qui induit une surestimation des états d'interface amenant à des résultats aberrants. Le plan d'expérience nous permet de calibrer les différents paramètres de notre modèle en étudiant l'effet de la température et du champ électrique.

IV. Comparaisons des résultats expérimentaux et de simulations

IV.1 Transistor MOS

IV.1.1 Influences du champ électrique et du débit de dose du lot 1

Le but de cette étude est de comprendre les interactions entre les effets de débit de dose et le champ électrique présent dans l'oxyde. Le ELDRS se produit pour les faibles champs électriques appliqués, nous avons donc effectué des irradiations à faibles tensions de grille pour détecter d'éventuels effets de débit de dose. Nous avons également étudié les effets de dose pour de fortes tensions de grille car les conditions de transport sont bien établies avec un champ électrique connu pour caler les paramètres des pièges. Nous avons ensuite extrapolé aux faibles valeurs de champ électrique pour tester la validité de notre description des effets de dose dans l'oxyde.

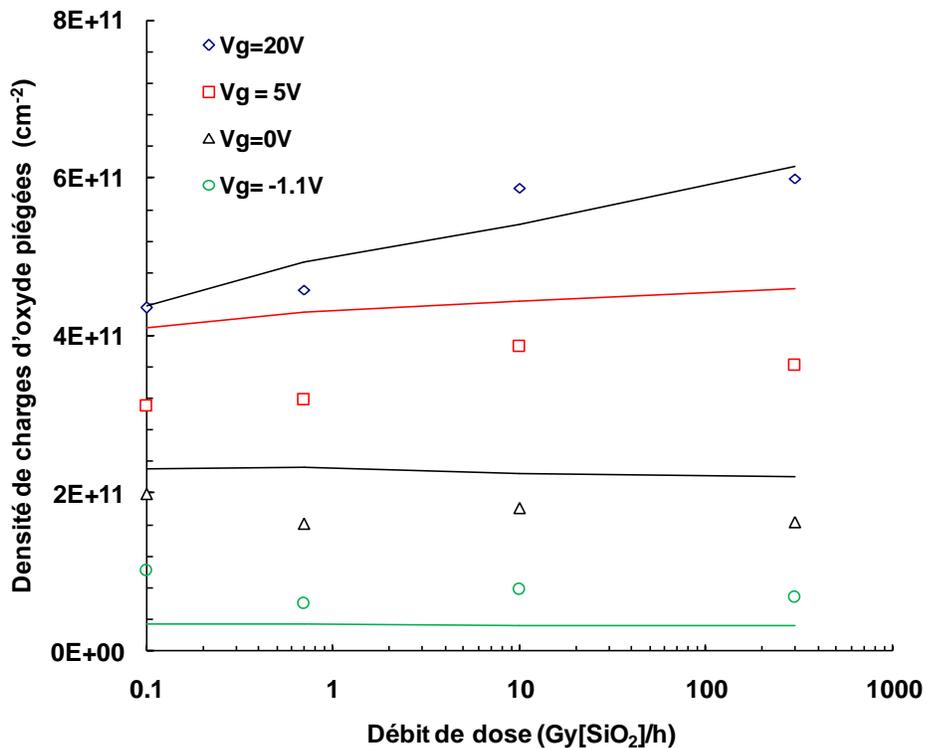


Figure 44. Densité de charge d'oxyde piégée du lot 1 en fonction du débit de dose pour différentes valeurs de tension de grille et une dose cumulée de 300Gy[SiO₂]. La simulation correspond aux lignes et les données expérimentales aux points.

Comme la montre la Figure 44, la charge d'oxyde mesurée et simulée augmente avec la tension de grille. Pour un fort champ électrique (i.e. $V_g=5V$ et $V_g=20V$), une plus grande charge d'oxyde est obtenue pour les forts débits de dose. Au contraire, pour de faible champ électrique appliqué (i.e. $V_g=0V$ et $V_g=-1.1V$), la charge d'oxyde est plus grande à faible débit de dose. L'augmentation de la charge à faible débit de dose est d'autant plus grande que le champ électrique appliqué est faible. Les charges d'oxyde simulées pour les différentes tensions de grille sont bien corrélées pour des tensions de 20V, 5V et 0V. Pour un champ électrique minimisé (i.e. $V_g = -1.1V$), l'écart entre les données simulées est plus grand.

A fort champ électrique (i.e. $V_g=20V$ et $V_g=5V$), la décroissance de la charge d'oxyde piégée à faible débit de dose vient de l'avancée du front tunnel qui est plus importante pour les longs temps d'irradiation comme le montre la Figure 45. L'émission thermique ne joue pas un rôle important à $20^\circ C$ dans la guérison, car la durée de vie d'un trou piégé ($2.2 \cdot 10^8 s$) est 25 fois plus importante que la durée d'irradiation ($9 \cdot 10^6 s$) à $0,1 Gy[SiO_2]/h$.

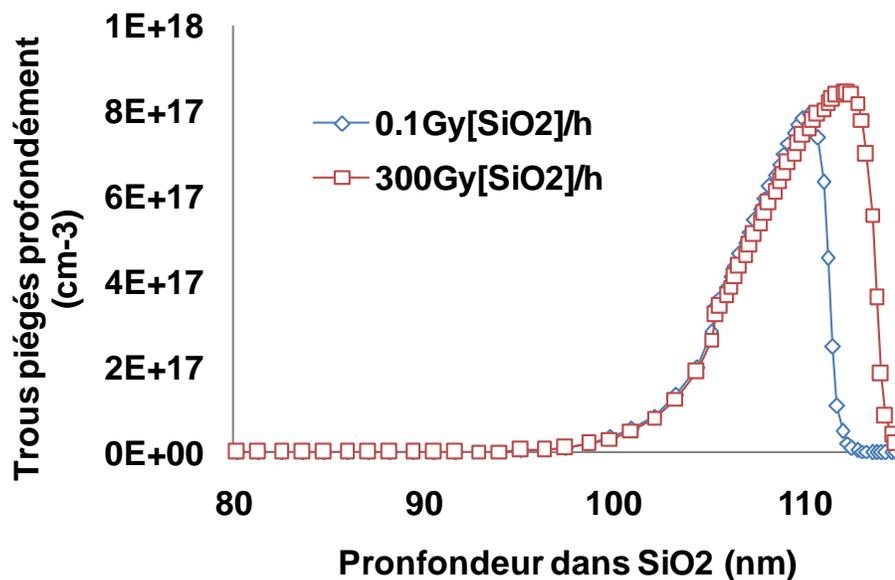


Figure 45. Densité de trous profondément piégés simulés pour 0.1 et 300Gy[SiO2]/h en fonction de la profondeur dans l'oxyde pour une irradiation avec une tension de grille de 20V et une dose cumulée de 250Gy[SiO2].

Pour une tension de grille de 0V, l'augmentation de la charge piégée pour les faibles débits de dose vient de la relaxation des trous piégés peu profondément dont la densité diminue quand le débit de dose diminue comme le montre la Figure 46. Les charges ainsi libéré atteignent l'interface pour renforcer la charge d'oxyde.

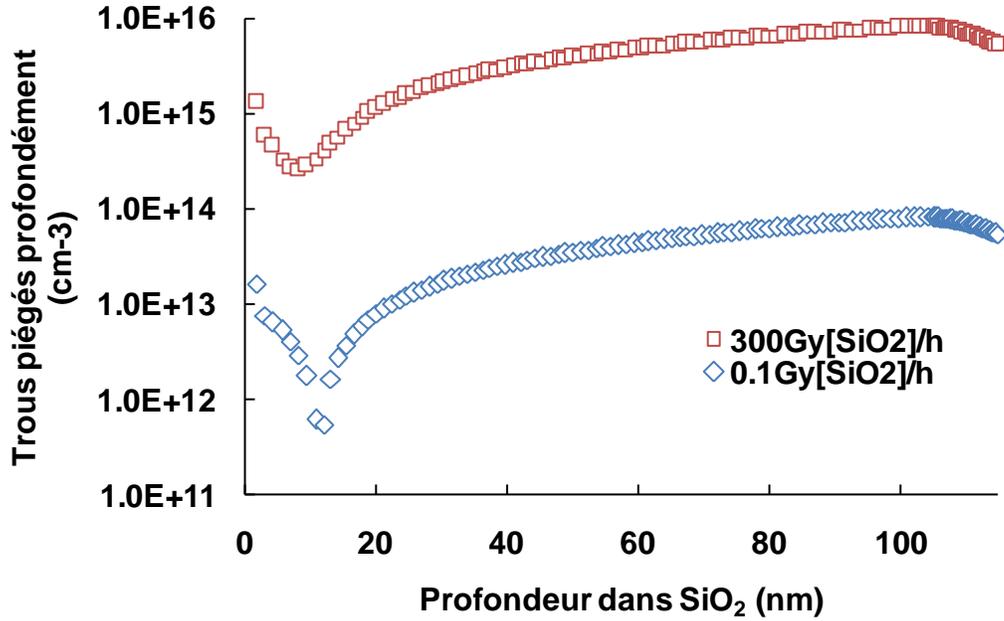


Figure 46. Densité de trous peu profondément piégés simulés pour 0.1 et 300Gy[SiO₂]/h en fonction de la profondeur dans l'oxyde pour une irradiation avec une tension de grille de 0V et une dose cumulée de 250Gy[SiO₂].

Pour ce lot, à une tension de grille nulle, nos simulations n'ont montré aucune inversion du champ électrique à fort débit de dose. Néanmoins, le champ électrique dans le volume est plus perturbé qu'à faible débit de dose comme le montre la Figure 47.

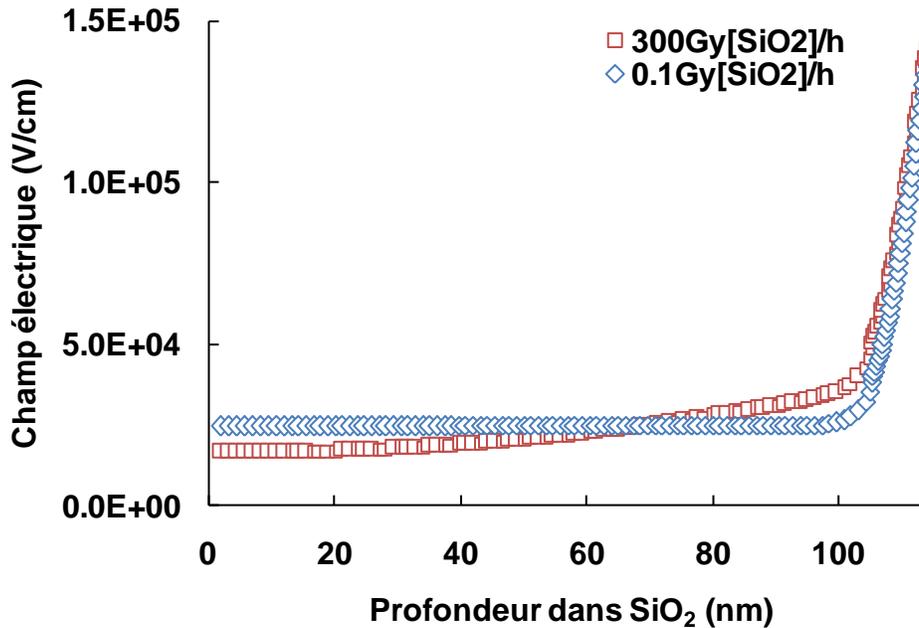


Figure 47. Champ électrique simulés en fin d'irradiation pour 0.1 et 300Gy[SiO₂]/h en fonction de la profondeur dans l'oxyde pour une irradiation avec une tension de grille de 0V et une dose cumulée de 250Gy[SiO₂].

Pour une tension de grille de -1.1V , à faible débit de dose, le champ électrique dans le volume est plus faible qu'à fort débit de dose. Pour les deux débits de dose, le champ électrique dans le volume est négatif et devient positif vers l'interface comme le montre la Figure 48. L'inversion de champ électrique est due à la charge piégée profondément vers l'interface Si/SiO_2 et non à la densité de trous piégés sur les niveaux proches de la bande de valence.

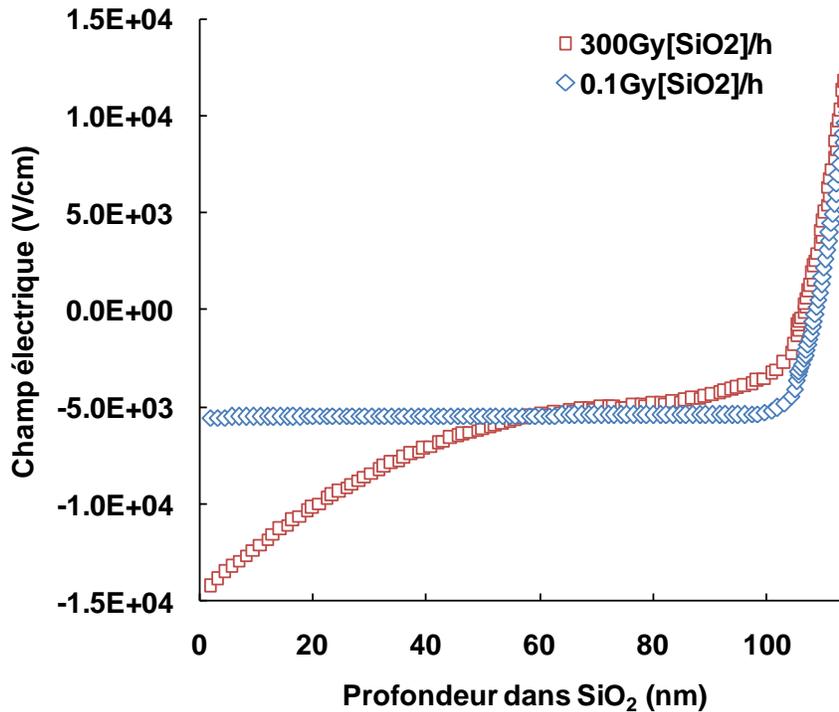


Figure 48. Champ électrique simulés en fin d'irradiation pour 0.1 et $300 \text{ Gy}[\text{SiO}_2]/\text{h}$ en fonction de la profondeur dans l'oxyde pour une irradiation avec une tension de grille de -1.1V et une dose cumulée de $250 \text{ Gy}[\text{SiO}_2]$.

Pour une tension de grille de -1.1V , le transport par diffusion n'est plus négligeable par rapport à la conduction quel que soit le débit de dose comme le montrent les Figure 50 et la Figure 51. La diffusion est cependant plus importante à $0.1 \text{ Gy}[\text{SiO}_2]/\text{h}$ qu'à $300 \text{ Gy}[\text{SiO}_2]/\text{h}$. Le flux de trous s'annule à 75 nm pour $0.1 \text{ Gy}[\text{SiO}_2]/\text{h}$ et 78 nm pour $300 \text{ Gy}[\text{SiO}_2]/\text{h}$ bien que le champ électrique s'inverse à 108 nm pour $0.1 \text{ Gy}[\text{SiO}_2]/\text{h}$ et 106 nm pour $300 \text{ Gy}[\text{SiO}_2]/\text{h}$ comme le montre schématiquement la Figure 49.

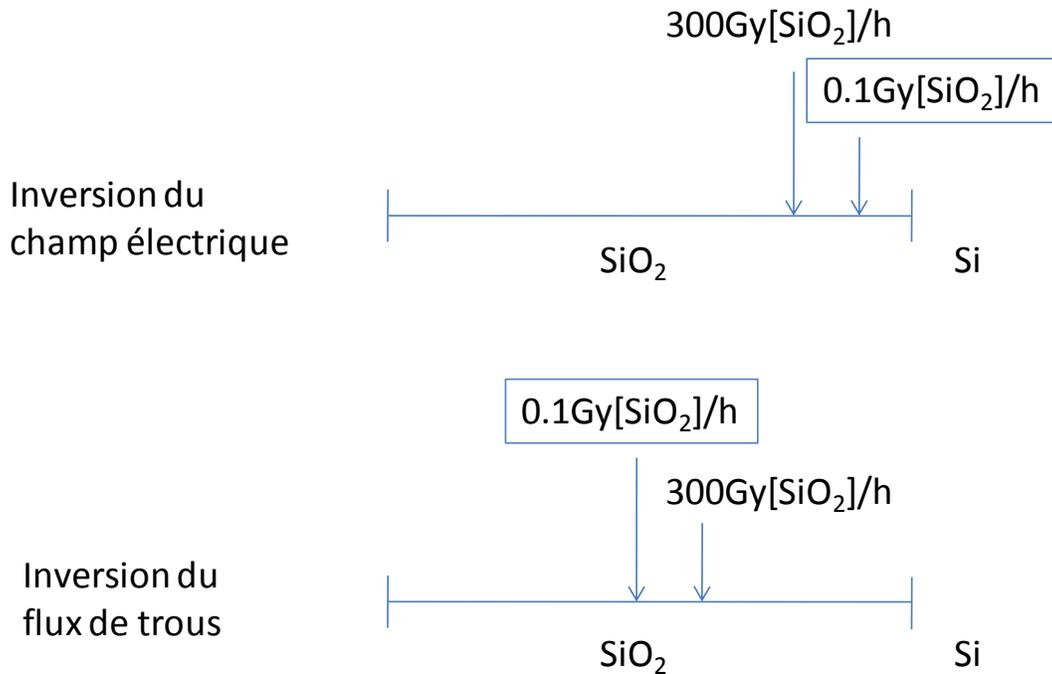


Figure 49. Schéma montrant les inversions du champ électrique et du flux de trous dans l'oxyde à $300\text{Gy}[\text{SiO}_2]/\text{h}$ et à $0,1\text{Gy}[\text{SiO}_2]/\text{h}$ pour une tension de grille de $-1,1\text{V}$.

Les différences entre les points d'inversion du champ électrique et du flux de trous démontrent que sous très faible champ électrique appliqué le transport n'est pas une fonction simple du champ électrique et que la prise en compte de la diffusion est fondamentale. Cet effet de la diffusion sur le transport permet d'expliquer qualitativement les effets de dose sur l'oxyde pour une tension de $-1,1\text{V}$.

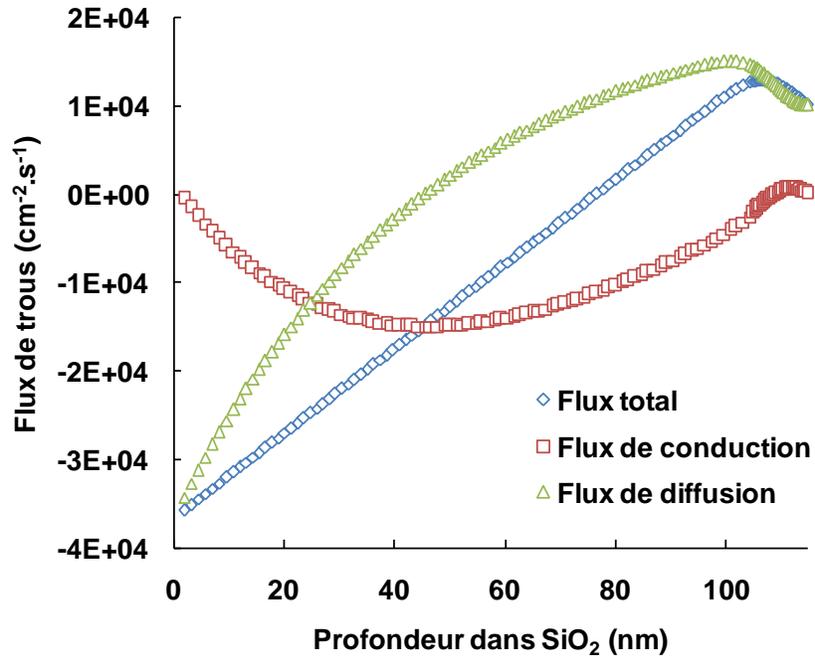


Figure 50. Flux simulés de trous (conduction et diffusion) en fin d'irradiation à 0.1Gy[SiO₂]/h en fonction de la profondeur dans l'oxyde pour une irradiation avec une tension de grille de -1.1V et une dose cumulée de 250Gy[SiO₂].

