Université d'Aix Marseille

Ecole Doctorale 353 : Physique, Modélisation et Sciences pour l'Ingénieur

Philippe CHIQUET

Ingénieur ISEN

Mémoire de Thèse

ETUDE ET MODELISATION DES COURANTS TUNNEL. APPLICATION AUX MEMOIRES NON-VOLATILES

Composition du jury :

Gérard GHIBAUDO	Phelma - Grenoble INP	Rapporteur
Alain SYLVESTRE	Université Joseph Fourier	Rapporteur
Pascal MASSON	Université de Nice	Examinateur
Carole PLOSSU	INSA Lyon	Examinatrice
Arnaud REGNIER	ST Microelectronics Rousset	Examinateur
Frédéric LALANDE	Université d'Aix-Marseille	Directeur de thèse
Gilles MICOLAU	Université d'Avignon	Encadrant
Romain LAFFONT	Université d'Aix-Marseille	Encadrant

Année 2012-2013

Table des matières

1 Propriétés électriques de l'empilement semiconducteur-oxyde-semiconducteur 17
1.1 Introduction . . . 17
1.2 Modélisation de la capacité SOS . . . 19
1.2.1 Généralités . . . 20
1.2.2 Calcul des concentrations de porteurs de charges . . . 23
1.2.3 Résolution de l'équation de Poisson . . . 26
1.2.4 Calcul du courant tunnel . . . 27
1.3 Confrontation du modèle aux mesures de capacité SOS . . . 29
1.3.1 Structures de test . . . 29
1.3.2 Principe de la mesure quasi-statique de capacité . . . 30
1.3.3 Implémentation numérique du modèle de capacité . . . 31
1.3.4 Extraction des paramètres . . . 33
1.3.5 Validité du modèle de capacité . . . 35
1.4 Mesure et simulation du courant tunnel . . . 37
1.4.1 Mesures statiques . . . 37
1.4.2 Difficultés d'extraction des paramètres Fowler-Nordheim . . . 38
1.5 Phénomènes physiques avancés dans les capacités SOS . . . 40
1.5.1 Effets quantiques . . . 40
1.5.2 Effet des forts dopages . . . 42
1.5.3 Ionisation par impact . . . 45
1.6 Conclusion . . . 56

2 Etude des courants transitoires 59
2.1 Introduction . . . 59
2.2 Mesures dynamiques : principe et protocole expérimental . . . 59
2.2.1 Présentation du banc de mesure . . . 60
2.2.2 Réglages pour mesures non dégradantes . . . 60
2.2.3 Capacité des câbles . . . 61
2.3 Premières observations expérimentales . . . 62
2.4 Modélisation du courant transitoire . . . 65
2.4.1 Exemple de résultat de mesure dynamique de courant . . . 65
2.4.2 Modélisation des différents phénomènes physiques . . . 68
2.4.3 Comparaison entre le modèle et la mesure . . . 79
2.4.4 Détermination du diagramme de bande en régime quasi-statique . . . 82
2.5 Comparaison avec la littérature . . . 85
2.6 Cas des tensions de grille positives . . . 90
2.7 Premier modèle de multiplication des porteurs . . . 93

2.8 Conclusion 97

3 Influence de la dégradation de l'oxyde sur les caractéristiques électriques 99
3.1 Introduction 99
3.2 Charges piégées dans l'oxyde 100
3.2.1 Charges piégées dans le volume de l'oxyde 100
3.2.2 Etats d'interface 101
3.3 Mécanismes de dégradation de l'oxyde 103
3.3.1 Negative Bias Temperature Instability (NBTI) 103
3.3.2 Anode Hole Injection (AHI) 106
3.4 Effets de la dégradation de l'oxyde sur le courant mesuré 108
3.4.1 Méthode d'étude de la dégradation de l'oxyde 108
3.4.2 Identification des principaux mécanismes de dégradation 110
3.4.3 Caractérisation du mécanisme de dégradation NBTI à partir du courant de grille 111
3.4.4 Mesure non dégradante du courant de grille 113
3.5 Caractérisation des pièges dans l'oxyde 114
3.5.1 Mesure du courant tunnel pendant un CVS positif 115
3.5.2 Mesure de capacité quasi-statique et mesure des états d'interface 116
3.5.3 Mesure de capacité dynamique avant et après CVS positif 117
3.5.4 Nature locale de charge positive piégée 120
3.6 Conclusion 130

4 Application aux mémoires non-volatiles 133
4.1 Introduction 133
4.1.1 Cas des mémoires EEPROM 133
4.1.2 Opérations électriques réalisées sur la cellule EEPROM 135
4.1.3 Enjeux de la modélisation des dispositifs mémoire 137
4.2 Calcul du potentiel de grille flottante 139
4.2.1 Modèle électrique équivalent de la cellule EEPROM 139
4.2.2 Implémentation numérique du modèle 141
4.2.3 Capacités parasites et calibration du modèle 146
4.3 Résultats de la simulation 147
4.4 Validation du modèle 150
4.4.1 Mesure des tensions de seuil 150
4.4.2 Calibration et comparaison avec les mesures 150
4.5 Intérêt du modèle pour les mémoires non-volatiles et possibles applications 154
4.5.1 Apports du modèle 154
4.5.2 Application à l'exploitation des mesures de rétention sous polarisation . . . 155
4.6 Conclusion et perspectives 159

Bibliographie 172

A Annexes 173
A.1 Intégrales de Fermi-Dirac 173
A.2 Calcul de la position des niveaux de Fermi dans les électrodes 173
A.3 Résolution de l'équation de Poisson et calcul de la charge dans le semiconducteur . 175
A.4 Barrières de potentiel et coefficients de transmission 177

A.5 Extraction des paramètres de la capacité MOS (grille métal) 179
A.6 Etats d'interface 181

Remerciements

Les travaux présentés dans ce manuscrit ont été réalisés au sein de l'équipe "Mémoires" de l'Institut Matériaux Microélectronique Nanosciences de Provence (IM2NP). Je tiens à remercier chacun de ses membres pour avoir su me mettre à l'aise et m'avoir soutenu tout au long de ces trois années.

Je remercie en particulier mon directeur de thèse Frédéric Lalande, ainsi que mes encadrants Gilles Micolau et Romain Laffont, pour la confiance qu'il m'ont accordée en me recrutant pour travailler sur cette thématique de recherche. Leurs conseils et leur disponibilité auront été des atouts précieux au bon déroulement de cette thèse.

Je tiens également à exprimer ma gratitude à Pascal Masson pour le temps qu'il a consacré à ma thèse malgré la distance et son emploi du temps chargé, et pour m'avoir fait l'honneur de présider mon jury de thèse. De nombreuses interprétations de mesures n'auraient pas pu être réalisées sans sa participation.

Je tiens également à remercier Jérémy Postel-Pellerin pour ses conseils et pour l'aide qu'il a pu m'apporter, notamment en partageant avec moi son expérience dans le domaine des mémoires non-volatiles.

Je ne saurais évidemment pas oublier Jeanne Melkonian et Bernard Bouteille pour leur soutien, leur aide technique pour la mise en place des différents bancs de mesure, ainsi que pour avoir partagé leur bureau avec moi.

J'adresse également toute ma reconnaissance à Messieurs Gérard Ghibaudo et Alain Syl-

vestre pour l'intérêt porté à ce travail et pour avoir accepté de l'évaluer en tant que rapporteurs, ainsi qu'à Madame Carole Plossu et Monsieur Arnaud Regnier pour leur rôle d'examinateurs au sein du jury.

Un grand merci aux thésards et anciens thésards de l'IM2NP : Rita, Jérémy, Juvenal, Gary, Oswaldo, Abdel, Julien, Eddie, Mathieu, Olivier, Rémy, Ndiogou ainsi qu'à toutes les personnes que j'ai pu maladroitement oublier.

Notations

Constantes

Symbole	Signification	Unité
e	Charge électrique élémentaire	C
k	Constante de Boltzmann	$J.K^{-1}$
T	Température	K
ε_0	Permitivité du vide	$F.m^{-1}$
ε_{ox}	Constante diélectrique de l'oxyde	$F.m^{-1}$
ε_{sc}	Constante diélectrique du semiconducteur	$F.m^{-1}$
β_{PF}	Coefficient Poole-Frenkel	?
ϕ_{PF}	Profondeur des pièges Poole-Frenkel	eV
m_0	Masse de l'électron dans le vide	kg
m^*_{lh}	Masse effective des trous légers	kg
m^*_{hh}	Masse effective des trous lourds	kg
m^*_t	Masse effective transversale des électrons	kg
m^*_l	Masse effective longitudinale des électrons	kg
m^*_{bc}	Masse effective de conduction des électrons	kg
n_i	Concentation intrinsèque dans la bande de conduction	m^{-3}
N_C	Densité effective d'états dans la bande de conduction	m^{-3}
N_V	Densité effective d'états dans la bande de conduction	m^{-3}
E_C	Minimum de la bande de conduction	eV
E_D	Niveau d'énergie des dopants de type donneur	eV
E_A	Niveau d'énergie des dopants de type accepteur.	eV
E_V	Maximum de la bande de valence	eV
E_F	Position du niveau de Fermi.	eV
E_G	Largeur de la bande interdite	eV
ρ_{sc}	Densité volumique de charge dans le semiconducteur	$C.m^{-3}$
Φ_C	Position du quasi-niveau de Fermi	V
Φ_e	Barrière vue par les électrons à l'interface Si/SiO2	eV
Φ_h	Barrière vue par les trous à l'interface Si/SiO2	eV

Paramètres de la capacité MOS

Symbole	Signification	Unité
S	Surface de la capacité	m^{-2}
ψ	Potentiel dans le semiconducteur	V
ψ_{BG}	Potentiel de surface dans la grille arrière	V
ψ_{ox}	Potentiel de surface dans l'oxyde	V
ψ_G	Potentiel de surface dans la grille arrière	V
V_{OX}	Tension aux bornes de l'oxyde	V
t_{ox}	Epaisseur de l'oxyde tunnel	m
ξ_{ox}	Champ électrique dans l'oxyde	$V.m^{-1}$
ξ_{sc}	Champ électrique dans le semiconducteur	$V.m^{-1}$
ξ_{sc}^{g}	Champ électrique dans le semiconducteur à l'interface grille / oxyde	$V.m^{-1}$
ξ_{sc}^{bg}	Champ électrique dans le semiconducteur à l'interface grille arrière / oxyde	$V.m^{-1}$
V_{FB}	Tension de bandes plates de la capacité MOS	V
V_G	Tension de grille	V
C_{OX}	Capacité surfacique	$F.m^{-2}$
Q_{BG}	Charge surfacique dans la grille arrière	$C.m^{-2}$
Q_G	Charge surfacique dans la grille	$C.m^{-2}$
Q_{it}	Charge surfacique liée aux états d'interface	$C.m^{-2}$
Q_{ox}	Charge surfacique piégée dans l'oxyde	$C.m^{-2}$
N_D	Dopage de type donneur	m^{-3}
N_D^+	Dopants ionisés	m^{-3}
N_A	Dopage de type accepteur	m^{-3}
N_A^-	Dopants ionisés	m^{-3}
ŋ	Dopage de grille	m^{-3}
N_{BG}	Dopage de grille arrière	m^{-3}
ρ_{ox}	Densité volumique de charge dans l'oxyde	Cm^{-3}
Φ_{MS}	Tension métal-semiconducteur	V
x_{tun}	Distance tunnel parcourue	m
d_{tun}	Distance tunnel parcourue	m
C_G	Capacité de grille	m
C_{BG}	Capacité de grille arrière	m
g_n	Densité d'états dans la bande de conduction	$m^{-3}.eV^{-1}$
g_p	Densité d'états dans la bande de valence	$m^{-3}.eV^{-1}$
w_{ox}	Energie des électrons dans l'oxyde	eV
λ_{ox}	Libre parcours moyen des électrons dans l'oxyde	m
Q_{it}	Charge surfacique dans le volume de l'oxyde	$C.m^{-2}$
Q_f	Charge surfacique à l'interface de l'oxyde	$C.m^{-2}$
Q_{ox}	Charge surfacique totale dans l'oxyde	$C.m^{-2}$
Q_{ox}	Charge surfacique totale dans l'oxyde	$C.m^{-2}$
V_G^{ii}	Tension de seuil pour l'ionisation par impact	V

Mesures dynamiques

Symbole	Signification	Unité
V_g^{pl}	Tension de plateau	V
t_r	Temps de montée du pulse	s
t_f	Temps de descente du pulse	s
t_{pl}	Temps de plateau du pulse	s
t_{eq}	Temps de mise à l'équilibre après la fin de la rampe	s

Courants et coefficients de transmission

Symbole	Signification	Unité
T_{BBT}	Coefficient de transmission pour le courant tunnel bande-à-bande	
T_{TUN}	Coefficient de transmission pour le courant tunnel	
I_{BBT}	Courant tunnel bande-à-bande	A
I_{TUN}	Courant tunnel à travers l'oxyde	A
J_{TUN}	Densité de courant tunnel à travers l'oxyde	$A.m^{-2}$
I_{SCL}	Courant de modulation de la zone de charge d'espace	A
I_{SUB}	Courant de fuite des trous vers le substrat	A
I_G	Courant de grille	A
I_{BG}	Courant de grille arrière	A
α_{ii}	Nombre de paires électron-trou créés par un électron	

Cellule EEPROM

Symbole	Signification	Unité
L_{TUN}	Longueur de la capacité tunnel	m
L_D	Longueur de la capacité de drain	m
L_S	Longueur de la capacité de source	m
L_{CAN}	Longueur de la capacité de canal	m
L_{wing}	Longueur des wings	m
V_T	Tension de seuil du transistor à grille flottante	V
V_{T0}	Tension de seuil du transistor à grille après effacement UV	V
Q_{FG}	Charge stockée dans la grille flottante	C
C_{ONO}	Capacité ONO	F
g_m	Transconductance du transistor à grille	F
V_T^{erase}	Tension de seuil de l'opération d'effacement	V
V_T^{write}	Tension de seuil de l'opération d'écriture	V
V_{GC}^{erase}	Amplitude du signal d'effacement	V
V_D^{write}	Amplitude du signal d'écriture	V
t_{pl}^{erase}	Temps de plateau du pulse d'effacement	s
t_{pl}^{write}	Temps de plateau du pulse d'écriture	s
t_r^{erase}	Temps de montée du pulse d'effacement	s
t_r^{write}	Temps de montée du pulse d'écriture	s
V_{SEL}	Tension appliquée sur le drain du transistor de sélection	V
$C_B^{'}$	Capacité parasite	F
V_{FG}	Tension de grille flottante	V
V_{GC}	Tension de grille de contrôle	V
V_D	Tension de drain	V
V_B	Tension de bulk	V
V_S	Tension de source	V

Introduction générale

Depuis une trentaine d'années, l'industrie de la microélectronique a connu un essort considérable lié au développement de secteurs d'activité tels que la téléphonie mobile, l'informatique ou encore l'automobile. La diffusion à un large public des produits basés sur l'utilisation des composants issus de la microélectronique nécessite la coopération des principaux acteurs du domaine afin de répondre à des défis technologiques sans cesse renouvelés. La compétitivité de ces produits passe par une diminution des coûts et une augmentation de leurs performances, qui nécessitent l'emploi de nouveau matériaux et architectures ainsi qu'une miniaturisation des composants utilisés.
Parmis toutes les familles de composants existants, les mémoires non-volatiles à grille flottante assurent la plus grande partie de la capacité de stockage de l'information dans les circuits intégrés. Ce travail de thèse, réalisé au sein de l'équipe "Mémoires" de l'Institut Matériaux Microélectronique Nanosciences de Provence (IM2NP) dans le cadre d'un contrat doctoral financé par le Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche, s'inscrit dans une démarche d'optimisation et d'amélioration de la compréhension du fonctionnement de ces dispositifs.
Les performances de ce type de mémoire dépendent fortement de leur oxyde tunnel dont la fonction est à la fois de laisser passer et de retenir la charge électrique constituant l'information. L'étude des mémoires non-volatiles à grille flottante passe alors par la caractérisation et la modélisation des propriétés électriques des structures semiconducteur-oxyde-semiconducteur (SOS) les constituant. Les résultats obtenus au cours de ce travail, dont le présent manuscrit se propose de rendre compte, seront ensuite ensuite utilisés pour décrire le comportement des dispositifs mémoire.

Le premier chapitre pose les bases de l'étude en rappelant diverses notions relatives à

la physique de la capacité semiconducteur-oxyde-semicondcteur. Le calcul des différentes grandeurs physiques significatives permettant la simulation du comportement capacitif de l'empilement SOS à l'équilibre thermodynamique sera développé, et une attention particulière sera apportée à la répartition de la tension de grille le long de la structure. Le calcul du courant tunnel traversant l'oxyde, qui est un des mécanismes essentiels liés au stockage de l'information dans les cellules mémoire, est également développé. Au vu des différences relativement importantes constatées entre mesures et simulations de courant tunnel et de capacité, les aspects théoriques d'effets physiques supplémentaires pouvant jouer un rôle au sein de la capacité SOS sont introduits. En particulier, une étude bibliographique montrera qu'au vu de l'épaisseur de l'oxyde et de la valeur des dopages des électrodes des capacités mises en jeu dans les dispositifs mémoire, celles-ci doivent être sujettes aux effets quantiques et de forts dopages, ainsi qu'à la multiplication des porteurs par ionisation par impact.

Le deuxième chapitre présente un protocole de mesure dynamique permettant d'acquérir en temps réel pendant l'application d'un pulse court de grille les courants prélevés sur les différents terminaux des capacités SOS testées. Les effets transitoires et stationnaires affectant leurs propriétés électriques, généralement masqués lors de mesures standards lentes et dégradantes pour l'oxyde, peuvent ainsi être observés. Une attention particulière est portée aux mécanismes de génération de porteurs minoritaires à l'origine du retour à un régime stationnaire des capacités. Les différents courants transitoires et stationnaires pourront être simulés en introduisant la notion de quasi-niveaux de Fermi nécessaire à la prise en compte du régime hors équilibre des capacités. La conformité des résultats obtenus sera alors vérifiée par comparaison avec la littérature.

Le troisième chapitre se concentre sur l'étude de la dégradation de l'oxyde tunnel affectant la capacité de rétention de l'information des dispositifs mémoire. Le cas le plus simple d'un stress à tension constante est alors considéré. Une fois les principaux mécanismes physiques de dégradation de l'oxyde identifiés, la comparaison des mesures dynamiques présentées au chapitre précédent effectuées avant et après stress des capacités tunnel permet d'obtenir des informations sur la nature et la localisation des charges piégées dans l'oxyde.

Le quatrième et dernier chapitre propose d'appliquer les résultats obtenus dans les chapitres précédents à la simulation du comportement des dispositifs mémoires de type EEPROM. Un modèle numérique permettant de calculer la variation de la fenêtre de programmation d'une cellule EEPROM en fonction des signaux appliqués aux différents terminaux du dipsositif est développé. Les particularités géométriques des cellules liées à leur procédé de fabrication seront identifiées et prises en compte afin de pouvoir calibrer le modèle sur les mesures de tensions de seuil réalisées sur les dispositifs mis à notre disposition par le personnel de ST Microelectronics Rousset. Divers intérêts et applications découlant de l'utilisation de ce modèle numérique, qui permet une simulation très peu coûteuse en temps du comportement d'une cellule EEPROM, seront présentés.

Ce manuscrit s'achève par une conclusion résumant l'apport du travail effectué au cours de ces trois années de thèse. Diverses perspectives de recherche y sont developpées dans le but d'identifier les prochaines étapes à franchir en termes de mesure et de modélisation pour améliorer la compréhension des mécanismes physiques observés et leur possible effet sur le fonctionnement des mémoires non-volatiles à grille flottante.

Chapitre 1

Propriétés électriques de l'empilement semiconducteur-oxyde-semiconducteur

1.1 Introduction

Les mémoires non-volatiles à grille flottante sont des dispositifs à base de semiconducteur permettant le stockage d'une information sous la forme d'une charge électrique dans la grille flottante d'un transistor. Ce transistor à grille flottante, encore appelé transistor d'état, est un transistor MOS standard auquel a été rajoutée une seconde grille séparée de la première par un oxyde multicouche (figure 1.1).

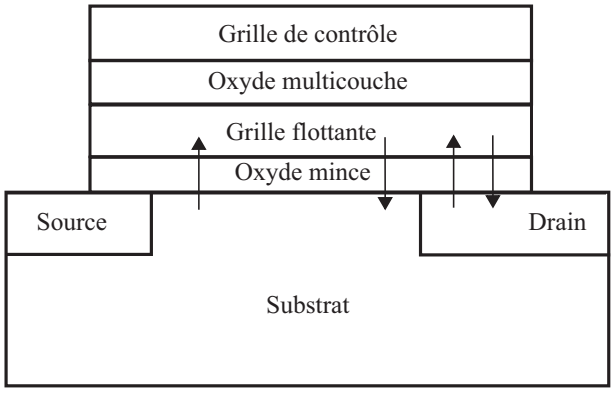


FIGURE 1.1 – Réprésentation schématique simplifiée d'un transistor à grille flottante.

Un des mécanismes communs aux différentes variantes de cette famille de dispositifs (EEPROM, Flash, ...) consiste à injecter ou à retirer des électrons de cette grille flottante par

effet tunnel au travers d'un oxyde mince. Pour y parvenir, des signaux de programmation d'amplitude positive sont appliqués sur la grille de contrôle ou le drain du transistor. Le potentiel de grille flottante évolue alors en fonction des signaux appliqués sur les différents terminaux du dispositif par couplage capacitif jusqu'à ce qu'un champ électrique suffisant pour laisser passer les charges s'établisse dans l'oxyde mince [1] [2]. La variation de la charge de grille flottante se traduit par une variation de la tension de seuil du transistor par rapport à un état dit "vierge" caractérisé par une charge de grille flottante nulle. Il est alors possible, comme représenté à la figure 1.2, de distinguer deux états logiques associés à des tensions de seuil différentes [3] [4].

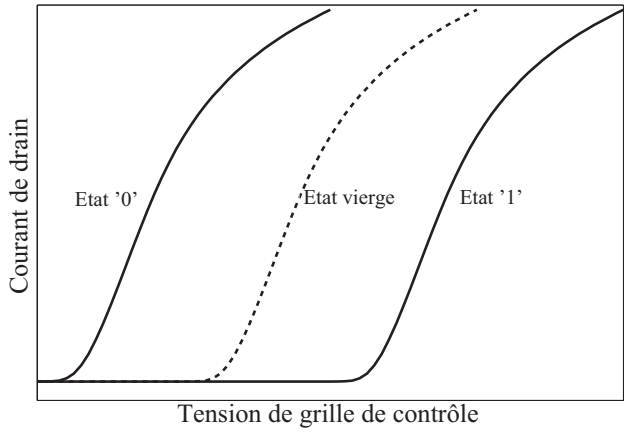


FIGURE 1.2 – Décalage de la tension de seuil du transistor d'état avec le chargement positif (état "0") ou négatif (état "1") de la grille flottante.

L'efficacité des opérations permettant la programmation de la cellule mémoire dépend fortement des propriétés de l'oxyde mince. Cet oxyde "tunnel" joue un rôle dual au sein de ces dispositifs en permettant aussi bien le passage de la charge que sa rétention en l'absence de signaux électriques, donnant à la mémoire son caractère non-volatile. Sa dégradation au fil des opérations de programmation, provoquée par le piégeage de charges dans son volume et à ses interfaces [5] [6] [7], modifie ses propriétés électriques. La fenêtre de programmation, définie comme la différences entre les tensions de seuil de l'état haut et de l'état bas, s'en trouve changée [8] [9] [10] et la retention de la charge dans la grille flottante amoindrie [11] [12].

Un des intérêts de la modélisation des mémoires non-volatiles à grille flottante réside dans l'étude et la prise en compte des particularités physiques et géométriques de ces dispositifs ayant un effet sur leur fonctionnement. Il a par exemple été montré que les propriétés du drain du transistor peuvent affecter de manière non négligeable l'injection de la charge au travers de l'oxyde et donc la valeur de la fenêtre de programmation [3] [13] [14] [15]. On sait aussi que la diminution des dimensions des cellules mémoire provoque l'augmentation des valeurs de capacités parasites agissant sur le couplage capacitif existant entre les signaux de programmation et le potentiel de grille flottante [3]. Il est également possible d'espérer appliquer ces modèles à l'optimisation des signaux de programmation permettant d'améliorer certaines propriétés des dispositifs tels que la rapidité de programmation, la consommation, ou la rétention après stress électrique [16] [17] [18].

Dans le cadre de ce travail, nous nous placerons dans le cas où les deux grilles sont semiconductrices (poly-silicium), et où le drain, la source et le substrat sont faits de silicium. L'isolant mince est constitué d'une couche d'oxyde de silicium (SiO_2), tandis que l'isolant multicouche, qualifié d'empilement oxyde-nitrure-oxyde (ONO), résulte de la superposition de deux couches de SiO_2 entrecoupées d'une couche de Si_3N_4. L'étude des propriétés électriques des mémoires non-volatiles passera donc par la modélisation des capacités semiconducteur-oxyde-semiconducteur (SOS) formant la zone d'injection de charge des dispositifs.

Dans ce chapitre, les principales propriétés des capacités SOS et du courant tunnel les traversant seront rappelées. Face aux difficultés rencontrées dans l'interprétation des mesures de capacité et de courant à partir des modèles développés, des mécanismes physiques supplémetaires à intégrer dans ces derniers seront envisagés.

1.2 Modélisation de la capacité SOS

Cette partie regroupe les principales notions permettant la simulation du comportement capacitif de l'empilement semiconducteur/oxyde/semiconducteur ainsi que du courant tunnel le traversant. Les différentes équations sont établies dans l'hypothèse de l'équilibre thermodynamique et pour des capacités vierges dont l'oxyde est sans défauts et ne contient pas de charges électriques piégées.

1.2.1 Généralités

Le diagramme de bandes d'une capacité SOS est représenté en régime de bandes plates à la figure 1.3. Ses électrodes semiconductrices sont formées par la grille en poly-silicium et le substrat en silicium, caractérisé par une permittivité diélectrique ε_{sc} et une largeur de bande interdite E_G égale à 1.12 eV à 300 K. Au vu du peu de données concernant les propriétés du poly-silicium [19], celui-ci sera assimilé dans cette étude à du silicium fortement dopé. L'isolant de la capacité est constitué d'une couche d'oxyde de silicium (SiO_2) d'épaisseur t_{ox}, de permittivité diélectrique ε_{ox} et de largeur de bande interdite proche de 9 eV. La différence entre les affinités électroniques χ du silicium et de son oxyde entraînent la formation de barrières de potentiel pour les électrons et les trous Φ_e et Φ_h, considérées identiques aux deux interfaces de l'isolant.

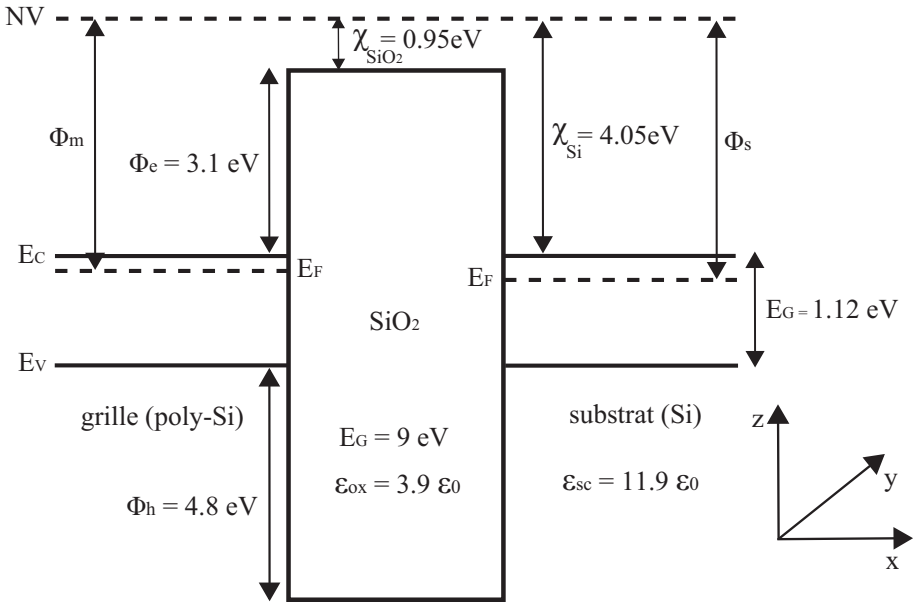


FIGURE 1.3 – Diagramme de bandes de la capacité SOS en régime de bandes plates.

La capacité totale de l'empilement semiconducteur-oxyde-semiconducteur, de valeur C, résulte de la mise en série des capacités d'oxyde, de grille et de substrat [20] de valeurs surfaciques C_{OX}, C_G et C_{BG}. Si S est la surface de la capacité, celle-ci peut s'exprimer de la manière suivante :

$$C = S\left(\frac{1}{C_G} + \frac{1}{C_{OX}} + \frac{1}{C_{BG}}\right)^{-1} \tag{1.1}$$

Dans le cadre de ce modèle électrique équivalent, représenté schématiquement à la figure 1.4, la tension de grille V_G appliquée aux bornes de la capacité SOS se répartit dans l'oxyde et les deux électrodes :

$$V_G = V_{FB} + V_{OX} + \psi_{BG} - \psi_G \tag{1.2}$$

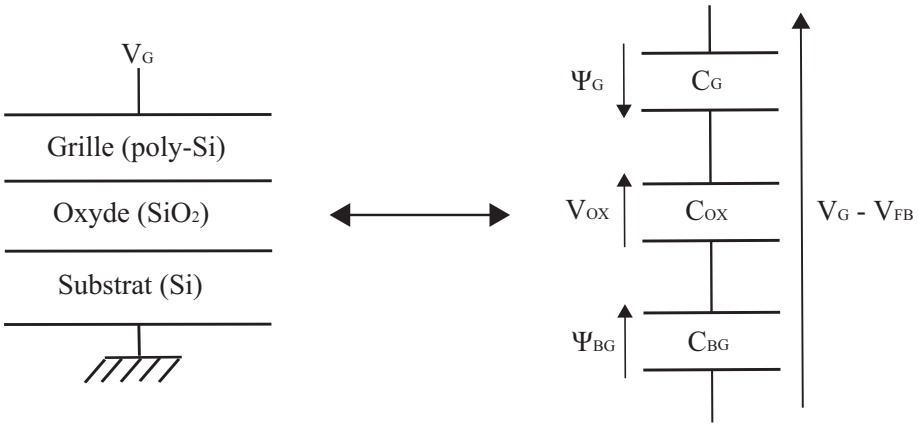


FIGURE 1.4 – Schéma électrique équivalent d'une capacité SOS.