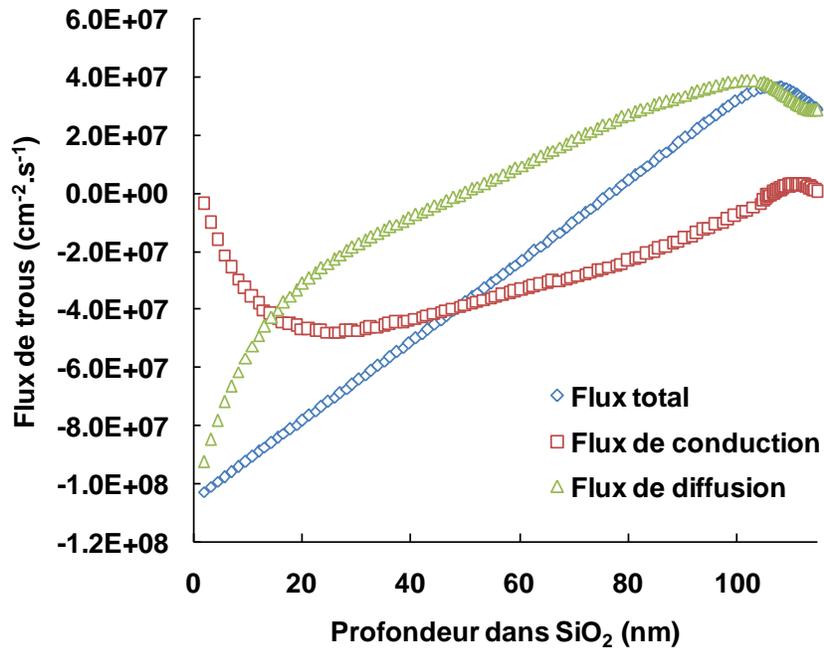


Figure 51. Flux simulés de trous (conduction et diffusion) en fin d'irradiation à 300Gy[SiO₂]/h en fonction de la profondeur dans l'oxyde pour une irradiation avec une tension de grille de -1.1V et une dose cumulée de 250Gy[SiO₂].

Bien que notre modèle ne soit pas complètement quantitatif pour les très faibles champs électriques, il permet néanmoins d'expliquer qualitativement les différents effets de débit de dose en fonction du champ électrique appliqué. Il montre également l'importance de la diffusion pour la modélisation des effets de débit de dose sous très faible champ électrique appliqué.

IV.1.2 Influence du champ électrique et de la température

Le but de cette étude est de décrire le comportement de l'oxyde sous faible champ électrique en utilisant l'effet de la température pour déterminer les propriétés de l'oxyde. Nous avons suivi l'idée utilisée dans la norme Mil 1019 [MIL] avec des irradiations à haute température et fort débit de dose pour les dispositifs bipolaires. Cette idée repose sur le fait que le paramètre clé contrôlant la dépendance thermique de la dégradation est le transport des charges [WIT96]. Sous faible champ électrique, ce transport dépend fortement des niveaux d'énergie et de la densité des pièges peu profonds. C'est cette propriété qui est utilisée pour ajuster les paramètres du modèle.

IV.1.2.a Méthodologie de la détermination des propriétés de l'oxyde.

A température ambiante et sous fort champ électrique (i.e. $V_g=5V$), la majorité des trous générés par l'irradiation est amenée à l'interface et piégée. En conséquence, la charge d'oxyde mesurée après l'irradiation conduite sous une telle tension de grille permet de déterminer les propriétés des pièges profonds à l'interface. La décroissance de la charge d'oxyde piégée en fonction de la température est due à l'émission thermique des trous et a permis de caler l'énergie du piège profond.

La détermination du niveau et de la densité du piège de volume peu profond le plus éloigné de la bande valence est très important dans la description du transport des trous et de la quantité de trous piégés dans le volume de l'oxyde. La quantité de charge dans l'oxyde affecte le champ électrique interne dans l'oxyde quand la tension de grille est faible. Les propriétés des pièges peu profonds de l'oxyde ont été ajustées pour caler les effets de dose de l'oxyde en fonction de la température.

A $120^\circ C$, tous les ions H^+ sont amenés à l'interface; cette hypothèse permet de déterminer le taux de génération d'ions H^+ qui est considéré constant en fonction de la température et du champ électrique comme la génération d'états d'interface. Cette hypothèse entraîne donc que la dépendance des états d'interface en fonction de la température est due au transport des ions H^+ qui est activé thermiquement. Le transport des ions H^+ est dépendant du champ électrique dans le volume qui est lui-même donné par la charge volumique.

IV.1.2.b Application au lot de MOS N°2

Comme vous pouvez le voir sur la Figure 52, la densité de charge d'oxyde piégée en fonction de la température présente un maximum pour 80°C. Notre modèle permet de reproduire assez fidèlement la dépendance de la charge d'oxyde en fonction de la température.

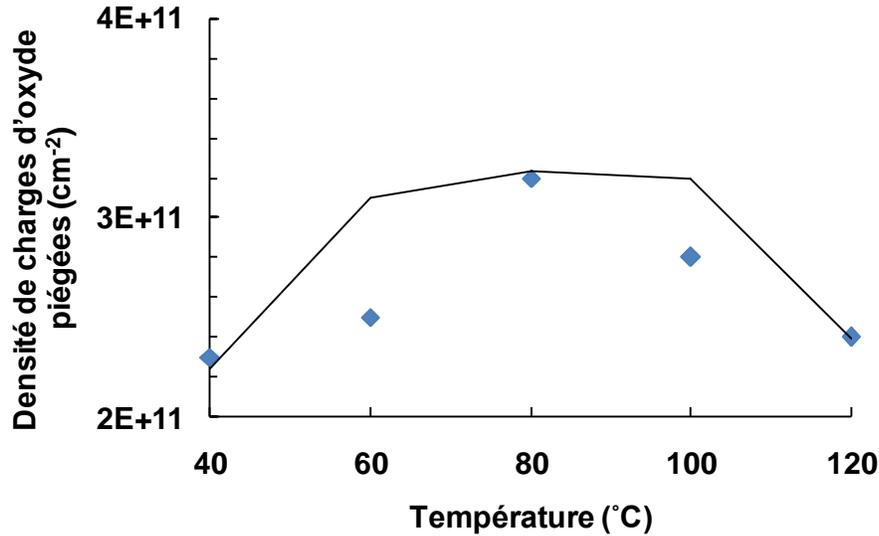


Figure 52. Densité de charge d'oxyde piégée du lot 2 en fonction de la température d'irradiation avec une tension de grille de 0V et un débit de dose de 300Gy[SiO₂]/h pour une dose cumulée de 300Gy[SiO₂]. La simulation correspond à la ligne et les données expérimentales aux points.

Pour une température de 40°C, la charge piégée sur les niveaux peu profonds est plus grande qu'à une température de 80°C de l'ordre d'un facteur 100 comme vous pouvez le voir sur la Figure 53.

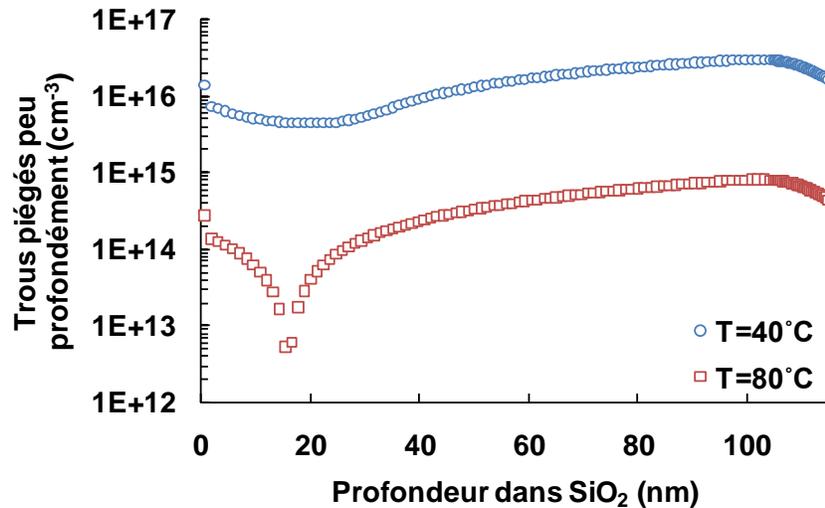


Figure 53. Densité de trous peu profondément piégés simulés pour 40°C et 80°C en fonction de la profondeur dans l'oxyde pour une irradiation avec une tension de grille de 0V, un débit de dose de 300Gy[SiO₂]/h et une dose cumulée de 300Gy[SiO₂].

A 40°C, la forte densité de charge piégée peu profondément conduit à une inversion du champ électrique alors qu'à 80°C, la densité de trous peu profondément piégés n'est plus suffisante pour inverser le champ électrique comme le montre la Figure 54.

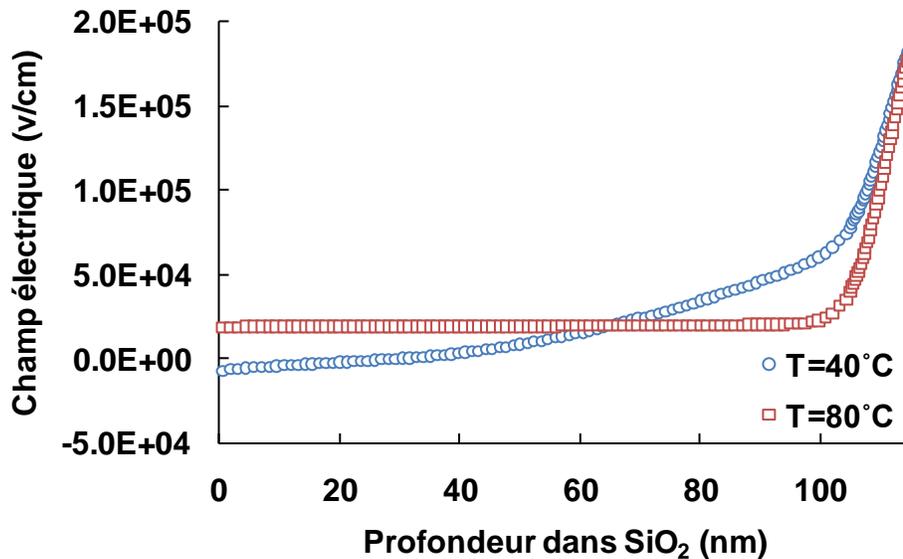


Figure 54. Champ électrique simulé du lot 2 pour 40°C et 80°C en fonction de la profondeur dans l'oxyde pour une irradiation avec une tension de grille de 0V, un débit de dose de 300Gy[SiO₂]/h et une dose cumulée de 300Gy[SiO₂].

Dans la région où le champ électrique est négatif, les trous sortent par la grille comme le montre la Figure 55; c'est pourquoi il y a une perte de dégradation à 40°C. A 80°C, il n'y a qu'une faible partie des trous qui sortent du côté de la grille par diffusion.

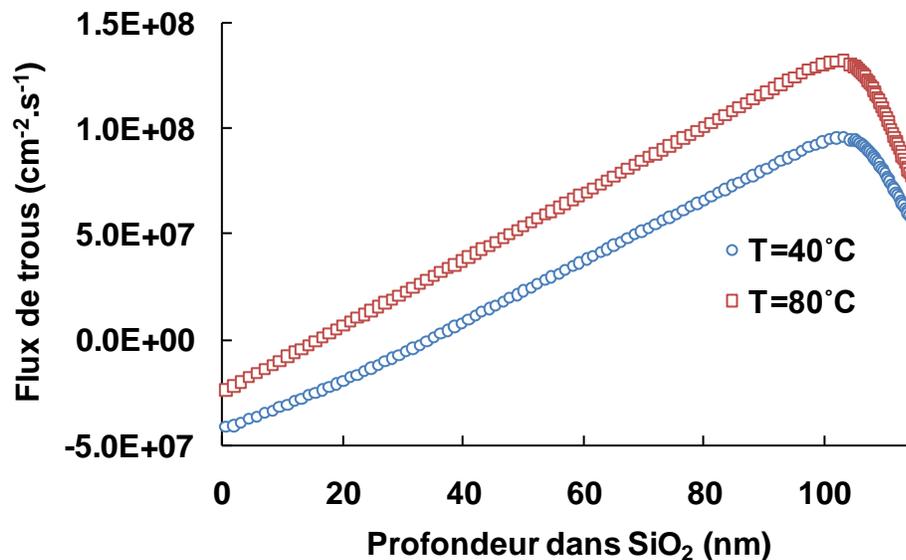


Figure 55. Flux de trous simulé pour 40°C et 80°C en fonction de la profondeur dans l'oxyde pour une irradiation avec une tension de grille de 0V, un débit de dose de 300Gy[SiO₂]/h et une dose cumulée de 300Gy[SiO₂].

Dans nos simulations, les différents mécanismes de recombinaison ont montré un effet peu significatif, inférieur à 7% de perte de charge d'oxyde à 300Gy[SiO₂]/h, qui ne peut expliquer l'amplitude des effets mesurés. A 40°C, l'inversion du champ électrique produit une accumulation des électrons dans l'oxyde. Cette accumulation est pondérée par la forte diffusivité des électrons. Les niveaux de densités d'électron libres et piégés sont très inférieurs aux densités de trous libres et piégés comme le montre la Figure 56. Cette disproportion entre population de trous et d'électrons explique que la recombinaison soit faible.

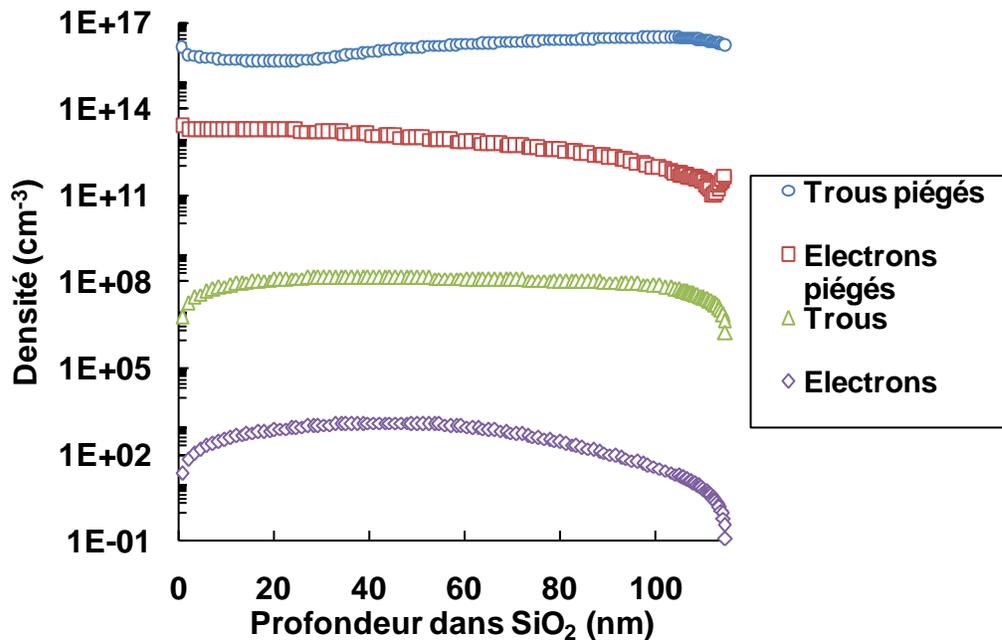


Figure 56. Densités simulées de trous et d'électrons en fonction de la profondeur en fin d'irradiation à 40°C avec une tension de grille de 0V, un débit de dose de 300Gy[SiO₂]/h et une dose cumulée de 300Gy[SiO₂].

Le mécanisme de perte de charge par inversion du champ électrique est le même mécanisme qui produit la sensibilité à faible débit de dose (ELDRS) en accord avec les précédents travaux [GRA98]. La dénomination de « sensibilité à faible débit de dose » est une dénomination incorrecte de ce mécanisme, il serait préférable de l'appeler « réduction de la sensibilité à fort débit de dose » [HJA03].

Après 80°C, la charge d'oxyde piégée diminue en fonction de la température car il y a moins de trous piégés profondément comme le montre la Figure 57 du fait de l'émission thermique.

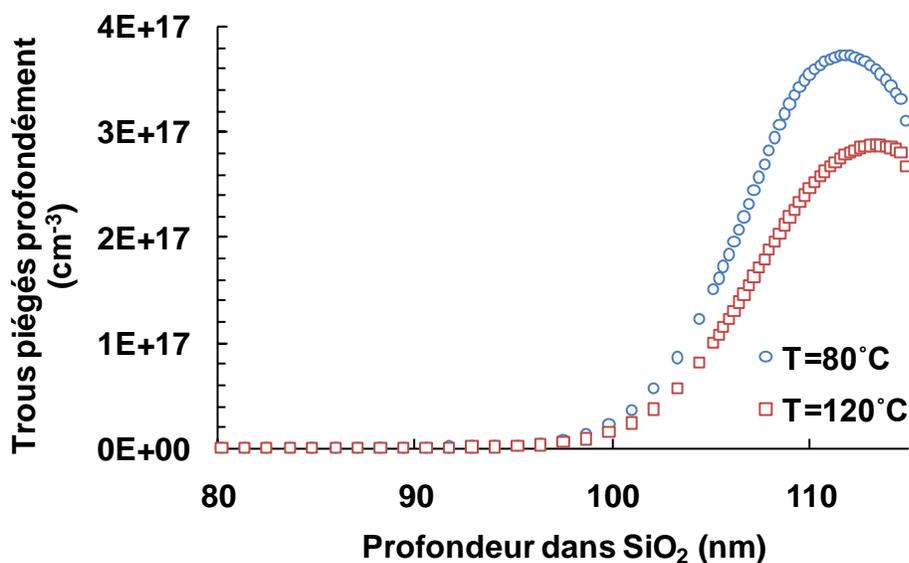


Figure 57. Densité de trous profondément piégés simulés pour 80°C et 120°C en fonction de la profondeur dans l'oxyde pour une irradiation avec une tension de grille de 0V, un débit de dose de 300Gy[SiO₂]/h et une dose cumulée de 300Gy[SiO₂]. L'origine de l'axe des abscisses correspond à la grille.

Les différences à 60°C entre les effets de dose simulés et mesurés viennent de l'incertitude expérimentale et de l'hypothèse de densité énergétique constante pour tous les niveaux proches de la valence. La différence à 100°C vient du fait que notre modèle ne comprend qu'un seul niveau de piège profond alors que l'oxyde présente un continuum de niveaux profonds [McW91].

IV.1.2.c Application au lot de MOS N°3

Les résultats obtenus sur les composants du lot 2 sont présentés sur les Figure 58 et Figure 59. Classiquement, les densités de charge d'oxyde piégée et d'états d'interface augmentent avec la tension de grille appliquée. Sur la Figure 58, la charge d'oxyde pour une tension de grille nulle augmente avec la température. Ce résultat est différent de celui observé sur le lot 2.

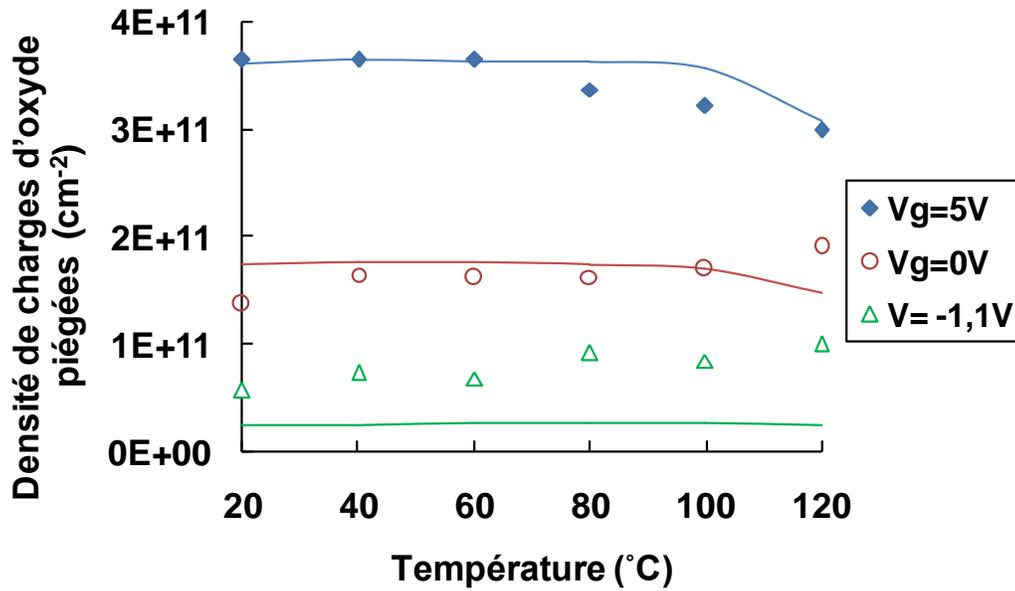


Figure 58. Densité de charges d'oxyde piégées du lot 3 en fonction de la température d'irradiation pour une tension de grille de 0V, un débit de dose de 300Gy[SiO₂]/h et une dose cumulée de 300Gy[SiO₂]. La simulation correspond aux lignes et les données expérimentales aux points.

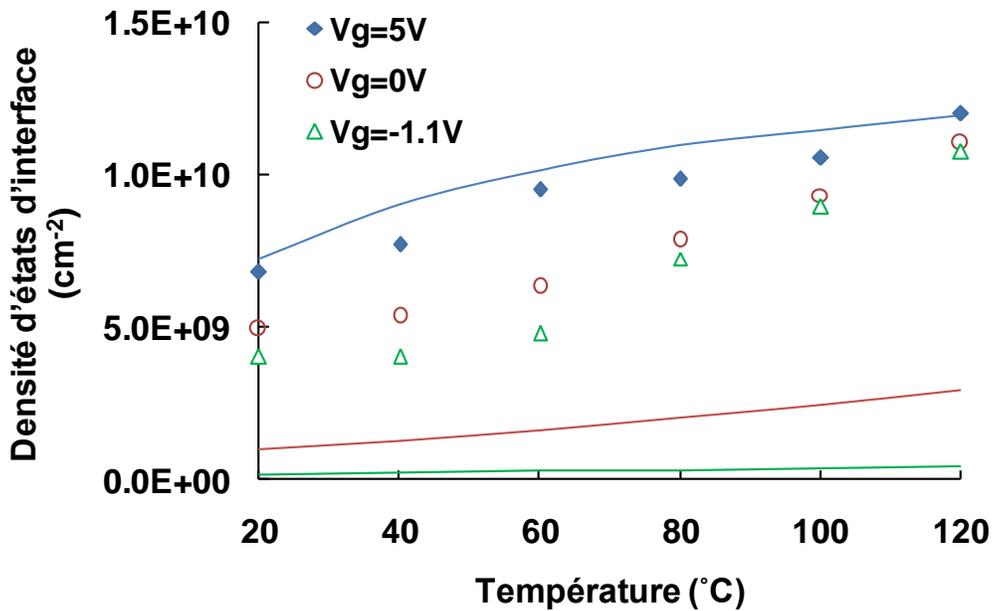


Figure 59. Densité d'états d'interface du lot 3 en fonction de la température d'irradiation pour une tension de grille de 0V, un débit de dose de 300Gy[SiO₂]/h et une dose cumulée de 300Gy[SiO₂]. La simulation correspond aux lignes et les données expérimentales aux points.

Une bonne corrélation est obtenue entre les simulations et les données expérimentales sur l'ensemble de la gamme de température pour une tension appliquée de 5V. Pour 0V, une bonne corrélation est obtenue pour la densité de charge piégée bien qu'une grande différence soit observée entre la densité d'états d'interface mesurée et simulée. Pour -1.1V, ni la densité de charge d'oxyde, ni la densité d'états d'interface des simulations ne montrent une bonne corrélation avec les données expérimentales.

Sous tension de grille élevée, le champ électrique dans l'oxyde est fixé par la tension de grille appliquée. Le transport des différentes charges est gouverné par le champ électrique appliqué. Toutes les charges positives créées échappant à la recombinaison initiale sont amenées à l'interface. Dans ce cas, le problème est relativement simple à simuler et une bonne corrélation est obtenue entre la simulation et les données expérimentales.

L'énergie d'activation du transport des ions H^+ est de 0.15eV, elle a été calculée à partir des irradiations effectuées avec une tension de grille de 5V. *Vanheusden et al* ont mesuré une énergie d'activation de 0.8eV [VAN97]. Cependant, *Kurtz et al* ont, par des calculs *ab initio*, estimé que les protons peuvent avoir une énergie d'activation de 0.1-0.2eV [KUR99] pour des sauts atomiques dans des chaînes fermées O-Si-O (« ring »). Ils montrent également que le champ électrique peut abaisser l'énergie d'activation du transport des trous par effet tunnel. Nos simulations semblent indiquer que le mode de transport majoritaire des ions H^+ dans notre oxyde est par saut dans des chaînes fermées. Le facteur préexponentiel de la mobilité utilisé dans nos simulations est $2.4 \cdot 10^{-12} \text{cm}^2 \cdot \text{s}^{-1}$. La mobilité que nous avons calculée est faible par rapport aux travaux précédents [RAS02].

Pour ce lot, à tension de grille nulle, nos simulations ne montrent aucune inversion du champ électrique comme le montre la Figure 60.

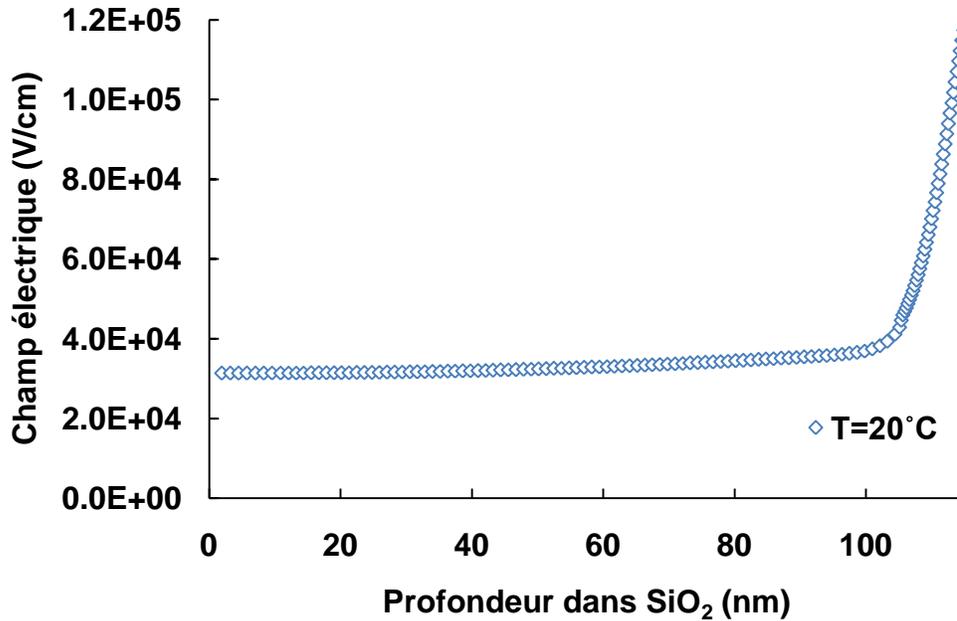


Figure 60. Champ électrique simulé du lot 3 pour 20°C en fonction de la profondeur dans l'oxyde pour une irradiation avec une tension de grille de 0V, un débit de dose de 300Gy[SiO₂]/h et une dose cumulée de 300Gy[SiO₂].

A faible tension de grille appliquée (i.e. $V_g = -1.1V$), le champ électrique n'est plus connu avec précision. La distribution spatiale des trous piégés dans le volume détermine alors le champ électrique interne et donc, le transport des trous et des ions H^+ . Il est donc indispensable d'avoir une description très fine de l'oxyde (énergies des pièges et distribution des densités) pour pouvoir être en mesure de simuler correctement le comportement de l'oxyde.

Le choix de l'utilisation de cette condition extrême d'irradiation nous a donc permis de voir la limite de finesse de notre description. Néanmoins, notre modèle donne des résultats cohérents. La dépendance des états d'interface avec la température est due à l'activation du transport des ions H^+ . A 120°C, la concentration d'ions H^+ dans l'oxyde est plus faible qu'à 20°C même sous faible champ comme le montre la Figure 61.

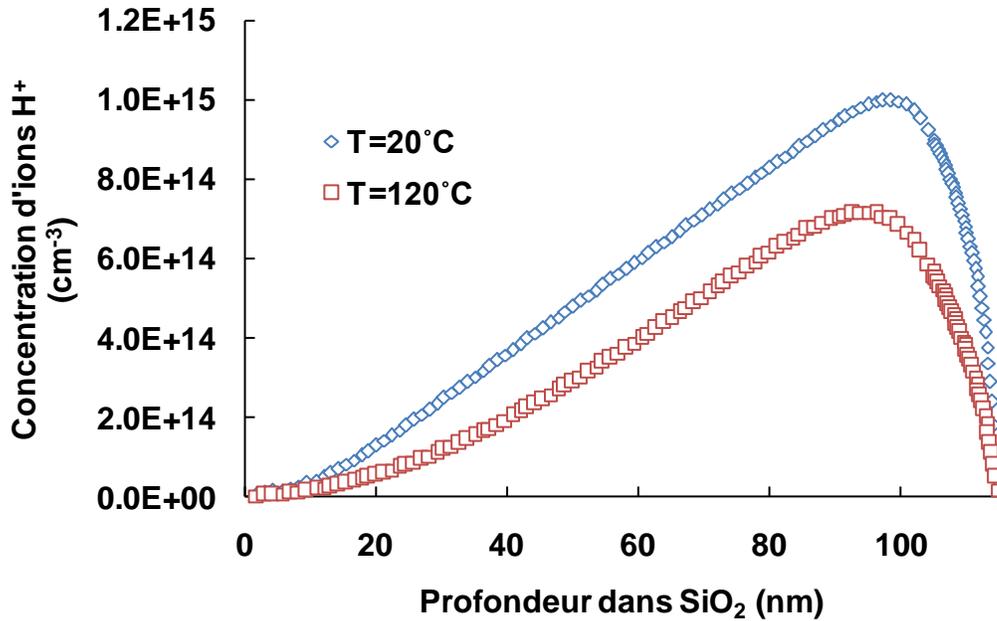


Figure 61. Densité de trous profondément piégés simulés pour 80°C et 120°C en fonction de la profondeur dans l'oxyde pour une irradiation avec une tension de grille de 0V, un débit de dose de 300Gy[SiO₂]/h et une dose cumulée de 300Gy[SiO₂].

Concernant la génération des ions H⁺ et de la croissance des états d'interface, il n'existe aucun modèle de dépendance ni au champ électrique ni à la température et il ne paraît pas évident que ces hypothèses soient suffisantes pour décrire correctement la globalité des phénomènes physiques.

IV.1.3 Comparaison des trois lots

Comme nous l'avons vu précédemment, le lot 1 ne présente pas d'effet de débit de dose très significatif et aucune inversion du champ électrique à fort débit de dose n'a été montrée en simulation. La comparaison entre les lots 2 et 3 ne peut être seulement faite que pour une tension de grille nulle. Le comportement global des deux lots est qualitativement différent. Le lot 2 présente une sensibilité plus marquée à la dose cumulée que le lot 3. La dégradation du lot 3 augmente avec la température et les simulations montrent qu'il n'y a pas d'inversion du champ électrique alors que le lot 2 présente un maximum à 80°C et une inversion du champ électrique à 40°C. Ce résultat est important en terme d'assurance durcissement et rappelle l'importance des évaluations de lot. Ces observations expérimentales sont en accord avec les observations expérimentales précédentes montrant des différences entre lot d'un même composant [LEN91]. Ce comportement est piloté par les propriétés des pièges de l'oxyde. Le tableau suivant résume les différences entre lots des pièges profonds et peu profonds obtenue

par l'ajustement des paramètres. Il est intéressant de noter que le lot 2 présente des pièges de volumes très profonds et très denses et des pièges à l'interface plus importants que les autres lots.

| Lot | Pièges peu profonds de volume | | Pièges profonds À l'interface | |
|-----|----------------------------------|---|----------------------------------|---|
| | Densité (cm ⁻³) | Energie par rapport à E _v (eV) | Densité (cm ⁻³) | Energie par rapport à E _v (eV) |
| 1 | 5x10 ¹⁶ | 1.1 | 9.5x10 ¹⁸ | 1.4 |
| 2 | 3x10 ¹⁷ | 1.1 | 1.4x10 ¹⁹ | 1.4 |
| 3 | 1x10 ¹⁷ | 0.9 | 6.6x10 ¹⁸ | 1.4 |

Tableau 4. Propriétés des pièges des différents lots d'IRF 640

L'énergie du piège profond sur tous les lots est la même et égale à 1.4eV. Cela suggère que le piège profond principal est le même sur tous les lots et serait une lacune d'oxygène en configuration E_δ' [NIC02]. Les densités utilisées pour caler le modèle sont du même ordre de grandeur qu'avec les densités mesurées expérimentalement (10¹⁷ à 10²⁰ cm⁻³) [SEO98].

La Figure 62 présente la charge d'oxyde simulée en fonction du débit de dose pour les trois lots jusqu'au débit de dose spatial (3.8*10⁻³Gy[SiO₂]/h). Il est intéressant de noter que le lot 2 a une dégradation inférieure au lot 1 pour les forts débits de dose à cause de l'inversion de son champ électrique. Ensuite, pour les débits de dose inférieurs à 5Gy[SiO₂]/h, le lot 2 présente une charge plus importante que le lot 1. Cette observation montre que la validation à fort débit de dose n'est pas représentative du pire-cas et qu'elle peut amener à des conclusions fausses. Dans notre cas, le lot 2 présente une meilleure tenue à la dose cumulée. La décroissance par effet tunnel est faible pour une tension de grille nulle jusqu'au débit de dose en orbite géostationnaire.

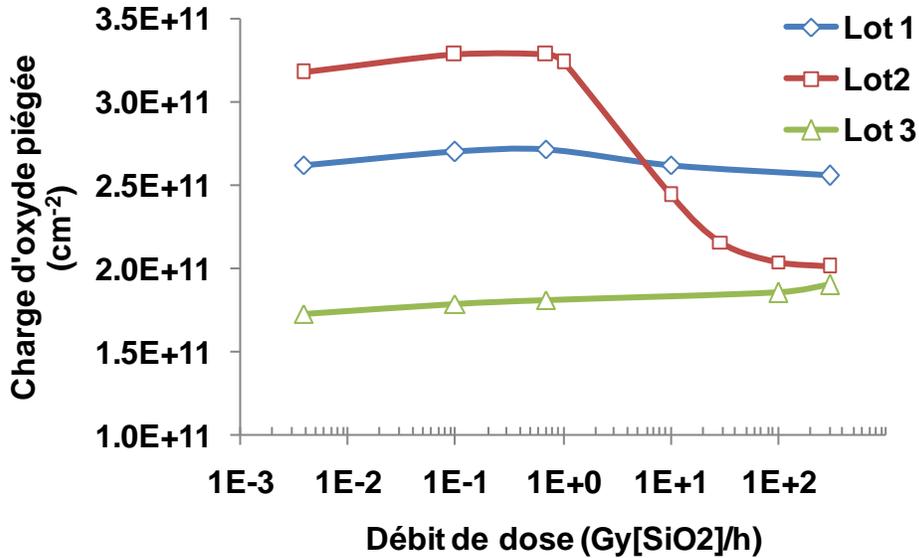


Figure 62. Densité de charges d'oxyde piégées simulée des trois lots en fonction du débit de dose pour une tension de grille de 0V et une dose cumulée de 300Gy[SiO₂].

IV.1.4 Synthèse

L'étude des effets de dose sur le MOS nous a permis de caler les nombreux paramètres du modèle en caractérisant les différents mécanismes en fonction du champ électrique, de la température et du débit de dose. Notre modèle permet d'évaluer la densité des différents pièges ainsi que les paramètres liés à la génération d'états d'interface. Les résultats montrent que les effets de lots sont importants et que les propriétés de l'oxyde peuvent varier significativement d'un lot à l'autre. Ces différences entraînent des comportements en fonction du débit de dose et de la température très différents.

V. Applications

Le ELDRS se produit pour un champ électrique faible. Nous évaluons donc l'effet pour une tension de grille nulle avec les paramètres du lot 2 qui une inversion du champ électrique à 40°C.

V.1 Commutation de débit de dose

Boch et al ont proposé une méthode de test des circuits bipolaires basée sur la commutation de débit de dose pour estimer la dégradation sous faible débit de dose [BOC04]. Expérimentalement, les irradiations à faible débit de dose montrent souvent une sensibilité plus forte qu'à fort débit de dose. La commutation de fort débit de dose à faible débit de dose change la sensibilité très rapidement après la commutation. Si la différence entre fort et faible débit de dose est de l'ordre de plusieurs décades, alors un saut de dégradation est observé.

La simulation d'une commutation de fort débit de dose (300Gy[SiO₂]/h) à faible débit de dose (0.1Gy[SiO₂]) dans des conditions de polarisation de circuit bipolaire (i.e. faible champ électrique) avec les propriétés des pièges du lot 2 montre une plus grande sensibilité à faible débit de dose qu'à fort débit de dose comme le montre la Figure 63.

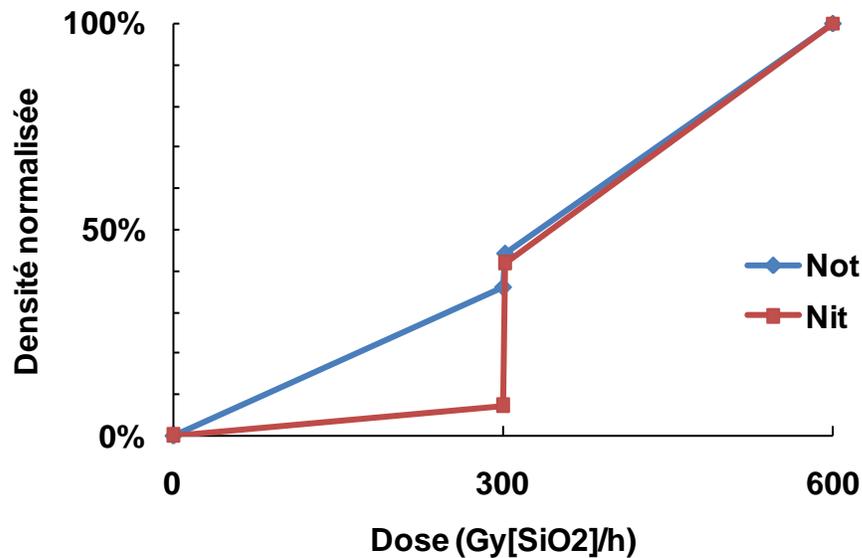


Figure 63. Densités normalisées simulées d'états d'interface et de charge d'oxyde d'une irradiation de 600Gy[SiO₂] avec une commutation de 300Gy[SiO₂]/h à 0.1Gy[SiO₂]/h à une dose de 300Gy[SiO₂].

La plus faible dégradation à fort débit de dose est due à la forte densité de trous peu profondément piégés qui inverse le champ électrique. A faible débit de dose, la densité de trous sur les niveaux peu profonds n'est pas suffisante pour inverser le champ électrique comme le montre Figure 64.

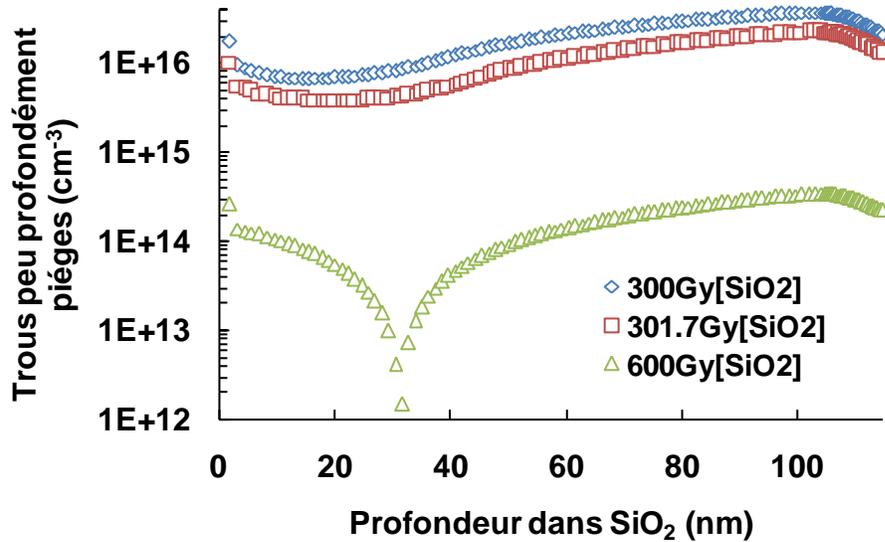


Figure 64. Densité simulée de trous piégés peu profondément à diverse doses cumuliées avec une commutation de 300Gy[SiO₂]/h à 0.1Gy[SiO₂]/h à une dose de 300Gy[SiO₂].

Pour une dose cumulée de 1.7Gy[SiO₂] après la commutation de débit de dose soit 17heures, il n'y a plus assez de charges sur les niveaux peu profonds pour inverser le champ électrique comme le montre la Figure 65. La sensibilité est alors celle du faible débit de dose. Le saut de dégradation est expliqué par la relaxation des charges piégées peu profondément.

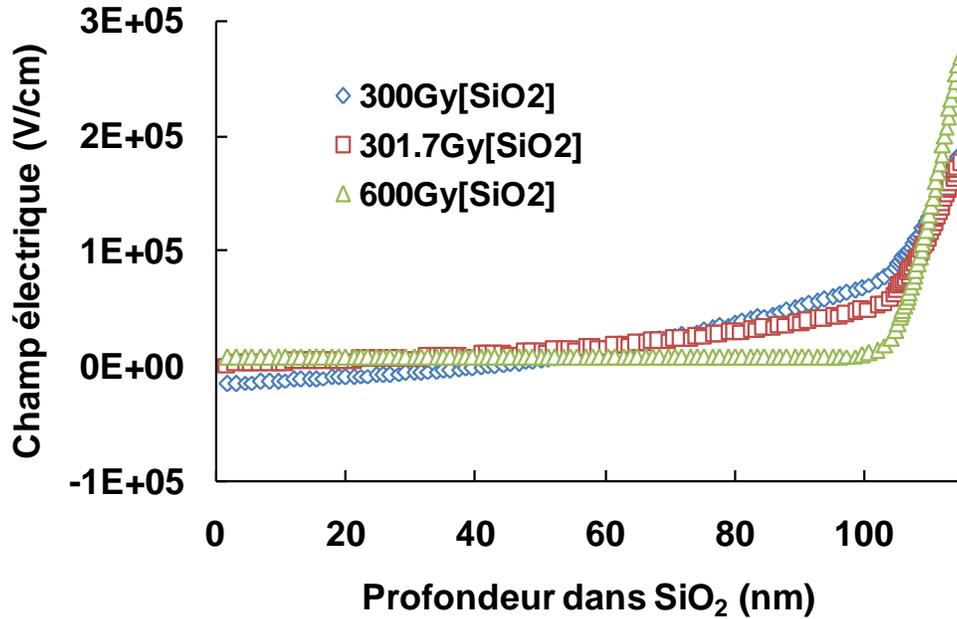


Figure 65. Champ électrique simulé à diverse doses cumulées avec une commutation de 300Gy[SiO₂]/h à 0.1Gy[SiO₂]/h à une dose de 300Gy[SiO₂].