Dans cette expression, V_{OX} représente la tension dans l'oxyde, ψ_{BG} et ψ_G les potentiels de surface dans le substrat et la grille respectivement. La tension de bandes plates V_{FB}, dans le cas d'une capacité idéale, est égale à la différence des travaux de sortie des électrons Φ_{MS} liée à la position du niveau de Fermi E_F dans chaque électrode :

$$V_{FB} = \frac{\Phi_{MS}}{e} = \frac{1}{e}(\Phi_m - \Phi_s) \tag{1.3}$$

La capacité devant être électriquement neutre dans son ensemble, les charges surfaciques côté grille Q_G et côté substrat Q_{BG} sont égales en valeur absolue et de signe opposé en

l'absence de charges piégées dans l'oxyde quelque soit la tension V_G appliquée :

$$Q_{BG} = -Q_G \tag{1.4}$$

La tension d'oxyde V_{OX} vaut alors :

$$V_{OX} = \frac{Q_G}{C_{OX}} = -\frac{Q_{BG}}{C_{OX}} \tag{1.5}$$

avec $C_{OX} = \varepsilon_{ox}/t_{ox}$. Contrairement à la capacité d'oxyde, les capacités surfaciques de grille et de substrat dépendent de la polarisation et sont définies par les relations [20] :

$$C_G = -\frac{dQ_G}{d\psi_G} \tag{1.6}$$

$$C_{BG} = -\frac{dQ_{BG}}{d\psi_{BG}} \tag{1.7}$$

La résolution du problème consistant à déterminer la répartition de la tension de grille dans la structure ainsi que la valeur de la capacité totale en fonction de la polarisation passe par le calcul des potentiels de surface. Ce dernier peut être réalisé en résolvant les équations couplées suivantes données par la combinaison des équations 1.2 et 1.5 :

$$V_G = V_{FB} + \frac{Q_G(\psi_G)}{C_{OX}} + \psi_{BG} - \psi_G \tag{1.8}$$

$$V_G = V_{FB} - \frac{Q_{BG}(\psi_{BG})}{C_{OX}} + \psi_{BG} - \psi_G \tag{1.9}$$

La détermination de la charge électrique dans la grille et le substrat de la capacité SOS nécessite la connaissance du champ électrique aux interfaces grille/oxyde et substrat/oxyde, calculé à partir de la résolution numérique de l'équation de Poisson. Cette dernière est issue de l'équation de Maxwell-Gauss liant le champ électrique $\overrightarrow{\xi_{sc}}$ et la densité volumique ρ_{sc} de charge dans le semiconducteur :

$$div(\overrightarrow{\xi_{sc}}) = \frac{\rho_{sc}(x,y,z)}{\varepsilon_{sc}} \tag{1.10}$$

Le champ électrique étant relié au potentiel ψ dans les électrodes par la relation $\overrightarrow{\xi_{sc}} = -\overrightarrow{grad}(\psi(x,y,z))$, on trouve alors l'équation de Poisson sous sa forme usuelle :

$$\Delta\psi = -\frac{\rho_{sc}(x,y,z)}{\varepsilon_{sc}} \tag{1.11}$$

On considèrera que les propriétés électriques sont invariantes de part et d'autre de l'oxyde suivant les directions y et z, c'est-à-dire que $\psi(x,y,z) = \psi(x)$ et $\rho_{sc}(x,y,z) = \rho_{sc}(x)$. L'équation se simplifie alors en :

$$\frac{d^2\psi}{dx^2} = -\frac{\rho_{sc}(x)}{\varepsilon_{sc}} \tag{1.12}$$

La densité volumique de charge $\rho_{sc}(x)$ s'exprime en fonction des concentrations d'électrons et de trous libres n et p et des concentrations de dopants ionisés N_D^+ et N_A^- :

$$\rho_{sc}(x) = e\left[N_d^+(x) - N_a^-(x) + p(x) - n(x)\right] \tag{1.13}$$

La résolution de l'équation de Poisson passe donc par le calcul de ces concentrations de porteurs en fonction du potentiel dans chaque électrode semiconductrice.

1.2.2 Calcul des concentrations de porteurs de charges

Porteurs libres

Les concentrations d'électrons libres (dans le bande de conduction) et de trous libres (dans la bande de valence) admettent pour expression générale [21] [22] :

$$n = \int_{E_C}^{\infty} 2g_n(E)f_n(E)dE = \int_{E_C}^{\infty} 2g_n(E)\frac{1}{1+\exp\left(\frac{E-E_F}{kT}\right)} \tag{1.14a}$$

$$p = \int_{-\infty}^{E_V} 2g_p(E)f_p(E)dE = \int_{-\infty}^{E_V} 2g_p(E)\left[1-\frac{1}{1+\exp\left(\frac{E-E_F}{kT}\right)}\right] \tag{1.14b}$$

où k et T sont la constante de Boltzmann et la température. Les densité d'états dans la bande de conduction et la bande de valence, notées respectivement $g_n(E)$ et $g_p(E)$, ont pour expression dans un problème à trois dimensions [21] :

$$g_n(E) = \frac{1}{2\pi^2}\left(\frac{2m_C^*}{\hbar^2}\right)^{3/2}\sqrt{E-E_C} \tag{1.15}$$

$$g_p(E) = \frac{1}{2\pi^2}\left(\frac{2m_V^*}{\hbar^2}\right)^{3/2}\sqrt{E_V-E} \tag{1.16}$$

où m_C^* et m_V^* sont les masse effectives de densité d'états pour les électrons et les trous. En introduisant les intégrales de Fermi-Dirac d'ordre j F_j (voir annexe A.1), on obtient les formules suivantes pour les concentrations de porteurs libres :

$$n = N_C F_{1/2}\left(\frac{E_F-E_C}{kT}\right) \tag{1.17a}$$

$$p = N_V F_{1/2}\left(\frac{E_V-E_F}{kT}\right) \tag{1.17b}$$

Dans ces expressions, N_C N_V représentent les densités équivalentes d'états dans les bandes de conduction et de valence définies par :

$$N_C = 2\left(\frac{2\pi m_C^* kT}{h^2}\right)^{3/2} \tag{1.18}$$

$$N_V = 2\left(\frac{2\pi m_V^* kT}{h^2}\right)^{3/2} \tag{1.19}$$

Dopants ionisés

Les propriétés électriques du silicium peuvent être modifiées en introduisant de manière volontaire dans son réseau cristallin des atomes dopants de type donneur ou accepteur. Lorsqu'ils se substituent à un atome de silicium du réseau, ces atomes forment des liaisons avec les atomes de silicium voisins. Ces impuretés ayant la particularité de posséder un nombre d'électrons sur leur dernière couche différent de celui du silicium, certaines liaisons chimiques restent incomplètes.

En prenant l'exemple de dopants de type donneur de la colonne V du tableau périodique des éléments (As, P ...), un des électrons de chaque atome dopant ne peut former de liaison avec le réseau. Dans le cadre d'un modèle analogue à celui du modèle de l'hydrogène où les dopants n'intéragissent pas entre eux [22], l'électron restant est alors délocalisé dans le réseau cristallin et reste sous l'effet de l'ion positif. Cette rupture d'ordre à long terme dans le réseau cristallin provoque l'introdution de niveaux d'énergie dans la bande interdite dont le plus profond (niveau fondamental) sera noté E_D, et on peut alors associer à l'électron restant une énergie d'ionisation de valeur $E_C - E_D$.

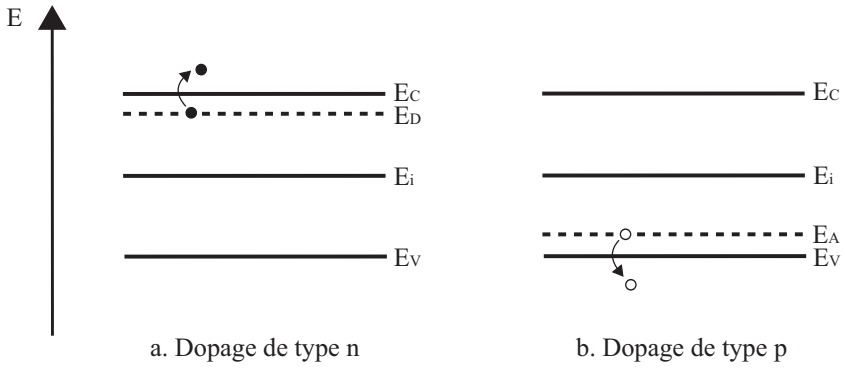


FIGURE 1.5 – Processus d'ionisation des dopants dans le cas a. d'un dopage de type n (donneurs). b. d'un dopage de type p (accepteurs).

Dans le cas de niveaux peu profonds où E_D est proche du niveau de la bande de conduction E_C, les atomes dopants peuvent alors être facilement ionisés à température ambiante et leur électron supplémetaire se retrouve dans la bande de conduction (figure 1.5). Les porteurs libérés lors de ce procédé étant des électrons, l'introduction de dopants donneurs est donc qualifiée traditionnellement de dopage de type n. Dans le cas d'un dopage de type p (do-

pants accepteurs), un raisonement similaire peut être tenu. Les impuretés capturent alors des électrons de la bande de valence (ou émettent des trous dans la bande de valence).
La fraction de dopants ionisés dépend principalement de la valeur de cette énergie d'ionisation et de la température. Si N_D et N_A représentent les concentrations en atomes dopants donneurs et accepteurs dans le semiconducteur, la proportion de dopants ionisés s'écrit [22] :

$$N_D^+ = \frac{N_D}{1 + 2\exp\left(\frac{E_F - E_D}{kT}\right)} \tag{1.20a}$$

$$N_A^- = \frac{N_A}{1 + 4\exp\left(\frac{E_A - E_F}{kT}\right)} \tag{1.20b}$$

Calcul de la position des niveaux de Fermi

Le calcul de ces différentes concentrations de porteurs dans la grille et le substrat dépend de la position des niveaux de Fermi. Celle-ci peut être déterminée en résolvant dans la partie neutre de chacune des électrodes l'équation de Poisson (voir annexe A.2).

1.2.3 Résolution de l'équation de Poisson

Une fois la dépendance en potentiel des concentrations de porteurs de charge établie, il est alors possible de résoudre l'équation de Poisson dans la grille et le substrat. L'application du théorème de Gauss dans le substrat permet de relier le champ électrique à l'interface substrat/oxyde à Q_{BG} par la relation :

$$\xi_{sc}(x=0) = -\frac{Q_{BG}}{\varepsilon_{sc}} = sgn(\psi_{BG})\sqrt{\frac{2e}{\varepsilon_{sc}}}\left[\int_0^{\psi_{BG}} \left(N_A^- - N_D^+ + n - p\right) d\psi\right]^{1/2} \tag{1.21}$$

Le calcul se déroule de manière identique dans la grille non métallique. Le détail de la méthode permettant d'obtenir l'expression du champ électrique $\xi_{sc}(x)$ dans les électrodes est développé en annexe A.3.

1.2.4 Calcul du courant tunnel

La mécanique quantique, au travers de la résolution de l'équation de Schrödinger, permet de prédire le passage de particules au travers d'une barrière de potentiel de largeur et de hauteur finies [23]. Dans le cas de la capacité SOS, cette probabilité non nulle de passage des électrons et des trous, appelée coefficient de transmission, donne naissance à divers phénomènes de conduction à travers l'oxyde. A fort champ électrique, le plus important d'entre eux est le courant tunnel d'électrons passant de la bande de conduction de la cathode à celle de l'anode [24]. En prenant le bas de la bande de conduction à l'interface Si/SiO_2 côté cathode comme origine des énergies (voir figure 1.6), la densité du courant tunnel est donnée par la formule de Tsu-Esaki [25] :

$$J_{TUN} = \frac{4q\pi kTm^*_{si}}{h^3} \int_0^{\Phi_e} T_{TUN}\left(E_x\right) ln \left[\frac{1 + exp\left(-\dfrac{E_x - E_{Fc}}{kT}\right)}{1 + exp\left(-\dfrac{E_x - E_{Fa}}{kT}\right)} \right] dE_x \qquad (1.22)$$

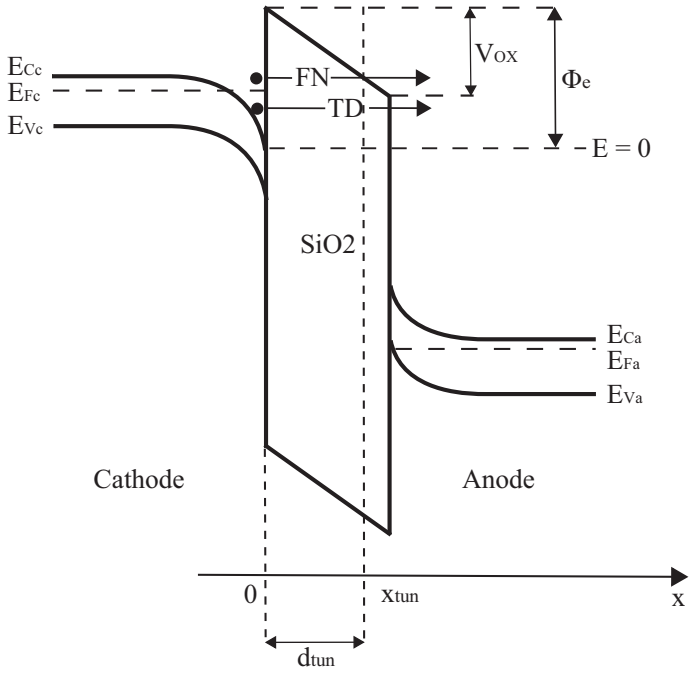


FIGURE 1.6 – Principaux modes de conduction électrique résultant du passage d'électrons au travers de l'oxyde par effet tunnel.

où E_x est l'énergie des électrons dans la direction perpendiculaire aux interfaces élec-

trode/oxyde, T_{TUN} le coefficient de transmission, m^*_{si} la masse effective des électrons dans le silicium, E_{Fc} et E_{Fa} la position des niveaux de Fermi dans la cathode et l'anode. En se référant au diagramme de bandes de la structure représenté à la figure 1.6 et en notant ψ_c et ψ_a les potentiels de surface de la cathode et de l'anode, on peut écrire :

$$E_x - E_{Fc} = E_x - e\psi_c - kT\eta_c \tag{1.23}$$

$$E_x - E_{Fa} = E_x + e|V_{OX}| - e\psi_a - kT\eta_a \tag{1.24}$$

Dans cette expression, les quantités η_c et η_a sont définies à l'aide de la relation :

$$\eta_{c,a} = \frac{E_{Fc,a} - E_{Cc,a}(x = \infty)}{kT} \tag{1.25}$$

où la mention $(x = \infty)$ désigne la partie électriquement neutre de chacune des électrodes. Dans le cas où la tension d'oxyde V_{OX} est suffisamment importante, la condition $E_x - E_{Fa} >> kT$ est vérifiée et l'expression de la densité de courant tunnel peut se simplifier en une forme que l'on rencontre fréquemment dans la littérature [26] :

$$J_{TUN} \approx \frac{4q\pi kTm^*_{si}}{h^3} \int_0^{\Phi_e} T_{TUN}(E_x)\, ln\left[1 + exp\left(-\frac{E_x - E_{Fc}}{kT}\right)\right] dE_x \tag{1.26}$$

Le coefficient de transmission des électrons T_{TUN} peut être calculé par différentes méthodes présentées en annexe A.4. Parmis elles, l'approximation Brillouin-Kramers-Wentzel (WKB) a été retenue pour plusieurs raisons. Cette méthode de calcul est plus simple à implémenter numériquement et ne consomme que peu de temps de calcul par rapport aux autres méthodes présentées. De plus, c'est la seule permettant d'obtenir un coefficient n'oscillant pas en fonction de l'énergie ou de la tension d'oxyde, et donc une caractéristique I-V simulée non oscillante. Les oscillations de courant n'auront jamais pu être mises en évidence expérimentalement au cours de ce travail, et leur introduction en simulation n'était donc pas souhaitable. Elles sont généralement observables pour des oxydes plus minces pour les-

quels le régime ballistique des électrons tunnel devient observable [27]. Dans le cadre de l'approximation WKB et en considérant que les électrons participant à la conduction tunnel traversent la barrière à partir de l'interface cathode/oxyde, T_{TUN} ne dépend plus que de la forme du potentiel dans l'oxyde E_{Cox} et vaut alors :

$$T_{TUN}(E_x) \approx exp\left(-\frac{2}{\hbar}\int_0^{x_{tun}} \sqrt{2m_{ox}^*\left(E_{Cox}(x) - E_x\right)}dx\right) \tag{1.27}$$

Dans cette expression, m_{ox}^* et x_{tun} représentent la masse effective des électrons dans l'oxyde ($m_{ox}^* = 0.42\ m_0$ [28] [29]) et le point d'entrée des électrons dans la bande de conduction de l'oxyde. On peut alors distinguer à la figure 1.6 les régimes de conduction Fowler-Nordheim (FN) et tunnel direct (TD) suivant la forme de la barrière vue par les électrons tunnel. Lorsque la barrière est trapezoïdale, la distance tunnel d_{tun} parcourue par les électrons qui n'atteignent jamais la bande de conduction de l'oxyde est l'épaisseur d'oxyde ($x_{tun} = t_{ox}$).

1.3 Confrontation du modèle aux mesures de capacité SOS

Les modèles décrits dans le paragraphe précédent doivent ensuite être confrontés à des mesures électriques afin de vérifier leur validité. Après une brève présentation des structures de test, le principe des mesures de capacité sera exposé. Une fois son implémentation numérique détaillée, le modèle de capacité sera calibré et superposé à des mesures effectuées sur ces structures afin de réaliser l'extraction des paramètres utiles au calcul du courant tunnel.

1.3.1 Structures de test

Les différentes mesures électriques sont effectuées sur des capacités de grande surface ($S = 100000\ \mu m^2$ et $150000\ \mu m^2$) représentatives de la zone d'injection des transistors à grille flottante aussi bien en termes d'épaisseur et de qualité de l'oxyde que de valeurs du dopage dans les électrodes. Les capacités testées peuvent alors être rangées en deux catégories principales selon le type de dopage dans le substrat.

Les capacités de type n, représentées schématiquement à la figure 1.7, comportent trois électrodes. Dans cette configuration précise, l'appellation "substrat" sera réservée au silicium

de type p entourant l'empilement SOS et l'électrode en regard de la grille sera renommée "grille arrière". Dans le cas des capacités de type p, qui ne possèdent que deux contacts, cette distinction n'est pas nécessaire du fait de l'absence de grille arrière de type n.

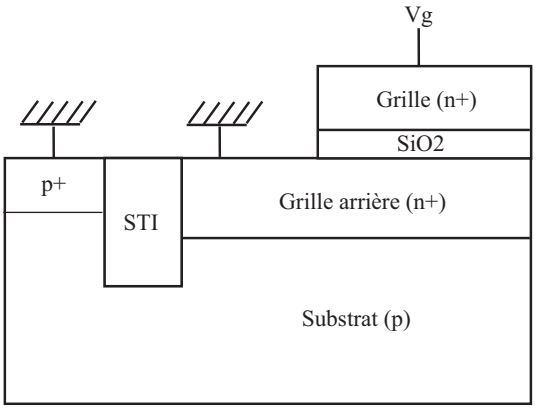


FIGURE 1.7 – Représentation schématique d'une capacité de type n à trois électrodes (grille en poly-silicium dopé n^+, grille arrière en silicium dopé n et substrat en silicium dopé p).

1.3.2 Principe de la mesure quasi-statique de capacité

Lors d'une mesure quasi-statique de capacité, le signal appliqué à la grille du dispositif est une succession de rampes et de plateaux de tension [30]. Le principe de mesure, illustré à la figure 1.8, repose sur la mesure d'un courant de déplacement I_{DEP} proportionnel à la capacité de l'empilement SOS durant une rampe de tension. Le courant de déplacement représente la variation de la charge Q_G portée par l'armature de grille dans le temps :

$$I_{DEP} = \frac{dQ_G}{dt} = C\frac{dV_G}{dt} \tag{1.28}$$

La valeur de la rampe de tension étant fixée par l'utilisateur en agissant sur le temps d'intégration t_{integ} et le pas de tension ΔV_G, la valeur de la capacité peut être déduite du courant de déplacement mesuré. Il est également possible de prendre en compte la contribution du courant tunnel en retranchant au courant de déplacement mesuré une combinaison linéaire des courants mesurés pendant les plateaux encadrant la rampe en question [30].
La méthode de mesure quasi-statique a été préférée aux méthodes dites basse fréquence et

haute fréquence [31] à cause de l'effet de celles-ci sur l'observation du régime d'inversion des capacités de type n. En effet, la fréquence basse des capacimètres à notre disposition (20 Hz) est encore trop élevée pour pouvoir observer complètement l'inversion.

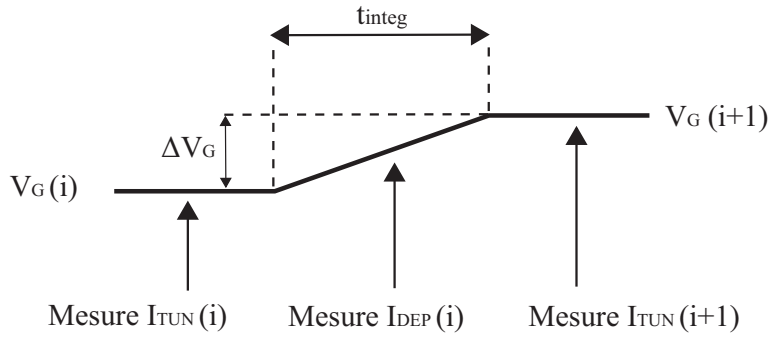


FIGURE 1.8 – Principe de la mesure quasi-statique de capacité.

1.3.3 Implémentation numérique du modèle de capacité

Le schéma numérique utilisé pour simuler la forme des courbes $C(V_G)$ est résumé à la figure 1.9. La première étape du calcul consiste à déterminer la position des niveaux de Fermi dans la grille et la grille arrière. L'équation de Poisson est résolue numériquement à l'aide d'une méthode de type Newton-Raphson dans les zones neutres des deux côtés de l'oxyde, loin des interfaces grille/oxyde et grille arrière/oxyde (voir équation A.3).
La charge surfacique côté grille arrière Q_G est ensuite calculée pour une gamme de potentiels de surface ψ_{BG} en utilisant les équations A.19, A.20, A.21a, A.22 et A.25. Compte tenu du principe d'électroneutralité de la capacité SOS, la condition $Q_{BG} = -Q_G$ est toujours vérifiée lorsque la charge piégée dans l'oxyde est négligeable. On peut alors, selon le procédé schématisé à la figure 1.10, déterminer par interpolation numérique le potentiel de surface de grille ψ_G correspondant à chaque potentiel de grille arrière ψ_{BG} utilisé pour la simulation. Une fois la valeur de la tension de bandes plates V_{FB} connue, chaque couple (ψ_{BG},ψ_G) peut être relié à une tension d'oxyde V_{OX} et une tension de grille V_G grâce aux équations 1.2 et 1.5. Enfin, la capacité totale peut être calculée grâce à la relation 1.1 en utilisant les propriétés reliant les intégrales de Fermi-Dirac avec leurs dérivées.

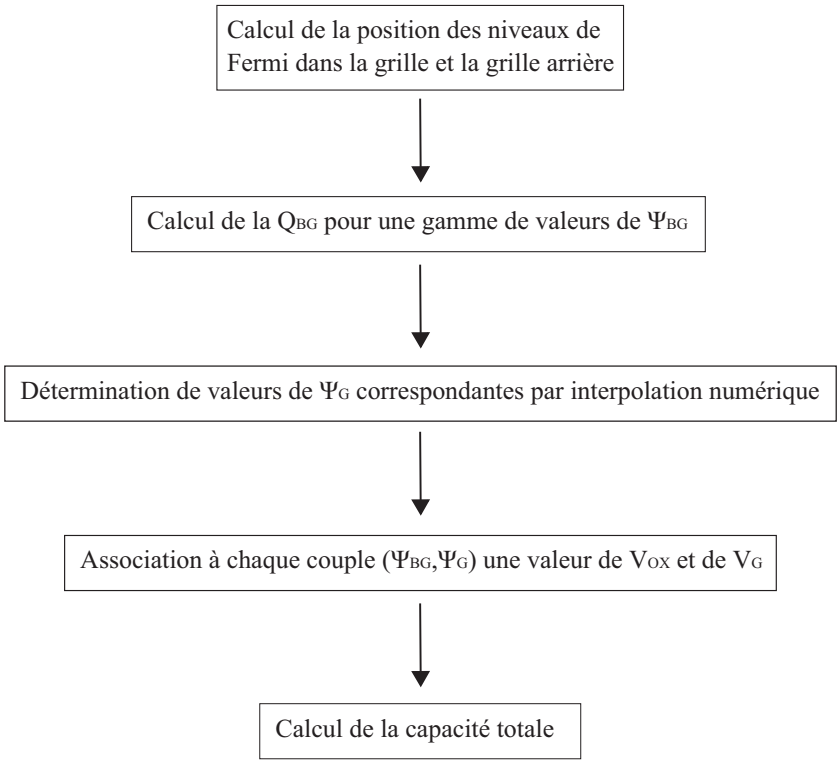


FIGURE 1.9 – Description de l'algorithme permettant la simulation du comportement électrique des capacités SOS.

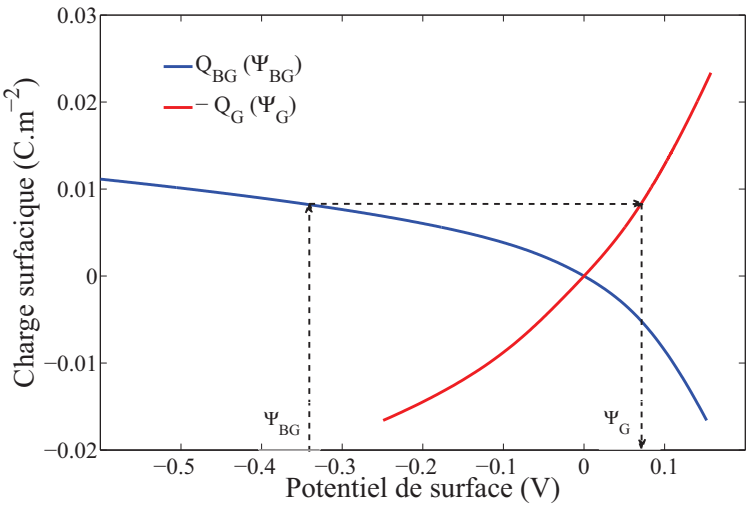


FIGURE 1.10 – Détermination du couple $\psi_{BG} - \psi_G$ par interpolation numérique.

L'apport de ce modèle de capacité par rapport aux modèles utilisés antérieurement par

l'équipe Mémoires réside principalement dans l'introduction de l'ionisation partielle des dopants avec température et de la statistique de Fermi pour le calcul des concentrations de porteurs. De plus, l'implémentation de la méthode de recherche des potentiels de surface utilisant l'interpolation au lieu de la résolution des équations couplées 1.8 et 1.9 par la méthode de Newton-Raphson a engendré un gain de temps considérable au niveau de la simulation des capacités SOS.

1.3.4 Extraction des paramètres

En régime de déplétion du semiconducteur, où l'on considère que les dopants ionisés constituent la seule contribution à la densité volumique de charge, la relation suivante peut être démontrée dans le cas d'une grille métallique (voir A.5) :

$$\frac{1}{C^2} = \frac{1}{C_{OX}^2} + \frac{2(V_G - V_{FB})}{e\varepsilon_{sc}N_D} \tag{1.29}$$

Il devient donc possible d'évaluer de manière approximative les dopages de grille et de grille arrière en extrayant les pentes des parties linéaires de la courbe $1/C^2 = f(V_G)$ comme montré à la figure 1.11.

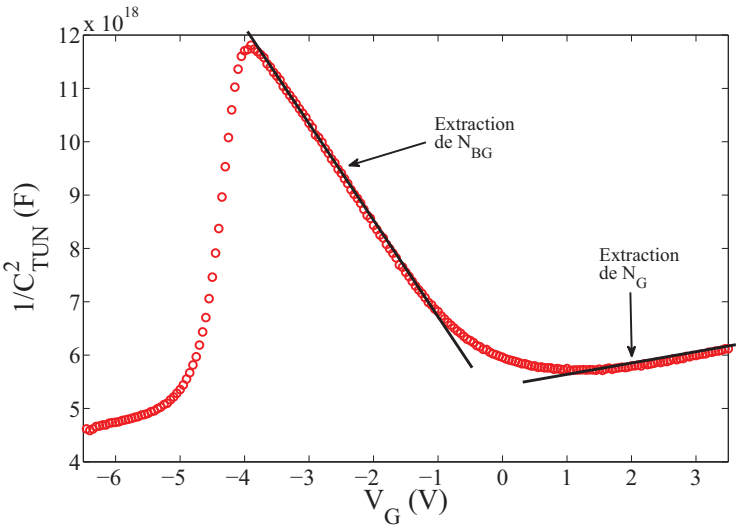


FIGURE 1.11 – Evaluation approximative des dopages de grille et grille arrière à partir d'une mesure quasi-statique de capacité (type n).

Lors du passage d'une grille métallique à une grille semiconductrice, l'indépendance de l'extraction des dopages des deux électrodes peut être vérfiée. Des caractéristiques C-V simulées dans le cas d'une capacité de type n pour plusieurs dopages de grille et de grille arrière sont représentées à la figure 1.12. Dans les deux cas, la variation du dopage d'une électrode n'a pas d'incidence sur le comportement électrique de la deuxième.