V.2 Comparaison numérique de la dégradation en orbite et lors des essais au sol

Il existe deux normes de test de composants en dose cumulée, la SCC 22900.4 et la MIL STD 883 1019.6. Les deux normes ont été développées pour garantir la conservativité de l'essai, c'est-à-dire des conditions de test pire cas. Leur domaine d'application n'est pas strictement identique puisque la 22900.4 traite des deux types d'effets cumulés, par ionisation et par déplacements pour les applications à finalité spatiale. La MIL 1019.6 n'aborde que la dose cumulée d'ionisation mais en envisageant toutes les applications possibles bien qu'elle ait été principalement développée pour les applications militaires. Les deux normes supposent une température d'utilisation des composants proche de 25°C. Les conditions d'application des normes MIL et SCC sont présentées en annexes 2.

Nous avons simulé la dégradation dans des conditions d'orbite géostationnaire ($3.8 \cdot 10^{-3}$ Gy[SiO₂]/h) pour une dose cumulée de 500Gy[SiO₂] ainsi que les procédures test applicables pour un composant sensible aux effets de débit de dose. Le choix des conditions d'irradiation de la norme MIL sont les conditions limites avec le maximum autorisé de dose et le débit de dose. Le tableau suivant résume les résultats obtenus entre la simulation des essais au sol et en orbite.

| Simulations des effets de dose cumulée (500 Gy[SiO ₂]) | | Densité de charge d'oxyde piégé (cm ⁻²) | Densité d'états d'interface (cm ⁻²) |
|---|--|---|--|
| Débit de dose spatial | | 4.4*10 ¹¹ | 9.4*10 ⁹ |
| SCC | Fin d'irradiation à 0.36Gy[SiO ₂]/h | 4.5*10 ¹¹ | 9.09*10 ⁹ |
| | Fin 24h à température ambiante | 4.5*10 ¹¹ | 9.14*10 ⁹ |
| | Fin de la guérison (168h/100°C) | 2.33*10 ⁹ | 9.67*10 ⁹ |
| MIL (Condition E) | Fin d'irradiation à 180Gy[SiO ₂]/h à 100°C | 4.56*10 ¹¹ | 5.03*10 ⁹ |
| | Fin $\frac{D}{d}$ à température ambiante | 4.56*10 ¹¹ | 5.88*10 ⁹ |
| | Fin de la surdose 50% | 5.7*10 ¹¹ | 7.9*10 ⁹ |

On peut remarquer qu'aucune des simulations des deux normes ne produit à la même densité de charge d'oxyde et d'états d'interface que la simulation des conditions orbitales. Aucune inversion du champ électrique n'a été mise en évidence dans nos simulations des deux normes. Les effets de débit de dose apparents sur la densité d'états d'interface entre les conditions orbitales et des essais au sol sont dus à un effet temporel et non pas un effet de débit vrai. En effet, en prenant une mobilité des ions H⁺ plus élevée (10⁻¹¹cm⁻².s⁻¹ [RAS02]), les états d'interface simulés pour les deux normes sont conservatifs par rapport aux conditions orbitales. Cela montre bien l'importance de connaître plus finement la mobilité des ions H⁺.

Il est intéressant de noter que la norme SCC est conservative dans notre cas mais que des effets de débit de dose entre 0.36Gy[SiO₂]/h et des débits plus faibles ont déjà été observés expérimentalement comme le montre la Figure 19.

V.3 **Equivalence entre irradiation à faible débit de dose et à fort débit de dose à haute température**

La température est utilisée dans la norme 1019 pour simuler la dégradation au faible débit de dose. Nos simulations du lot 2 montrent que les irradiations à 80°C sont représentatives des effets de dose cumulée à faible débit comme le montre la Figure 66 et la Figure 67. Ce constat est limité à la technologie du lot 2, car l'équivalence entre l'irradiation à faible débit de dose et à fort débit de dose haute température dépend des propriétés des pièges de volumes dépendantes elles-mêmes des conditions d'élaboration de l'oxyde.

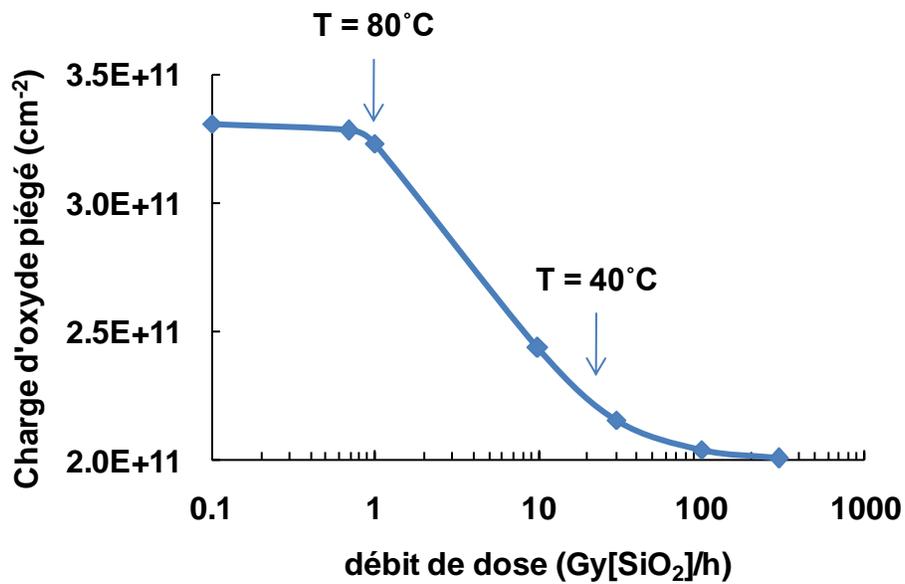


Figure 66. Charge d'oxyde piégée simulée en fonction du débit de dose pour une dose cumulée de 300Gy[SiO₂]. La charge d'oxyde piégée expérimentale à 40 et 80°C est indiquée.

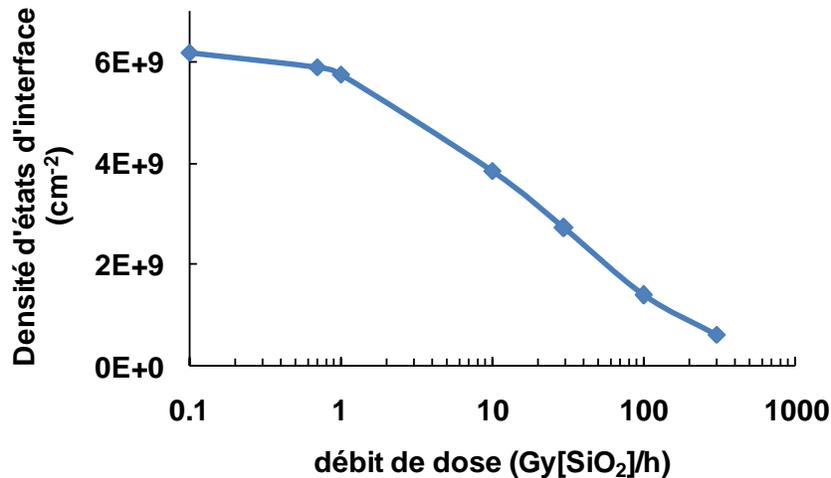


Figure 67. Densité d'états d'interface simulée en fonction du débit de dose pour une dose cumulée de 300Gy[SiO₂].

Notre modèle permet donc de donner une estimation du débit équivalent à température ambiante d'une irradiation à fort débit de dose et haute température d'une technologie. Le code de calcul permet donc d'apporter une validation supplémentaire pour les procédures de test

V.4 **Effet des paramètres technologiques**

Notre code permet d'évaluer les effets de changement de technologie tels que le changement de matériau d'une métallisation ou d'un changement des propriétés de l'oxyde (Densité et énergie des pièges, concentration d'hydrogène) sur la réponse en dose et sur les effets de débit de dose (ELDRS).

V.4.1 **Type de métallisation**

Le polysilicium est un des matériaux les plus utilisés pour les métallisations. L'évolution technologique tend vers l'utilisation croissante d'aluminium. Notre modèle permet d'évaluer la sensibilité effet de débit de dose d'une nouvelle technologie. L'effet d'un changement de matériau de grille a pour effet de changer la différence des travaux de sortie et donc le champ électrique initial. Comme le montre le Tableau 5, le passage de contact en polysilicium en aluminium diminuera la différence des travaux de sortie et donc le champ électrique dans les oxydes pour une tension de grille nulle.

| Matériaux | W_{ms} (V) |
|-----------|--------------|
|-----------|--------------|

| | |
|------------------------------|-------|
| Polysilicium N ⁺⁺ | -1,1 |
| Aluminium | -0.25 |

Tableau 5. Différence de travaux de sortie entre du silicium dopé N (10^{16}cm^{-3}) et une électrode en polysilicium fortement dopé N et en aluminium.

La diminution du champ électrique présent dans l'oxyde diminue le nombre de charges échappant à la recombinaison initiale et donc les effets de dose cumulée comme le montre la Figure 68 et la Figure 69.

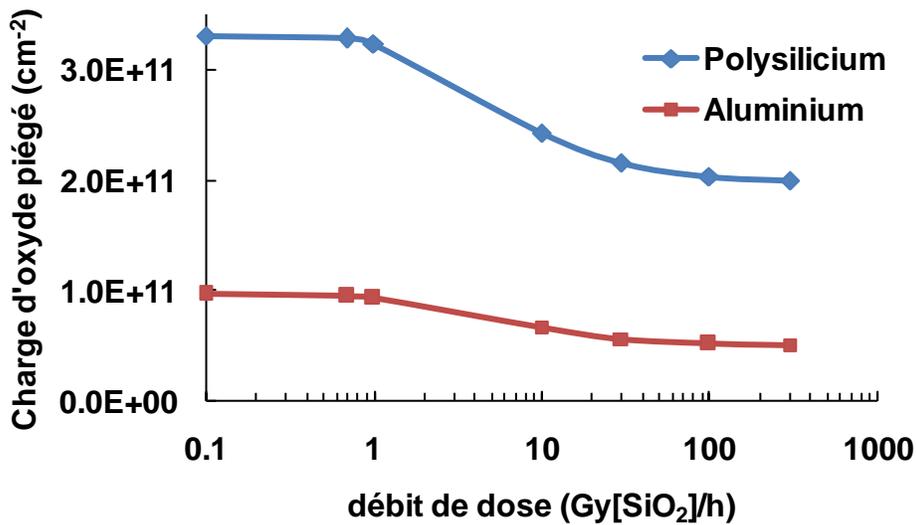


Figure 68. Charge d'oxyde piégée simulée en fonction du débit de dose pour une dose cumulée de 300Gy[SiO₂] et une tension de grille nulle.

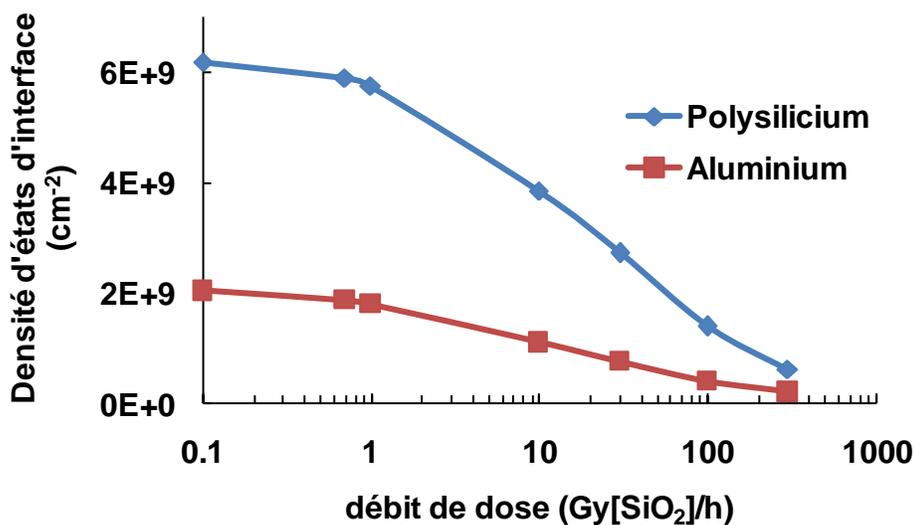


Figure 69. Densité d'états d'interface simulée en fonction du débit de dose pour deux matériaux de grille (Aluminium et Polysilicium), une dose cumulée de 300Gy[SiO₂] et une tension de grille nulle.

En revanche, l'inversion du champ électrique par les trous piégés sur des niveaux proche de la bande de valence se produit jusqu'à des débits plus faibles (1Gy[SiO₂]/h) et renforce l'amplitude des effets de débit de dose comme le montre la Figure 70.

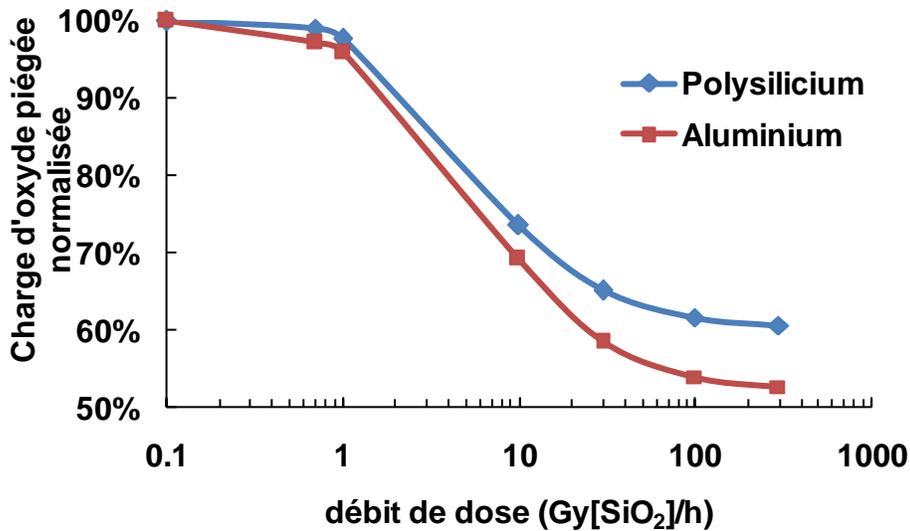


Figure 70. Densité de charges d'oxyde piégées normalisée à 0.1Gy[SiO₂] en fonction du débit de dose pour deux matériaux de grille (Aluminium et Polysilicium), une dose cumulée de 300Gy[SiO₂] et une tension de grille nulle.

V.4.2 Qualité de l'oxyde.

Les propriétés de l'oxyde sont déterminantes dans la réponse à la dose cumulée. De tels changements peuvent apparaître par exemple si l'on change le niveau d'un dopage dans un procédé d'implantation ionique dans lequel les oxydes peuvent être utilisés comme écran pour certaines zones. Un oxyde de mauvaise qualité avec une densité de pièges peu profonds plus élevée va augmenter le piégeage et des niveaux plus profonds vont accroître la durée de piégeage des trous. Un oxyde de mauvaise qualité favorisera donc l'accumulation des trous piégés dans le volume. Les effets de débit de dose sur la charge piégée et la densité d'interface par inversion du champ électrique seront plus importants comme les montrent les Figure 71, Figure 72, Figure 73 et Figure 74.

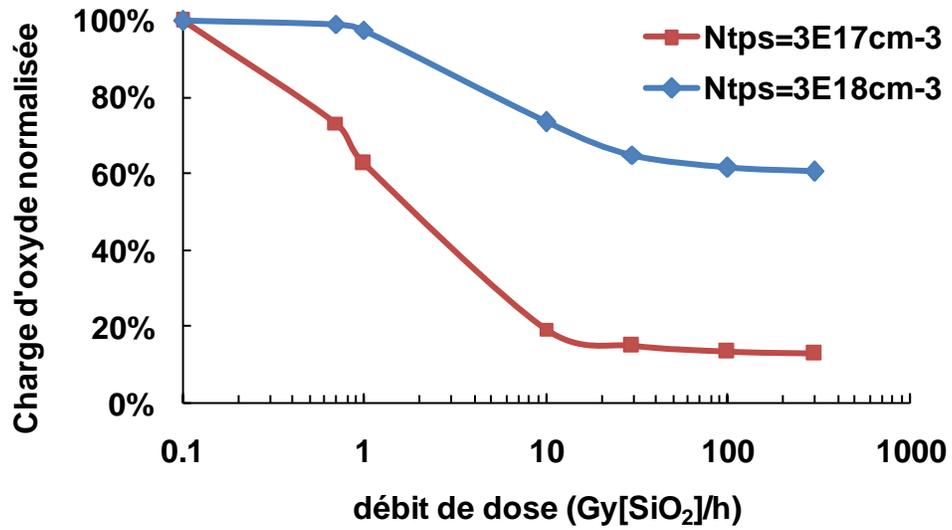


Figure 71. Densité de charges d'oxyde piégées normalisée à 0.1Gy[SiO₂] en fonction du débit de dose pour deux densités de pièges peu profonds ($3 \cdot 10^{17}$ et $3 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$), une dose cumulée de 300Gy[SiO₂] et une tension de grille nulle.

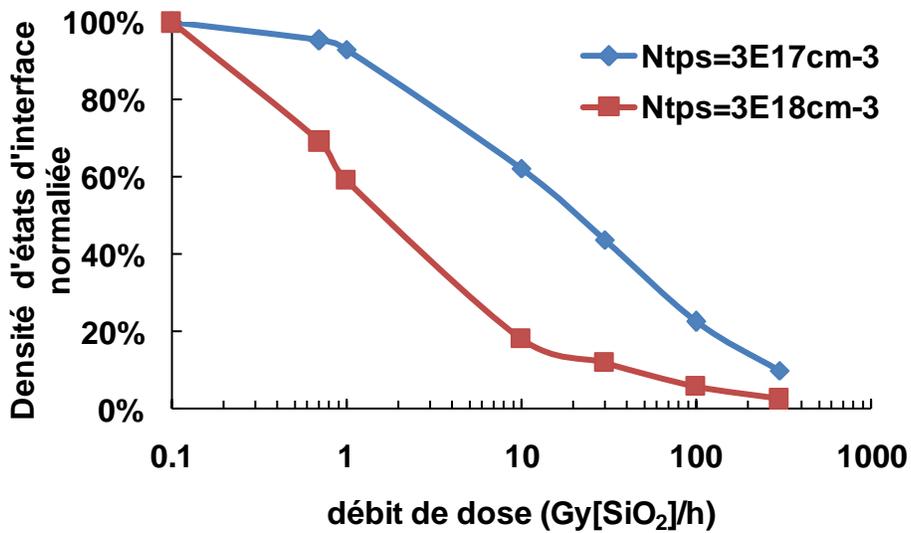


Figure 72. Densité d'états d'interface normalisée à 0.1Gy[SiO₂] en fonction du débit de dose pour deux densités de pièges peu profonds ($3 \cdot 10^{17}$ et $3 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$), une dose cumulée de 300Gy[SiO₂] et une tension de grille nulle.

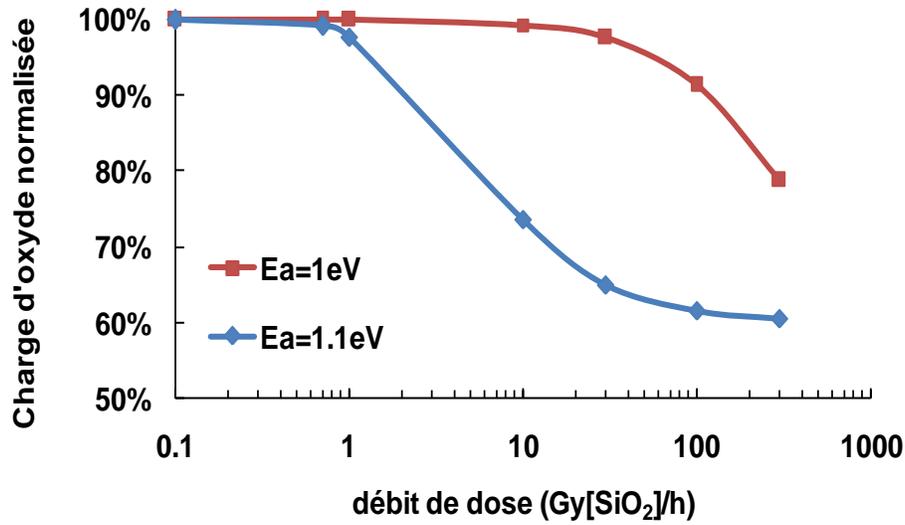


Figure 73. Densité de charges d'oxyde piégées normalisée à 0.1Gy[SiO₂] en fonction du débit de dose pour deux niveaux (1 et 1.1eV) de pièges peu profonds, une dose cumulée de 300Gy[SiO₂] et une tension de grille nulle.