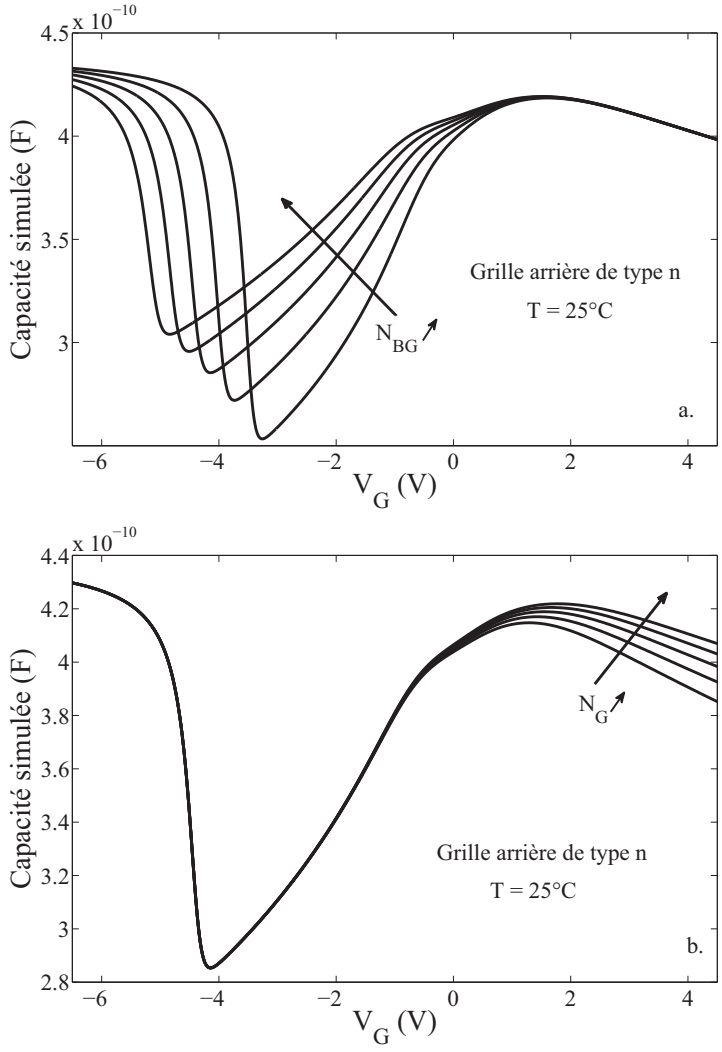


FIGURE 1.12 – Simulation de la capacité tunnel pour différentes valeurs de dopages de : a. grille arrière ($N_{BG} = 3.5.10^{18}cm^{-3}, 5.10^{18}cm^{-3}, 6.5.10^{18}cm^{-3}, 8.10^{18}cm^{-3}, 9.5.10^{18}cm^{-3}$) et b. grille ($N_G = 3.10^{19}cm^{-3}, 3.5.10^{19}cm^{-3}, 4.10^{19}cm^{-3}, 4.5.10^{19}cm^{-3}, 5.10^{19}cm^{-3}$).

La plupart des textes de référence [22] ne traite que le cas d'une capacité métallique où les effets de la déplétion de grille sont absents. L'extraction de l'épaisseur d'oxyde t_{ox} ne

présente alors pas de problème particulier car la capacité tend vers sa valeur maximale C_{OX} lorque la grille arrère est en accumulation. Lorsque la grille est semiconductrice, la gamme de tensions de grille correspondant au régime d'accumulation de la grille arrière correspond également au régime de désertion de la grille. Les deux phénomènes ont un effet contraire sur l'évolution de la valeur de la capacité totale, qui n'atteint alors pas C_{OX} dans cette zone. Lorsque la capacité test est vierge, la quantité de porteurs piégés dans le volume ou aux interfaces de l'oxyde est négligeable, si bien que la tension de bandes plates vaut simplement :

$$V_{FB} \approx \Phi_{MS} \tag{1.30}$$

D'une manière générale, on commencera donc par fixer la tension de bandes plates qui n'a pas besoin d'être modifiée a priori dans le cas d'une capacité mesurée vierge. On se contentera ensuite d'extraire les dopages et l'épaisseur d'oxyde de manière approximative suivant les méthodes décrites dans ce paragraphe. Ces paramètres seront ensuite ajustés plus précisément pour minimiser la différence entre mesure et simulation.

1.3.5 Validité du modèle de capacité

La validité du modèle de capacité a été testée en cherchant à reproduire les courbes C-V obtenues par mesure quasi-statique sur plusieurs types de capacité de grande surface. Le résultat des différentes simulations, après ajustement de l'épaisseur d'oxyde et des valeurs de dopage, peut être observé aux figures 1.13 et 1.14.
La figure 1.13a traite le cas le plus simple d'une capacité de type p dite "haute tension" (HV). Le modèle permet une reproduction presque parfaite de la forme de la capacité mesurée pour l'ensemble des tensions de grille en utilisant les paramètres $t_{ox} = 20.7nm$, $N_G = 4.10^{19}cm^{-3}$ et $N_{BG} = 1.3.10^{17}cm^{-3}$. Le passage au cas d'une capacité tunnel de type p, qui correspond à la figure 1.13b, se fait en changeant uniquement l'épaisseur de l'oxyde que l'on trouve alors égale à 7.5 nm. La courbe C-V est reproduite de manière globalement satisfaisante par le modèle, mis à part une sous-estimation de la valeur de la capacité en régime d'accumulation. Le cas de la capacité tunnel de type n, présenté à la figure 1.14, est plus délicat. La simulation, obtenue pour le jeu de paramètres $t_{ox} = 7,5nm$, $N_G =$

$4.10^{19}cm^{-3}$ et $N_{BG} = 6.10^{18}cm^{-3}$, ne permet pas d'expliquer certaines des particularités de la courbe expérimentale. En particulier, le modèle est incapable de prédire de manière précise la forme de la capacité tunnel de type n en inversion. La valeur de la capacité est sous-estimée dans ce régime par rapport à la mesure, et la tension de seuil est surévaluée. D'une manière générale, l'augmentation du dopage des électrodes et la diminution de l'épaisseur d'oxyde des capacités introduit un certain nombre d'effets physiques que le modèle décrit jusqu'ici ne permet pas de prendre en compte.

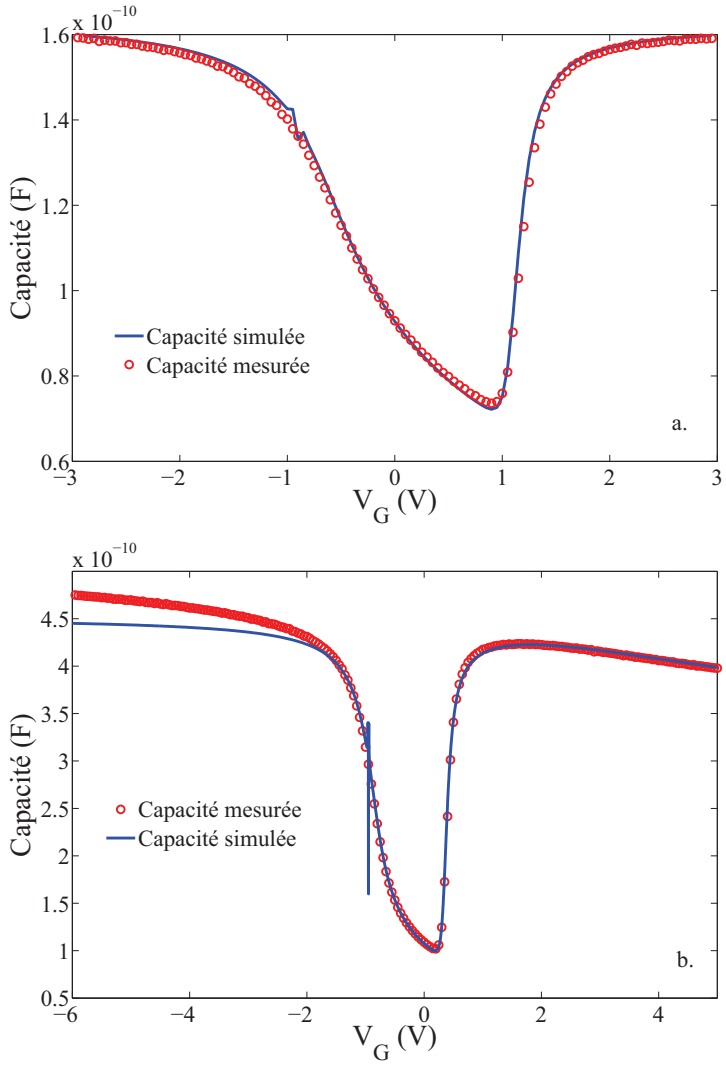


FIGURE 1.13 – Mesure et simulation de capacités de type p à température ambiante dans le cas a. d'une capacité HV ($t_{ox} = 20.7nm$, $N_G = 4.10^{19}cm^{-3}$ et $N_{BG} = 1.3.10^{17}cm^{-3}$) et b. d'une capacité tunnel ($t_{ox} = 7.5nm$, $N_G = 4.10^{19}cm^{-3}$ et $N_{BG} = 1.3.10^{17}cm^{-3}$).

On peut également remarquer sur l'ensemble des courbes simulées des irrégularités, sous la forme d'un "rebond" ou d'un "aplatissement", apparaissant autour de la tension de bandes plates qui vaut approximativement -1V dans le cas d'une capacité de type p et 0V dans le cas d'une capacité de type n. L'origine de cette particularité pourra être expliquée plus loin dans ce chapitre à l'aide de mesures complémentaires.

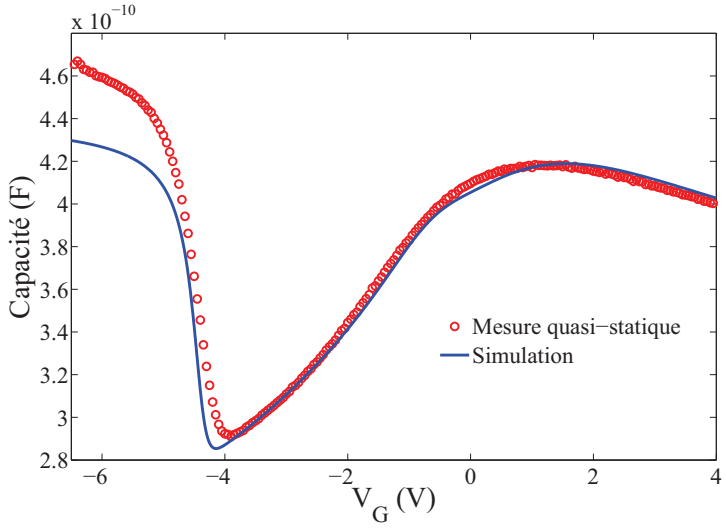


FIGURE 1.14 – Mesure quasi-statique et simulation d'une capacité tunnel de type n à température ambiante ($t_{ox} = 7,5nm$, $N_G = 4.10^{19}cm^{-3}$ et $N_{BG} = 6.10^{18}cm^{-3}$).

1.4 Mesure et simulation du courant tunnel

1.4.1 Mesures statiques

Les mesures statiques de courant tunnel sont effectuées à l'aide du 4156C d'Agilent. Au cours d'une mesure en mode balayage ("sweep"), une succession de rampes et de plateaux d'amplitudes différentes (durants lesquels la mesure du courant est réalisée), représentée à la figure 1.15, est appliquée sur la grille de la capacité SOS. Cette méthode connait un certain nombre de limitations techniques liées au principe de la mesure. En effet, la vitesse de mesure est relativement faible car la valeur minimale du temps d'intégration proposée par l'appareil, tous modes confondus, est de 80 μs. De plus, le temps total de mesure pour une tension de grille donnée ne peut être évalué précisément. Ce temps est la somme du temps d'intégration

et d'un temps de dépassement ("overhead time") qui reste difficilement contrôlable dans la plupart des configurations de mesure. Il dépend en particulier du temps requis pour que l'appareil change de calibre ("range") durant la mesure du courant. Par conséquent, le temps total passé sous polarisation par l'oxyde ne peut être connu précisément et l'impact d'une telle mesure en termes de dégradation de l'oxyde, qui est loin d'être négligeable en présence de forts champs électriques dans l'oxyde, ne peut être quantifié.

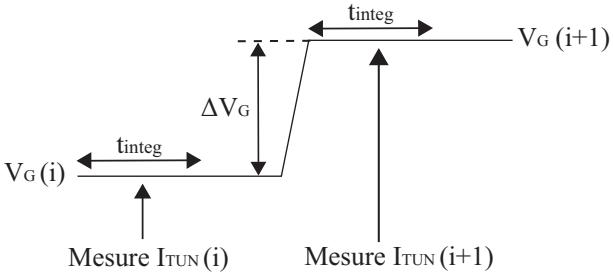


FIGURE 1.15 – Principe de la mesure I-V statique.

1.4.2 Difficultés d'extraction des paramètres Fowler-Nordheim

Les caractéristiques I-V statiques du courant de grille mesurée sur des capacités de types n et p sont présentées à la figure 1.16.

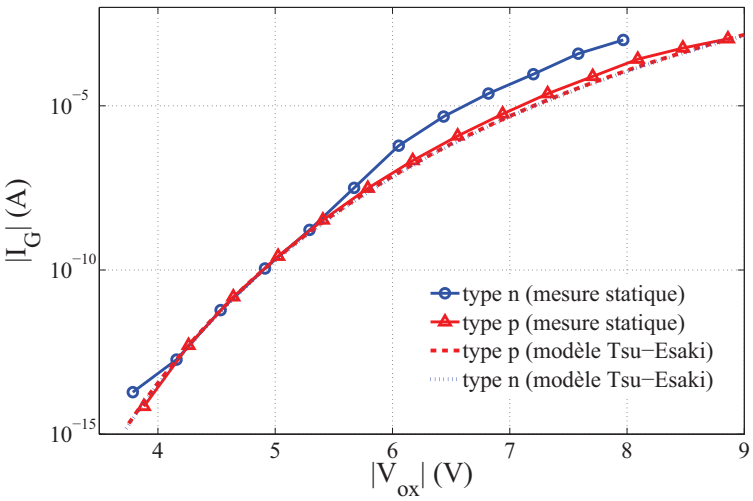


FIGURE 1.16 – I-V statique à 25°C pour des tensions de grille négatives

Conformément aux résultats obtenus dans l'article [15], la courbe du courant mesuré sur les capacités de type n, contrairement au cas des capacités de type p, présente un point d'inflexion (autour de $V_G = -7V$ ou $V_{OX} = -6V$ dans notre cas) qui ne peut être prédit lorsque le courant mesuré est modélisé à l'aide d'une approche Fowler-Nordheim standard utilisant la loi $V_{OX}(V_G)$ calculée à partir d'une simulation C-V à l'équilibre thermodynamique.
Selon les mêmes auteurs, ce surplus de courant tunnel peut être attribué à l'ionisation par impact provoquée par les électrons tunnel à l'anode. Sous l'effet du champ électrique, les paires électron-trou se séparent et les trous migrent à l'interface anode/oxyde, entraînant l'augmentation du champ électrique dans l'oxyde ainsi que celle du courant tunnel qui dépasse alors largement les prévisions théoriques à fort champ électrique (figure 1.16).
Une raison supplémentaire justifiant la considération de l'ionisation par impact dans l'anode réside dans l'observation d'une séparation des courants de grille I_G et de grille arrière I_{BG} mesuré sur les capacités tunnel de type n pour de fortes tensions de grille négatives (figure 1.17). L'explication de ces résultats expérimentaux fera l'objet d'une étude détaillée au chapitre suivant.

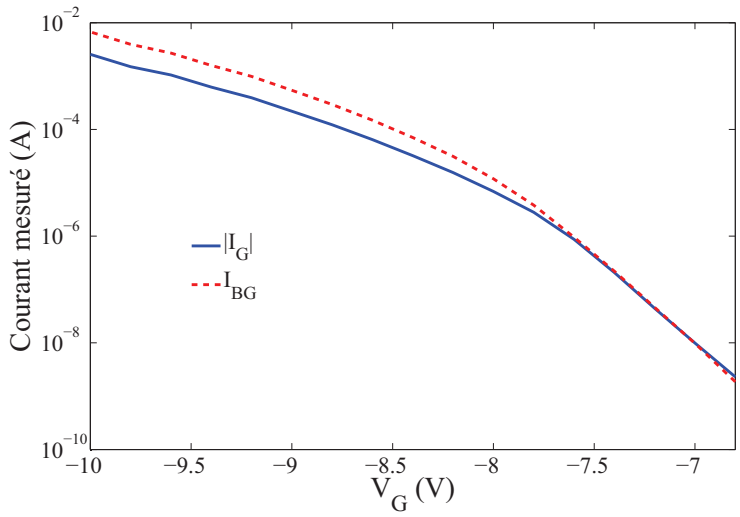


FIGURE 1.17 – Mesure statique des courants de grille et grille arrière d'une capacité tunnel de type n à température ambiante pour $V_G < 0$.

1.5 Phénomènes physiques avancés dans les capacités SOS

Suite aux désaccords observés entre les modèles et les mesures électriques de capacité et de courant tunnel, la prise en compte d'effets physiques supplémentaires, déjà identifiés dans les paragraphes 1.3.5 et 1.4.2, est envisagée. Du fait de l'importance relative de ces phénomènes dans la modélisation des propriétés électriques des capacités SOS, seul l'effet de l'ionisation par impact provoquée à l'anode par les électrons tunnel sera sera pris en compte dans les chapitres suivants.

1.5.1 Effets quantiques

L'apparition des effets quantiques dans les structures SOS résulte du confinement des porteurs engendré par la présence d'un puits de potentiel et d'une hauteur de barrière à franchir aux interfaces Si/SiO_2. Ces derniers sont libres dans le plan parallèle à l'interface oxyde-semiconducteur, mais possèdent des énergies quantifiées dans la direction perpendiculaire à cette interface. Contrairement au modèle de gaz 3D habituel utilisé pour décrire le comportement des porteurs, leur répartition énergétique ne se fait plus selon un quasi-continuum d'énergie mais en sous-bandes.

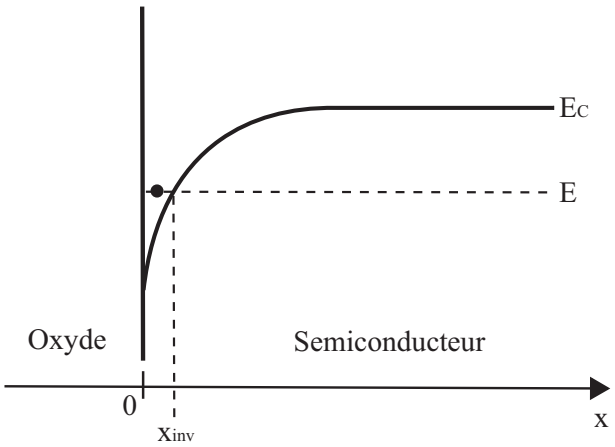


FIGURE 1.18 – Cas d'un électron dans un puits de potentiel.

D'une manière traditionnelle, le caractère quantique d'une particule commence à se manifester lorsque la longueur d'onde de De Broglie qui lui est associée devient du même ordre

de grandeurs que les longueurs caractéristiques de son mouvement. La figure 1.18 met en scène le cas d'un électron d'énergie E dans un puits de potentiel formé par la courbure de la bande de conduction. Sa longueur d'onde de De Broglie vaut [21] :

$$\lambda_e(E) = \frac{h}{\sqrt{2m^*(E - E_C)}} \tag{1.31}$$

où m^* est la masse effective de l'électron dans le silicium. Cette longueur est alors à comparer (par exemple) avec la largeur du puits de potentiel à l'énergie E, notée x_{inv} et représentée à la figure 1.18.

La non prise en compte des effets quantiques entraîne des erreurs dans le calcul de la répartition de la tension de grille V_G le long de la structure SOS. D'une manière générale, la tension d'oxyde V_{OX} diminue en valeur absolue au profit des potentiels de surface dans la grille et la grille arrière [19]. Les calculs de charge et de potentiel dans les électrodes semiconductrices étant indépendants de l'épaisseur d'oxyde, l'erreur ΔV_{OX} commise sur l'évaluation de V_{OX} l'est également. Dans le cas d'un oxyde épais, la condition $\Delta V_{OX} \approx 0$ est respectée et la prise en compte des phénomènes quantiques n'a que peu d'impact sur les calculs.

En revanche, dans le cas des oxydes plus minces, V_{OX}, ψ_{BG} et ψ_G sont du même ordre de grandeur et l'erreur commise sur le calcul de la tension d'oxyde a donc des répercussions plus importantes sur le calcul de la répartition de la tension de grille le long de la structure. Les effets quantiques deviennent non négligeables à partir d'une épaisseur d'oxyde d'environ 20 nm et se font ressentir de manière plus importante au fur et à mesure que cette dernière décroît.

La valeur du dopage du semiconducteur joue également un rôle important puisque la largeur du puits de potentiel en dépend. Le calcul montre que pour des dopages variant entre $10^{18} cm^{-3}$ et $10^{20} cm^{-3}$, les valeurs de x_{inv} et de λ_e calculées pour des énergies proches de la bande de conduction (ou de valence selon le cas) sont du même ordre de grandeur.

1.5.2 Effet des forts dopages

Aspects théoriques

Outre le confinement des porteurs évoqué au chapitre précédent, l'effet d'un fort dopage dans un semiconducteur provoque la réduction de la largeur de la bande interdite E_G et une modification de la densité d'états dans les bandes de conduction et de valence.
A forte concentration d'atomes dopants, il devient nécessaire de considérer l'intéraction entre les différents types de porteurs, ainsi que leur interaction avec les dopants ionisés ("many-body effects") [32] [33] [34]. Dans le cas d'un dopage de type n, qui est le plus souvent traîté dans la littérature, trois types principaux d'interactions sont à prendre en compte :

- l'interaction électron/donneur : pour un dopage suffisamment élevé, l'énergie d'ionisation $E_C - E_D$ est réduite (voir annulée pour un dopage supérieur à $3.10^{18} cm^{-3}$ selon [32]) à cause de l'écrantage des dopants ionisés positifs par le nombre très important d'électrons présents. Pour ce cas particulier d'interaction, le niveau donneur E_D se rapproche de la bande de conduction, et la valeur de E_G reste inchangée. Dans le cas limite $E_C - E_D = 0$, les états induits dans la bande interdite par la présence des dopants disparaissent.
- l'interaction électron/électron : elle induit un déplacement vers le bas de la bande de conduction noté ΔE_C^{mb} provoqué par l'existence d'une "énergie d'échange" des électrons résultant du principe d'exclusion de Pauli selon lequel les électrons de spin identique se repoussent quelque soit la valeur du potentiel.
- l'interaction électron/trou : les trous mobiles (minoritaires) voient leur énergie potentielle diminuer sous l'effet de l'écrantage des électrons (majoritaires). Il en résulte un déplacement vertical (vers le haut) de la bande de valence par rapport à sa position initiale noté ΔE_V^{mb}.

Dans l'éventualité d'une incorporation de ces phénomènes dans un modèle de capacité SOS, ces considérations seraient à adapter selon le régime (bandes plates, accumulation ou inversion) et selon le type de dopage de la grille arrière.
Dans le cas d'un fort dopage du semiconducteur, l'effet de la non-uniformité dans la répartition des atomes dopants doit également être pris en compte. Le placement aléatoire des

impuretés provoque des fluctuations locales du potentiel induisant une dépendance spatiale de la densité d'états [35] et une réduction effective de la bande interdite notée $\Delta E_G^{disorder}$ comme vu à la figure 1.19. La densité d'états moyenne dans les bandes de conduction et de valence s'étend alors dans la bande interdite du silicium [32] [36] [37].

Cette distribution non uniforme des dopants entraîne également l'élargissement des niveaux dopants en bandes d'énergie [38]. L'effet de ce phénomène est négligeable sur la réduction de la largeur de bande interdite d'après [32] à cause de la proximité de ces bandes avec la bande de conduction qui "plongent" dans la bande interdite. En revanche, une contribution supplémentaire est ajoutée à la densité d'états car de nouveaux états deviennent accessibles dans la bande interdite du silicium. La densité d'états totale résultante sera alors définie comme l'"enveloppe" de la densité déjà calculée avec celle de la bande d'énergie formée par les niveaux dopants [39].

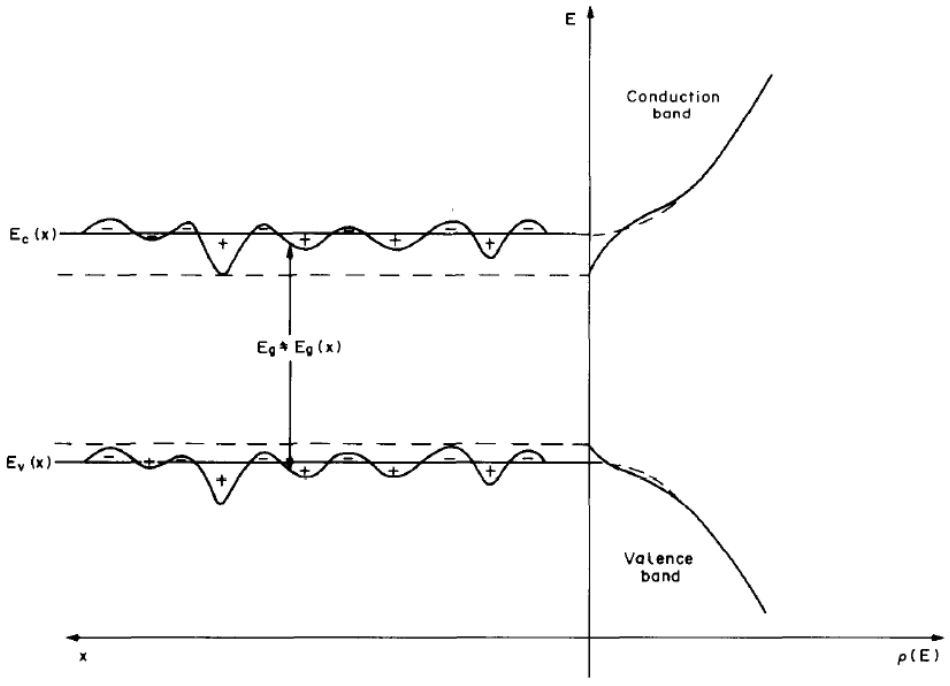


FIGURE 1.19 – Effet de la dispersion des atomes dopants sur la largeur de la bande interdite et sur la densité d'états dans les bandes de conduction et de valence. D'après [33],[32].

L'intéraction coulombienne entre les porteurs provoque un décalage "réel" (ou "rigide") des bandes de conduction et de valence dans l'espace $E(\vec{k})$, et ne provoque que la diminution

du gap optique E_G^{op} dont la variation peut être mesurée lors d'expériences d'absorption optique. La distribution aléatoire des dopants provoque un décalage "effectif" de la valeur du gap $\Delta E_G^{disorder}$ qui n'affecte pas la valeur du gap optique [33]. La variation du gap électrique E_G^{el}, notée ΔE_G^{el}, représente la somme des deux contributions et peut être déterminée expérimentalement en mesurant par exemple le courant résultant de la recombinaison de porteurs minoritaires ou le produit pn dépendant de la valeur électrique de la bande interdite. On peut alors écrire :

$$\Delta E_G^{el} = \Delta E_G^{mb} + \Delta E_G^{disorder} \tag{1.32}$$

$$\Delta E_G^{mb} = \Delta E_C^{mb} + \Delta E_V^{mb} = \Delta E_G^{op} \tag{1.33}$$

La comparaison entre les variations théoriques et expérimentales des bandes interdites optiques et électrique est réalisée à la figure 1.20. Au vu des valeurs de dopage extraites dans la grille et la grille arrière des capacités de type n testées, on peut s'attendre à une réduction effective de la bande interdite dans celles-ci de l'ordre de 50 meV à 100 meV.

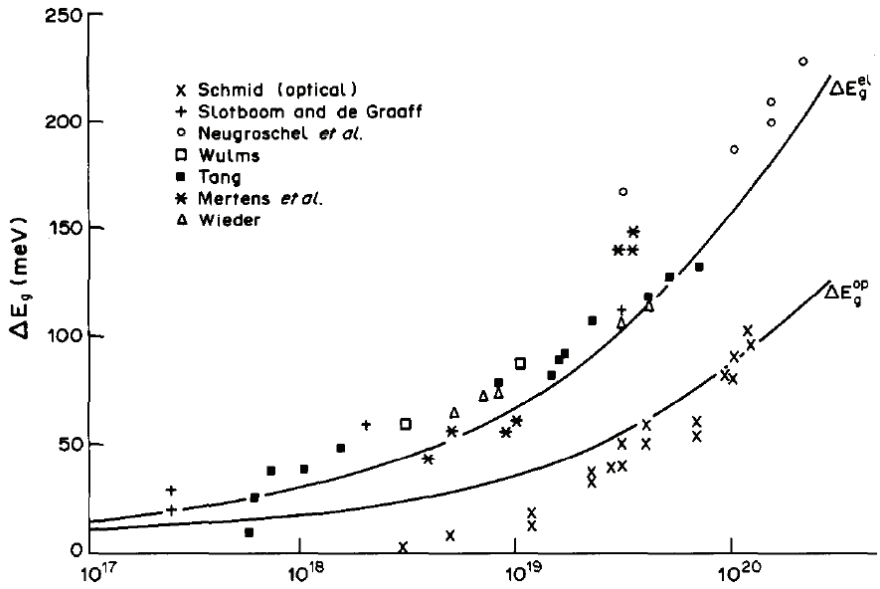


FIGURE 1.20 – Prédictions théoriques à 300 K et mesures des gaps optique et électrique en fonction du dopage dans du silicium de type n. D'après [33] [32].

Mise en évidence expérimentale

Les courbes de capacités simulées montrées aux figures 1.13 et 1.14 présentent en général une irrégularité (discontinuité ou applatissement selon le cas) pour des tensions de grilles approchant la tension de bandes plates ($V_{FB} \approx 0V$ dans le cas d'une capacité de type n, $V_{FB} \approx -1V$ pour une capacité de type p). Afin de vérifier la stabilité du code de simulation sur ce point particulier et de pouvoir statuer sur la présence d'un problème ou non dans la résolution numérique, des mesures quasi-statiques ont été réalisées à basse température ($77K$ et $4K$) dans une station sous pointes cryogénique au laboratoire sur des capacité tunnel de types n et p. Les mesures à basse température ont été superposées avec celles obtenues à température ambiante à la figure 1.21.