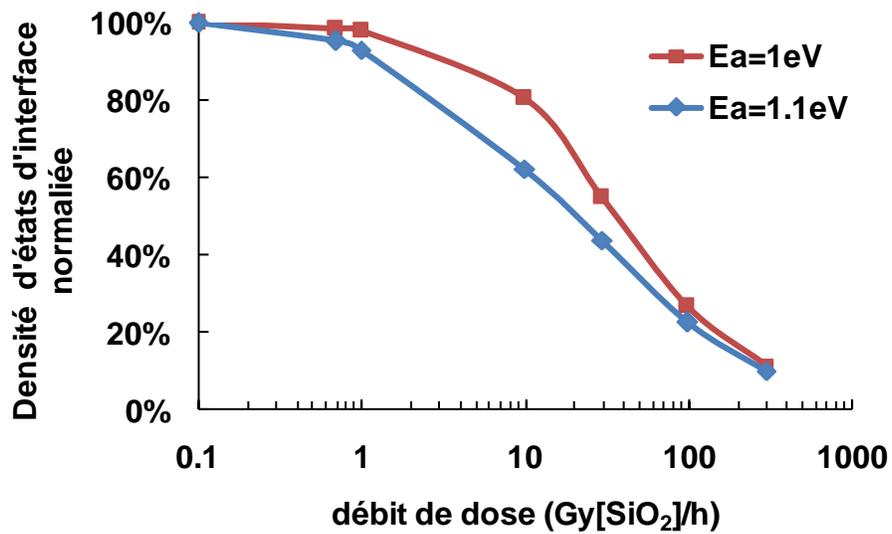
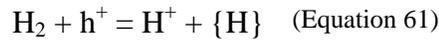


Figure 74. Densité d'états d'interface normalisée à 0.1Gy[SiO₂] en fonction du débit de dose pour deux niveaux (1 et 1.1eV) de pièges peu profonds, une dose cumulée de 300Gy[SiO₂] et une tension de grille nulle.

V.4.1 Influence de la concentration d'hydrogène dans l'oxyde sur la création d'états d'interface.

Cette étude a été faite dans le cadre d'une collaboration avec l'Université de Vanderbilt (Nashville, TN) dans le but d'étudier l'influence de la diffusion de H₂ sur la réponse en dose des transistors bipolaires. Les couches de passivation contiennent des densités élevées d'hydrogène qui pourrait accroître la densité d'hydrogène de l'oxyde par diffusion lente et pourrait jouer un rôle important dans la réponse en dose sur les longues périodes. Des simulations multi-échelles ont été effectuées, la partie suivante présente seulement les effets de l'hydrogène au niveau des effets de dose dans l'oxyde, les autres simulations sont présentées en annexes 3.

La présence de dihydrogène augmente la densité de défauts hydrogénés. Notre modèle permet de simuler la dépendance des états d'interface en fonction de la densité de défauts hydrogénés. Nous avons pris comme hypothèse la réaction du premier ordre suivante :



Cette réaction explicite la réaction de l'équation 19 incluse dans notre modèle. Une augmentation de la concentration de H₂ dans l'oxyde a pour effet d'augmenter le taux de création des ions H⁺. La concentration d'ions H⁺ augmente donc de façon linéaire avec la concentration de dihydrogène.

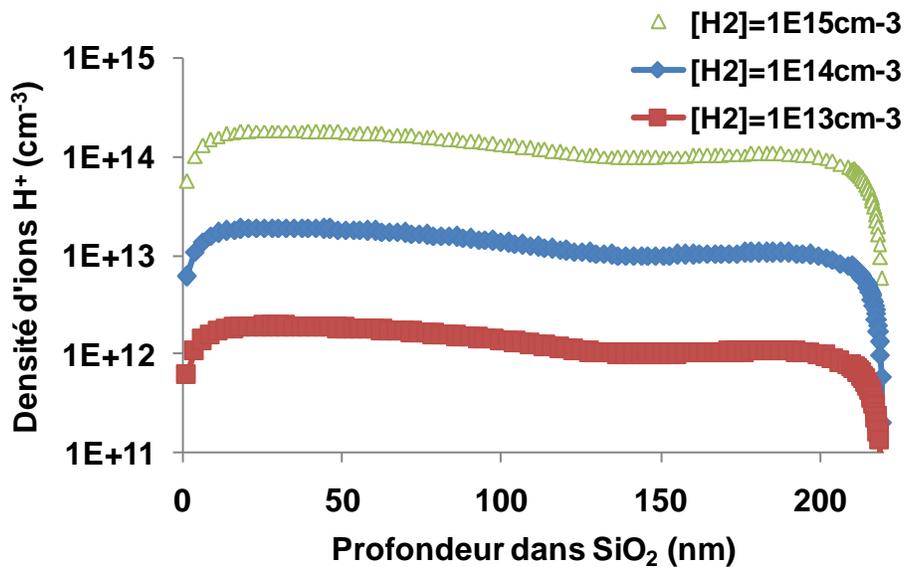


Figure 75. Densité d'ions H⁺ en fonction de la profondeur pour diverses concentrations de H₂

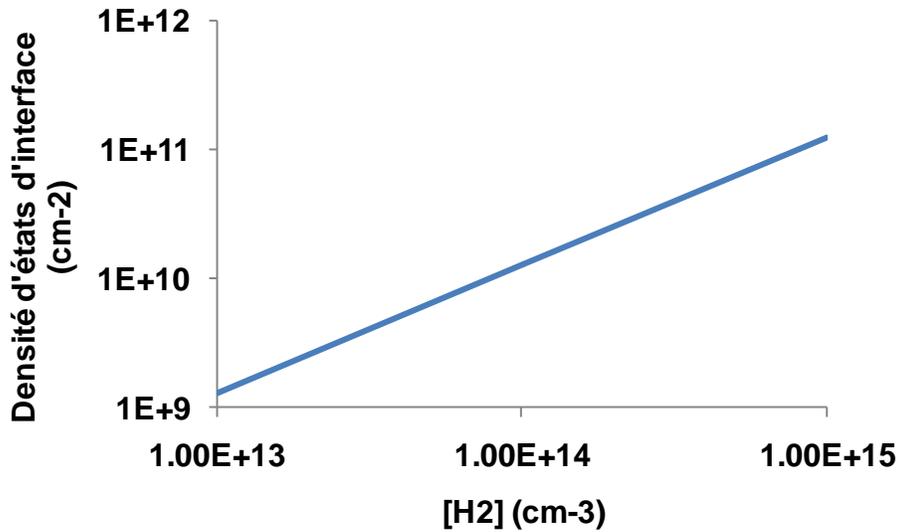


Figure 76. Densité d'état d'interface en fonction de la concentration de H₂ dans la silice

La densité d'état d'interface est elle-même une fonction linéaire de la densité d'ions H⁺ comme le montre la Figure 76. La dépendance des états d'interface en fonction du temps d'exposition à une atmosphère de H₂ sera donc la même que celle de H₂ (cf Annexes 4) comme le montre la Figure 77 qui est en accord qualitatif avec la dépendance du pic de courant de base en fonction du temps d'exposition indiquée sur la Figure 78.

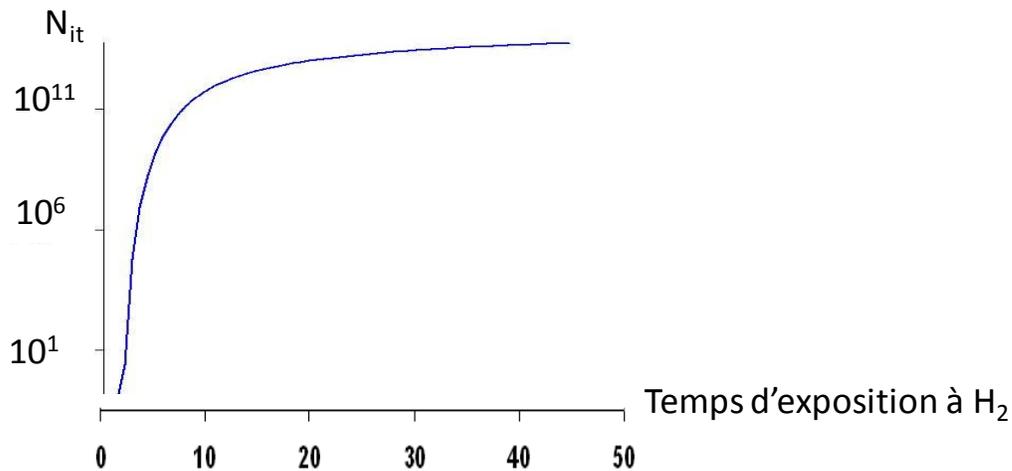


Figure 77. Densité d'état d'interface en fonction du temps d'exposition à H₂

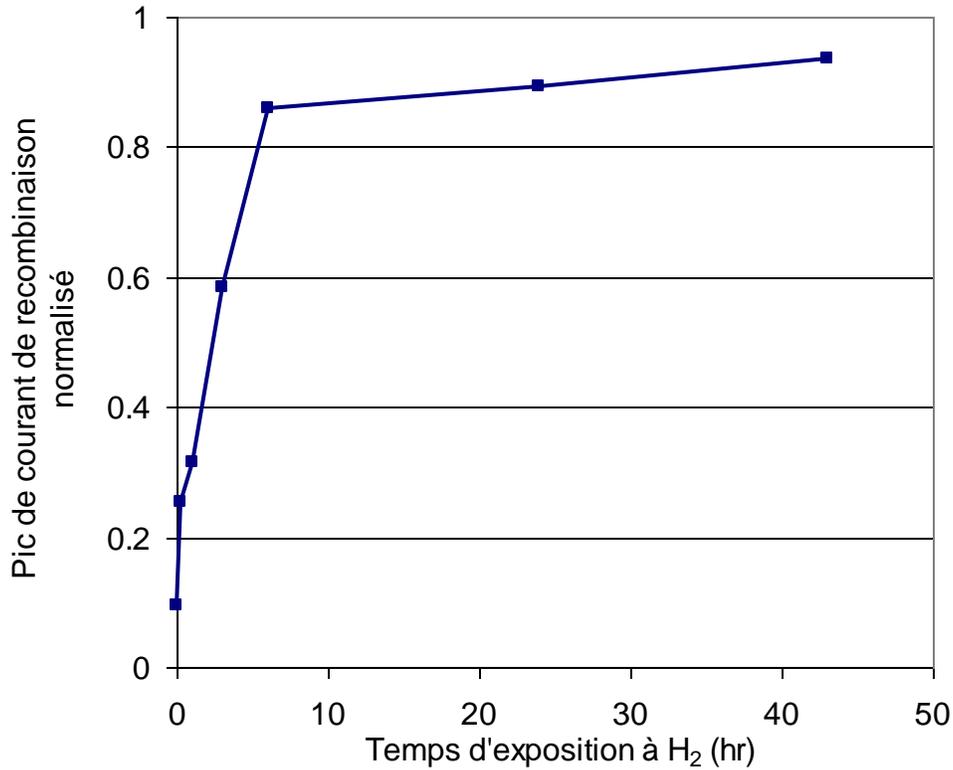


Figure 78. Pic de courant de base normalisé en fonction du temps d'exposition avant irradiation à une atmosphère de H₂.

Notre modèle permet donc de faire le lien entre la description de la diffusion de H₂ (FLOODS) et l'effet électrique des états d'interface ISE TCAD comme le résume la figure suivante.



Figure 79. Flux conceptuel des simulations multi-échelles du microscopique à l'électrique.

La constitution du modèle des effets de dose dans l'oxyde est donc indispensable à une description globale de la dégradation des composants électronique en environnement spatial.

V.5 **Synthèse**

Notre code de calcul permet de simuler et d'expliquer les effets des irradiations complexes tels que les commutations de débit de dose. L'inversion du champ électrique produit par les trous piégés peu profondément amène une partie des charges positives (trous et ions H⁺) de l'oxyde vers la grille. La conséquence est une perte de charge qui se traduit par une perte charge d'oxyde et une perte d'état d'interface à fort débit de dose.

Cet outil d'ingénieur permet également d'estimer le débit de dose équivalent pour une irradiation à fort débit de dose et haute température. Cette idée est utilisée dans la norme MIL 1019. Il permet aussi de simuler les conditions orbitales et apporte des éléments de validation supplémentaire sur les procédures prévues par les normes de test. En effet, aucune inversion du champ électrique n'a été mise en évidence.

Enfin, il permet d'évaluer les effets technologiques tels qu'un changement de matériaux de grille ou les effets d'un changement des propriétés de l'oxyde sur la réponse en dose cumulée et le renforcement du ELDRS.

VI. Perspectives

Nos simulations montrent que les effets de débit de dose sont dus à une inversion du champ électrique. L'inversion du champ électrique est intimement liée aux propriétés des pièges de volume. Nos travaux corroborent les travaux de *Graves et Al* [GRA98] et *Witczak et Al* [WIT98] sur la charge d'oxyde et l'étendent pour les états d'interface. Pour les faibles champs électriques, le mode de transport par diffusion devient non négligeable et il est important d'en tenir compte pour une description complète des phénomènes de transport.

Les irradiations en température nous ont permis de caler les paramètres des pièges et la dépendance du transport des ions H^+ avec la température. Elles sont également un moyen de révéler des effets de débit de dose qui sont variables en fonction des lots même pour des technologies commerciales.

La passivation peut renforcer les effets de débits de dose pour les bipolaires [WIT98]. Notre modèle permet d'estimer la quantité d'ions H^+ qui seraient susceptible de passiver les dopants. Aucun modèle n'existe encore mais dès qu'un modèle de dépassivation sera disponible il pourra être intégré à notre modèle pour une description globale des effets de dose dans les bipolaires.

Notre modèle s'intègre parfaitement dans la description multi-échelle des effets de dose en faisant le lien entre les propriétés microscopique et les effets de dose au niveau de l'oxyde. Notre modèle est très stable et facilement modifiable pour la prise en compte les dernières avancées du domaine très actif des calculs *ab initio*. Les résultats en charge d'oxyde et en états d'interface de notre modèle peuvent être directement intégrés dans des simulateurs physiques du type ISE TCAD pour la prise en compte des effets de dose au niveau du composant. Une collaboration sur ce thème est engagée entre l'ONERA et l'Université de Vanderbilt.

Le modèle qui a été développé ne tient pas compte explicitement de la compensation à l'interface. Fleetwood [FLE94] attribue également un rôle important à la compensation dans le volume qui doit être implémenté pour avoir une description globale des effets de débit de dose.

La limite de notre code est une description à une dimension du problème qui peut être insuffisante dans le cas où le champ électrique est non uniforme latéralement comme dans certaines polarisations de transistors bipolaires ou plus globalement dans les structures complexes présentes dans les circuits intégrés.

Notre modèle ne permet pas de faire des évaluations des effets de dose dans les environnements spatiaux riches en protons car la recombinaison initiale n'est alors plus géminante mais colonnaire. Le

modèle de recombinaison initiale doit donc être adapté à ce type d'environnement pour fournir une simulation réaliste des effets de dose dans des conditions orbitales.

Nous avons développé une nouvelle méthode de caractérisation des états d'interface: la méthode hystérésis basse température. Cette méthode donne des résultats cohérents mais une comparaison avec une autre méthode comme le pompage de charge permettrait de valider la méthode. Ce travail de validation est en cours.

Conclusion

Les travaux qui ont été effectués dans le cadre de cette thèse ont permis d'établir un modèle complet des effets de dose dans la silice. Notre modèle physique tient compte des modèles connus d'effets de dose dans la silice. Le choix critique des modèles a été validé par des simulations Monte Carlo ou par la prise en compte de la comparaison expériences-simulations. Il nous a permis d'étudier d'un point de vue global l'influence des différents processus qui interviennent dans les effets de dose et de débit de dose sur la charge piégée et sur la densité d'états d'interface. Les dépendances au champ électrique, à la température ainsi qu'au débit de dose ont été implémentées dans le but d'une description globale, réaliste et consistante des observations expérimentales. Le code a été développé également pour pouvoir simuler les conditions orbitales, c'est-à-dire les temps d'irradiation extrêmement longs.

Du point de vue expérimental, la mise en évidence de non uniformité latérale du dépôt de dose dans le MOSFET de puissance utilisé comme véhicule de test a été le point de départ du développement d'une nouvelle méthode de caractérisation : la méthode hystérésis basse température qui nous a permis de caractériser les effets de dose dans un transistor MOS de puissance. D'autre part, une méthodologie de détermination des propriétés de volume de l'oxyde est proposée : elle consiste en une série d'irradiations à fort débit de dose et des températures supérieures à l'ambiante. Les variations observées sont utilisées pour fixer les paramètres technologiques du modèle relatifs aux pièges de volume ; ce sont ces paramètres qui vont gouverner le transport et donc le comportement global sous faible champ électrique et long temps d'exposition. Un éventuel ELDRS découlera de ces résultats.

Nous avons pu mettre en évidence des effets de débit de dose que notre modèle permet d'expliquer par l'inversion du champ électrique induit par les trous piégés dans le volume. Ce sont ces charges piégées sur des niveaux peu profonds qui déterminent le champ électrique quand le champ appliqué est faible. La réduction d'effet de dose cumulée à fort débit de dose vient donc du transport et non pas de la recombinaison qui a un rôle marginal dans nos simulations. L'effet de la concentration d'hydrogène sur les technologies bipolaires a été étudié, notre modèle permet de s'intégrer parfaitement dans les simulations multi-échelles et de faire le lien entre la concentration en hydrogène d'un oxyde et la densité d'états d'interface.

L'application de notre modèle à l'assurance durcissement montre que les normes ESCC et MIL sont conservatives par rapport aux applications en orbite géostationnaire et qu'aucune inversion du champ électrique n'a été observée. Les effets technologiques comme l'évolution vers des métallisations en aluminium a montré que les effets de dose devraient être plus faibles mais que les effets de débit de

dose seraient renforcés. Notre modèle explique également que les oxydes de mauvaise qualité augmentent les effets de débit de dose.

Notre modèle à une dimension est stable, donne des résultats en des temps de calculs raisonnables, et permet de simuler des conditions orbitales. Il apparaît donc intéressant de faire passer le code en deux dimensions afin d'étudier des géométries complexes comme dans le cas des circuits intégrés.

Références

- [BAL02] D. Ball, R. D. Schrimpf and H. Barnaby “Separation of Ionization and Displacement Damage Using Gate-Controlled Lateral PNP Bipolar Transistors”, IEEE Trans. Nucl. Sci., vol. 49, p. 1318, Dec. 1986.
- [BEN86] J.M. Benedetto and H.E. Boesch, « The Relationship Between ^{60}Co and 10-keV X-Ray Damage in MOS Devices », IEEE Trans. Nucl. Sci., NS-33, p. 1318, Dec. 1986.
- [BOE75] H.E. Boesch, Jr., F.B. McLean, J.M. McGarrity, G.A. Ausman, Jr., « Hole Transport and Charge relaxation in irradiated SiO_2 MOS capacitors », IEEE Trans. Nucl. Sci., NS-22, p. 2163, Dec. 1975.
- [BOC04] J. Boch, F.Saigné, R.D. Schrimpf, D. M. Fleetwood, S. Ducret, L. Dusseau, J.P. David, J. Fesquet, J. Gasiot and R. Ecoffet, “Effect of Switching from high to low dose rate on linear bipolar technology radiation response”, IEEE Trans. Nucl. Sci., Vol. 51, Oct. 2004, p. 2896-2902
- [BOC06] J. BOCH, F. SAIGNÉ, L. DUSSEAU, R. D. SCHRIMPF, “Temperature Effect on Germinate Recombination”, Applied Physics Letters, vol. 89 (4), n°. 042108, 24 juillet 2006.
- [BUN00] P. E. Bunson, M. Di Ventura, S. T. Pantelides, D. M. Fleetwood, and R. D. Schrimpf, “Hydrogen-Related Defects in Irradiated SiO_2 ”, IEEE Trans. Nucl. Sci., Vol. 47, N. 6, Dec 2000
- [CAS70] R. Castagne and A. Vapaille, « Apparent interface state density introduced by the spatial fluctuations of surface potential in a MOS structure », Elec. Lett., vol6, pp. 691-694, Oct. 1970.
- [CHA77] C.C. Chang, W. Johnson, « Frequency and Temperature Tests for Lateral Nonuniformities in MIS Capacitors », IEEE, Trans. Elec. Dev., ED-24, N°10, oct. 1977
- [CUR77] O.L. Curtis, Jr., and J.R. Srour, « The Multiple-Trapping Model and Hole Transport in SiO_2 », J. Appl. Phys., Vol. 48, 9, p. 3819, sept. 1977
- [DEV94] R.A.B Devine, “The structure of SiO_2 , its defects and Radiation Hardness”, IEE Trans. Nucl. Sci., Vol. 41, p. 432, 1994
- [DIM77] D.J. DiMaria, Z.A. Weinberg and J.M. Aitken, « Location of Positive Charges in SiO_2 Films on Si Generated by vuv Photons, X-Rays, and High-Field Stressing », J. Appl. Phys., Vol. 48, p. 898, mar. 1977.
- [ENL91] .W. Enlow, W. Combs, R.D. Schrimpf and R.N. Nowlin, « Response of Advanced Bipolar Processes to Ionizing Radiation », IEEE Trans. Nucl. Sci., NS-38, p. 1342, Dec. 1991.