Outre les différences observées en régime d'inversion entre les caractéristiques obtenues à température ambiante et à basse température dans les deux cas, et les différences entre les courbes suivant le sens de parcours des tensions de grille dûes à l'allongement du temps de réponse des porteurs minoritaires avec la diminution de la température dans le cas de la capacité n, des "rebonds" apparaissent sur les caractéristiques $C(V_G)$ à basse température autour la tension de bandes plates. Ce comportement particulier a été déjà été observé et a été attribué à l'ionisation partielle des dopants [40].
Des simulations de capacité à 77 K pour une grille arrière de type n sont proposées à la figure 1.22. Le changement de l'énergie d'ionisation $E_C - E_D$ dans la grille et la grille arrière a un effet sur la profondeur du "rebond" autour de V_{FB} en simulation. Ces résultats laissent penser que les valeurs de ces énergies d'ionisation sont en réalité inférieures à leurs valeurs théoriques respectives dans chacune des électrodes. Ceci est probablement une manifestation des effets de fort dopage décrits précédemment.

1.5.3 Ionisation par impact

Lorsque le champ électrique dans un semiconducteur dépasse une certaine valeur, les porteurs gagnent suffisamment d'énergie cinétique pour générer des paires électron-trou en transmettant une partie de cette énergie à des électrons de valence. Cette situation, sché-

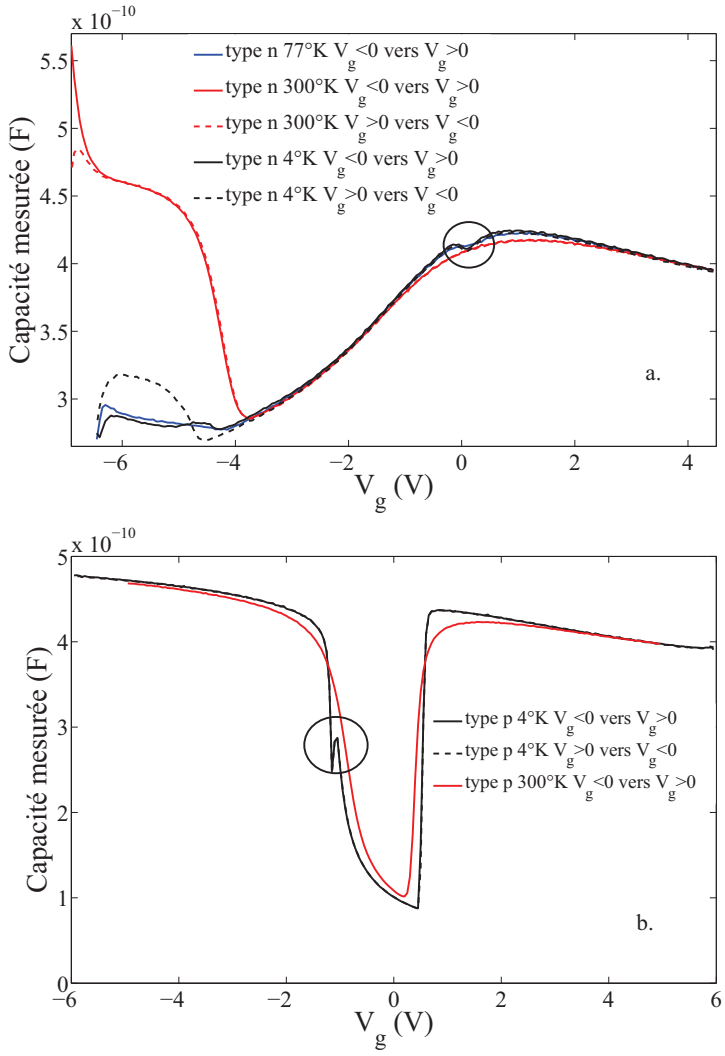


FIGURE 1.21 – Comparaison des mesures quasi-statiques de capacité réalisées pour trois températures différentes (4 K, 77 K et 300 K) pour a. une grille arrière de type n b. un substrat de type p.

matisée à la figure 1.23 dans le cas d'un semiconducteur à bande interdite indirecte comme le silicium, ne se produit que lorsque l'énergie des porteurs provoquant l'ionisation dépasse une énergie seuil E_T au moins égale à E_G [22].

Le phénomène d'ionisation par impact se manifeste également dans l'oxyde [41] que l'on associe très souvent à un semiconducteur de large bande interdite (aux alentours de 9 eV dans le cas du SiO_2). On pourra toutefois montrer dans la suite de ce chapitre que l'accélération subie dans la bande de conduction d'un oxyde de 7.5 nm n'est pas suffisante pour provoquer

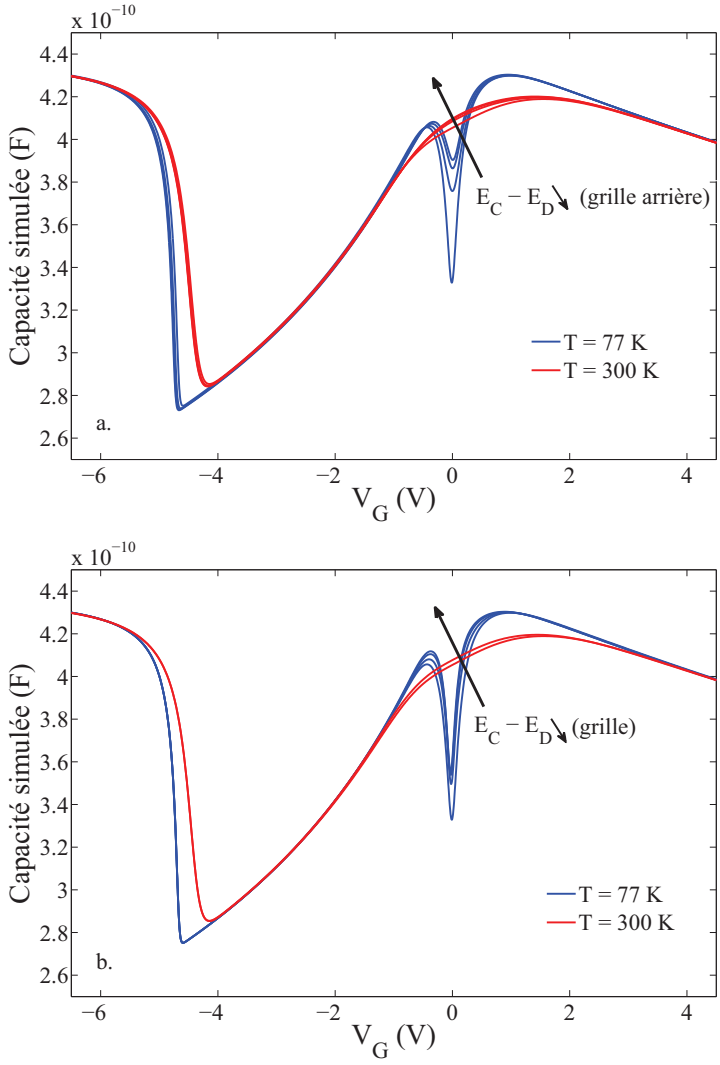


FIGURE 1.22 – Simulation de la capacité à 77 K et 300 K pour différentes énergies d'ionisation égales à $(E_C - E_D)/X$, pour $X = 1, 2, 4, 8$ dans a. la grille arrière dopée à l'aide d'atomes d'Arsenic $(E_C - E_D = 0.053eV)$ b. la grille dopée au phosphore $(E_C - E_D = 0.045eV)$.

la multiplication des porteurs dans celui-ci.

La multiplication des porteurs par ionisation par impact dans la zone de charge d'espace de l'anode est un mécanisme dépendant fortement de l'énergie des électrons tunnel incidents. Afin de modéliser ce phénomène de manière convenable, il est essentiel de pouvoir déterminer l'évolution de l'énergie des électrons lors de leur passage dans l'oxyde, puis dans l'anode semiconductice, à partir d'équations régissant le comportement des porteurs dans les matériaux traversés.

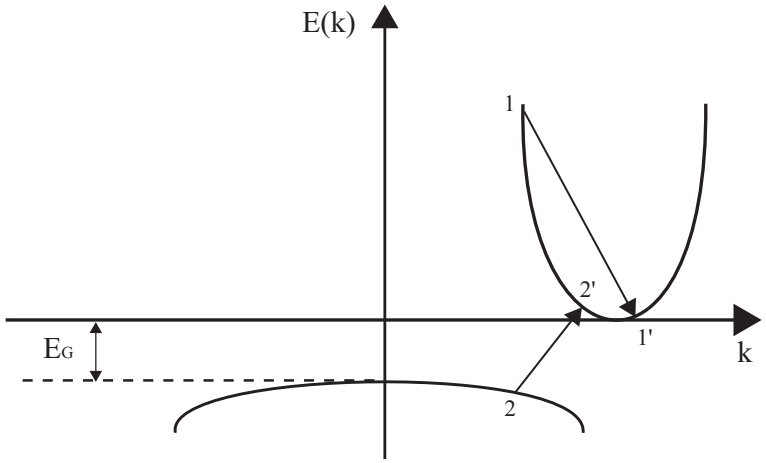


FIGURE 1.23 – Représentation schématique dans l'espace $E(\vec{k})$ du phénomène d'ionisation par impact pour un semiconducteur à bande interdite indirecte. Un électron énergétique libre de la bande de conduction du semiconducteur perd de l'énergie ($1 \rightarrow 1'$) en ionisant un électron de la bande de valence ($2 \rightarrow 2'$).

Equations relatives à la dérive des électrons dans les matériaux

Lors de leur passage dans l'oxyde puis dans l'anode, les électrons sont soumis aux champs électriques régnant dans ces matériaux et subissent des collisions résultant des intéractions avec leur réseau. Ces collisions sont principalement dues aux entorses à la périodicité du cristal engendrées par la présence d'impuretés, de défauts ponctuels ou étendus et la vibration thermique des ions du réseau, ainsi qu'aux interactions électron/électron [42].
Une approche commune permettant de simuler le comportement des électrons soumis à ces différents phénomènes consiste à décrire l'évolution de leur quantité de mouvement et de leur énergie à l'aide de deux équations différentielles couplées faisant intervenir des temps de relaxation différents pour ces deux grandeurs physiques [43] [44].
L'équation régissant l'évolution dans le temps de la quantité de mouvement, définie comme le produit de la masse effective m^* du porteur et de sa vitesse de dérive dans le champ électrique v_d, peut s'écrire [43] :

$$\frac{d\left(m^*(E)v_d\right)}{dt} = e\xi - \frac{m^*(E)v_d}{\tau_m(E)} \tag{1.34}$$

où τ_m est le temps de relaxation en quantité de mouvement du porteur. L'équation relative

à l'évolution d'énergie des porteurs est de la forme :

$$dE = e\xi dx - \frac{E - E_0}{\tau_E(E)}dt \tag{1.35}$$

où E_0 et $\tau_E(E)$ sont respectivement l'énergie des porteurs à l'équilibre thermique et le temps de relaxation en énergie dans le matériau. Il est possible de montrer que l'approximation du temps de relaxation est une bonne approximation dans le silicium [44]. Le principal enjeu reste alors de pouvoir identifier les sources de collisions principales et d'évaluer ces temps de relaxation en fonction de l'énergie des électrons.

Energie des porteurs dans l'oxyde

Après avoir traversé l'interface cathode/oxyde, les électrons tunnel se trouvent dans une situation d'équilibre lorsqu'ils atteignent la bande de conduction de l'isolant. Ils possèdent alors une énergie moyenne w_0 égale à $3kT/2$. Au cours de leur transport jusqu'à l'interface opposée, les électrons voient leur énergie w_{ox} par rapport au bas de la bande de conduction de l'oxyde varier sous l'effet de divers phénomènes physiques. On peut définir dans le cas d'une barrière triangulaire représenté à la figure 1.24 la distance tunnel d_{tun}, pour des électrons partant du bas de la bande de conduction de la cathode, en fonction de la hauteur de barrière de la cathode et du champ électrique dans l'oxyde :

$$d_{tun} = \frac{\Phi_e t_{ox}}{e|V_{OX}|} \tag{1.36}$$

Les électrons gagnent de l'énergie en étant accélérés par le champ électrique dans la bande de conduction de l'oxyde sur une distance $t_{ox} - d_{tun}$, dont la valeur calculée en fonction du champ électrique dans l'oxyde peut être observée à la figure 1.25.

D'autre part, les électrons perdent une partie de leur énergie au cours de diverses collisions, en particulier avec les phonons et les diverses impuretés rencontrées dans l'oxyde. Le calcul de l'énergie des électrons dans l'oxyde est réalisé en utilisant l'approximation du temps de

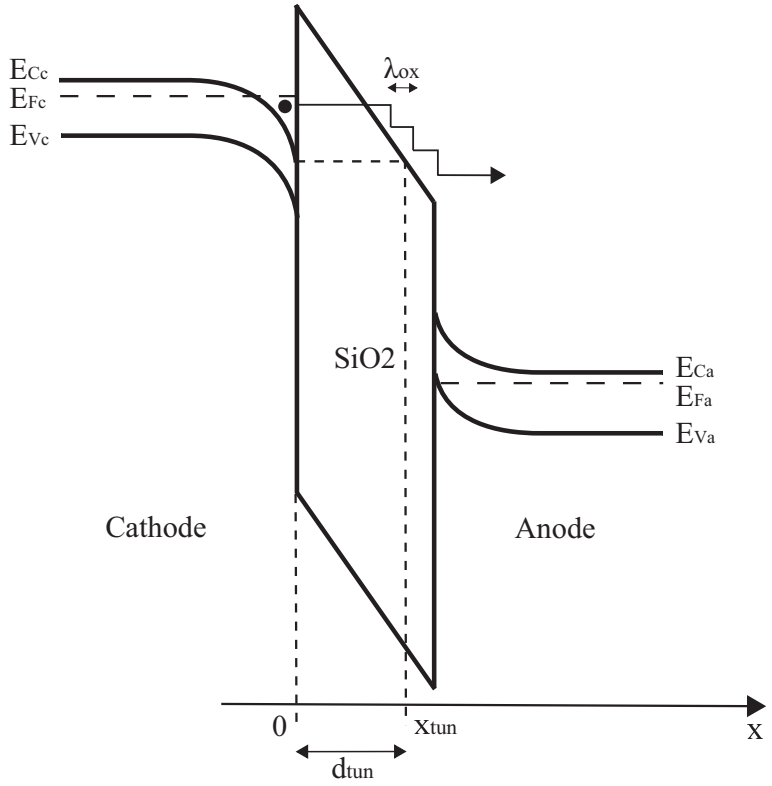


FIGURE 1.24 – Perte d'énergie des électrons dans la bande de conduction de l'oxyde.

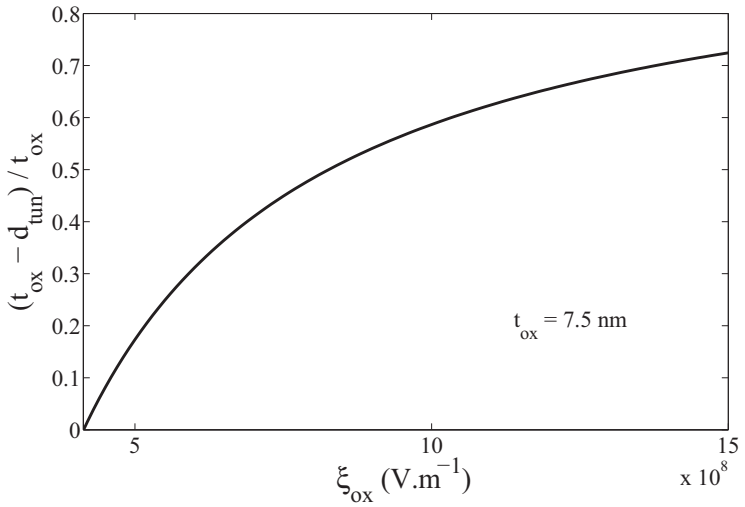


FIGURE 1.25 – Simulation de la distance parcourue (normalisée par rapport à l'épaisseur d'oxyde) par les électrons tunnel dans la bande de conduction de l'oxyde en fonction du champ électrique dans ce dernier.

relaxation en énergie et en considérant le cas d'un électron moyen émis du bas de la bande de conduction de la cathode. Si la vitesse des électrons est indépendante de la position dans la

bande de conduction de l'oxyde, seule l'équation régissant l'évolution de l'énergie moyenne a besoin d'être résolue [45] [46] [47] :

$$\frac{d\langle w_{ox}\rangle}{dx} = e\xi_{ox}(x) - \frac{\langle w_{ox}\rangle - w_0}{\lambda_{ox}(\langle w\rangle)} \tag{1.37}$$

Il existe alors plusieurs manières de calculer cette énergie. Certains auteurs considèrent en première approximation que le libre parcours moyen des électrons dans l'oxyde λ_{ox} ne dépend pas de leur énergie. L'équation 1.37 devient alors une équation différentielle à coefficients constants dont la solution analytique est pour $x < t_{ox}$ [48] :

$$\langle w_{ox}(x)\rangle = e\xi_{ox}\lambda_{ox}\left[1 - exp\left(-\frac{x - d_{tun}}{\lambda_{ox}}\right)\right] \tag{1.38}$$

L'énergie vaut donc à la sortie de l'oxyde [47] [48] [49] :

$$\langle w_{ox}(x = t_{ox})\rangle = \Phi_e + e\xi_{ox}\lambda_{ox}\left[1 - exp\left(-\frac{t_{ox} - d_{tun}}{\lambda_{ox}}\right)\right] \tag{1.39}$$

La valeur de λ_{ox} utilisée varie fortement selon les auteurs (15 Å[49] [47], 40Å[48], 1.74 Å[50]). Dans le cas où les électrons incidents n'atteignent pas la bande de conduction ($e|V_{OX}| < \Phi_e$), ils ne subissent pas de collision et leur énergie de sortie vaut alors [46] [47] [49] :

$$\langle w_{ox}(x = t_{ox})\rangle = e|V_{OX}| \tag{1.40}$$

D'autres auteurs se basent sur les résultats obtenus par des simulations de type Monte-Carlo pour déterminer la dépendance en énergie du libre parcours moyen et la valeur moyenne de l'énergie de sortie des électrons. Un exemple de formule empirique pour λ_{ox} est donné par [45] :

$$\lambda_{ox}(\langle w_{ox}\rangle) = A_1\langle w_{ox}\rangle^n exp\left(-\frac{n}{\langle w_{ox}\rangle_{max}}\langle w_{ox}\rangle\right) + \lambda_{min}\ si\ \langle w_{ox}\rangle \leq \langle w_{ox}\rangle_{max} \tag{1.41}$$

$$\lambda_{ox}(\langle w_{ox}\rangle) = A_2 \langle w_{ox}\rangle^n exp\left(-\frac{n}{\langle w_{ox}\rangle_{max}} \langle w_{ox}\rangle\right) si \langle w_{ox}\rangle \geq \langle w_{ox}\rangle_{max} \quad (1.42)$$

La formulation est choisie de sorte que la valeur minimale du libre parcours moyen λ_{min} corresponde à une énergie moyenne nulle, et que sa valeur maximale ($\lambda_{ox} = \lambda_{max}$) soit obtenue pour une valeur d'énergie, notée $\langle w_{ox}\rangle_{max}$, valant 2 eV. Les valeurs de λ_{min}, λ_{max}, et n sont fixées à 0.5 nm, 7.5 nm et 1.3 respectivement. Les constantes A_1 et A_2 peuvent alors être déterminées à l'aide des conditions aux limites. Les résultats du calcul de λ_{ox} et de la résolution par la méthode des différences finies de l'équation 1.37 donnant $\langle w_{ox}\rangle$ sont présentés aux figures 1.26 et 1.27.

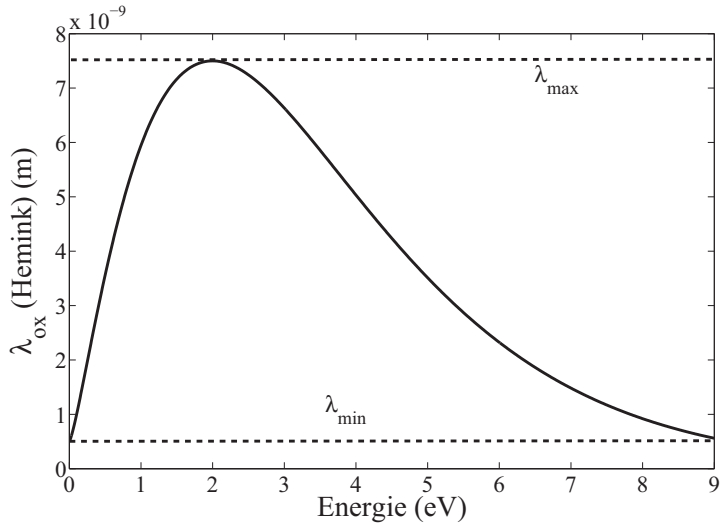


FIGURE 1.26 – Calcul du libre parcours moyen en fonction de l'énergie moyenne des électrons dans la bande de conduction de l'oxyde.

On peut remarquer en particulier que l'énergie des électrons par rapport au bas de la bande de conduction de l'oxyde ne dépasse jamais la valeur $\langle w_{ox}(x = t_{ox})\rangle - \Phi_e$ quelque soit la valeur du champ électrique. Cette valeur maximale de l'énergie des électrons reste donc dans tous les cas très inférieure à la largeur de la bande interdite du SiO_2 ($\approx 9eV$), et l'ionisation par impact dans l'oxyde ne sera donc jamais considérée.

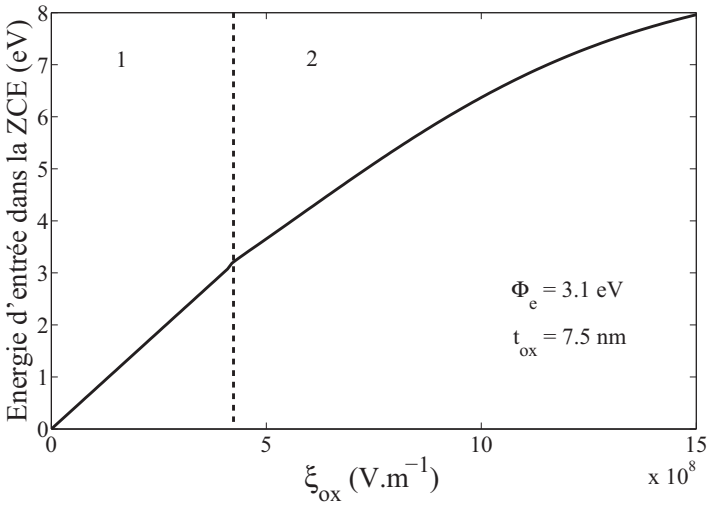


FIGURE 1.27 – Calcul de l'énergie d'entrée dans la ZCE des électrons tunnel par la méthode d'Hemink. 1. Régime ballistique des électrons pour $eV_{OX} < \Phi_e$. 2. Dérive des électrons pour $eV_{OX} \geq \Phi_e$.

Ionisation par impact à l'anode

Modèle de la dérive chanceuse ("Lucky-Drift") Ce modèle d'ionisation par impact introduit par Ridley [51] [52], basé sur les équations de relaxation en quantité de mouvement 1.34 et d'énergie 1.35, est aujourd'hui l'un des plus répendus dans la littérature. Il est valable pour les semiconducteurs dont la largeur de bande interdite est supérieure à 0.5 eV et a même été appliqué avec succès dans le cas des semiconducteurs amorphes [53].

Dans le cas où la relation $\tau_m(E) << \tau_E(E)$ est vérifiée, les porteurs ont la possibilité de dériver dans un champ électrique à une vitesse variant au gré des chocs entraînant la relaxation de la quantité de mouvement sans provoquer de relaxation en énergie significative. C'est le cas pour les électrons de haute énergie dont l'interaction avec le réseau se fait sous forme de collisions avec les impuretés, qui peuvent être considérées élastiques, mais surtout avec les différents types de phonons.

On peut distinguer trois régimes de transport différents dans le temps :

$$\begin{cases} 0 < t \leq \tau_m(E) : transport\ ballistique \\ \\ \tau_m(E) \leq t \leq \tau_E(E) : dérive\ chanceuse \\ \\ \tau(E) \leq t : équilibre \end{cases}$$

L'apport principal du travail de Ridley a été de montrer que la plus grande partie des porteurs générant des paires électron-trou par ionisation par impact étaient soumis à un régime de "dérive chanceuse". La contribution des électrons ayant atteint l'équilibre thermique étant négligeable, la probabilité totale $P(\xi_{sc}, E_T)$ d'un électron d'énergie initiale nulle d'atteindre l'énergie seuil sans perte d'énergie significative vaut :

$$P(\xi_{sc}, E_T) \approx P_B(\xi_{sc}, E_T) + P_{LD}(\xi_{sc}, E_T) \tag{1.43}$$

où $P_B(\xi_{sc}, E_T)$ et $P_{LD}(\xi_{sc}, E_T)$ sont les probabilités d'atteindre l'énergie seuil en régimes ballistique et de "dérive chanceuse". Si $E_T/e\xi_{sc}$ représente la distance qu'un électron doit parcourir pour atteindre l'énergie d'ionisation sous l'effet du champ électrique, le coefficient d'ionisation, qui représente en fait la probabilité d'ionisation par unité de distance, vaut alors :

$$\alpha_{SC} = \frac{e\xi_{sc}}{E_T} P(\xi_{sc}, E_T) \tag{1.44}$$

Dans le cas des hautes énergies où les collisions avec les phonons dominent le processus de perte d'énergie, $\tau_m(E)$ peut être relié à la densité d'états $g_n(E)$ et à l'énergie des phonons $\hbar\omega$ par la relation [51] [52] :

$$\frac{1}{\tau_m(E)} = \frac{\pi D_0^2}{\rho\omega} \left(2n(\omega) + 1\right) g_n(E) \tag{1.45}$$

où ρ et D_0 sont la masse volumique et la constante de déformation optique du silicium et $n(\omega)$ le nombre de Bose-Einstein défini par [54] :

$$n(\omega) = \frac{1}{e^{\hbar\omega/kT} - 1} \tag{1.46}$$

La valeur de D_0 est connue et vaut approximativement 5.10^8 $eV.cm^{-1}$ pour le silicium et le germanium. La détermination de $\tau_m(E)$ permet de remonter à la valeur de $\tau_E(E)$ car les deux grandeurs sont liées entre elles par la relation [51] [52] :

$$\frac{\tau_E(E)}{\tau_m(E)} = \frac{2n(\omega) + 1}{\hbar\omega} E \tag{1.47}$$

Ionisation graduelle ("Soft threshold ionization") La principale faiblesse du modèle de l'électron chanceux réside dans la modélisation du phénomène pour les énergies supérieures à l'énergie seuil d'ionisation E_T. Dans le cas $E = E_T$, le coefficient d'ionisation tend vers l'infini et l'ionisation par impact se produit dès que l'énergie atteint la valeur seuil.
Le modèle d'Hemink présenté ci-dessus a permis de faire le bilan d'énergie nette gagnée par par les électrons tunnel dans la bande de conduction de l'oxyde en tenant compte de leur intéraction avec le réseau de ce dernier. D'une manière générale ces énergies sont très supérieures à E_T, et chaque électron tunnel incident devrait créer au moins une paire électron-trou dans la zone de charge d'espace de l'anode. Il pourra être observé expérimentalement au prochain chapitre que ce n'est pas le cas pour toutes les valeurs de tensions de grille appliquées. L'ionisation doit donc être graduelle au-delà de l'énergie seuil.
Ce problème a été soulevé par un certain nombre d'auteurs, dont Ridley lui-même, qui ont cherché à remplacer le concept de seuil "dur" ("hard threshold") utilisé dans le modèle original de Ridley par celui de seuil graduel ("soft threshold") [55] [56] [57][58] [59] [60] [61]. La fréquence d'ionisation par impact pour des énergies supérieures à E_T peut se mettre sous la forme :

$$W_i(E) = \tau_i^{-1}(E) = W_0 \left(\frac{E - E_T}{E_T} \right)^m \tag{1.48}$$

Suivant le modèle développé par les différents auteurs, la valeur de l'exposant m varie entre 1 et 3 dans le cas du silicium.

1.6 Conclusion

Ce chapitre d'introduction a permis de poser les bases de l'étude du comportement électrique des capacités SOS représentatives de la zone d'injection des mémoires non-volatiles à grille flottante. Les équations permettant le calcul des concentrations de porteurs et de la capacité totale de la structure à l'équilibre thermodynamique ont été développées. La répartition de la tension de grille entre l'oxyde et les électrodes semiconductrices, dont la connaissance est essentielle au calcul du courant tunnel, a ainsi pu être évaluée.

La confrontation des modèles de capacité et de courant tunnel après implémentation numérique avec les mesures effectuées sur des capacités test de grande surface ont montré les limites de ceux-ci. En particulier, la forme de la capacité tunnel mesurée ne peut être complètement expliquée, et la caractéristique I-V du courant de grille mesuré est fortement sous-estimée pour les forts champs électriques par la prévision théorique établie à l'équilibre thermodynamique à l'aide de la formule de Tsu-Esaki.

La synthèse bibliographique présentée dans ce chapitre a permis de montrer qu'au vu de l'épaisseur d'oxyde ($t_{ox} = 7.5nm$) et des valeurs des dopages dans les électrodes semiconductrices ($N_G = 4.10^{19}cm^{-3}$ et $N_{BG} = 6.10^{18}cm^{-3}$) des capacités tunnel de type n, les effets quantiques et les effets de fort dopage des électrodes ne sont pas négligeables. Les effets quantiques se font ressentir pour des épaisseurs d'oxyde allant jusqu'à 20 nm et les forts dopages entraînent une diminution de la largeur de la bande interdite de 50 à 100 meV ainsi qu'une réduction de l'énergie d'ionisation des atomes dopants, qui a été mise en évidence par des mesures de capacité à basse température.

La modélisation complète des effets quantiques et des forts dopages, traîtés de manière séparée ou a fortiori combinée, représente un travail à part entière nécessitant la mise en oeuvre de méthodes de résolution numérique complexes. Face aux multiples effets physiques qu'il est possible d'incorporer dans le modèle initial de capacité SOS, il a été choisi pour ce travail de thèse de se focaliser sur l'étude du phénomène d'ionisation par impact dont l'effet semblait plus critique sur les caractéristiques de courant tunnel. Afin d'améliorer la compréhesion des effets de ce mécanisme physique sur les propriétés électriques des capacités SOS, de nouvelles méthodes de caractérisation basées sur la mesure pulsée rapide des

courants de grille et de grille arrière des capacités sont alors mises en place. La description des nouveaux protocoles expérimentaux et l'interprétation des mesures résultantes feront l'objet du chapitre suivant.

Chapitre 2

Etude des courants transitoires

2.1 Introduction

Le chapitre précédent a permis de montrer les spécificités des capacités $n^+/SiO_2/n$ formant la zone d'injection des dispositifs de type EEPROM et a soulevé un certain nombre de problèmes dans l'interprétation des mesures de courant et de capacité. Des mesures de courant transitoires sont alors mises en oeuvre au vu de l'insuffisance des méthodes standard de caractérisation électrique pour répondre à ces différentes questions.

2.2 Mesures dynamiques : principe et protocole expérimental

Les mesures dynamiques ont été réalisées à l'aide de l'analyseur paramétrique B1500A d'Agilent et de son module de mesure pulsée rapide (WGFMU - B1530A) [62] [63]. Des pulses courts d'amplitude V_g^{pl} comprise entre +10V et -10V et dont la forme générale est représentée à la figure 2.1, sont appliqués sur la grille des capacités test. Le courant peut être mesuré en temps réel, aussi bien durant les rampes de montée et descente (de durées respectives t_r et t_f) que pendant le plateau (de durée t_{pl}). Il est donc possible, dans une même mesure, d'observer les effets transitoires liés à la rapidité des rampes des pulses appliqués ainsi que les effets de la polarisation continue sur l'oxyde pour des temps de plateau plus ou moins longs.

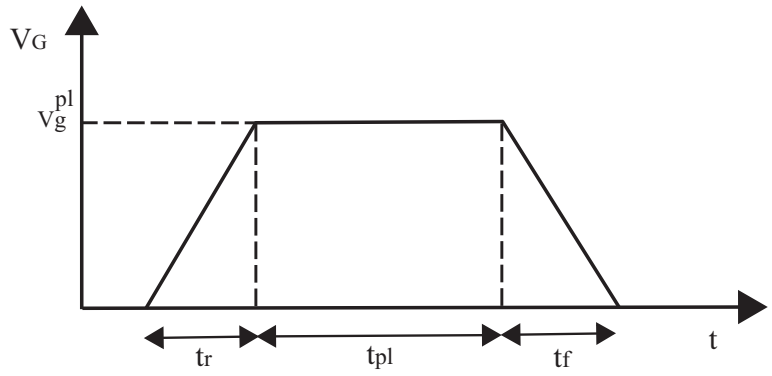


FIGURE 2.1 – Signal de grille en fonction du temps dans le cas des mesures dynamiques. La forme du pulse est déterminée par son temps de montée t_r, temps de plateau t_{pl}, temps de descente t_f et tension de plateau V_g^{pl}.

2.2.1 Présentation du banc de mesure

2.2.2 Réglages pour mesures non dégradantes

La qualité des mesures entreprises dépend fortement du bon réglage des paramètres de l'analyseur. Lorsque l'objectif est de réaliser des mesures de courant non dégradantes, il est important de choisir ces paramètres tels que le régime transitoire soit observable et que la mesure soit stoppée dès que le régime quasi-stationnaire est atteint. De ce fait, le temps total d'observation du courant est une constante pour une amplitude de pulse donnée. Un compromis acceptable entre bruit de mesure et nombre de points de mesure doit ensuite être trouvé. Le niveau de bruit peut être relié au temps d'intégration (ou temps de moyennage) t_{integ} par la relation [64] :

$$Niveau_{bruit} \propto \frac{1}{\sqrt{t_{integ}}} \tag{2.1}$$

Le temps d'intégration doit par conséquent être suffisamment long pour obtenir une courbe de courant d'apsect "lisse". Le temps total de mesure étant fixé, le nombre de points de mesures adapté (typiquement quelques centaines) peut être déduit.

Le calibre minimal pour la mesure de courant étant de $1\mu A$, on peut raisonnablement espérer mesurer de manière précise des courants de quelques nano-ampères. Le temps d'intégration donnant une mesure de courant précise dépend de la valeur de courant, mais peut être réduit jusqu'à 100 ns environ dans le cas de forts courants. Pour acquérir une courbe I-V complète tout en minimisant l'impact de la mesure sur la condition de l'oxyde, on prendra garde à

séparer deux mesures pulsées consécutives par un temps de relaxation suffisant.

2.2.3 Capacité des câbles

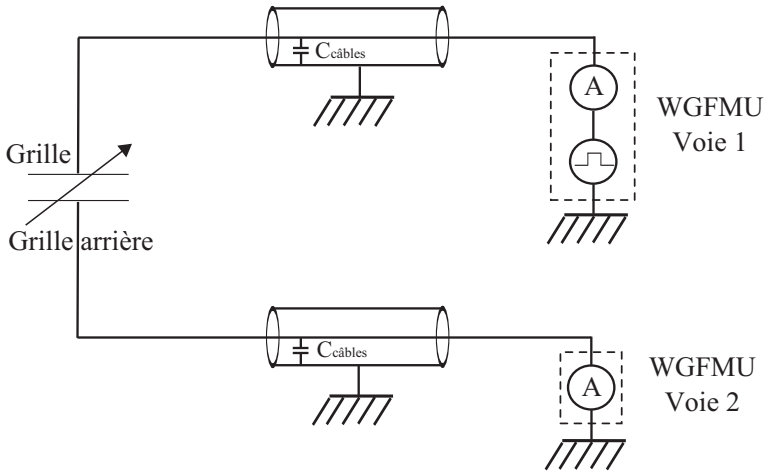


FIGURE 2.2 – Schéma électrique simplifié du montage de mesure prenant en compte la capacité des câbles reliant le dispositif à tester et les voies d'acquisition du B1500.

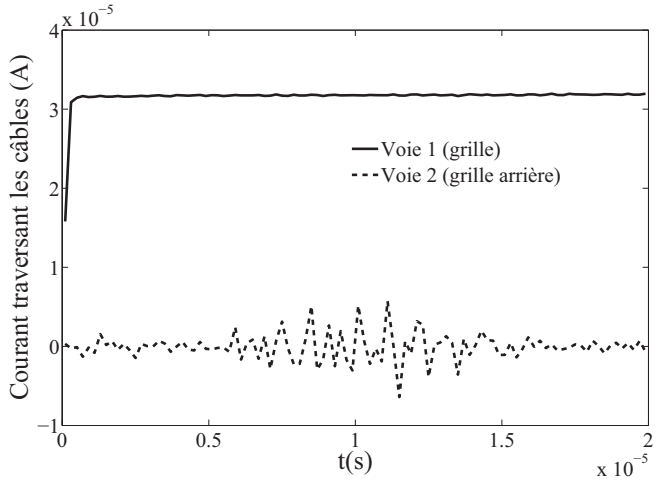


FIGURE 2.3 – Mesure en circuit ouvert des courants de câbles pour les deux voies en réponse à une rampe de tension ($V_G = -5V$ à $+5V$ en $20\mu s$).

Il faut également prendre en compte la capacité des câbles. Ces derniers génèrent un courant de déplacement supplémentaire qui vient s'ajouter au courant de grille mesuré pendant la rampe de tension (mais pas au courant de grille arrière). Le schéma électrique du montage comprenant la capacité test étudiée et les capacités de câbles est représenté à la figure 2.2. Durant l'application du signal de grille, en négligeant les pertes de tension

dans les ampèremètres, la capacité du câble côté grille est soumise à la même différence de potentiel que la capacité test. Ces deux capacités peuvent ainsi être considérées comme étant en parallèle, et le courant de déplacement mesuré sur la voie 1 (côté grille) est donc la somme des courants de déplacement obtenus séparément pour chacune des deux capacités. Sur la deuxième voie (grille arrière), la capacité de câbles est toujours court-circuitée et son effet n'est donc pas mesurable. La figure 2.3 représente les courants de grille et grille arrière mesurés en circuit ouvert (montage de la figure 2.2 où la pointe posée sur le contact de grille a été levée) en réponse à une rampe de tension ($-5V$ à $+5V$ en $20\mu s$). Après un court temps d'établissement, le courant de grille se stabilise à une valeur constante calculée comme le produit de la capacité des câbles et de la valeur de la rampe de tension. Dans le même temps, le courant de grille arrière reste nul en moyenne. Si $C_{câbles}$ est la capacité de câbles en question, le courant $I_{câbles}$ à retrancher au courant de grille pendant la durée des rampes de montée et de descente du pulse vaut :

$$|I_{câbles}| = C_{câbles} \left| \frac{dV_G}{dt} \right| \tag{2.2}$$

Pour un pulse donné, la rampe de tension en montée et en descente est connue et vaut :

$$\left| \frac{dV_G}{dt} \right|_{montée,descente} = \frac{\left| V_g^{pl} \right|}{t_{r,f}} \tag{2.3}$$

La figure 2.4 montre que le courant retranché après les mesures dynamiques pour un ensemble de valeurs de rampes est bien proportionnel à cette rampe. La valeur extraite expérimentalement pour C_{cables}, d'environ $80pF$, est loin d'être négligeable par rapport à la capacité tunnel mesurée.

2.3 Premières observations expérimentales

D'une manière générale, lorsque des pulses négatifs sont appliqués sur la grille d'une capacité de type n, la grille arrière entre dans un régime de déplétion profonde si la rampe est suffisamment abrupte [21]. La formation de la couche d'inversion, résultant de la génération de trous par le biais de différents mécanismes physiques à déterminer, est retardée. La charge électrique amenée sur la grille de la capacité est compensée par l'élargissement

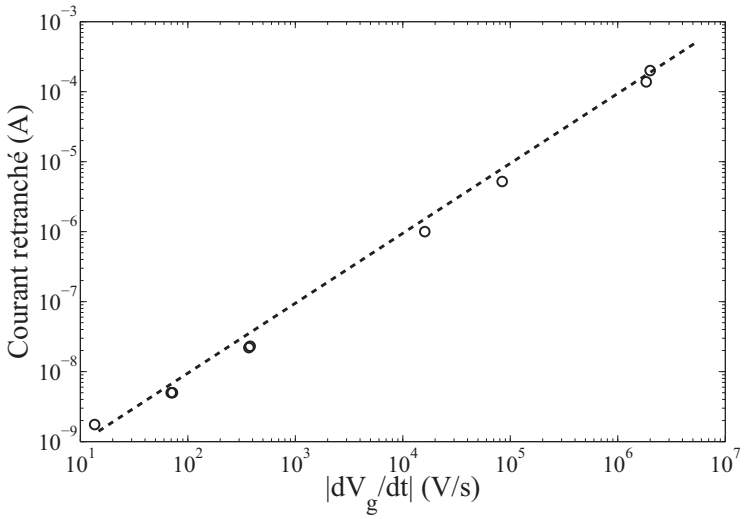


FIGURE 2.4 – Extraction de la valeur expérimentale de la capacité de câbles

de la zone de charge d'espace du côté de la grille arrière. La répartition de la tension de grille le long de la capacité est différente de la répartition à l'équilibre thermodynamique, car l'augmentation du potentiel de surface de la grille arrière ψ_{BG} liée à une largeur de ZCE plus importante qu'à l'équilibre induit une diminution de la tension aux bornes de l'oxyde V_{OX}.

La figure 2.5 permet de mettre en évidence l'existence de tels phénomènes transitoires et d'évaluer leur durée pour plusieurs valeurs de t_r. On peut alors définir la durée de mise à l'équilibre t_{eq} comme le temps nécessaire à la capacité pour atteindre un régime "quasi-stationnaire" à partir de la fin de rampe de tension. Ce régime, caractérisisé par une stabilisation du courant mesuré à une valeur constante sur la figure 2.5, est qualifié de quasi-stationnaire car la valeur du courant est susceptible d'évoluer avec la dégradation de l'oxyde dans le cas de pulses ayant un long plateau. Ce cas de fiure fera l'objet du prochain chapitre. Pour mesurer la caractéristique I-V d'une capacité test vierge, c'est-à-dire déterminer de manière expérimentale les valeurs de plateau du courant pour une gamme de tensions de plateau donnée, on devra donc retenir les valeurs de courants au début de ce régime où les effets du stress électrique n'ont pas encore fait leur apparition. L'écart de temps entre le début de la stabilisation du courant et le relevé de sa valeur doit être minime par rapport à la durée de polarisation nécessaire à l'observation d'une modification notable de ce courant (voir figure 2.5).

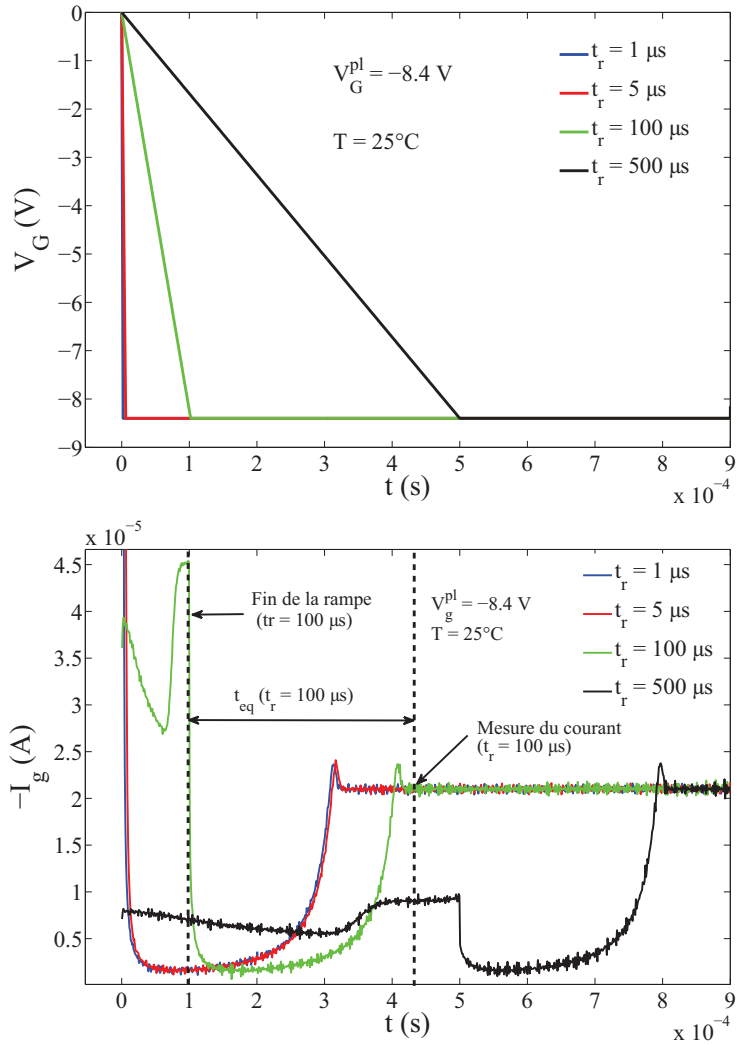


FIGURE 2.5 – Mesure du courant de grille pour différentes rampes de montée ($V_g^{pl} = -8.4V$, $t_r = 1\mu s, 5\mu s, 100\mu s, 500\mu s$).

La figure 2.6 montre la dépendance de ce temps de mise à l'équilibre vis-à-vis de la tension de grille avec laquelle t_{eq} diminue exponentiellemet, et de la température. La valeur de plateau du courant, notée I_g^{pl}, est indépendante de la rapidité de la rampe tant que celle-ci est suffisamment courte pour ne pas provoquer de dégradation de l'oxyde (figure 2.7). Comme le montre la figure 2.8, le courant de plateau de la grille ne dépend pas non plus de la température à fort champ électrique (c'est-à-dire $|V_G| \geq 7.5V$ dans ce cas).

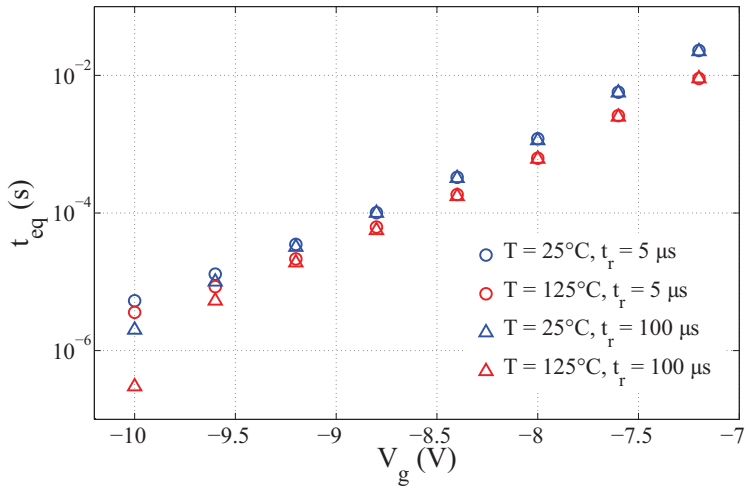


FIGURE 2.6 – Influence de la température et du temps de montée sur la valeur du temps de mise à l'équilibre de la capacité.

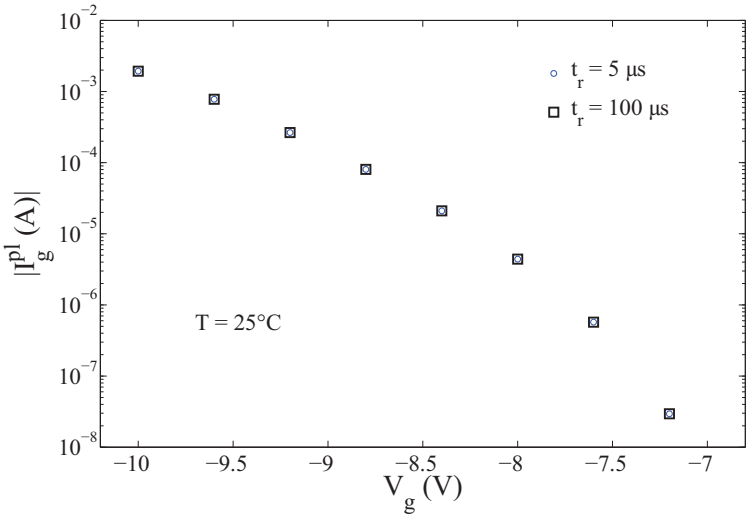


FIGURE 2.7 – Influence du temps de montée sur la valeur de plateau du courant de grille.

2.4 Modélisation du courant transitoire

2.4.1 Exemple de résultat de mesure dynamique de courant

Pour observer correctement de régime de déplétion profonde, ainsi que le courant tunnel et afin de modéliser la mesure complète du courant, il convient de rappeler qu'un courant de déplacement est généré durant la rampe du pulse. Comme le changement de calibre en cours de mesure est trop compliqué à gérer car générant des sauts de courant, la durée de la

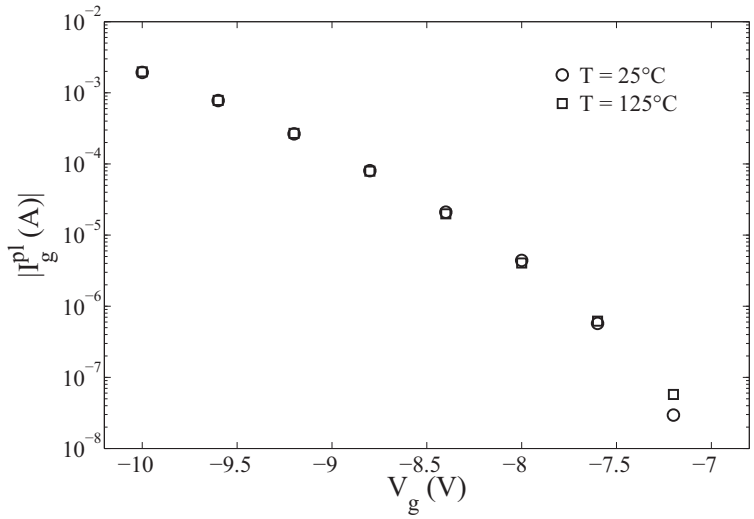


FIGURE 2.8 – Influence de la température sur la valeur de plateau du courant de grille.

rampe doit être choisie de manière à ce que le courant de déplacement et le courant tunnel soient du même ordre de grandeur. Dans le cas contraire, une partie de la courbe serait écrêtée ou mesurée avec une précision amoindrie dans les cas respectifs où le calibre serait de valeur trop faible ou trop forte.
Un exemple typique de mesure dynamique de courant réalisée en appliquant un pulse d'amplitude négative sur la grille d'une capacité de type n est présenté à la figure 2.9.

Dans une optique de simplification, les courants de grille et grille arrière seront scindés en quatre zones principales dans le temps :

- $1^{ère}$ zone : la grille arrière est d'abord conduite en régime de déplétion profonde car les porteurs minoritaires ne peuvent être crées suffisamment rapidement par génération thermique.

- $2^{ème}$ zone : Le potentiel de surface dans la grille arrière devient supérieur à la largeur de la bande interdite du silicium et un courant tunnel bande-à-bande résultant d'électrons quittant la bande de valence pour la bande de conduction apparaît. Les trous laissés dans la bande de valence par le départ des électrons contribuent à la formation de la couche d'inversion.

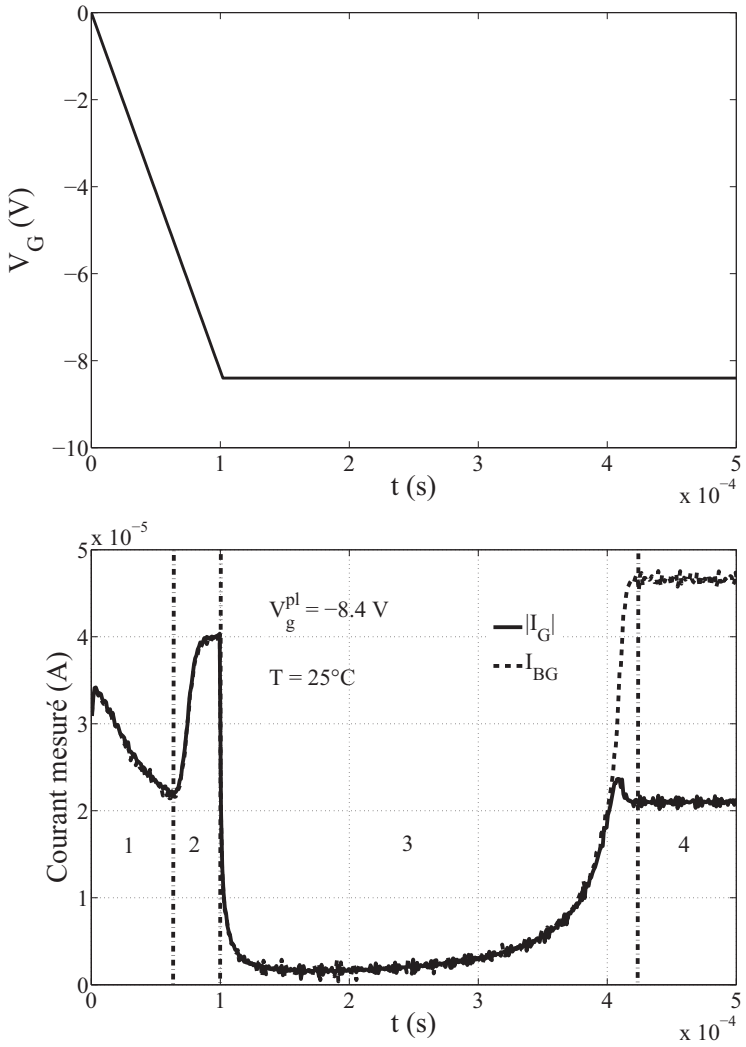


FIGURE 2.9 – Mesure dynamique des courants de grille I_G et de grille arrière I_{BG} pendant l'application d'un pulse d'amplitude négative ($V_g^{pl} = -8.4V, t_r = 100\mu s$).

- $3^{ème}$ zone : les courants décroissent rapidement (en valeur absolue) à la fin de la rampe car la majeure partie du courant de déplacement disparaît. Quand le champ électrique dans l'oxyde devient sffisamment important, le courant tunnel bande-à-bande s'éteint avec l'augmentation de la charge d'inversion et laisse la place au courant Fowler-Nordheim. Cette charge d'inversio continue d'augmenter dans le temps du fait de l'ionisation par impact provoquée par l'injection d'électrons énergétiques dans la grille arrière.

- $4^{ème}$ zone : Un régime quasi-stationnaire est finalement atteint où les valeurs finales des deux courants restent constantes à l'échelle de temps de l'observation.

La différence constatée entre les courants de grille et de grille arrière résulte d'un fuite des trous vers le substrat de type p lorsque la charge d'inversion dans la grille arrière atteint une valeur seuil.

2.4.2 Modélisation des différents phénomènes physiques

L'objectif est ici de développer le schéma numérique de résolution permettant d'expliquer la forme des courants mesurés dans chacune des zones principales en modélisant les différents mécanismes physiques identifiés dans le paragraphe précédent.

Algorithme de calcul

L'algorithme complet permettant la résolution numérique du problème et le calcul des courants est présenté à la figure 2.10. Le courant de grille peut être exprimé de manière générale comme la somme d'un courant tunnel traversant l'oxyde et d'un courant de déplacement résultant de la variariation de la charge à l'interface grille/oxyde provoquée par l'application du signal électrique. En supposant que la condition d'électroneutralité est toujours respectée et que la dégradation de l'oxyde est négligeable au vu de la longueur des signaux électriques appliqués sur la grille, la charge électrique contenue dans l'oxyde est inexistante et la somme des charges électriques dans la grille Q_G et grille arrière Q_{BG} est nulle :

$$I_G(t) = I_{TUN}(t) + \frac{dQ_G(t)}{dt} = I_{TUN}(t) - \frac{dQ_{BG}(t)}{dt} \tag{2.4}$$

Le courant de grille arrière est donné par :

$$I_{BG}(t) = I_{TUN}(t)\left[1 + \alpha_{ii}\right] + I_{BBT}(t) + I_{SCL}(t) \tag{2.5}$$

Dans cette expression, Q_D est la charge de déplétion (dûe aux dopants ionisés et aux porteurs majoritaires) de valeur $Q_{BG} - Q_p$, où Q_p est la charge dûe aux porteurs minoritaires (ici les trous) dans la grille arrière. Le facteur de multiplication α_{ii} représente le nombre de

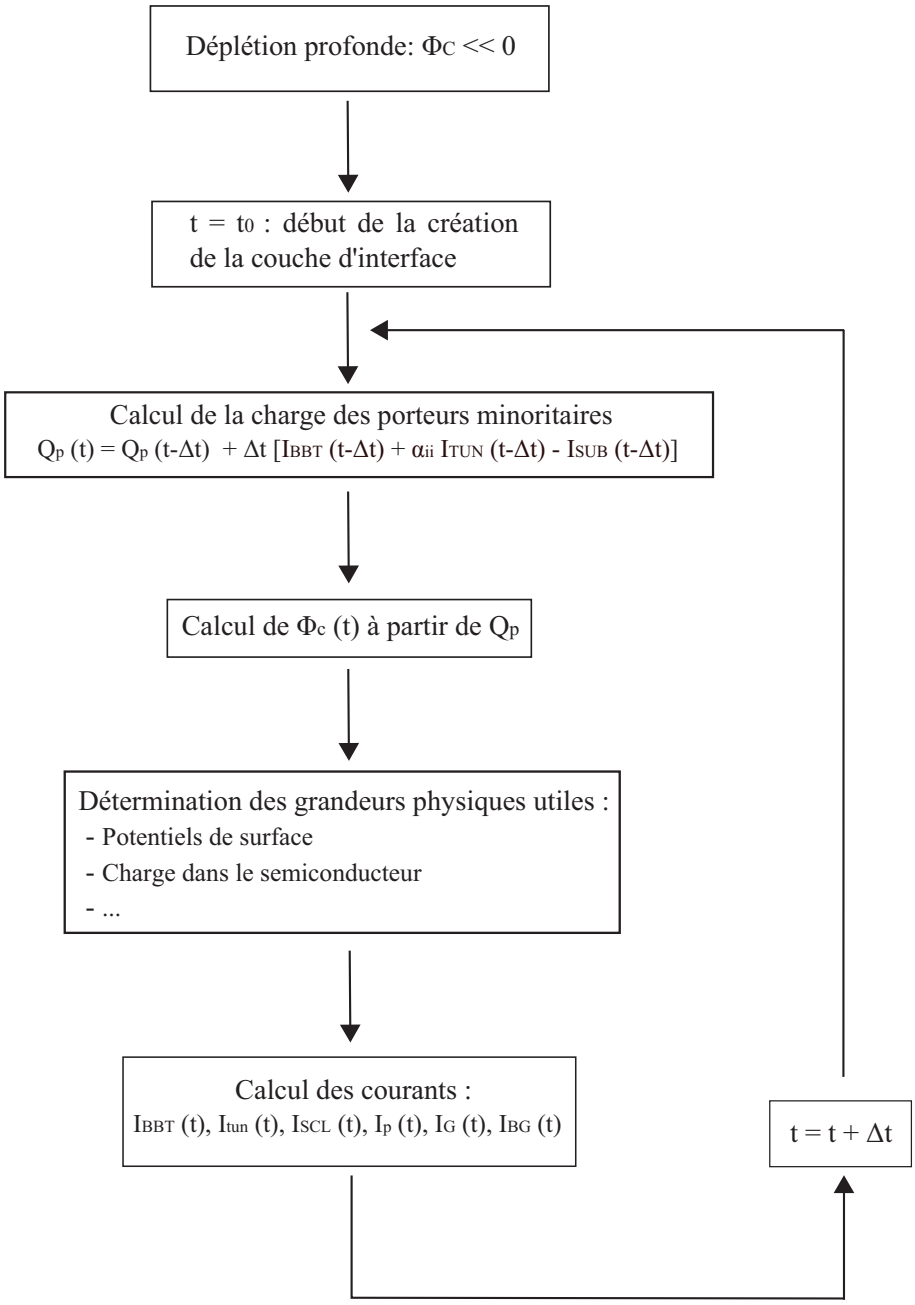


FIGURE 2.10 – Schéma de résolution numérique complet.

paires électron-trou créées par ionisation par impact dans l'anode par électron tunnel incident. I_{SCL} est le courant résultant de la modulation de la ZCE et est la dérivée temporelle de Q_D :

$$I_{SCL}(t) = \frac{dQ_D(t)}{dt} \tag{2.6}$$

Pour tenir compte du caractère hors-équilibre de la situation, le niveau de Fermi dans la grile arrière est scindé en deux quasi-niveaux de Fermi pour les éléctrons (E_{Fn}) et les trous (E_{Fp}) afin de quantifier l'écart des diverses grandeurs physiques avec leurs valeurs théoriques à l'équilibre thermodynamique. La différence entre les deux quasi-niveaux sera notée dans la suite du texte $e\Phi_C = E_{Fn} - E_{Fp}$. Dans le cas d'un semiconducteur dopé n, l'écart entre les concentrations d'électrons majoritaires à l'équilibre thermodynamique ($\Phi_C = 0$) et en régime hors équilibre ($\Phi_C \neq 0$) sera considéré négligeable, et la condition $E_{Fn} \approx E_F$ sera toujours vérifiée. Pour une tension de grille donnée, le cas $\Phi_C > 0$ ($\Phi_C < 0$) est rencontré lorsque la charge d'inversion Q_p est plus importante (plus faible) que sa valeur à l'équilibre calculée à partir d'un modèle C-V standard comme décrit au premier chapitre.
Après l'initialisation des paramètres à $t = 0$, l'évolution temporelle de la charge des porteurs minoritaires Q_p est évaluée grâce à la relation :

$$Q_p(t) = Q_p(t - \Delta t) + [\alpha_{ii} I_{TUN}(t - \Delta t) + I_{BBT}(t - \Delta t) - I_{SUB}(t - \Delta t)]\, \Delta t \qquad (2.7)$$

où I_{SUB} représente le courant de fuite des trous vers le substrat. La connaissance de Q_p à un instant t permet la détermination des potentiels électriques (oxyde, grille et grille arrière) dont l'obtention est nécéssaire à la résolution numérique complète. Les différents courants simulés évoluent avec la mise à chaque pas de temps du diagramme de bande de la structure capacitive. Il est important de noter que l'augmentation de Q_p dans le temps provoque l'augmentation de la charge côté grille Q_G car la condition d'électroneutralité de la capacité reste valable à tout instant. En particulier, le terme $dQ_G(t)/dt$ garde une valeur non nulle pendant le plateau du pulse tant que le régime stationnaire n'est pas atteint.