- [FAR73] J. Farmer, "X-ray induced currents and space-charge build-up in MOS capacitor", PhD Thesis, Kansas State University, 74-25/599 (1974)
- [FLA99] O. Flament, P. Paillet, J. L. Leray and D.M. Fleetwood, "Considerations on Isochronal Anneal Technique : From Measurement to Physics", IEEE Trans. On Nucl. Sci., Vol. 46, N. 6, Dec 1999
- [FLE92] D. M. Fleetwood, S.L. Miller, R.A. A.Reber,Jr, P.J. McWhorter, P.S. Winokur, M.R. Shaneyfelt and J.R. Schwank, "New Insights into Radiation-Induced Oxide-Trap Charge Trough Thermally Stimulated Current Measurement and analysis", IEEE Trans. Nucl. Sci., NS-38, p2192, Dec. 1992
- [FLE92b] D.M. Fleetwood, "Border Traps" in MOS Device", IEEE Trans. Nucl. Sci. , vol. 39, p269-270, April 1992
- [FLE94] D. M. Fleetwood, S. L. Kosier, R. N. Nowlin, R. D. Schrimpf, R. A. Reber, Jr. M. Delaus, P. S. Winokur, A. Wei, W. E. Combs and R. L. Pease, "Physical Mechanisms Contributing to Enhanced Bipolar Gain Degradation at Low Dose Rate", IEE Trans. Nucl. Sci., vol. 41, p. 1871-1883
- [FLE96] D. M. Fleetwood, L.C. Riewe, J. R. Schwank, S. C. Witzak and R. D. Schrimpf, "Radiation effects at low electric fields in thermal, SIMOX, and bipolar-base oxide." IEEE Trans. Nucl. Sci., vol. 43, p. 2537-2546, Dec. 1996
- [FLE98] D.M. Fleetwood, P.S. Winokur, M.R. Shaneyfelt, L.C. Riewe, O. Flament, P. Paillet and J.L. Leray "Effects of Isochronal Annealing and Irradiation Temperature on Radiation-Induced Trapped Charge", IEEE Trans. Nucl. Sci., NS-35, N. 6, p. 2366, 1998
- [FLE99] D.M. Fleetwood, P.S. Winokur and L.C. Riewe, "The role of Electron Transport and Trapping in MOS Totale-Dose Modeling", IEEE Trans. Nucl. Sci., pp. 1519-1525, Dec. 1999
- [GRA98] R.J. Graves, C.R. Cirba, R.D. Schrimpf, R.J. Milanowski, A. Michez, D.M. Fleetwood, S.C. Witzak and F. Saigne, "Modeling Low-Dose-Rate Effects in Irradiated Bipolar-Base Oxide"
- [GRO84] G. Groeseneken, H.E. Maes, N. Beltran and R.F.D. Keersmaecker, "A Reliable Approach to Charge-Pumping Measurements in MOS Transistors". IEEE Trans. Elec. Dev. ED-31, p 42-53, 1984.
- [JUP89] M.A. Jupina and P.M Lenahan "A dependent recombination study of radiation induced defects at and near the Si/SiO₂ interface", IEEE Trans. Nucl. Sci., Vol. NS-36, no6, pp. 1800-1807, 1989

- [HER92] D.Hervé, J.L. Leray and R.A.B. Devine, "Comparative study of Radiation-Induced Electrical and Spin Active Defect in Metal/Oxide/Silicon Devices", IEEE Trans. Nucl. Sci. Vol.29, p.1459, 1984
- [HJA03] H.P. Hjalmanson, R.L. Pease, S.C. Pease, S.C. Witzak, M.R. Shaneyfelt, J.R. Schwank, A.H. Edwards, C.E. Hembree, T.R. Mattson, "Mechanisms for radiation dose-rate sensitivity of bipolar transistors, IEEE Trans. Nucl. Sci., vol. NS-50, p1901-1909, 2003
- [HUG75] R.C. Hughes, « Hole mobility and transport in Thin SiO₂ Films », Appl. Phys. Lett., Vol. 26, p.436, Apr. 1975.
- [KRA87] R.J. Krantz, L.W. Aukerman and T.C. Zietlow, « Applied Field and Total Dose Dependence of Trapped Charge Buildup in MOS Devices », IEEE Trans. Nucl. Sci., NS-34, p. 1196, Dec. 1987.
- [KUR99] H. A. Kurtz and S. P. Karna, "Proton Mobility in a-SiO₂", IEEE Trans. Nucl. Sci., vol. 46, Dec. 1999.
- [LER85] J.L. Leray, "Activation energies of oxide charge recovery in SOS or SOI structures after an ionizing NS-32, 6, 3921 (1985).
- [LEL89] A.J. Lelis, T.R. Oldham, H.E. Boesch, Jr and F.B. McLean, "The Nature of Trapped-Hole Annealing Process", IEEE Trans Nucl. Sci. NS-36, 6, 1808, 1989
- [LEL91] A.J. Lelis, T.R. Oldham and W. M. DeLancey, "Response of Interface Traps During High Temperature Anneals", IEEE Trans. Nucl. Sci., p 1590-1598, Vol. 38, Dec. 1991
- [LEN82] P. M. Lenahan and P. V. Dressendorfer, "Radiation-Induced Paramagnetic Defects in MOS Structures," IEEE Trans. Nucl. Sci. vol. 29, no. 6, pp. 1459-1461, Dec. 1982.
- [LEN83] P. M. Lenahan and P. V. Dressendorfer, "Microstructural Variations in Radiation Hard and Soft Oxides Observed Through Electron Spin Resonance," IEEE Trans. Nucl. Sci. vol. 30, no. 6, pp. 4602-4604, Dec. 1983.
- [LEN84] P.M. Lenahan and P.V. Dressendorfer, "Hole Traps and Trivalent silicon centers in Metal/Oxide/Silicon", J.Appl. Phys., vol. 55, pp. 3395-3499, 1984.
- [LER89] J.L. Leray, "Contribution à l'étude des phénomènes induits par les rayonnements ionisants dans les structures à effet de champ au silicium et à l'arséniure de gallium", Thèse de doctorat d'Etat es Sciences Physiques, n°3576, Université Paris 11, Orsay, France (Dec. 1989)
- [LER99] J.L. Leray, « Total Dose Effects : Modeling for Present and Future », IEEE NSREC Short Course Notes, 1999.

- [LUN72] I. Lundström and C. Svensson, « Tunneling to Traps in Insulators », J. Appl. Phys., Vol. 43, p. 5045, dec. 1972.
- [MA89] T.P. Ma and P.V. Dressendorfer, « Ionizing Radiation Effects in MOS Devices and Circuits », Wiley-Intersciences.
- [MAN83] S. Manzini and A. Modelli, « Tunneling Discharge of Trapped Holes in Silicon Dioxide », Insulating Films on Semiconductors, Elsevier Science Publishers, p. 112, 1983.
- [McL76] F.B. McLean, G.A. Ausman, Jr. H.E. Boesch, Jr. and J.M. Garrity, “Application of Stochastic Hopping Transport to Hole Conduction in Amorphous SiO₂”, J. Appl. Phys., Vol. 47, 4, p.1529, April 1976.
- [McL80] F. B. McLean, “A framework for understanding radiation-induced states in SiO₂ MOS structures”, IEEE Trans. Nucl. Sci., vol. 27, p. 1651–1657, Dec. 1980.
- [McW90] P. J. McWhorter, S.L. Miller and W.M. Miller, “Modeling the anneal of radiation induced trapped holes in a varying thermal environment”, IEEE trans. Nucl. Sci., vol. 37, p. 1682-1689
- [MIL] MIL-Std 883, Method 1019, DoD, USA and Web pages.
- [MRS91] B. J. Mrstik and R. W. Rendell, “Si–SiO interface state generation during X-ray irradiation and during post-irradiation exposure to a hydrogen ambient,” IEEE Trans. Nucl. Sci., vol. 38, pp. 1101–1110, Dec.1991.
- [NIC02] C.J. Nicklaw, Z-Y Lu, D.M. Fleetwood, R.D. Schrimpf and S.T. Pantelides, “The Structure, Properties, and Dynamics of Oxygen Vacancies in Amorphous SiO₂”
- [NIN76] T.H. Ning, « Capture Cross Section and Trap Concentration of Holes in Silicon Dioxide », J. Appl. Phys., Vol. 47, p. 1079, Mar. 1976.
- [NIN76a] T.H. Ning, « High-Field Capture of electrons by Coulomb-Attractive Centers in Silicon Dioxide », J. Appl. Phys., Vol. 47, p. 3203, Jul. 1976.
- [NOW92] R.N. Nowling, R.D. Schrimpf and W.E. Combs, “Trends in the Total-Dose Response of Modern Bipolar Transistors”, IEEE Trans. Nucl. Sci., NS-39, p. 2026, Dec. 1992
- [NOW93] R.N. Nowling, D.M. Fleetwood, R.D. Schrimpf, R.L. Pease and W.E. Combs “Hardness-Assurance and Testing Issues for Bipolar/BiCMOS” IEEE Trans. Nucl. Sci., NS-40, p.1686, Dec. 1993.

- [PAI02] P. Paillet, J. R. Shwank, M. R. Shaneyfelt, V. Ferlet-Cavrois, R. L. Jones and E. W. Blackmore, « Comparison of Charge yield in MOS Device for different radiation sources », IEEE Trans. Nucl. Sci., NS-49, p.2656, Dec. 2002.
- [PEA04] R. L. Pease, D. G. Platteter, G. W. Dunham, J. E. Seiler, H. J. Barnaby, R. D. Schrimpf, M. R. Shaneyfelt, M. C. Maher, and R. N. Nowlin, “Characterization of Enhanced Low Dose cumulée Rate Sensitivity (ELDRS) Effects Using Gated Lateral PNP Transistor Structures”, IEEE Trans. Nucl. Sci., Vol. 51, N° 6, Dec. 2004
- [POI81] Poindexter, E.H., et al., Interface States and Electron Spin Resonance Centers in Thermally Oxidized (1 11) and (100) Silicon Wafers. J. Appl. Phys., 1981. 52: p. 879.
- [RAS01] S. N. Rashkeev, D. M. Fleetwood, R. D. Schrimpf and S. T. Pantelides, “Defect Generation by Hydrogen at the Si-SiO₂ Interface”, Phys. Rev. Lett., Vol.87, N°16, oct. 2001
- [RAS04] S. N. Rashkeev, D. M. Fleetwood, Fellow, IEEE, R. D. Schrimpf, Fellow, IEEE, and S. T. Pantelides “Effects of Hydrogen Motion on Interface Trap Formation and annealing”, IEEE Trans. Nucl. Sci., Vol. 51, N° 6, Dec. 2004
- [REV80] A.G. Revesz, G.V. Gibbs, “Structural and Bond Flexibility of Vitreous SiO₂ Films”, The Physics of MOS Insulators, Eds G. Lucosky, S.T. Pantelides and F.L Galeneer, (New York: Pergammon)
- [SEO98] K. S. Seol, T. Futami, and Y. Ohki “Concentration of neutral oxygen vacancies in buried oxide formed by implantation of oxygen”, Journal of Applied Physics, American physics institute, Vol. 83, p. 2357-2360, Feb. 1998.
- [SAK89] N.S. Saks and D.B. Brown, « Interface Trap Formation via the Two-Stage H⁺ Process », IEEE Trans. Nucl. Sci., NS-36, p. 1848, Dec. 1989.
- [SCW84] J.R. Schwank, P.S. Winokur, P.J. McWhorter, F.W. Sexton, P.V. Dressendorfer and D.C. Turpin, “Physical Mechanisms Contributing to Device Rebound”, IEEE rans. Nucl. Sci., NS-31, 6, p1434, 1984
- [SHA91] M.R. Shaneyfelt, D.M. Fleetwood, J.R. Schwank and K.L. Hughes, « Charge Yield for Cobalt-60 and 10-keV X-Ray Irradiations », IEEE Trans. Nucl. Sci., NS-38, p. 1187, Dec. 1991.
- [SCH01] R. Schrimpf, “Physics and Hardness Assurance for Bipolar Technologies”, IEEE NSREC Short Course 2001.
- [SRO76] .R. Srour, S. Othmer, O.L. Curtis and K.Y. Chiu, “Radiation-induced charge transport and charge build-up at low temperature”, IEEE Trans. Nucl. Sci., NS-23, 6, 1513 (1977).

- [SRO77] J.R. Srour, S. Othmer, O.L. Curtis and K.Y. Chiu, "Ionizing radiation effects on silicon-on-sapphire devices and silicon dioxide films", Harry Diamond Laboratories report n° HDL-CR-77-090-1, Adelphi, MD, U.S.A. (1977).
- [SZE81] M. Sze, « Physics of Semiconductor Devices », Wiley-Interscience, Second Edition.
- [TAY82] D.M. Taylor and T.P.T Williams, « The Dynamics of Space-Charge Accumulation in Irradiated MOS Capacitors », J. Phys. D : Appl. Phys, 15(1982) 2483-2493.
- [TZO83] J.J. Tzou, J.Y.C. Sun and C.T. Sah, "Field Dependence of Two Large Hole Capture Cross Sections in Thermal Oxide on Silicon", J. Phys. D: Appl. Phys. Lett., 43(9), p.861, Nov. 1983.
- [VAN97] K. Vanheusden, W. L. Warren, R. A. B Devine, D. M. Fleetwood, J. R. Schank, M. R. Shaneyfelt, P. S. Winokur and Z. J. Lemnios, "Non-volatile Memory device based on mobile protons in SiO₂ thin film", Nature 356, p587-589, Apr. 1997
- [VAS94] V. Vasudevan and J. Vasi, "A Two-Dimensional Numerical Simulation of Oxide Charge Buildup in MOS Transistors Due to Radiation", IEEE Trans. Elec. Dev., Vol. 41, p. 383, Mar. 1994
- [WAR92] W. L. Warren, E. H. Poindexter, M. Offenber, W. Muller-Warmuth, "Paramagnetic Point Defects in Amorphous Silicon Dioxide and Amorphous Silicon Nitride Thin Films," J. Electrochem. Soc. vol. 139, no. 3, pp. 872-880, Mar. 1992.
- [WAR93] W.L. Warren, M.R. Shaneyfelt, J.R. Schwank, D.M. Fleetwood, P.S. Winokur, R.A.B Devine, W.P. Maszara, J.B. McKitterick, "Paramagnetic Defect Centers in BESOI and SIMOX Buried Oxides", IEEE Trans. Nucl. Sci, Vol40., p.1755, 1993
- [WIT97] S.C. Witczak, R. D. Scrimpf, D. M. Fleetwood, K. F. Galloway, R. C. Laco, D. C. Mayer, J. M. Puhl, R. L. Pease and J. S. Suehle, "Hardness Assurance Testing of Bipolar Junction Transistors at Elevated Irradiation Temperatures".

Annexe 1. Liste des symboles

| Symboles | Quantités | Valeurs | Unités |
|--------------------------------|--|--------------------|---------------------------------------|
| α | Coefficient de recombinaison directe | 10^{-11} | $\text{cm}^3 \cdot \text{s}^{-1}$ |
| α_{tunnel} | Facteur de fréquence de l'émission tunnel | | s^{-1} |
| a | Distance du saut d'un proton à l'interface | 0.3 | nm |
| A | Ordonnée pour $t = 1\text{s}$ expérimentale de Not/Not_0 en fonction de $\text{Ln}(t)$ | | |
| β_{tunnel} | Paramètre de calage de l'émission tunnel dépendant de la barrière de potentiel | | cm^{-1} |
| $C_{\text{ns}}, C_{\text{ps}}$ | Constantes de capture des électrons et des trous sur des états d'interface | | $\text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ |
| C_{ox} | Capacité surfacique de l'oxyde | | F/cm^2 |
| ΔD_{it} | Densité d'états d'interface énergétique | | $\text{eV}^{-1} \cdot \text{cm}^{-2}$ |
| ΔV_{FB} | Variation de potentiel de bandes plates liée aux charges | | V |
| ΔV_{it} | Décalage dû aux états d'interface | | V |
| ΔV_{ot} | Décalage dû à la charge d'oxyde piégée | | V |
| ΔV_{th} | Décalage de la tension de seuil | | V |
| $D_{\text{p,n, H}^+}$ | Coefficient de diffusion respectivement des trous, des électrons et des ions H^+ | | $\text{cm}^2 \cdot \text{s}^{-1}$ |
| $D_{\text{piège}}$ | Distance moyenne entre deux pièges consécutifs | | cm |
| ϵ_{ox} | Permittivité de l'oxyde | $3.9 * \epsilon_r$ | |
| E | Champ électrique | | V/cm |
| E' | Energie de la particule | | eV |
| E _{ap} | Energie du piège profond | | eV |
| E _{aH⁺} | Energie d'activation de la mobilité des ions H^+ | 0.15 | eV |
| E _c | Champ électrique critique de génération de charges | 0,65 | MV/cm |

| | | | |
|-----------------------|--|------------------------|--------------------------------|
| $E_{\text{latéral}}$ | Energie d'activation du transport latéral d'un proton le long de l'interface | 0.3 | eV |
| E_n | Taux d'émission des électrons piégés | | $\text{cm}^{-3}.\text{s}^{-1}$ |
| $E_{\text{oxyde-Si}}$ | Energie d'activation du transport d'un proton pour traverser l'interface depuis l'oxyde vers le silicium | 0.9 | eV |
| E_p | Taux d'émission des trous piégés | | $\text{cm}^{-3}.\text{s}^{-1}$ |
| E_{tunnel} | Taux d'émission tunnel | | $\text{cm}^{-3}.\text{s}^{-1}$ |
| f_n | Fréquence d'émission thermique des électrons | 10^{-4} | s^{-1} |
| f_p | Fréquence d'émission thermique des trous | | s^{-1} |
| F_T | Fonction de charges piégées du modèle analytique | | |
| g_0 | Coefficient de génération | 7.8×10^{14} | cm^{-3} |
| G_0 | Taux de génération sans recombinaison initiale | | $\text{cm}^{-3}.\text{s}^{-1}$ |
| G_{H^+} | Taux de génération des ions H^+ | | $\text{cm}^3.\text{s}^{-1}$ |
| G_n | Taux de génération des électrons | | $\text{cm}^3.\text{s}^{-1}$ |
| G_{Nit} | Taux de génération d'états d'interface | | $\text{cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$ |
| G_p | Taux de génération des trous | | $\text{cm}^3.\text{s}^{-1}$ |
| $[H^+]$ | Concentration d'ions H^+ | | cm^{-3} |
| J_{H^+} | Flux d'ions H^+ | | $\text{cm}^2.\text{s}^{-1}$ |
| J_n | Flux d'électrons | | $\text{cm}^2.\text{s}^{-1}$ |
| J_p | Flux de trous | | $\text{cm}^2.\text{s}^{-1}$ |
| J_{pt} | Flux de trous piégés émis par effet tunnel | | $\text{cm}^2.\text{s}^{-1}$ |
| k | Constante de boltzmann | 8.617×10^{-5} | eV/K |
| m | Puissance empirique de génération de charges | 0.9 | |
| m^* | Masse effective d'un trou dans l'oxyde | 3.6×10^{-31} | kg |

| | | | |
|--------------------|--|--------------------------|---------------------------------|
| n | Densité d'électrons | | cm^{-3} |
| N_{DH} | Densité de sites contenant de l'hydrogène | | cm^{-3} |
| n_i | Densité de charge intrinsèque du silicium | 10^{10} | cm^{-3} |
| N_{it} | Densité surfacique d'états d'interface | | cm^{-2} |
| N_{ot} | Densité surfacique de charges piégées | | cm^{-2} |
| n_{s1}, p_{s1} | Densités de charges piégées sur les états d'interface | | cm^{-2} |
| N_{SiH} | Densité à l'interface Si/SiO ₂ de liaison silicium passivée à l'hydrogène | 10^{14} | cm^{-2} |
| n_t | Densité d'électrons piégés | | cm^{-3} |
| N_{TN} | Densité de pièges à électrons | 10^{15} | cm^{-3} |
| N_{TP} | Densité de pièges à trous | | cm^{-3} |
| ψ | Fonction d'onde du trou piégé | | |
| ψ_s | Potentiel de surface du silicium | | V |
| Ψ_B | Barrière de potentiel du au dopage | | V |
| p | Densité de trous | | cm^{-3} |
| p_{dt} | Densité de trous piégés profondément | | cm^{-3} |
| p_s, n_s | Densités surfaciques de porteurs dans le Silicium | | cm^{-2} |
| p_t | Densité de trous piégés | | cm^{-3} |
| q | Charge élémentaire | $1.60218 \cdot 10^{-19}$ | C |
| Q_s | Quantité de charges à la surface du silicium | | C/cm^{-2} |
| ρ | masse volumique de la silice | 2270 | $\text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$ |
| r_0 | Pente expérimentale de N_{ot}/N_{ot0} en fonction de $\text{Ln}(t)$ | | |
| $R_s,$ | Taux de recombinaison SRH surfacique | | cm^{-2} |
| $R_{\text{piège}}$ | Rayon capture d'un piège | | cm |

| | | | |
|-----------------------|--|-----------------------|-----------------------------------|
| $\sigma_{D'H}$ | Section d'interaction d'un site hydrogéné | | cm ² |
| σ_{nr} | Section de capture d'un électron avec un trou piégé | | cm ² |
| σ_{pr} | Section de capture d'un trou avec un électron piégé | | cm ² |
| σ_{Nt} | Section de capture d'un électron par un piège | | cm ² |
| T | Température | | K |
| T _V | Taux de piégeage avec le V-Model | | cm ⁻³ .s ⁻¹ |
| T _J | Taux de piégeage avec le J-Model | | cm ⁻³ .s ⁻¹ |
| T _{piégeage} | Taux de piégeage | | cm ⁻³ .s ⁻¹ |
| τ_0 | Temps tunnel caractéristique | 6.6.10 ⁻¹⁴ | s |
| τ | Durée de vie d'un trou piégée avant émission tunnel | 6.6.10 ⁻¹⁴ | s |
| T _{ox} | Epaisseur de la couche d'oxyde | | cm |
| T _p | Taux de piégeage des trous | | cm ³ .s ⁻¹ |
| V | Potentiel auquel la particule est soumise | | V |
| V _g | Tension de grille | | V |
| V _{th} | Vitesse thermique à 293K | 4.1*10 ⁶ | cm/s |
| w | Energie moyenne de création d'une paire électron/trou dans la silice | 18 | eV |
| W _{ms} | Différence de sortie entre le silicium et le matériau de grille | | V |
| x | Distance à l'interface | | cm |
| Xd | Distribution spatiale des trous piégés | 12*10 ⁻⁷ | cm |
| Xm | Position du front tunnel | | cm |
| Y ₀ | Résidu à champ électrique nul de génération de charge | 0.21 | |

Annexe 2. Norme de test MIL et SCC

Norme MIL 1019

La norme MIL 1019 définit les procédures de test standard pour les irradiations à température ambiante ainsi que les irradiations à haute température. Elle vise à estimer l'état d'équilibre de la dégradation et n'est donc pas applicable aux irradiations pulsées. Le type de rayonnement autorisé pour les essais est uniquement des rayonnements gamma produit par une source au cobalt (^{60}Co). La procédure inclut un essai de recuit accéléré pour estimer la dégradation sous faible débit de dose.