Déplétion profonde

Le régime de déplétion profonde dans la grille arrière correspond au cas où la charge d'inversion est nulle. Ceci revient à résoudre une équation de Poisson où la concentrations des trous apporte une contribution négligeable ou nulle à la densité volumique de charge totale :

$$\rho_{sc}(x) = e\left[N_d^+(x) - N_a^-(x) - n(x)\right] \qquad (2.8)$$

Le courant de déplacement mesuré durant la rampe de montée est superposé à la figure 2.11 aux courants de déplacement déduits de la simulation des courbes C-V à l'équilibre et en régime de déplétion profonde. Le courant mesuré suit la courbe de déplétion profonde jusqu'à un temps t_0 à partir duquel la couche d'inversion commence à se former grâce aux divers mécanismes physiques mis en jeu (courant tunnel bande-à-bande, ionisation par impact).

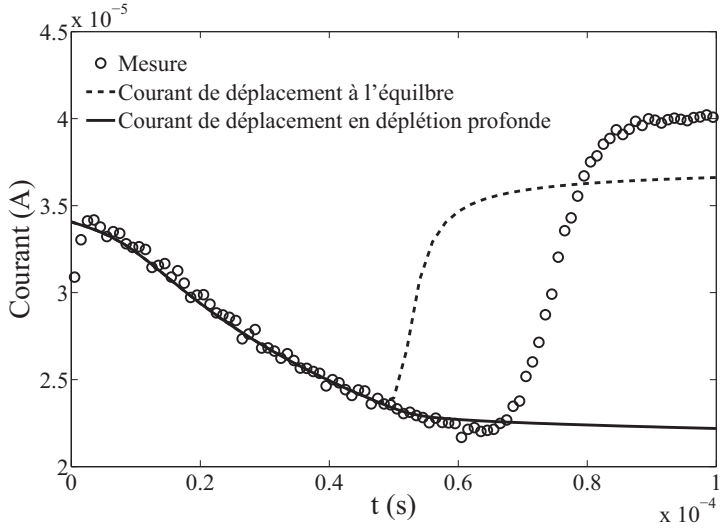


FIGURE 2.11 – Comparaison du courant mesuré dans la rampe de montée du pulse et des courants de déplacement simulés à l'équilibre thermodynamique et en régime de déplétion profonde ($V_g^{pl} = -8.4V, t_r = 100\mu s$).

D'une manière plus générale, la concentration de trous dans la grille arrière sera calculée à chaque pas de temps de temps de la résolution numérique à partir de l'équation A.9 modifiée pour tenir compte de la position du quasi-niveau de Fermi :

$$p(x) = N_V F_{1/2}\left(-\eta_0 - \frac{E_G}{kT} - \frac{q(\psi(x) - \Phi_C)}{kT}\right) \tag{2.9}$$

Courant tunnel bande-à-bande

Certains auteurs semblent s'accorder sur le fait que la génération thermique des paires électron-trou est beaucoup trop lente pour expliquer la fin du régime de déplétion profonde et le retour à un régime stationnaire des capacités SOS [3].

Des mécanismes tels que l'ionisation par impact et la multiplication par avalanche des porteurs résultant de l'injection d'électrons dans la ZCE de la grille arrière par effet tunnel ont également été écartés car la contribution du courant Fowler-Nordheim est tout simplement trop faible en régime de déplétion profonde. En effet, l'absence de porteurs minoritaires à l'interface oxyde/grille arrière limite fortement la valeur du champ dans l'oxyde. Seule une multiplication très importante des porteurs à cette interface pourrait expliquer le niveau du courant de grille, mais cette hypothèse semble peu probable car le courant tunnel de type Fowler-Nordheim simulé pour ces valeurs de champ électrique dans l'oxyde a une amplitude inférieure de plusieurs ordres de grandeur par rapport au courant de grille mesuré.

Finalement le courant tunnel bande-à-bande, qui a déjà été identifié comme la cause principale de la création de porteurs en régime de déplétion profonde pour des valeurs de dopage supérieures à $5.10^{17} cm^{-3}$ [3], a été retenu dans ce travail comme le mécanisme responsable de la fin de ce régime. Le principe de ce phénomène, apparaissant pour des potentiels de surface dans la grille arrière supérieurs en valeur absolue à la largeur de la bande interdite du silicium (1.12 eV à 300˚K), est schématisé à la figure 2.12. Des électrons de la bande de valence, proches de l'interface avec l'oxyde tunnel, peuvent atteindre des états libres de la bande de conduction par effet tunnel à travers à la bande interdite. Des trous apparaissent alors dans la bande de valence, provoquant l'augmentation de la charge d'inversion et de la charge dans la grille pour cause d'électroneutralité de la capacité SOS.

De nombreux modèles, de complexité variable, existent pour simuler le courant tunnel bande-à-bande [65] [66] [67] [68]. Une approche relativement simple, dite 'QFT', est présentée ici [69]. Le courant peut être obtenu en calculant le produit de la charge électrique susceptible de passer au travers de la barrière, de la fréquence de départ des électrons de valence F, et du coefficient de transmission à travers la barrière T_{BBT}.

Pour déterminer la charge électrique susceptible de pouvoir contribuer au courant tunnel bande-à-bande, il est nécéssaire de pouvoir calculer le nombre d'électrons contenus dans le puits de potentiel formé par la courbure de la bande de valence.

La concentration de trous libres par unité d'énergie dans la bande de valence est égale au produit de la densité d'états dans la bande de valence définie à l'équation 1.16 par la fonction de Fermi des trous teant compte du quasi-niveau associé :

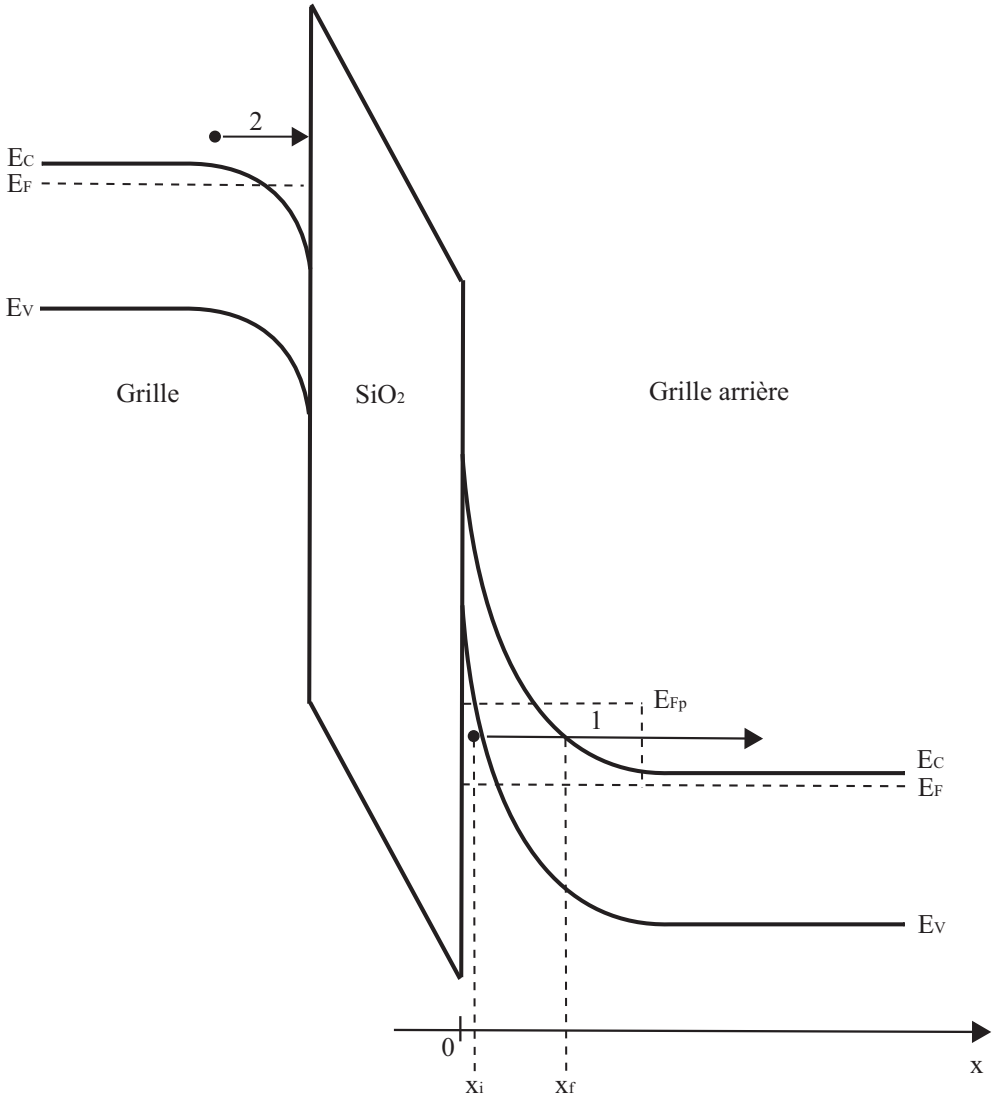


FIGURE 2.12 – Représentation schématique du phénomène de courant tunnel bande-à-bande. 1. Départ des électrons de la bande de valence pour la bande de conduction lorsque la condition $|\psi_{BG}| > E_G$ est vérifiée. 2. Maintien de l'électroneutralité.

$$p_{BV}(E,x) = g_p(E,x) f_p = g_p(E,x) \left[1 - \frac{1}{1 + exp\left(\frac{E - E_{Fp}}{kT}\right)} \right] \tag{2.10}$$

Le nombre d'électrons de valence par unité de volume et d'énergie s'écrit alors simplement :

$$n_{BV}(E,x) = g_p(E,x) - p_{BV}(E,x) \tag{2.11}$$

Le coefficient de transmission pour un électron traversant la bande interdite est calculé à l'aide d'une approximation WKB et dépend de la position initiale de l'électron :

$$T_{BBT} = exp\left(-\frac{2}{\hbar}\int_{x_i}^{x_f}\sqrt{2\bar{m^*}|E_C(x)-E|}\right) \tag{2.12}$$

Dans cette expression, $\bar{m^*}$ est la masse effective moyenne des électrons sur l'ensemble de leur parcours (bande de valence + bande interdite dans le calcul), x_i et x_f sont la position de départ des électrons et la fin du gap pour une énergie E donnée (voir la figure 2.12). L'expression finale de la densité de courant tunnel bande-à-bande est finalement :

$$J_{BBT} = \frac{I_{BBT}}{S} = qF\int_0^{|\psi_{BG}|-E_G}\int_{x_i}^{x_f} n_{BV}(E,x)T_{BBT}(E,x)dxdE \tag{2.13}$$

Courant tunnel à travers l'oxyde

Dans la zone n°3, les courants de grille et de substrat sont partiellement dûs au courant tunnel Fowler-Nordheim I_{TUN} dont l'expression générale est précisée au premier chapitre (équation 1.26). Le coefficient de transmission T_{TUN} est calculé à l'aide d'une approximation WKB (équation A.31). L'effet des potentiels de surface dans la grille et grille arrière, notés respectivements Ψ_G et Ψ_{BG}, est pris en compte dans le calcul du champ électrique régnant dans l'oxyde :

$$\zeta_{ox} = -\frac{V_G - V_{FB} - \Psi_{BG} + \Psi_G}{t_{ox}} \tag{2.14}$$

Les différentes masses effectives seront considérées indépendantes de la température et du champ électrique, et la hauteur de barrière Φ_e à l'interface grille/oxyde sera utilisée comme un paramètre d'ajustement de la composante Fowler-Nordheim du courant de grillle.

Ionisation par impact

Lorsque que le champ électrique augmente dans l'oxyde, le courant tunnel bande-à-bande est progressivement remplacé par le courant Fowler-Nordheim, et de nouveaux trous

sont créés par ionisation par impact lorsque des électrons énergétiques parviennent jusqu'à la grille arrière depuis la bande de conduction de l'oxyde (voir figure 2.13). Les paires électron/trou résultant de l'ionisation par impact sont dissociées par le champ électrique présent dans la ZCE de la grille arrière et les porteurs ainsi générés migrent alors à l'intérieur de celle-ci. Les trous participent à la formation de la couche d'inversion et les électrons sont récupérés par le contact de la grille arrière.

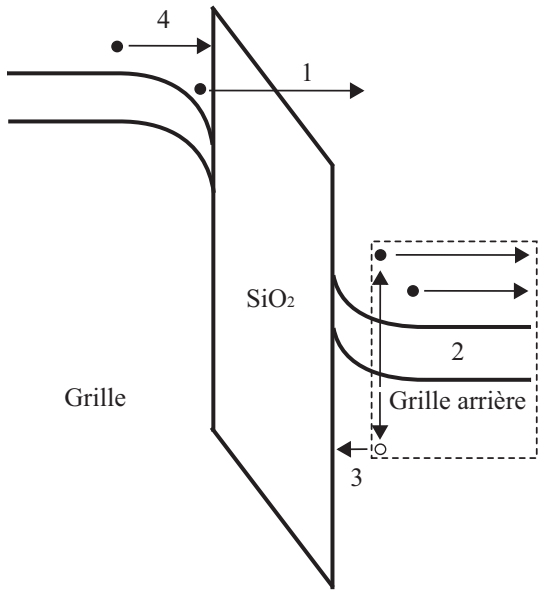


FIGURE 2.13 – Représentation schématique du phénomène d'ionisation par impact. 1. Passage des électrons par conduction Fowler-Nordheim. 2. Multiplication des porteurs par ionisation par impact. 3. Les trous créés contribuent à la formation de la couche d'inversion. 4. Compensation de la charge créée pour maintenir l'électroneutralité.

Calcul des profils de potentiel dans la grille arrière

L'algorithme de résolution numérique nécessite à chaque pas de temps la connaissance du profil de potentiel dans la grille arrière afin de pouvoir calculer la contribution du courant tunnel-bande-à-bande à partir de la forme de la barrière vue par les électrons de valence se déplaçant la bande de conduction. La détermination de ce potentiel peut être obtenue en lui associant une expression analytique découlant de l'approximation de la désertion dans la ZCE de la grille arrière, ou bien en résolvant numériquement à l'aide de la méthode des différences finies l'équation de Poisson.

L'approximation de la désertion consiste à négliger la contribution des porteurs libres à la densité de charge volumique dans la grille arrière :

$$\rho_{sc}(x) \approx -eN_D^+(x) \tag{2.15}$$

La résolution de l'équation simplifiée de Poisson dans la grille arrière permet alors de trouver une expression analytique pour le potentiel ainsi que le champ électrique [21] :

$$\psi(x) = \psi_{BG}\left(1 - \frac{x}{W_{ZCE}}\right)^2 \tag{2.16}$$

$$\xi_{sc}(x) = -\frac{eN_D}{\varepsilon_{sc}}\left(x - W_{ZCE}\right) \tag{2.17}$$

où W_{ZCE} représente la largeur de la zone de charge d'espace calculée analytiquement dans le cadre de l'approximation du potentiel parabolique. Elle s'exprime en fonction du potentiel de surface de la manière suivante :

$$W_{ZCE} = \sqrt{\frac{2\varepsilon_{sc}}{eN_D}|\psi_{BG}|} \tag{2.18}$$

D'après les calculs relatifs à la résolution de l'équation de Poisson dans un semicondcteur exposés au chapitre 1, l'expression du champ électrique en fonction de la position dans le semiconducteur est (cf. équation A.22) :

$$\xi_{sc}(x) = -\frac{d\psi(x)}{dx} = sgn\left(\psi(x)\right)\sqrt{\frac{2e}{\varepsilon_{sc}}}\left[I_d(x) - I_a(x) + I_p(x) - I_n(x)\right]^{1/2} \tag{2.19}$$

On peut alors, en utilisant la méthode des différences finies et grâce à la connaissance du potentiel de surface (soit $\psi(x_1)$) :

$$\psi(x_{i+1}) = \psi(x_i) + \Delta x sgn\left(\psi(x)\right)\sqrt{\frac{2e}{\varepsilon_{sc}}}\left[I_d(x) - I_a(x) + I_p(x) - I_n(x)\right]^{1/2} \tag{2.20}$$

La connaissance du profil de potentiel dans la ZCE permet alors de remonter au profil du champ. Les profils de champ et de potentiel calculés à partir de ces dernières expressions sont comparés à ceux obtenus dans le cadre d'une approximation parabolique pour le potentiel dans la ZCE aux figures 2.14 et 2.15. Plus la contribution de la charge d'inversion devient importante (augmentation de Φ_C en valeur algébrique) et plus l'approximation du potentiel parabolique devient mauvaise car l'approximation de l'équation 2.15 est alors mise en défaut. En pratique, le calcul par différences finies est mené sur une longueur de semiconducteur légèrement supérieure à la valeur de W_{ZCE} (typiquement $1.1W_{ZCE}$). Une convergence acceptable de la forme du potentiel est obtenue pour 200 points de calcul environ. L'approximation du potentiel parabolique semble être à proscrire en régime d'inversion, en particulier lorsqu'une évaluation précise du champ électrique à l'interface oxyde/semiconducteur est requise.

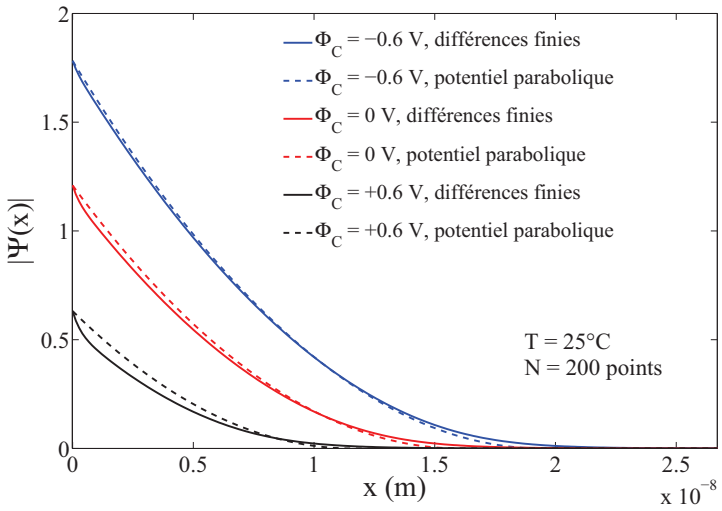


FIGURE 2.14 – Potentiel électrique calculé dans la grille arrière par l'approximation de désertion et par différences finies pour $V_G = -8.4V$ dans trois configurations différentes : $\Phi_C = -0.6V, 0V, +0.6V$.

Fuite vers le substrat

A la fin de la zone n° 3 identifiée à la figure 2.9, le courant de grille arrière devient nettement supérieur au courant de grille en valeur absolue. Ceci peut vraisemblablement

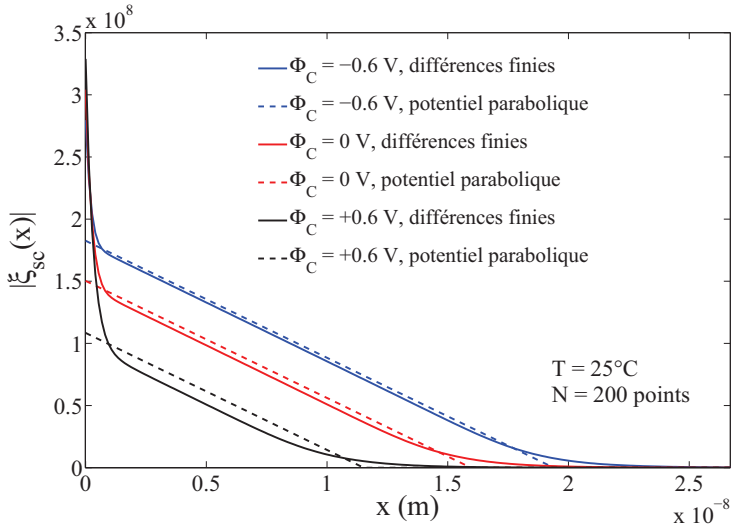


FIGURE 2.15 – Champ électrique calculé dans la grille arrière par l'approximation de désertion et par différences finies pour $V_G = -8.4V$ dans trois configurations différentes : $\Phi_C = -0.6V, 0V, +0.6V$.

être expliqué par une fuite des trous depuis la couche d'inversion vers le substrat de type p. On trouve expérimentalement que ce courant de trous dépend exponentiellement de la différence entre les deux quasi-niveaux de Fermi :

$$I_{SUB} = I_S exp\left(\frac{E_{Fn} - E_{Fp}}{kT}\right) = I_S exp\left(\frac{q\Phi_C}{kT}\right) \tag{2.21}$$

Ce courant de fuite devient non négligeable par rapport aux courants de grille et grille arrière lorsque le potentiel de surface de la grille arrière ψ_{BG} se réduit avec la formation de la couche d'inversion. Dans cette situation, représentée à la figure 2.16, ψ_{BG} voit sa valeur se rapprocher de celle de la tension de diffusion V_b de la diode PN formée par le contact de la grille arrière et du substrat de la capacité. Cette dernière grandeur a pour expression [21] [22] :

$$V_b = \frac{kT}{e} ln\left(\frac{N_D^+ N_A^-}{{n_i}^2}\right) \approx 0.8V \tag{2.22}$$

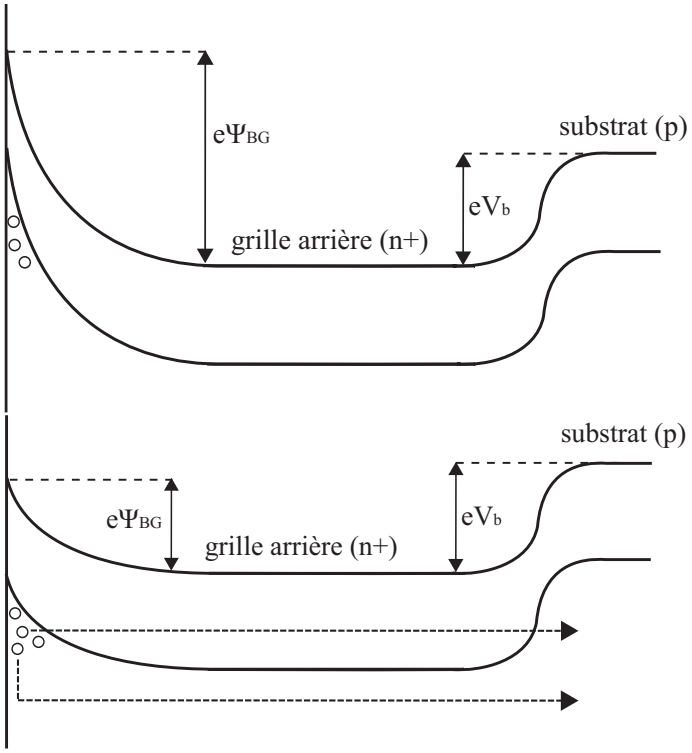


FIGURE 2.16 – Fuite des trous vers le substrat bloquée (figure du haut). Fuite des trous vers le substrat activée avec la réduction du potentiel de surface (figure du bas).

2.4.3 Comparaison entre le modèle et la mesure

La figure 2.17 montre qu'un bon accord est obtenu entre modèle et mesures avec les valeurs de paramètres suivantes : $F = 3,5 * 10^{14} Hz$ et $I_S = 20 fA$. Le facteur de multiplication α_{ii} donnant un bon ajustement du courant tunnel dans les zones n°3 et 4 a été évalué à 1.14 dans notre cas. Cette valeur correspond en fait au coefficient d'ionisation extrait en régime quasi-stationnaire défini comme :

$$\alpha_{ii}(t \geq t_r + t_{eq}) = \frac{|I_{BG}(t \geq t_r + t_{eq})| - |I_G(t \geq t_r + t_{eq})|}{|I_G(t \geq t_r + t_{eq})|} \approx \alpha_{ii}(t) \qquad (2.23)$$

Ce coefficient a été fixé à une valeur constante bien qu'en réalité elle doive dépendre de la forme du potentiel dans la ZCE et de l'énergie des électrons tunnels incidents. Cette approche permet de fortement simplifier la résolution numérique tout en permettant d'obtenir une courbe simulée très proche du courant mesuré.

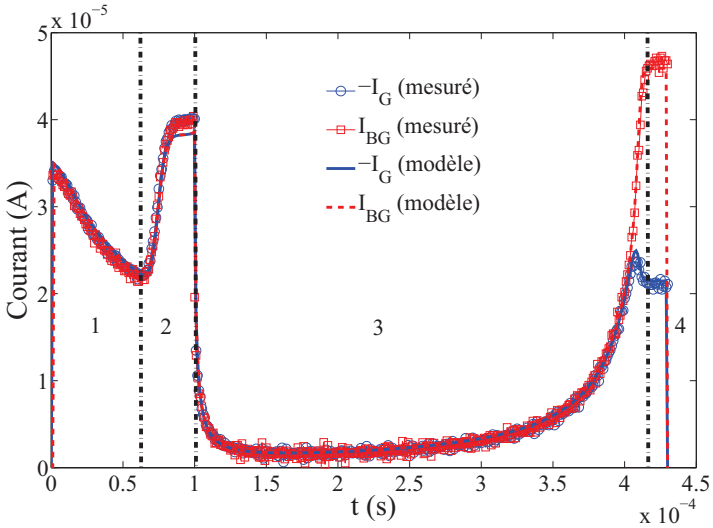


FIGURE 2.17 – Comparaison des courants mesurés et simulés de grille et de grille arrière.

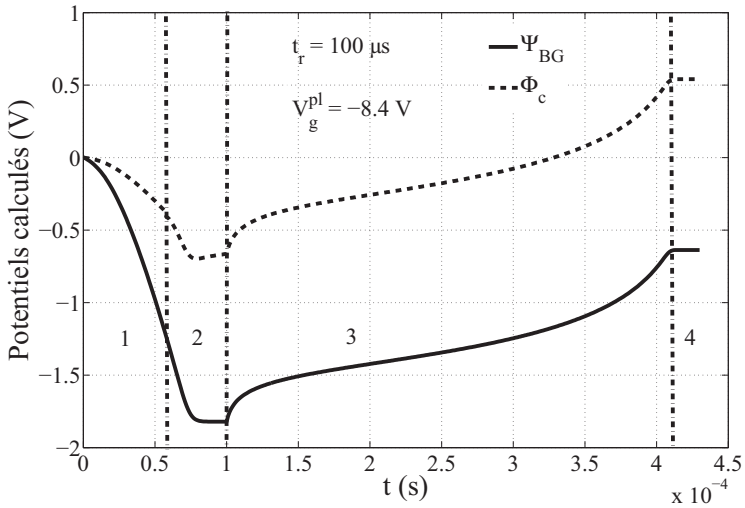


FIGURE 2.18 – Evolution temporelle des potentiels simulés

Dans la zone n˚1, les trous ne sont pas disponibles dans la région proche de la ZCE de la grille arrière, qui entre alors en régime de déplétion profonde. Ce régime est caractérisé à la fois par un potentiel de surface supérieur en valeur absolue à sa valeur à l'équilibre et par une sépération des quasi-niveaux de Fermi ($\Phi_C \neq 0$) comme montré à la figure 2.18.

Les résultats de la simulation de l'évolution des courants I_{BBT}, I_{SCL} et I_{TUN} sont présentés à la figure 2.19. Le courant tunnel bande-à-bande apparaît durant le régime de déplétion

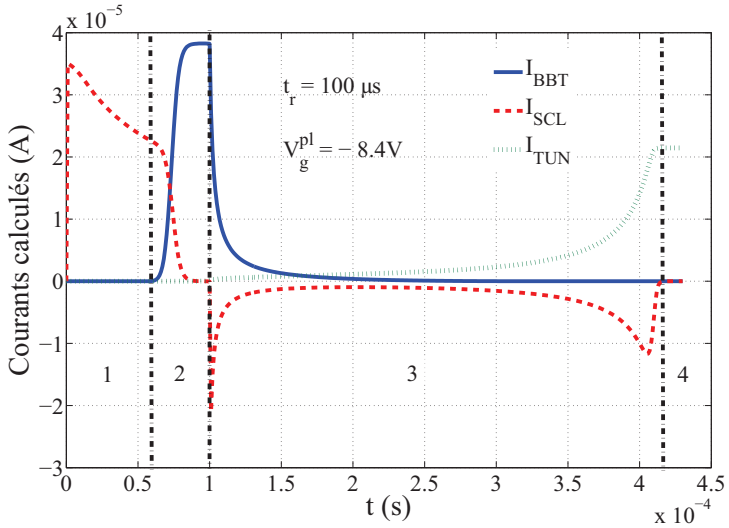


FIGURE 2.19 – Différentes contributions de courants au cours du temps simulées pour un temps de montée $t_r = 100\mu s$ et un plateau de $V_g^{pl} = -8.4V$.

profonde et les trous générés par le départ des électrons de valence participent à la formation de la charge d'inversion (augmentation de Q_{BG}). I_{SCL} diminue et s'annule lorsque le courant tunnel bande-à-bande est maximal. A cet instant, l'augmentation de la charge dans la grille arrière est uniquement dûe à la création de trous.

Lorsque les trous s'accumulent à l'interface grille arrière/oxyde, le champ électrique augmente dans l'oxyde et le courant tunnel traversant le diélectrique augmente (zone n°3). Comme le confirme la simulation de la figure 2.18, le potentiel de surface dans la grille arrière diminue au profit du potentiel aux bornes de l'oxyde qui augmente, et le courant tunnel bande-à-bande s'éteint progressivement. Le courant Fowler-Nordheim devient le mécanisme physique dominant et la création de trous résulte principalement de l'ionisation par impact, qui déclenche une contre-réaction positive. L'accumulation des trous à l'interface et l'augmentation de la tension V_{OX} qui en découle provoque l'accroissement de la composante tunnel I_{TUN} du courant de grille. Le nombre d'électrons provenant de la grille et parvenant à l'interface opposée devient alors plus important, et le nombre de paires électron/trou créées par unité de temps dans la ZCE augmente .

Pour une certaine valeur de Φ_C qui est devenu positif, les trous générés par ionisation par impact ne s'accumulent plus à l'interface et fuient vers le substrat à la place. La capacité atteint finalement un régime quasi-stationnaire caractérisé par une valeur constante de la

charge d'inversion supérieure à sa valeur à l'équilibre et une répartition différente de la tension de grille le long de la structure liées à une position finale du quasi-niveau de Fermi des trous en dessous de celui des électrons (c'est-à-dire $\Phi_C > 0$ conformément aux résultats de la figure 2.18). Il en résulte une valeur plus importante du champ électrique dans l'oxyde et du courant tunnel qu'à l'équilibre thermodynamique, expliquant ainsi la déviation du courant de grille mesuré par rapport au modèle de courant standard.

2.4.4 Détermination du diagramme de bande en régime quasi-statique

Lorsque le régime quasi-permanent est atteint, la variation de la charge électrique dans les ZCE des deux côtés de l'oxyde devient nulle et le courant se stabilise. Les conditions suivantes sont alors vérifiées :

$$\begin{cases} \dfrac{dQ_G}{dt}(t \geq t_r + t_{eq}) = 0 \\ \dfrac{dQ_{BG}}{dt}(t \geq t_r + t_{eq}) = 0 \\ I_{BBT}(t \geq t_r + t_{eq}) = 0 \\ I_{SCL}(t \geq t_r + t_{eq}) = 0 \end{cases}$$

Les courants de grille et de grille arrière valent finalement après stabilisation :

$$\begin{cases} I_G(t \geq t_r + t_{eq}) = I_{TUN}(t \geq t_r + t_{eq}) \\ I_{BG}(t \geq t_r + t_{eq}) = (1 + \alpha_{ii}) I_{TUN}(t \geq t_r + t_{eq}) \end{cases}$$

Il devient alors possible d'évaluer en régime quasi-stationaire un certain nombre de grandeurs physiques (potentiels, position du quasi-niveau de Fermi dans la grille arrière...) sans simuler l'évolution des différents courants en régime transitoire.

La caractéristique I-V complète du courant de grille est reconstituée à partir de la mesure à faibles champs et des valeurs de plateau des courants extraites en mesure dynamique à forts champs (figure 2.20). Le phénomène d'ionisation par impact n'étant important que pour

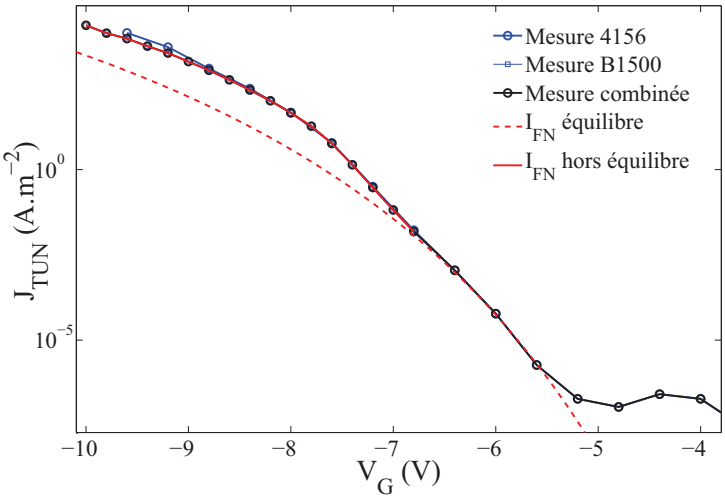


FIGURE 2.20 – Comparaison des courants de grille mesuré et simulés à l'équilibre thermodynamqiue et hors équilibre.

les forts champs électriques, on cherche d'abord à calibrer le modèle de courant Fowler-Nordheim utilisant les valeurs de potentiels calculées à l'équilibre thermodynamique de manière à ce que mesure et simulation coincident pour les faibles champs électriques. On peut alors déterminer les valeurs à utiliser des différents paramètres d'ajustement (hauteur de barrière et masses effectives). Il reste alors à déterminer la répartition de la tension de grille correspondant à la valeur de courant mesurée. La méthode employée ici consiste à calculer cette répartition pour une gamme de valeurs de Φ_C encadrant la solution. Chacune de ces valeurs de Φ_C correspond à une répartition de la tension de grille et une valeur de courant FN différente. On peut alors trouver par interpolation la valeur solution de Φ_C correspondant au courant de grille mesuré pour chaque valeur de V_G. On peut ensuite extraire les potentiels correspondant à cette position du quasi-niveau de Fermi. Une fois la loi $V_{OX}(V_G)$ reconstruite, sa réinjection dans le calcul du courant permet d'obtenir une simulation de celui-ci confondue avec la mesure du courant de grille ("I_{FN} hors équilibre" à la figure 2.20). Les figures 2.21 et 2.22 permettent de comparer la répartition de la tension de grille en régime quasi-stationnaire calculée à l'aide de la méthode développée dans ce chapitre avec celle calculée à l'équilibre thermodynamique. D'une manière générale, le potentiel de surface de la grille arrière diminue au profit de la tension aux bornes de l'oxyde, tandis que le potentiel de surface de grille reste quasiment constant.

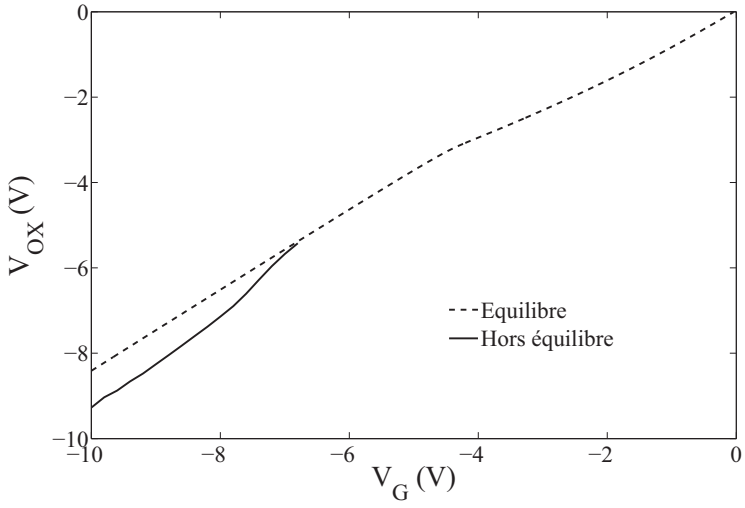


FIGURE 2.21 – Tension d'oxyde en fonction de la tension de grille (négative) simulée à l'équilibre thermodynamique et en régime hors-équilibre permanent tenant compte de l'ionisation par impact.

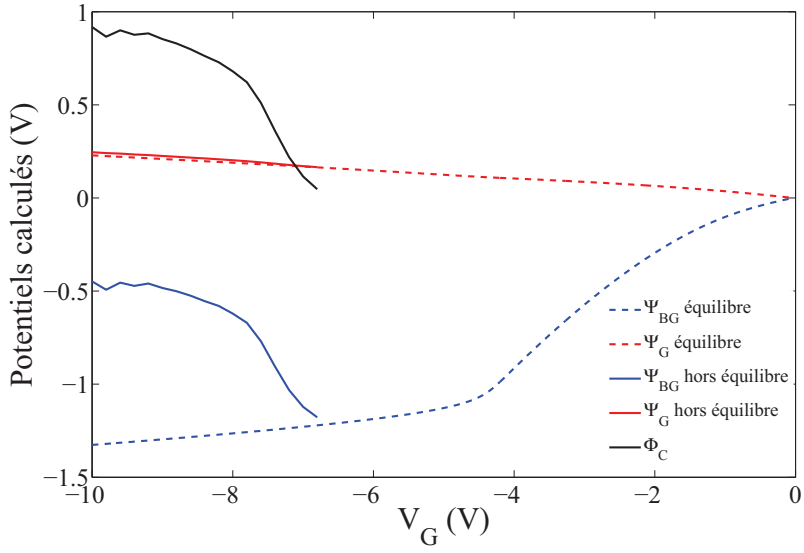


FIGURE 2.22 – Potentiels de surface et position du quasi-niveau de Fermi en fonction de la tension de grille (négative) simulés à l'équilibre thermodynamique et en régime hors-équilibre permanent tenant compte de l'ionisation par impact. Les simulations à l'équilibre et hors équilivre de ψ_{BG} ne se rejoignent pas tout à fait à cause de la méthode numérique de recherche de Φ_C qui ne peut déterminer la valeur de celui-ci que lorsqu'il est suffisamment éloigné de 0.

2.5 Comparaison avec la littérature

Dans leurs articles, les auteurs Baboux et al. avaient réussi à mettre en évidence certaines des spécificités des capacités SOS de type n à l'aide de mesures en temps réel [15] [70]. Pour éviter la dégradation de l'oxyde, les plateaux des pulses appliqués sur la grille des capacités test ont été pris très courts par rapport aux temps de montée et descente ($t_r = t_f$, $t_{pl} = t_r/20$). Des caractéristiques I-V et C-V dynamiques ont pu être obtenues en séparant les contributions du courant de déplacement et du courant tunnel dans les montées et les descentes des pulses. Les figures 2.23 à 2.25, extraites de ces publications, montrent des exemples de réalisations obtenues pour des temps de montée et de descente variables. Les différence relevées entre ces mesures dynamiques et les mesures de courant tunnel et de capacité standards ont été attribuées au régime de déplétion profonde de la grille arrière tant que le dopage de celui-ci n'est pas trop important ($7.10^{18} cm^{-3}$).
Ces figures permettent de mettre en évidence la dépendance vis-à-vis de la tension de grille du temps de "retour à l'équilibre" de la capacité. A la figure 2.23, on peut voir que les courants tunnel mesurés en montée et en descente du pulse ($t_r = 10ms$) ne sont identiques que pour les tensions de grilles les plus élevées. Alors que le temps de plateau semble suffisant pour que la mesure dynamique soit confondue avec la mesure statique pour chaque tension de grille testée, les courants extraits dans la partie montante des pulses s'éloignent du courant statique au fur et à mesure que V_G diminue en valeur absolue. Cette observation est cohérente avec les résultats montrés à la figure 2.6, car le temps nécessaire pour atteindre le régime quasi-permanent devient plus important pour les tensions de grille plus faibles.

La figure 2.24 permet de comparer les courants acquis pendant la montée du pulse à la mesure statique pour trois valeurs de t_r différentes. D'une manière générale, le régime de déplétion profonde est moins marqué lorsque la valeur de la rampe de tension diminue, et il est donc logique que la mesure du courant de montée se rapproche de la mesure statique avec l'allongement du temps de montée. Tant que le régime "quasi-permanent" n'est pas atteint, la charge d'inversion est inférieure à sa valeur finale. Ce phénomène se traduit alors par un retard du régime d'inversion sur la courbe C-V obtenue dans les rampes de montée

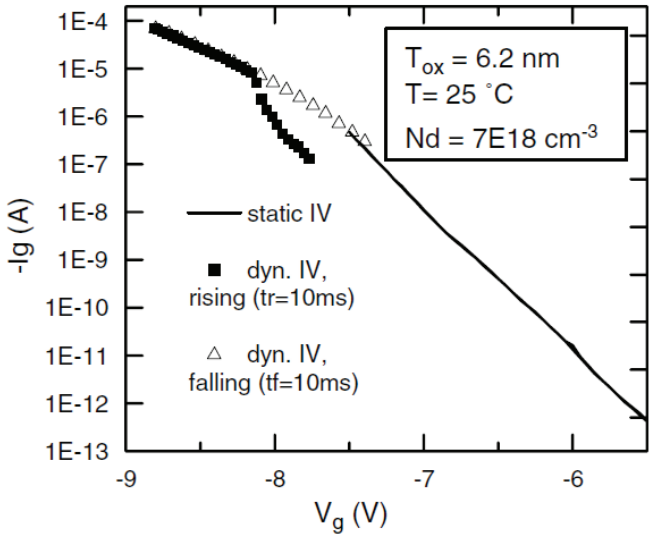


FIGURE 2.23 – Caractéristiques I-V statique et dynamique extraite à partir des rampes de montée et descente des pulses appliqués à la grille d'une capacité SOS ($t_r = t_f = 10ms$). Cas d'un dopage de grille arrière modéré ($7.10^{18} cm^{-3}$). D'après [15].

par rapport à la mesure quasi-statique (figure 2.25). L'écart est d'autant plus important que les tensions de grille sont faibles.

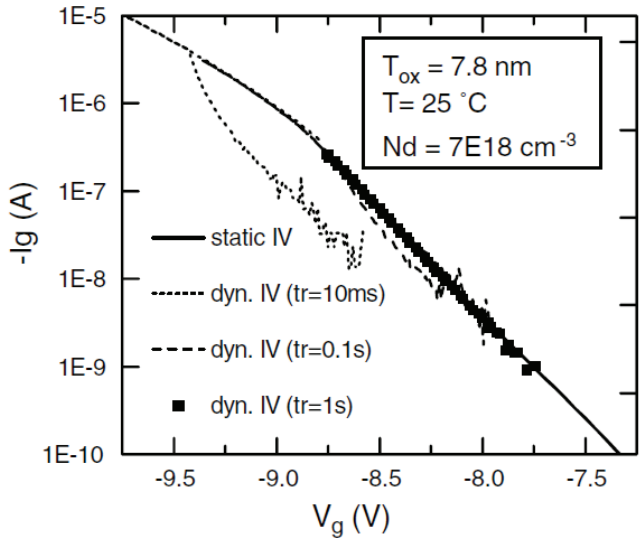


FIGURE 2.24 – Caractéristiques I-V statique et dynamique extraite à partir des rampes de montée des pulses appliqués à la grille d'une capacité SOS pour plusieurs temps de montée ($t_r = 10ms, 0.1s, 1s$). Cas d'un dopage de grille arrière modéré ($7.10^{18} cm^{-3}$). D'après [15].

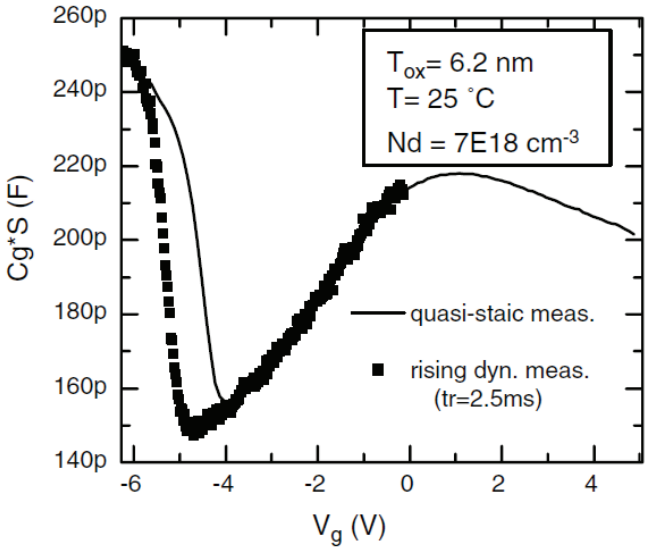


FIGURE 2.25 – Capacité quasi-statique et dynamique extraite dans la montée ($t_r = 2.5ms$) des pulses de grille. Cas d'un dopage de grille arrière modéré ($7.10^{18} cm^{-3}$). D'après [15].

En notant V_T la tension de seuil de la capacité SOS et V_G^{ii} la tension de grille à partir de laquelle l'ionisation par impact est déclenchée ou est suffisamment importante pour provoquer la création de la couche d'inversion, le phénomène de déplétion profonde reste observable tant que la condition $V_T < V_G^{ii}$ est vérfiée selon Baboux et al. Ce raisonnement permet en particulier d'expliquer la superposition des caractéristiques I-V statiques et dynamiques de la figure 2.26. Dans ce cas précis, le valeur du dopage du drain semble avoir été suffisamment augmentée ($1.2.10^{19} cm^{-3}$) pour que la tension de seuil de la capacité devienne supérieure en valeur absolue à la tension de seuil de l'ionisation par impact. L'effet de ce changement de dopage a été simulé à l'équilibre thermodynamique à la figure 2.27. Au vu de la valeur des temps de montée et de descente appliqués ($t_r = t_f = 10ms$), il serait intéressant de pouvoir effectuer des mesures transitoires telles que décrites dans ce chapitre en utilisant des signaux de grille plus courts, ce qui serait rendu possible par la meilleure résolution en temps du B1500 d'Agilent. A la lumière de l'information apportée par la simulation des courants transitoires, il est possible qu'un régime transitoire soit observable car l'ionisation par impact ne permet pas d'atteindre la valeur finale de courant de manière instantanée (voir figure 2.19).

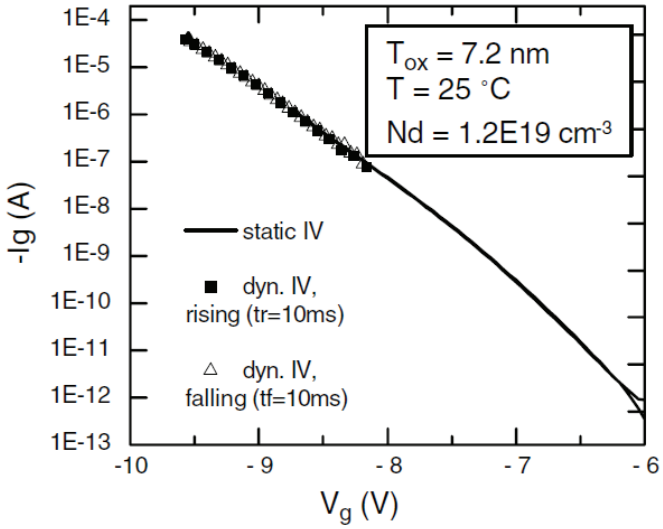


FIGURE 2.26 – Caractéristiques I-V statique et dynamique extraite à partir des rampes de montée et descente des pulses appliqués à la grille d'une capacité SOS ($t_r = t_f = 10ms$). Cas d'un dopage de grille arrière élevé ($1.2.10^{19} cm^{-3}$). D'après [15].

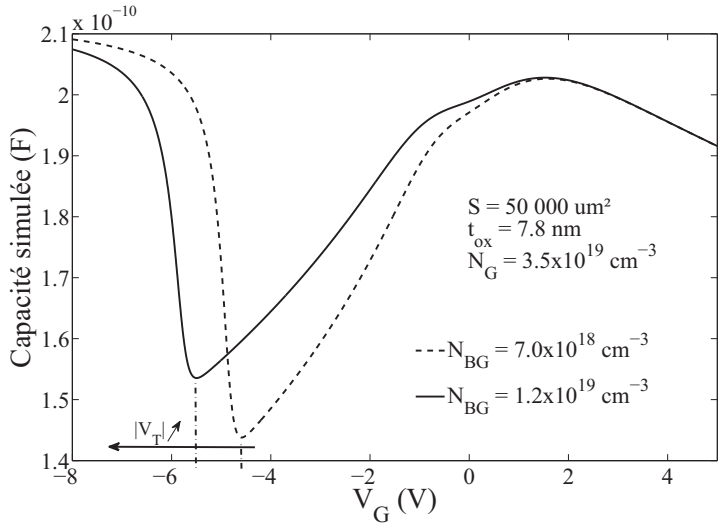


FIGURE 2.27 – Simulation à l'équilibre thermodynamique du décalage de la tension de seuil de la capacité SOS avec l'augmentation de la valeur du dopage de la grille arrière.

Dans leur article [15], Baboux et al ont pu calculer la loi $V_{OX}(V_G)$ des capacités de type n à partir de la différence du courant tunnel mesuré sur celles-ci avec le courant mesuré sur les capacités de type p qui fait office de référence. La figure 2.28 permet d'établir le lien entre la charge surfacique et le potentiel de surface de la grille arrière en régime quasi-stationnaire.

On peut observer un "retournement" du potentiel de surface qui diminue suite au chargement positif de l'interface oxyde/grille arrière résultant de l'ionisation par impact.

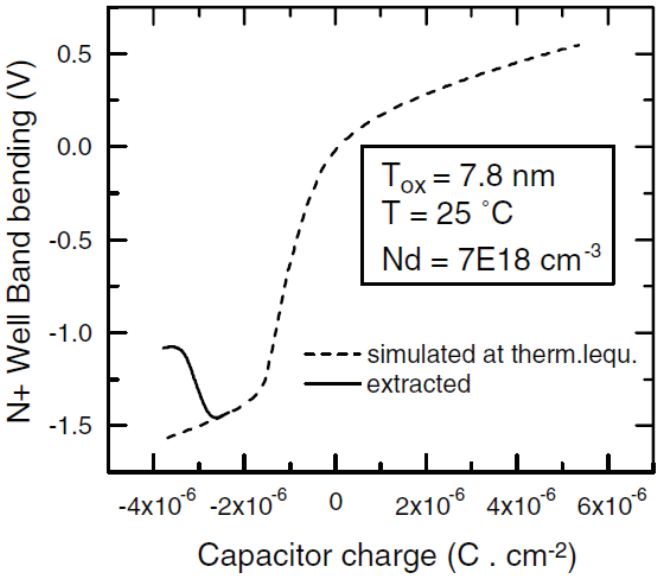


FIGURE 2.28 – Comparaison entre le potentiel de surface dans la grille arrière ψ_{BG} extrait et simulé à l'équilibre thermodynamique en fonction de la charge dans la grille arrière. Cas d'un dopage de grille arrière modéré ($7.10^{18} cm^{-3}$). D'après [15].

La figure 2.29, qui présente la forme de la courbe $\psi_{BG}(Q_G)$ en régime quasi-stationnaire par la méthode détaillée dans ce chapitre, présente les mêmes caractéristiques que celle obtenue par Baboux et al.

La capacité totale de la structure SOS peut être recalculée pour des tensions de grilles comprises entre -7V et -10V en utilisant les paramètres calculés en régime hors équilibre. En utilisant la formule 1.1 avec les capacités surfaciques de grille et de grille arrière calculées en régime quasi-permanent :

$$C_{BG} = \left(\frac{dQ_{BG}}{d\psi_{BG}}\right)_{perm} \tag{2.24}$$

$$C_G = \left(\frac{dQ_G}{d\psi_G}\right)_{perm} \tag{2.25}$$

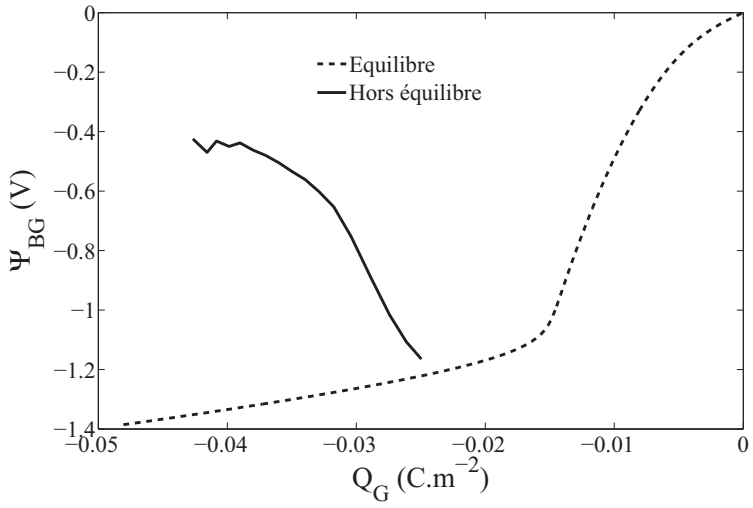


FIGURE 2.29 – Simulation du potentiel de surface de grille arrière en fonction de la charge dans le cas $V_G < 0$ à l'équilibre thermodynamique et hors équilibre.

la capacité totale peut être recalculée et superposée à la capacité simulée à l'équilibre thermodynamique. La comparaison de ces capacités est réalisée à la figure 2.30. Conformément aux résultats de Baboux et al., qui peuvent être observés à la figure 2.31, un pic de capacité apparait autour de $V_G = -8V$ pour la caractéristique C-V calculée à partir des paramètres hors équilibre.

Le comportement électrique des capacités de type n à dopage de grille arrière modéré prédit par le modèle décrit dans ce chapitre se révèle conforme aux résultats de Baboux et al. L'apport des mesures de courants transitoires a permis de valider et de compléter les interprétations avancées par ces auteurs, notamment en mettant en évidence le régime de déplétion profonde ainsi que l'effet de l'ionisation par impact.

2.6 Cas des tensions de grille positives

A fort champ électrique et comme dans le cas des tensions de grille négatives, le courant tunnel mesuré dévie, bien que dans une moindre proportion, d'une loi Fowler-Nordheim standard. Contrairement au cas $V_G < 0$, les courants de grille et grille arrière restent égaux

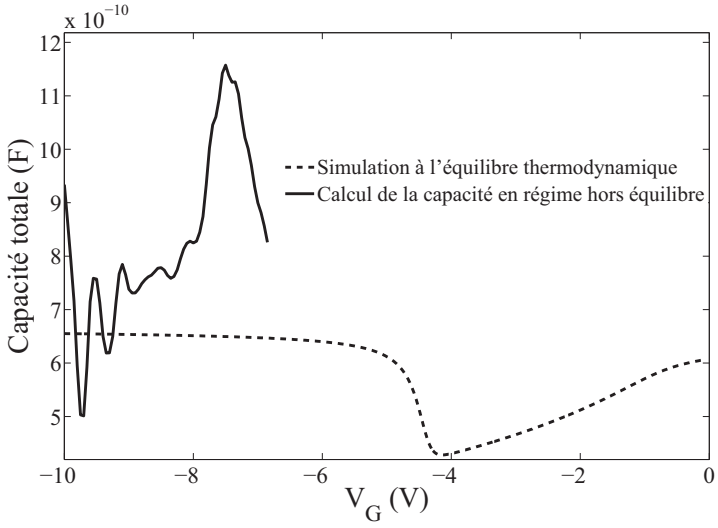


FIGURE 2.30 – Pic de capacité simulé observé lors de la simulation hors équilibre de la capacité.

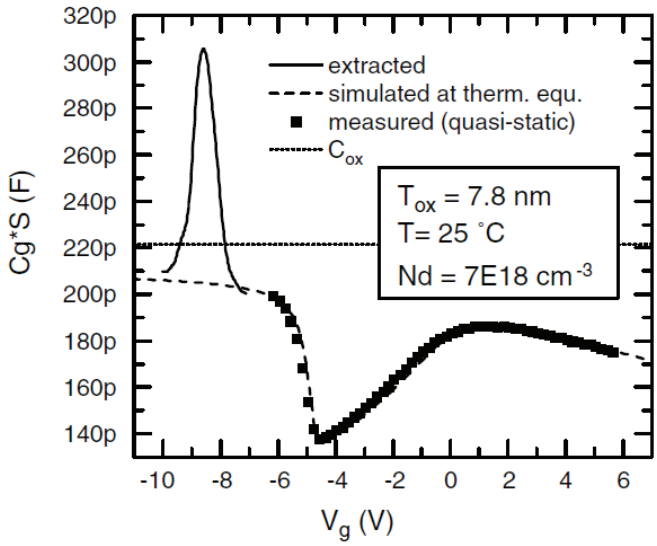


FIGURE 2.31 – Comparaison des capacitées extraite, simulée à l'équilibre thermodynamique et mesurée (quasi-statique). Cas d'un dopage de grille arrière modéré ($7.10^{18} cm^{-3}$). D'après [15].

tout au long de la durée de la mesure (figure 2.32) du fait de l'impossibilité pour les trous d'être évacués par le substrat. Lorsqu'un électron provenant de la grille arrière ne provoque pas d'ionisation par impact dans la grille, il est évacué par le champ électrique régnant dans celle-ci. Les courants de grille et grille arrière restent donc égaux. Dans le cas où une paire électron-trou est créée, deux électrons sont évacués de la zone de charge d'espace de

la grille, et un trou vient se placer à l'interface grille/oxyde. Pour compenser ce déficit et pour assurer la condition d'électroneutralité de la capacité SOS (dans le cas d'une capacité vierge, $Q_{BG} = -Q_G$), on doit obligatoirement avoir un électron se déplaçant de la zone neutre vers l'interface oxyde/grille arrière. Cette configuration, analogue au cas $V_G < 0$ mais en inversant le rôle de la grille et de la grille arrière, est illustrée à la figure 2.33.