Pour les composants sensibles aux effets de débit de dose, la norme prévoit différentes conditions d'irradiation en fonction du niveau de la dose cumulée. Les conditions pour les essais de ce type de composant sont résumées dans le Tableau 6.

| Conditions | Débit de dose (Gy[SiO ₂]/h) | Dose cumulée (Gy[SiO ₂]) | Température (°C) | Polarisation |
|------------|--|---|---------------------|--------------|
| D | $\leq \frac{Dose}{1000hrs}$ | >250 | 25°C | Pire cas |
| E | $18 \leq \dot{D} \leq 180$ | ≤ 500 | 100 | Pire cas |

Tableau 6. Conditions d'irradiation pour les composants sensibles aux effets de débit de dose prévues dans la norme MIL 1019.

La norme prévoit une séquence d'observation après l'irradiation qui est définie sur le Tableau 7.

| Température ambiante | Surdose cumulée | Guérison accélérée | Polarisation |
|--------------------------------------|--------------------|-------------------------------|--------------|
| Durée $< \frac{Dose}{\dot{D}_{max}}$ | 0.5xD (défaut) | 168h à 100°C (Condition D) | Pire cas |

Tableau 7. Principales conditions d'observation post-irradiation (guérison)

La période d'observation à la température ambiante permet la croissance d'une bonne partie des états d'interface « classiques » puisque la polarisation pire cas la favorise, mais bien sur pas celle des états d'interface latents. La 1019.6 prévoit la possibilité de laisser « guérir » le composant pour passer le

test électrique de fin d'irradiation, ce qui limite l'effet majorant du fort débit de dose dans les circuits non durcis CMOS.

Norme SCC

La Norme SCC 22900.4 est une norme qui a été développée par l'Agence Spatiale Européenne. La procédure d'essai en dose cumulée prévoit des alternances de caractérisations électriques et d'irradiation comme le montre la Figure 80. Les irradiations se font toujours à température constante. Le recuit à température ambiante de 24 heures suivant l'irradiation sont prévus pour le transport des ions H^+ qui est lent. Ce temps supplémentaire permet donc aux ions H^+ d'atteindre l'interface et de former des états d'interface. Les types de radiations peuvent être γ ou électron. Pour les problèmes de sensibilité au faible débit de dose, la norme prévoit seulement une fenêtre de débit de dose allant de 0,36 à 3,6Gy[SiO₂]/h.

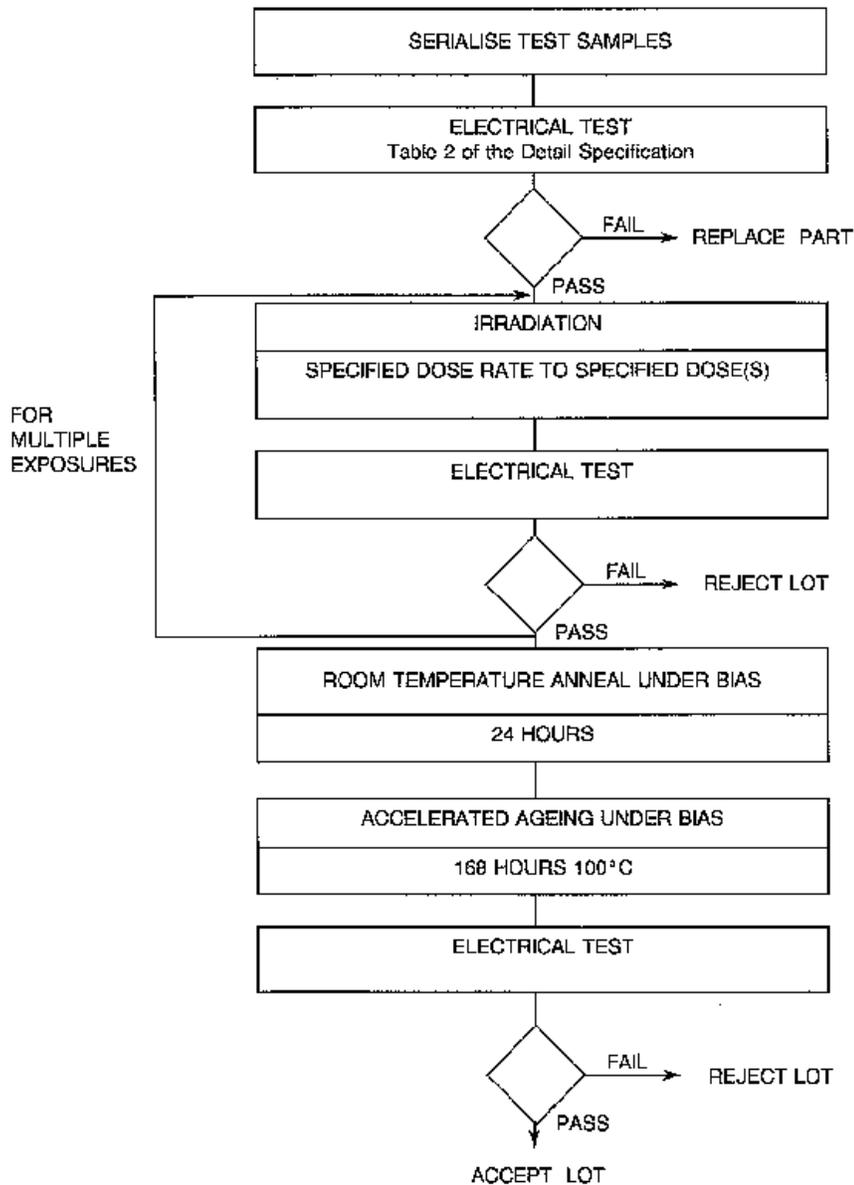


Figure 80. Flux d'évaluation en dose cumulée de la norme SCC 22900.4

La séquence 168h à 100°C sous polarisation pire cas, communément appelée « test de rebond », est identique dans les deux normes. Elle est définie pour constituer un pire cas de diminution de la charge nette, par guérison et compensation, tout en augmentant au maximum le nombre d'états d'interface, et ainsi révéler le plus possible les défaillances induites par les états d'interface.

Il est admis que le couple 168h/100°C permet généralement bien d'approcher la situation recherchée sauf dans le cas où les composants sont le siège d'une croissance d'états d'interface latents : c'est la raison majeure de la surdose cumulée de 50% spécifiée par la 1019.6 avant cette séquence,

surdose cumulée qui vise à créer des états d'interface « classiques » supplémentaires couvrant des éventuels états d'interface latents et un certain taux de guérison pendant les 168h à 100°C.

Annexe 3. Simulations multi-échelles

L'étude de la réponse en dose cumulée des transistors bipolaires a fait l'objet d'une collaboration avec l'Université de Vanderbilt (Nashville, TN). Les résultats expérimentaux ont été fournis par NAVSEA Crane.

Présentation du Transistor bipolaire latéral PNP à grille

Le transistor que nous avons étudié est un transistor PNP latéral intégré au LM124 car il présente une forte sensibilité à la dose cumulée. Ce composant a la particularité de posséder une grille au dessus de l'oxyde recouvrant la base. Cet oxyde a une épaisseur de $0.22\mu\text{m}$. La longueur de la base est de $12\mu\text{m}$, le dopage N est de 10^{15}cm^{-3} . Pour ce composant, l'émetteur et le collecteur sont tous les deux dopés P^+ (10^{18}cm^{-3}) car cela permet d'éviter des étapes de diffusion supplémentaires dans le procédé de fabrication. La Figure 81

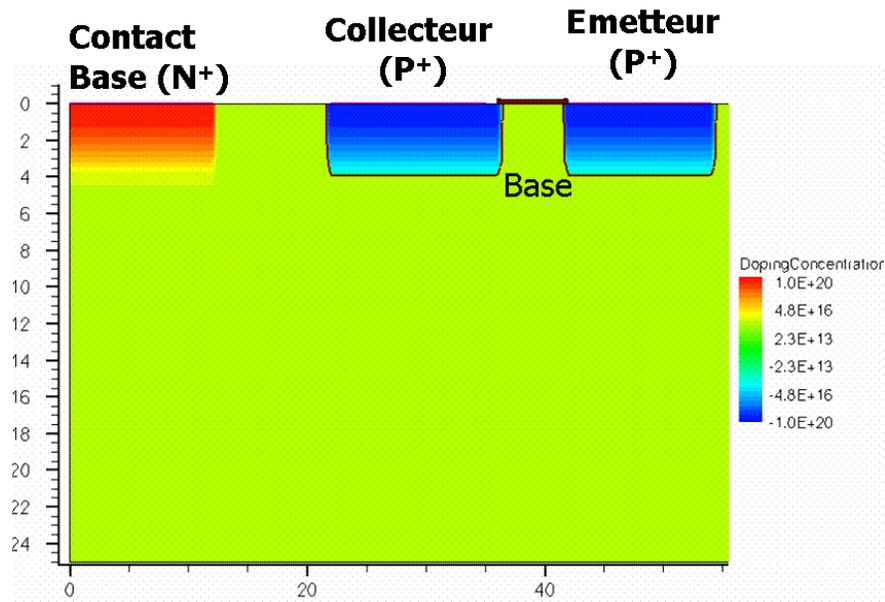


Figure 81. Structure et dopage du transistor PNP latéral à grille bipolaire simulé sur ISE TCAD.

La profondeur de la diffusion du dopant P dans l'émetteur et dans le collecteur est de $4.5\mu\text{m}$. En prenant l'hypothèse classique de 80% de diffusion latérale par rapport à la longueur de diffusion, la longueur de base active est de $4.8\mu\text{m}$.

Méthodes de caractérisation

La dégradation de ces transistors a été caractérisée par des méthodes électriques. La méthode classique est de mesurer les courants de base et du collecteur en fonction de la tension base/émetteur.

Les transistors bipolaires à grille permettent une autre caractérisation électrique, la caractéristique du courant de base en fonction de la tension de grille. Cette méthode permet de voir l'influence du potentiel de surface sur le courant de recombinaison de la base. Le pic de recombinaison est proportionnel à la densité d'états d'interface [BAL02]. Ces deux types de mesures ont été effectués.

Résultats

Cette étude concerne l'influence de la concentration en hydrogène dans les oxydes sur la tenue aux rayonnements des transistors bipolaires. Les résultats expérimentaux sont expliqués par des simulations multi-échelles. Pour étudier la concentration d'hydrogène moléculaire dans l'oxyde nous avons utilisé FLOODS (« Florida Oriented Object Process Simulator »). Le modèle physique que nous avons développé a servi à calculer la densité d'états d'interface en fonction de la concentration d'hydrogène. Le simulateur physique commercial ISE TCAD a été utilisé pour simuler le comportement électrique du transistor PNP en fonction de la densité d'états d'interface. Cette étude est une étude de faisabilité et n'est donc pas quantitative.

Résultats expérimentaux

Courbes de Gummel

Les transistors ont été exposés à des durées variables de recuit à température ambiante sous atmosphère de H_2 , le but étant de faire diffuser l'hydrogène moléculaire dans la structure et d'enrichir l'oxyde en hydrogène. Ces transistors ont été irradiés à une dose cumulée de $100Gy[SiO_2]$ et à un débit de $1440Gy[SiO_2]/h$. Le recuit, l'irradiation et les mesures électriques ont été enchaînés avec au plus, deux minutes entre chaque étape.

Comme vous pouvez le voir sur la Figure 82, le temps d'exposition à l'atmosphère de H_2 ne modifie pas les courants de collecteur et de base avant irradiation. Après irradiation, le collecteur reste largement insensible à l'irradiation, par contre le courant de base augmente drastiquement. Cette

augmentation est plus grande à faible tension base émetteur. Le temps d'exposition à l'hydrogène à une forte influence sur le courant de base après irradiation. L'augmentation du courant de base est d'autant plus importante que le temps d'exposition à l'atmosphère de H_2 est important.

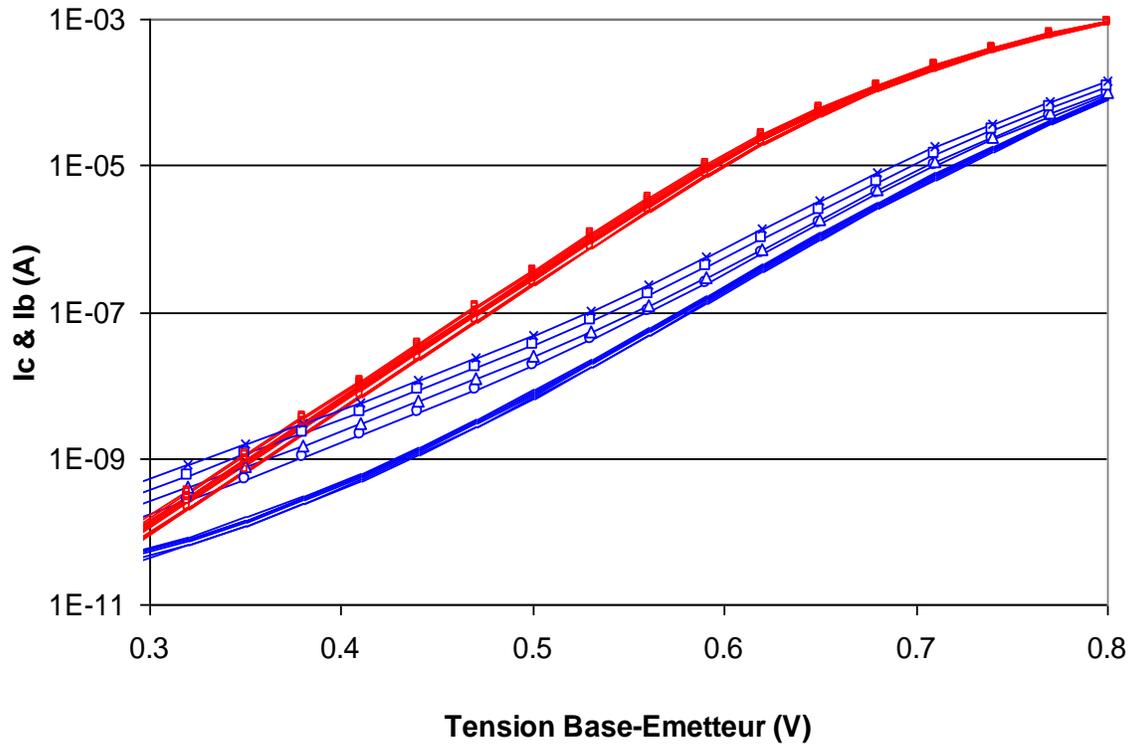


Figure 82. Courbes expérimentales du courant du collecté (Ic en rouge) et du courant de base (Ib en bleu) en fonction de la tension base émetteur avant (courbe continue) et après irradiation (courbes avec symbole) pour divers temps de recuit. Pour le courant de base, les cercles représentent un temps de recuit de 15min, les triangles pour 1h, les carrés pour 3h et les croix pour 43h.

Courant de recombinaison en fonction du potentiel de surface

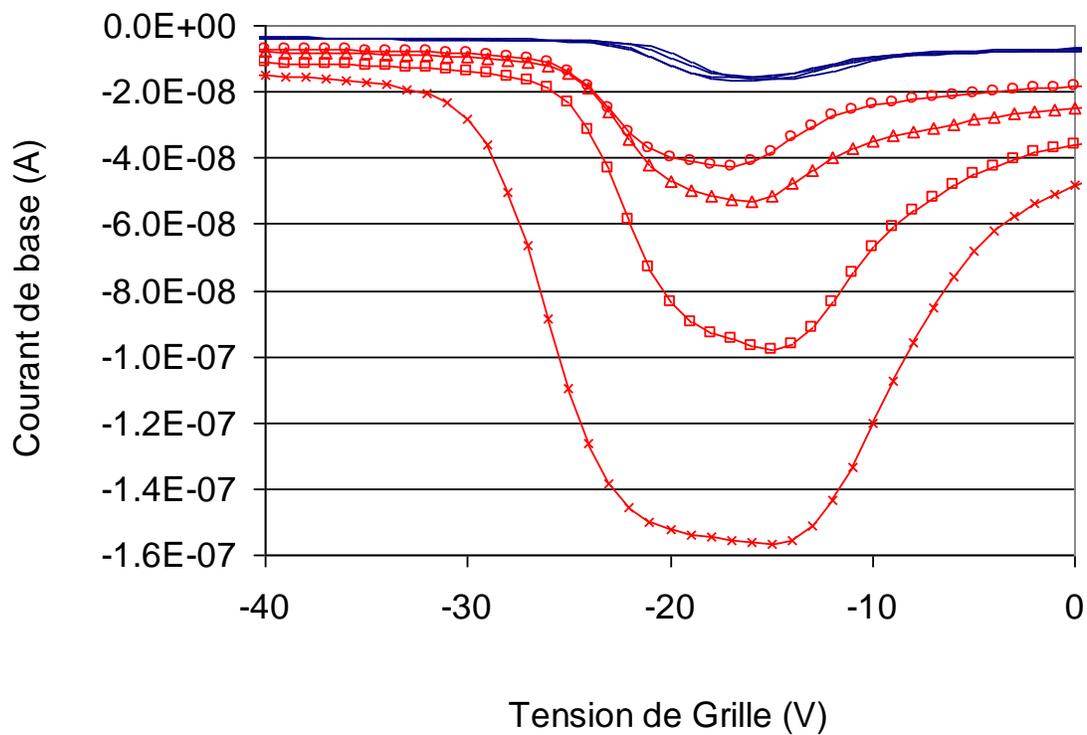


Figure 83. Courbes expérimentales du courant de base en fonction de la tension de grille appliquée. Les cercles représentent un temps d'exposition à H₂ de 15min, les triangles pour 1h, les carrés pour 3h et les croix pour 43h.

Le courant de recombinaison est une fonction très dépendante de la densité d'états d'interface. La probabilité de rencontre d'une charge libre avec une charge piégée de signe opposé augmente donc avec la densité d'états d'interface. Le pic est une fonction du champ électrique.

Comme nous l'avons vu sur les courbes de Gummel, l'exposition à une atmosphère de H₂ augmente très largement la dégradation due à l'irradiation. En effet, le courant de recombinaison qui est

une fonction de la densité d'états d'interface est maximum quand le temps d'exposition à H₂ avant irradiation est maximum.

L'exposition à une atmosphère de H₂ rend donc l'oxyde moins durci aux radiations. Comme le montre la Figure 84, l'effet est très significatif, car la dégradation sans exposition à H₂ est multipliée par un facteur 9,4 pour un temps d'exposition à H₂ de 46 heures. L'effet n'est pas linéaire, 86% de la dégradation maximale est obtenu pour un temps de 6 heures d'exposition. De 6 à 43 heures d'exposition, la dégradation sature avec une augmentation du pic de recombinaison de seulement 7%.

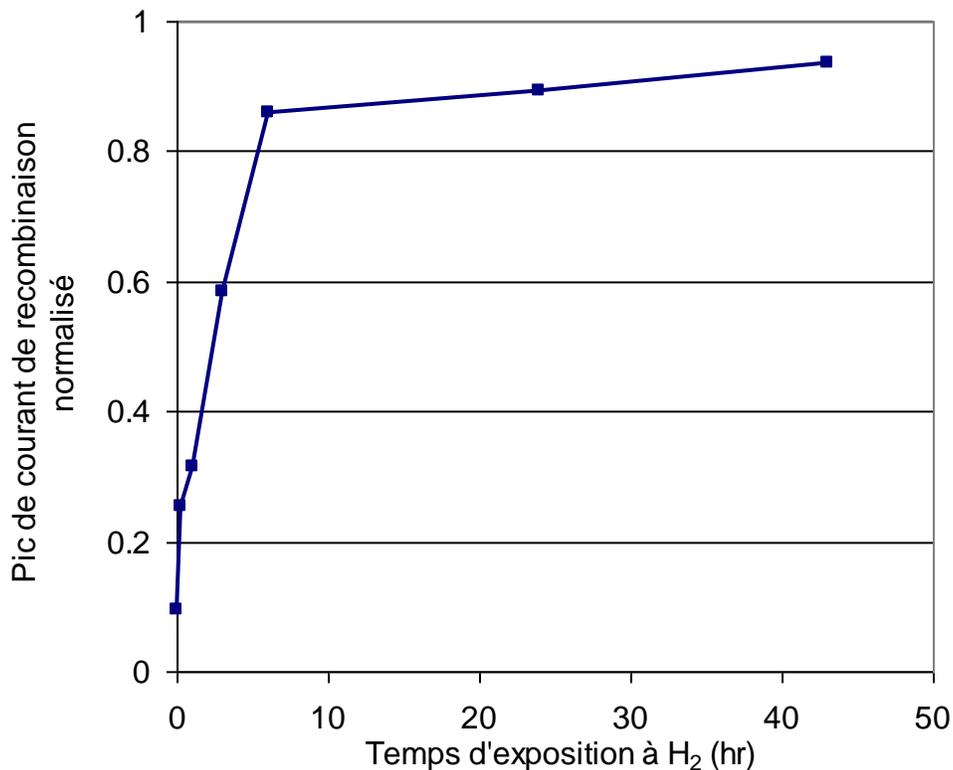


Figure 84. Pic de courant de base normalisé en fonction du temps d'exposition avant irradiation à une atmosphère de H₂.

Diffusion de H₂

Floods

Floods (« Florida oriented object device simulator ») est un code orienté objet permettant de faire des structures complexes en 2D ou 3D. Il permet de mailler les couches de passivation au dessus du silicium. La méthode de discrétisation en temps est la méthode TR-BDF. Des conditions aux limites de Dirichlet ou de Neumann peuvent être implémentées à chaque interface.

Structures, équation de transport et conditions aux limites

La structure est composée d'oxyde de grille et de passivation en SiO₂, de contact en aluminium et d'une couche de passivation en PSG (« phospho silica glass »). La structure simulée est illustrée sur la Figure 85 et montre bien que le problème de la diffusion de l'hydrogène dans la structure est un problème en deux dimensions.

Ces couches de passivation sont des couches épaisses avec des épaisseurs de l'ordre de 0,5µm. L'oxyde de grille a quant à lui une épaisseur de 0,22µm.

L'équation de transport résolue dans le temps est la seconde équation de Fick :

$$\frac{\partial H_2}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot \vec{J}_{H_2} = 0$$

Avec

H₂, la concentration d'hydrogène moléculaire (cm⁻³)

∇, l'opérateur divergence

Le flux de diffusion s'exprime de la façon suivante :

$$J_{H_2} = -D_{H_2} \cdot \text{grad}(H_2)$$

Avec

D_{H₂}, le coefficient de diffusion de H₂ dans le matériau considéré (cm⁻².s⁻¹)

Deux types de conditions aux limites ont été utilisés pour la simulation de la diffusion de l'hydrogène moléculaire dans la structure.

A l'interface PSG avec l'atmosphère de H₂, nous avons une condition de Dirichlet sur la concentration d'hydrogène moléculaire.

$$H_{2-PSG/ATMH_2} = \text{Const}$$

Pour les interfaces entre différents matériaux, nous avons appliqué une condition de Neumann sur les flux pour permettre la continuité des flux au travers de l'interface.

Nous avons à l'interface entre un matériau 1 et un matériau 2 :

$$J_{H_2/MAT1} = J_{H_2/MAT2}$$

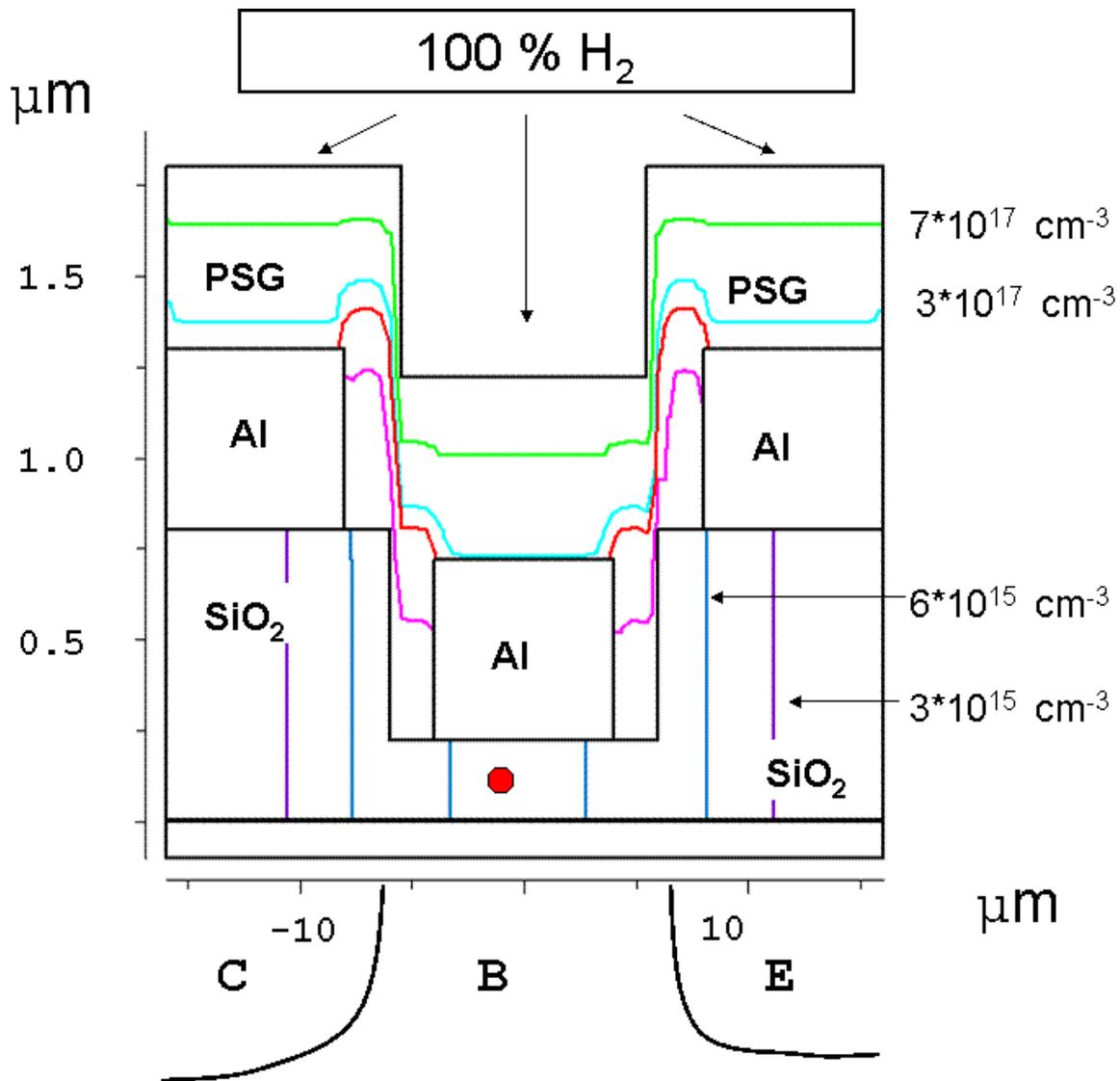


Figure 85. Structures du dispositif et contours pour différentes concentration de H₂

Les molécules de H₂ diffusent dans la structure préférentiellement dans les couches de PSG et de silice. L'hydrogène moléculaire diffuse peu au travers de l'aluminium car le coefficient de diffusion dans l'aluminium est très faible. En effet, la diffusion des molécules est difficile dans les grains cristallins de l'aluminium. Les molécules arrivent néanmoins à diffuser un peu dans l'aluminium le long des joints de grains. Le flux d'hydrogène moléculaire contourne donc la grille, la diffusion dans la structure est donc un problème en deux dimensions.

Comme le montre la Figure 86, la dépendance de la concentration d'hydrogène moléculaire en fonction du temps d'exposition correspond qualitativement bien au pic du courant de base indiqué sur la Figure 83.

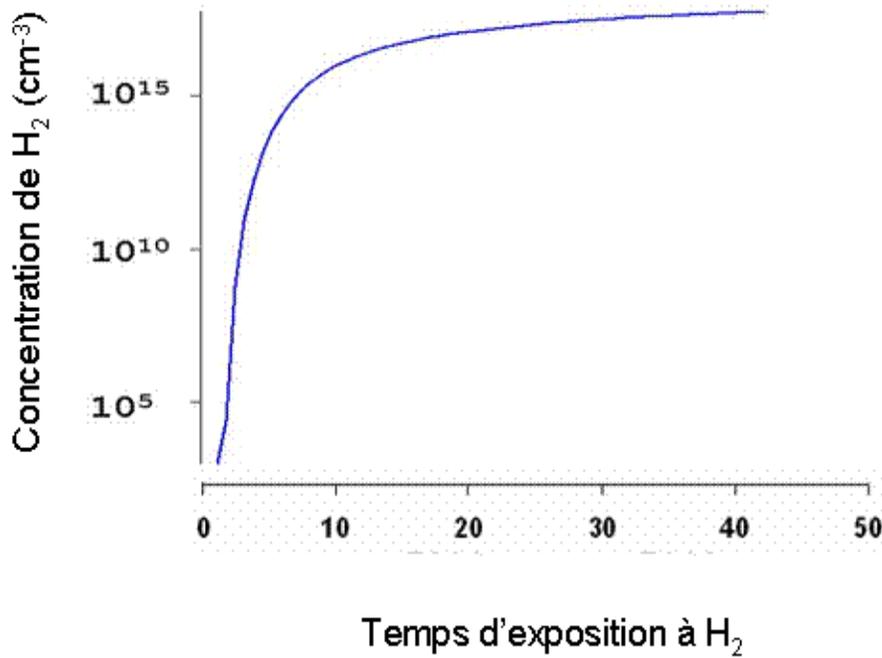


Figure 86. Concentration simulée avec Floods de H₂ dans l'oxyde de grille (point rouge indiquée sur la Figure 85) en fonction du temps d'exposition à l'atmosphère de H₂.

La concentration de H₂ croît très rapidement pour les premières heures d'exposition et sature pour de long temps d'exposition.

Résultats ISE TCAD

La simulation de l'effet des états d'interface au niveau fonctionnement électrique du bipolaire a été effectuée via le simulateur physique ISE TCAD (« Integrated Systems Engineering Technology computer Aided Design »). Ce simulateur numérique permet de rendre compte de l'effet des états d'interface grâce à l'implémentation de niveaux de pièges à l'interface Si/SiO₂.

Comme nous avons pu l'observer expérimentalement, le courant du collecteur reste largement inchangé par la présence d'états d'interface comme vous pouvez le constater sur la Figure 87. Au contraire le courant de base est très affecté par la présence de niveau dans la bande interdite du silicium à

l'interface. Enfin, l'augmentation du courant de base est plus importante pour les faibles tensions base émetteur.

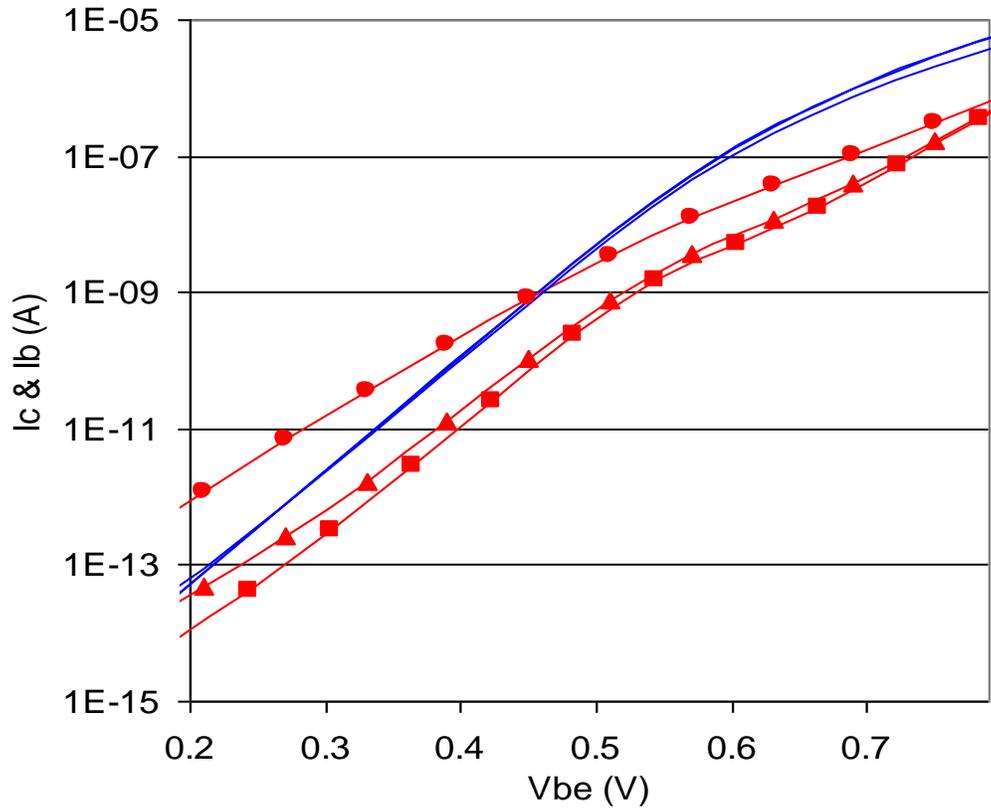


Figure 87. Courbes simulées avec ISE TCAD du courant du collecté (I_c en bleu) et du courant de base (I_b en rouge) en fonction de la tension base émetteur pour différentes densités d'états d'interface. Les carrés représentent le courant de base sans états d'interface ; les triangles, une densité de 10^{10} cm^{-2} ; les cercles, une densité de 10^{11} cm^{-2} .

Ces simulations permettent de retrouver le résultat classique d'une dégradation due à l'augmentation de la recombinaison SRH en surface. L'augmentation de la densité d'états d'interface augmente la vitesse de recombinaison comme illustré sur la Figure 88.

Le taux de recombinaison est maximum dans la région entre l'émetteur et la base. Cela s'explique par le fait que la jonction est polarisée en directe et que les densités de trous et d'électrons sont maximums.

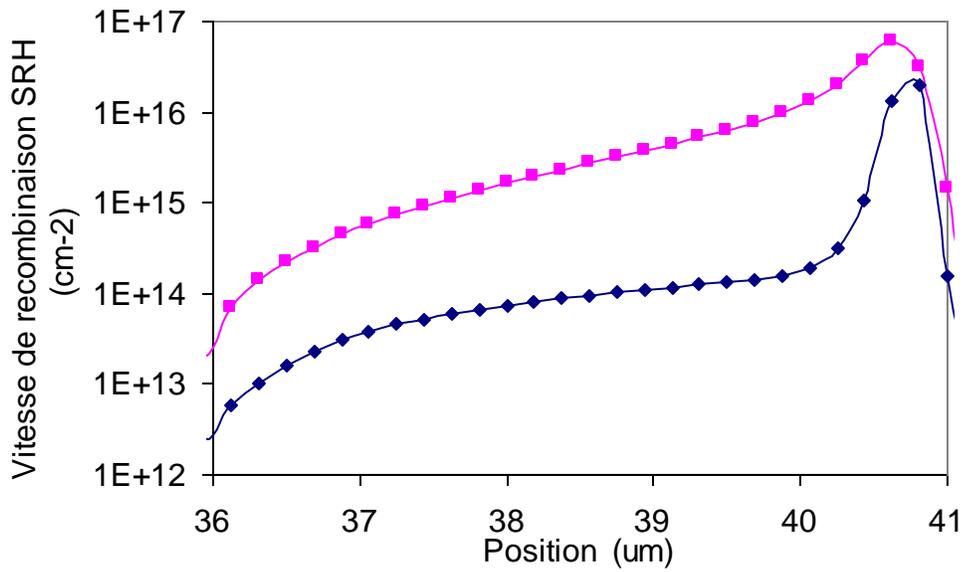


Figure 88. Vitesse de recombinaison SRH à l'interface Si/SiO₂ dans la base pour différentes valeurs de densité d'états d'interface. Les losanges représentent la vitesse de recombinaison pour une densité d'états d'interface nulle alors que les carrés représentent la vitesse pour une densité de 10^{11}cm^{-2} . La jonction base/collecteur se trouve à la position 36um et la jonction base/émetteur se trouve à la position 40,8um.

Les densités d'états d'interface et de charge d'oxyde produites par notre modèle peuvent donc être directement rentrées comme paramètres d'entrée dans le simulateur physique ISE TCAD.

Annexes 4. Liste des publications

Conférence de niveau international.

R. Durand, J-P David, A. Gauffier and E. Lorfèvre, « Modeling Temperature Effect of Thick Oxide ^{60}Co Induced Degradation Under Low Electric Field. Hardness Assurance Implications. » Radecs 2007

R. Durand, J-P David and E. Lorfèvre, “ Low Bias Dependence of ^{60}Co -induced Thick Oxide Degradation”, Radecs 2006

J-P David, F. Bezerra, R. Durand, « Experimental Review of Si Commercial Devices Damage Sensitivity », Radecs 2005

J-P David, R. Durand « Effet de Dose Cumulée : revue des mécanismes physiques et discussion des normes de test. », L'activité Composant du CNES, N°20, 3^{ème} trimestre

Modélisation des effets de dose dans les circuits intégrés en environnement spatial

La composante ionisante des rayonnements spatiaux s'appelle dose cumulée. Elle entraîne l'apparition d'une charge piégée dans les oxydes ainsi que des états d'interface. Ces quantités sont à l'origine des dégradations électriques observées dans les circuits.

Un modèle numérique des effets de dose dans la silice est développé. Il décrit la génération, le transport, le piégeage, les phénomènes de guérison ainsi que la génération des états d'interface tout en s'attachant à prendre à compte de manière assez fine l'effet du champ électrique et de la température.

Le calage de notre modèle avec des données expérimentales faites sur la gamme des débits de dose de laboratoire avec différentes températures et diverses conditions de polarisations a permis de caractériser les paramètres des différents mécanismes.

Sous faible champ électrique, certains composants présentent une sensibilité accrue au faible débit de dose. Notre modèle explique ce phénomène par l'inversion du champ électrique à fort débit de dose. Enfin, l'extrapolation au débit de dose spatial de notre modèle a permis de discuter la représentativité des normes de test en vigueur.

Mots clés : dose cumulée, oxyde épais, modélisation, circuits intégrés, environnement spatial, ELDRS, Assurance durcissement

Total ionizing dose effects of integrated circuits in space environment

Ionizing contribution of space radiation is total dose. It produces an oxide trapped charge and interface states. These densities is the origin of electrical degradations observed in circuits.

A numerical model of total dose effect in SiO₂ is developed. It describes generation, transport, trapping, anneal mechanisms and interface states build-up with a fine description of electric field and temperature effects.

The model fitting has been done with experimental data performed with laboratory extreme dose rates with various temperatures and bias conditions to characterize all mechanisms.

Under low electric field, some components exhibit a enhanced low dose rate sensitivity. Our model explains this phenomenon with an electric field inversion at high dose rate. Finally, extrapolation to space dose rate of our model is discussed with standard testing.

Key words : total ionizing dose, thick oxide, modeling, integrated circuits, space environment, ELDRS, hardness assurance