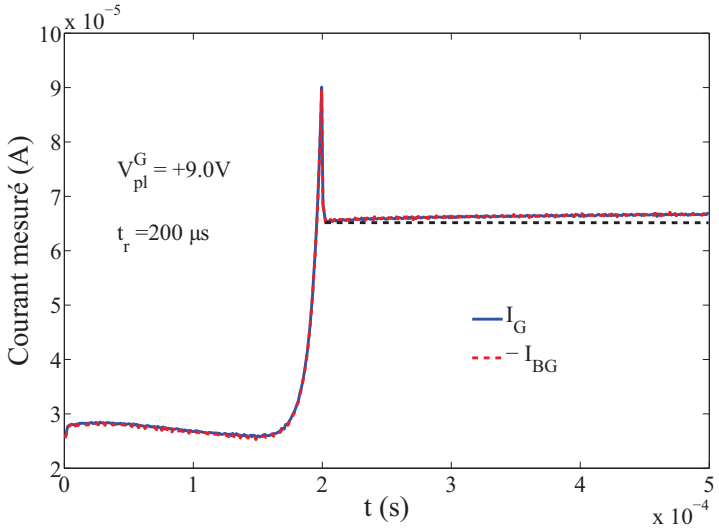


FIGURE 2.32 – Mesure de courant dynamique ($V_g^{pl} = +9V$ et $t_r = 200\mu s$)

Une observation plus attentive de la figure 2.32 permet de constater d'autres différences majeures par rapport au cas $V_G < 0$. La composante tunnel du courant mesuré est visible dès la fin de la rampe de montée du pulse, ce qui traduit l'augmentation beaucoup plus "rapide" du champ électrique dans l'oxyde et de la charge d'inversion dans la grille. En effet, au vu de la valeur de dopage extraite ($4.10^{19} cm^{-3}$) et de la forte tension de seuil associée, il semble très peu probable que la grille passe par un régime de déplétion profonde.

Il faut ensuite trouver un "critère d'arrêt" permettant d'expliquer la stabilisation (ou non) du courant mesuré malgré la contre-réaction positive engendrée par l'ionisation par impact. Les trous s'accumulant à l'interface grille/oxyde provoquent une augmentation du champ électrique dans l'oxyde et ainsi une augmentation du facteur de multiplication α_{ii}, sans pouvoir être évacués vers le subtrat. La stabilisation du courant ne peut donc intervenir que si α_{ii} s'annule à un instant donné. Le courant augmentant encore légèrement à la fin de la période d'observation du courant de grille à la figure 2.32, il est vraisemblable que ce

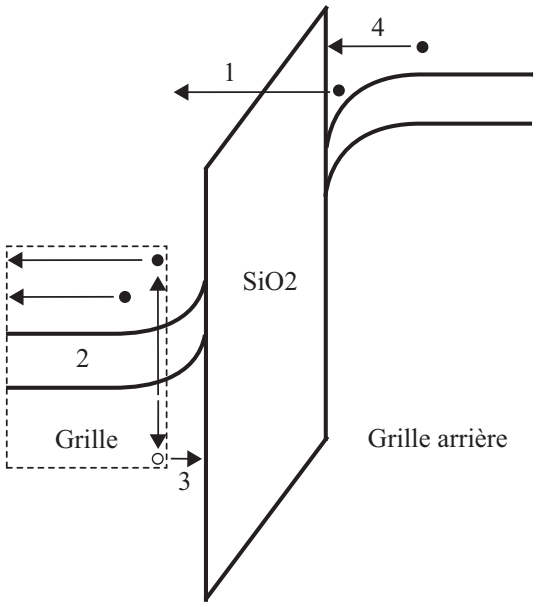


FIGURE 2.33 – Courant Fowler-Nordheim pour $V_G > 0$ avec ionisation par impact. 1. Conduction Fowler-Nodheim, 2. Multiplication des porteurs par ionisation par impact, 3. Contribution des trous créés à la charge d'inversion, 4. Maintien de l'électroneutralité : arrivée d'électrons compensant la création des trous à l'interface opposée.

ne soit pas le cas. De plus la grille, bien que fortement dopée, n'est pas métallique et il est probable que la zone de charge d'espace, bien que très réduite, provoque une séparation de paires électron/trou.

On cherchera ensuite à trouver la valeur du champ électrique dans l'oxyde permettant de recoller le courant mesuré (de manière approximative car il ne se stabilise pas) et le courant simulé pour chaque valeur de tension de grille. Il semble alors a priori indispensable d'introduire un quasi-niveau de Fermi pour les trous dans la grille, et les différentes grandeurs physiques sont extraites comme pour le cas $V_G < 0$. Un exemple de résultat, présenté à la figure 2.34, montre l'existence d'un régime hors équilibre caractérisé par une valeur positive de Φ_C dans la grille dont le potentiel de surface diminue en valeur absolue au profit de la tension d'oxyde.

2.7 Premier modèle de multiplication des porteurs

L'étude de la multiplication des porteurs à l'anode dans le cas des tensions de grille positives n'a pu être réalisée expérimentalement car les courants de grille et de grille arrière

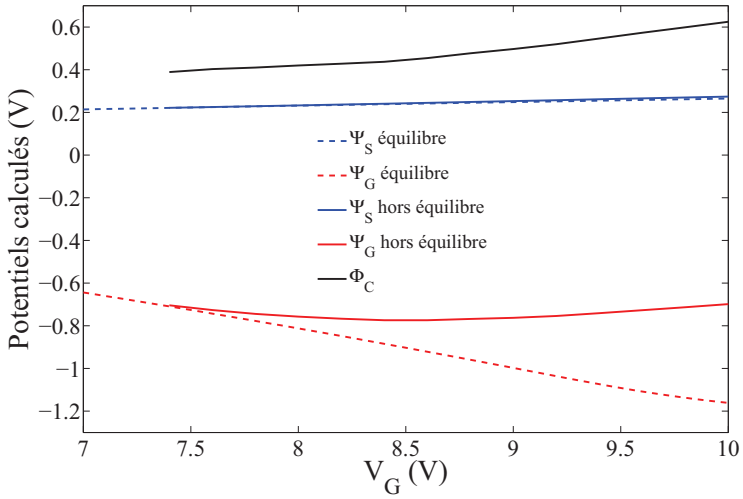


FIGURE 2.34 – Potentiels de surface et position du quasi-niveau de Fermi en fonction de la tension de grille (positive) simulés à l'équilibre thermodynamique et en régime hors-équilibre permanent tenant compte de l'ionisation par impact.

ne se séparent jamais. L'idée est ici de développer un premier modèle afin de prédire la valeur de α_{ii} dans la grille arrière relevée en régime quasi-permanent pour les valeurs de V_g^{pl} négatives permettant d'observer la séparation des courants, puis de l'apliquer dans le cas des tensions de grille positives. Cette démarche permettrait alors, par exemple, d'évaluer la valeur de α_{ii} dans le temps dans le cas de pulses positifs et de savoir si les courants de grille et de grille arrière peuvent se stabiliser ou non.

Ce début de modèle, qui se base sur l'étude du phénomène d'ionisation par impact menée dans la partie 1.5.3, permet d'évaluer la valeur de α_{ii} dans la grille arrière. Sa zone de charge d'espace, représentée à la figure 2.35, est découpée en tranches pour lesquelles le potentiel et l'énergie des porteurs sont considérées constantes.

Dans un souci de simplicité, et au vu de la faible largeur de la zone de charge d'espace (15 nm environ), il est naturel de considérer en premier lieu la contribution des électrons "ballisitiques" provenant de la cathode, pour lesquels le temps de passage dans la ZCE est inférieur aux temps de relaxation en quantité de mouvement et énergie τ_m et τ_E. On considèrera dans un premier temps que les seules interactions qui font perdre de l'énergie aux électrons sont les chocs provoquant une ionisation, et seuls ces chocs seront considérés. La

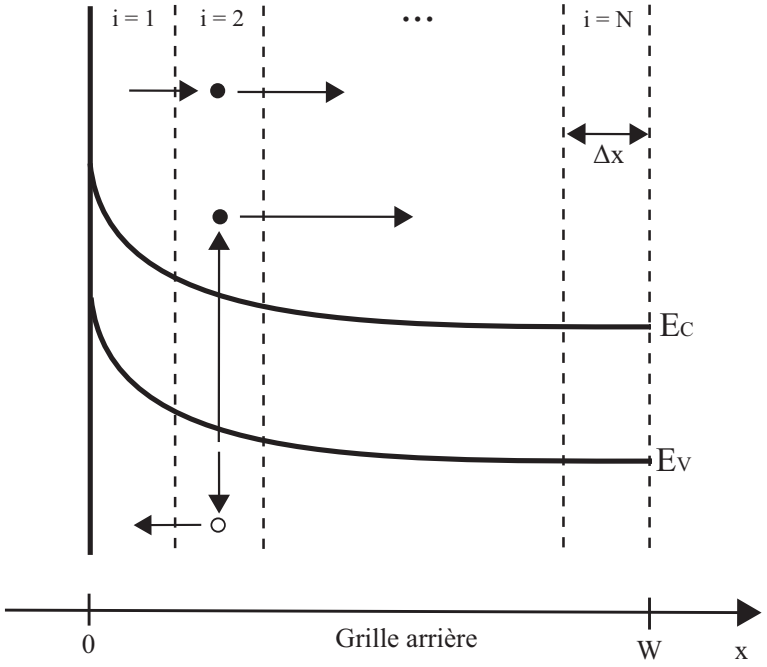


FIGURE 2.35 – Découpage en tranches de la zone de charge d'espace.

probabilité p(t) qu'a un porteur de ne pas avoir collisionné à l'instant t peut s'exprimer en fonction du temps moyen entre deux collisions provoquant une ionisation par impact τ_i :

$$p(t) = exp\left(-\int_0^t \frac{dt}{\tau_i(E)}\right) \tag{2.26}$$

La probabilité d'avoir collisionné à l'instant t vaut donc $1 - p(t)$, et la valeur de τ_i est déterminée à l'aide de l'équation 1.48. Dans ce modèle, la vitesse des porteurs est supérieure à la vitesse de saturation en raison de l'absence de collisions avec le réseau (hors ionisation par impact). On la prendra égale à :

$$v = \sqrt{\frac{2E}{m^*}} = \frac{dx}{dt} \tag{2.27}$$

où m^* est la masse effective de conduction des électrons dans le silicium que l'on considèrera indépendante de l'énergie. La valeur de α_{ii} est alors obtenue en sommant le nombre de paires électron-trou créées dans chaque tranche par un unique électron tunnel incident. La figure 2.36 permet de comparer la superposition des valeurs mesurées de α_{ii} avec celles modélisées

grâce au jeu de paramètres ($m = 3$, $W_0 = 9.10^{10}s^{-1}$, $E_T = E_G$) et en considérant que les électrons incidents peuvent provoquer une ionisation tant que leur énergie est supérieure à E_T. L'énergie d'entrée des électrons tunels incidents a été caclulée en se servant des équations 1.37, 1.41 et 1.42.

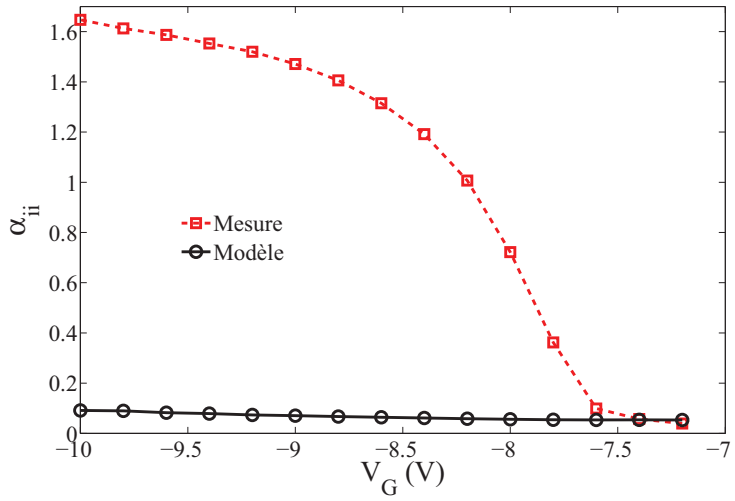


FIGURE 2.36 – Mesure et modélisation du facteur de multiplication α_{ii}.

La contribution des électrons tunnel ballistiques n'est de toute évidence pas suffisante pour expliquer l'évolution abrupte du nombre de paires électron/trou par électron incident en fonction de la polarisation. Diverses explications et éléments à prendre en compte peuvent être avancés. En particulier, un modèle d'avalanche devrait être implémenté afin de prendre en compte l'effet des porteurs "fils" pouvant à leur tour générer de nouvelles paires électron/trou. L'importance de cette avalanche dépendra fortement de l'énergie attribuée aux différents porteurs impliqués lors de leur création.

De plus, l'article [71] semble montrer que le champ électrique a un effet sur le calcul du taux d'ionisation pour les électrons de faible énergie (inférieure à la largeur de bande interdite du semiconducteur), qui ont par exemple perdu de l'énergie suite à plusiseurs ionisations successives, ou qui viennent d'être créés.

Enfin, il pourra être utile de considérer la contribution des électrons soumis à un régime de "dérive chanceuse" dont la vitesse peut chuter lors de leur passage dans la ZCE sans subir de perte d'énergie. Le temps passé passé par ces électrons dans la ZCE sera alors plus long

et ils pourront provoquer la création d'un nombre plus important de paires électron-trou.

2.8 Conclusion

L'exploitation des mesures dynamiques de courants de grille et de grille arrière dans le cas de pulses de grille positifs et négatifs réalisée dans ce chapitre a permis de comprendre en grande partie les raisons la déviation des courants tunnel par rapport à une loi Fowler-Nordheim standard.

Dans la cas $V_G < 0$, l'observation du régime de déplétion profonde, provoqué dans la grille arrière par la variation rapide du signal de grille, a été réalisée. Les mécanismes de retour à l'équilibre (courant tunnel bande-à-bande et ionisation par impact) ont été identifiés et modélisés. La création de paires électron-trou dans la grille arrière alimente la couche d'inversion en porteurs minoritaires jusqu'à la rencontre d'un critère d'arrêt (ici la diminution du potentiel à l'interface oxyde / grille arrière). Les nouveaux trous créés sont alors évacués en totalité vers le substrat et un régime "quasi-permanent", caractérisé par une charge d'inversion plus importante qu'à l'équilibre thermodynamique, est atteint.

Dans le cas $V_G > 0$, le critère d'arrêt n'a pas pu être clairement identifié. Tout au long des mesures dynamiques, les courants de grille et de grille arrière restent égaux en valeur absolue car la fuite de porteurs vers le substrat devient impossible, empêchant par la même occasion d'évaluer expérimentalement la valeur du coefficient de multiplication des porteurs α_{ii} dans la grille arrière. Le régime "quasi-permanent" tel qu'il a été défini dans le cas d'une réponse à un pulse négatif n'a pas été observé car aucun intervalle de temps sur lequel le courant mesuré reste constant n'a pu être trouvé. L'exploration sur un intervalle de temps plus long forcera alors la prise en compte de la dégradation de l'oxyde, et son effet devra être dissocié de celui de l'accumulation continue de nouveaux trous à l'interface grille/oxyde. Afin de pouvoir différencier ces mécanismes, la cinétique de dégradation de l'oxyde, qui fera l'objet du chapitre suivant, devra être comparée au taux de génération des trous par ionisation par impact. Une modélisation assez précise du facteur de multiplication α_{ii} des électrons tunnels dans la ZCE de la grille sera donc requise.

De plus, le modèle implémenté connaît certaines limitations dûes à la non prise en compte de certains effets physiques avancés mis en évidence au premier chapitre (effets quantiques

et effets de fort dopage). Une modification dans le calcul de la loi $V_{OX}(V_G)$ ou dans la modélisation du courant Fowler-Nordheim engendre des résultats numériques différents en ce qui concerne l'extraction des potentiels en régime quasi-permanent et la reconstruction du diagramme de bandes dans ce régime. En particulier, une détermination imprécise de ce diagramme de bandes aura des répercutions sur le calcul de α_{ii}.

Chapitre 3

Influence de la dégradation de l'oxyde sur les caractéristiques électriques

3.1 Introduction

Au fil des opérations de programmation, les mémoires non-volatiles à grille flottante voient les propriétés électriques de leur oxyde tunnel se déteriorer suite au passage de charges au travers de celui-ci. Pour comprendre les mécanismes physiques provoquant cette dégradation, qui entraîne notamment une réduction de l'efficacité des opérations de programmation et diminue les capacités de retention des dispositifs, divers protocoles expérimentaux seront développés dans ce chapitre.

Après avoir identifié les différents types de charges pouvant être piégées dans l'oxyde et leur effet potentiel sur ses propriétés électriques, les principaux mécanismes de dégradation susceptibles d'intervenir dans les oxydes tunnel d'une épaisseur de 7.5 nm seront brièvemet passés en revue. Ces différents aspects théoriques seront ensuite confrontés à des mesures électriques réalisées sur les capacités tunnel de type n présentées dans le premier chapitre. Les différences observées entre ces caractéristiques électriques avant et après stress électrique permettront d'acquérir des informations sur le piégeage de charges dans l'oxyde.

Pour étudier la dégradation de l'oxyde tunnel de manière expérimentale, des mesures de courant et de capacité sont réalisées sur des capacités test avant et après stress électrique. Parmi les différentes méthodes de caractérisation possibles, on s'intéressera en particulier à l'utilisation des mesures dynamiques présentées dans le chapitre précédent afin d'observer au cours du temps les effets sur l'oxyde d'un stress à tension constante (CVS) positive.

3.2 Charges piégées dans l'oxyde

Conformément à l'approche utilisée dans la plupart des travaux traîtant de la dégradation de l'oxyde, nous considèrerons dans ce chapitre que les charges piégées dans celui-ci sont de deux types prinicpaux [72] [73]. Les charges dites "fixes", dont la valeur par unité de surface Q_f ne varie pas avec la polarisation de grille, sont piégées dans le volume de l'oxyde. En revanche, la charge d'interface par unité de surface, notée Q_{it}, est localisée aux interfaces grille/oxyde et grille arrière/oxyde et voit sa valeur varier en fonction de la polarisation. La charge surfacique totale dans l'oxyde Q_{ox} représente alors la somme de ces deux contributions :

$$Q_{ox} = Q_f + Q_{it} \tag{3.1}$$

Sous l'effet du piégeage de ces différents types de charge dans l'oxyde, la répartition de la tension de grille le long de la structure est amenée à varier. L'étude de la dégradation de l'oxyde pourra donc être réalisée en comparant les caractéristiques de courant et de capacité avant et après dégradation, dont l'écart provient de la modification de la loi $V_{OX}(V_G)$. Lors d'un stress à tension constante, on a dans le cas le plus général :

$$dV_G = 0 = dV_{OX} + dV_{FB} + d\psi_{BG} - d\psi_G \tag{3.2}$$

3.2.1 Charges piégées dans le volume de l'oxyde

La figure 3.1 représente de manière schématique l'effet du piégeage volumique de charge sur le diagramme de bandes de la structure SOS, où le cas simplifié de "feuillets" de charge positifs et négatifs a été considéré. Outre la modification de la tension d'oxyde et des potentiels de surface, on peut égalemet constater que la distance tunnel parcourue par les électrons diminue (augmente) dans le cas d'un feuillet positif (négatif), entraînant une augmentation (diminution) du coefficient de transmission. Cette notion, qui a déjà été évoquée et utilisée par un certain nombre d'auteurs [74] [75] [76] [46], se révèlera essentielle dans l'interprétation des mesures de courant présentées dans ce chapitre.

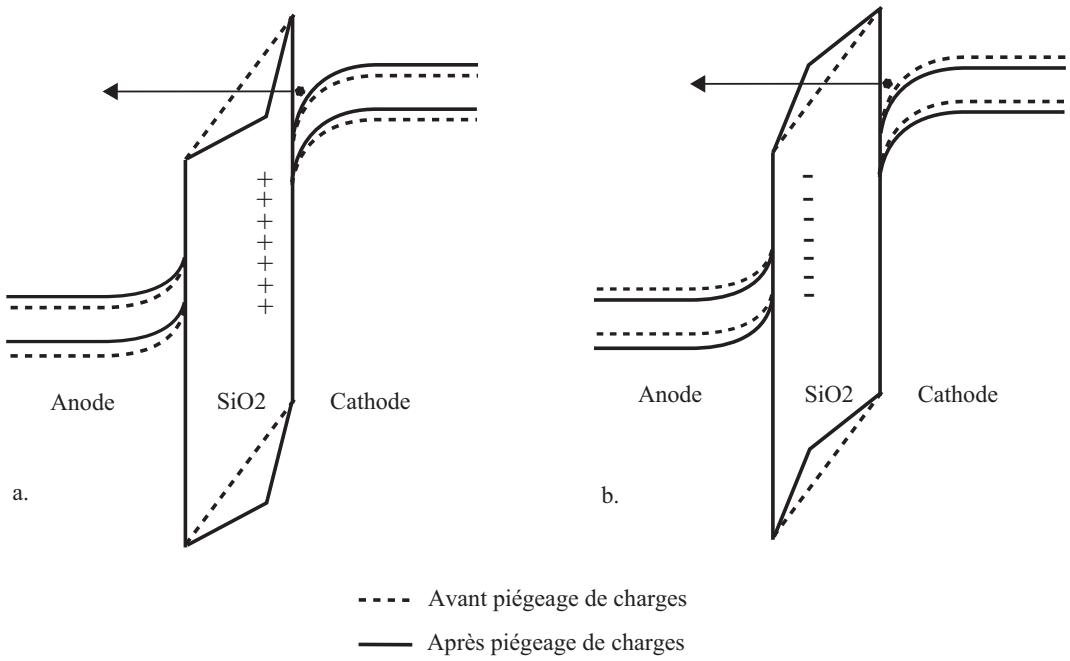


FIGURE 3.1 – Effet du piégeage de charges a. positives et b. négatives dans le volume de l'oxyde sur la forme du diagramme de bandes d'une capacité SOS.

3.2.2 Etats d'interface

On utilise ici le modèle fréquemment employé des défauts amphotères situés dans la bande interdite du semiconducteur. Dans cette configuration, résumée à la figure 3.2, les pièges d'interface sont donneurs (neutres quand occupés et chargés positivement quand vides) dans la moitié inférieure de la bande interdite, et accepteurs (chargés négativement quand occupés et neutres quand vides) dans sa moitié supérieure [22] [77] [78].

D'une manière générale, la charge résultant de la présence d'états d'interface dans la bande interdite du semiconducteur peut s'écrire sous la forme :

$$Q_{it} = -e \int_{E_i}^{E_c} D_{it}(E) f_n(E) dE + e \int_{E_v}^{E_i} D_{it}(E) \left[1 - f_n(E)\right] dE \tag{3.3}$$

La densité d'états d'interface, notée $D_{it}(E)$ et exprimée en $cm^{-2}.eV^{-1}$, tient compte de la répartition énergétique des pièges dans la bande interdite du semiconducteur. Dans le cas

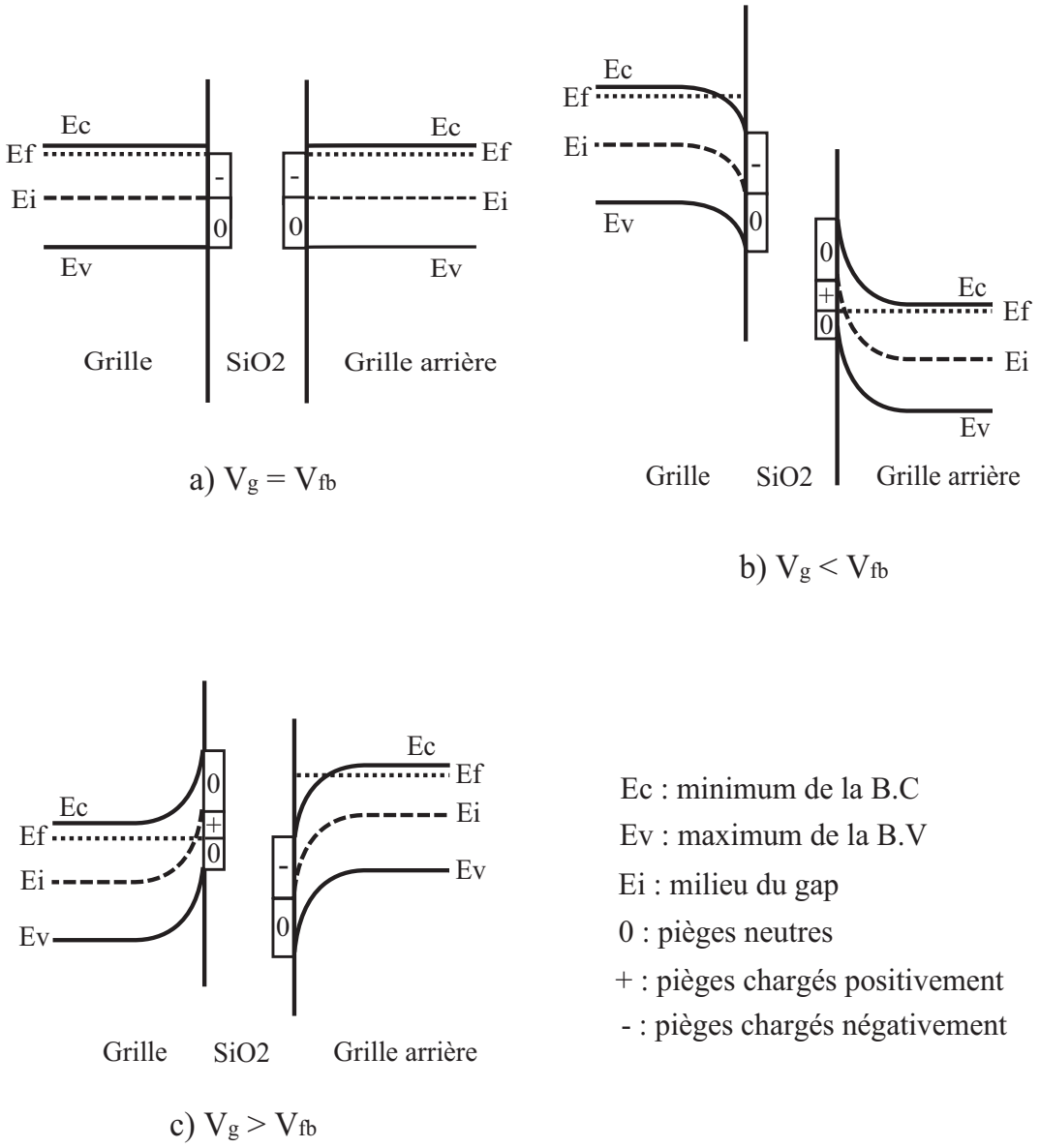


FIGURE 3.2 – Remplissage des états d'interface en fonction de la polarisation selon le modèle des pièges amphotères.

particulier où cette répartition est uniforme ($D_{it}(E) = D_{it}$), on a alors :

$$Q_{it} = -eD_{it}\int_{E_i}^{E_c} f_n(E)dE + eD_{it}\int_{E_v}^{E_i}\left[1 - f_n(E)\right]dE \tag{3.4}$$

On arrive par le calcul à l'expression (voir annexe A.6) :

$$Q_{it}(\psi_{c,a}) = +ekTD_{it}ln\left(\frac{\left[1+exp\left(\eta_{c,a}+\frac{e\psi_{c,a}}{kT}\right)\right]\left[1+exp\left(-\eta_{c,a}-\frac{e\psi_{c,a}}{kT}-\frac{E_G}{2kT}\right)\right]}{\left[1+exp\left(\eta_{c,a}+\frac{e\psi_{c,a}}{kT}+\frac{E_G}{2kT}\right)\right]\left[1+exp\left(-\eta_{c,a}-\frac{e\psi_{c,a}}{kT}-\frac{E_G}{kT}\right)\right]}\right) \tag{3.5}$$

où $\psi_{c,a}$ désigne le potentiel de surface de la cathode ou de l'anode selon le cas, et où $\eta_{c,a}$ est la grandeur définie à l'équation 1.25. Un exemple de simulation de capacité obtenue à l'équilibre thermodynamique pour deux valeurs de D_{it} est donné à la figure 3.3. La valeur des charges d'interface variant avec la polarisation au travers de la position des niveaux de Fermi dans les électrodes, une distortion de la courbe C-V originale est constatée.

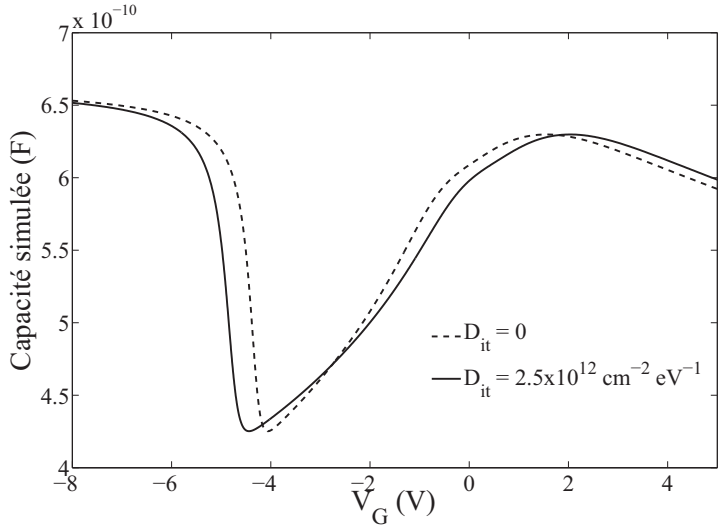


FIGURE 3.3 – Simulation de la capacité tunnel en fonction de la tension de grille pour deux valeurs de densités d'états d'interface uniformes ($D_{it} = 0$ et $2.5.10^{-12}cm^{-2}.eV^{-1}$).

3.3 Mécanismes de dégradation de l'oxyde

3.3.1 Negative Bias Temperature Instability (NBTI)

Depuis plusieurs décennies, l'instabilité des paramètres (tension de seuil, transconductance, courant de saturation...) des transistors PMOS soumis à une tension de grille négative et une température relativement élevée est devenue un enjeu majeur en termes de fiabilité [77] [78]. La caractérisation expérimentale de cette instabilité, connue sous le nom de NBTI

dans la littérature, est principalement réalisée en étudiant la dérive du courant de drain de ces transistors en fonction du temps, de la tension de stress négative appliquée sur la grille et de la température. La variation du courant de drain constatée au cours du stress électrique est alors traduite en variation de tension de seuil en utilisant les équations régissant le fonctionnement du transistor [79] [78].

Les résultats obtenus lors des nombreux travaux effectués sur le NBTI [77] [78] [80] suggèrent que la variation de la tension de seuil est de la forme :

$$\Delta V_T = f(\xi_{ox}, T)\ t^{\beta} \tag{3.6}$$

avec $\beta \approx 0.25$ et une énergie d'activation en température de l'ordre de 0.15 eV. Ce décalage est principalement attribué à la création d'états d'interface au cours de la dégradation, bien que certains auteurs mentionnent également la création d'une charge positive dans le volume de l'oxyde [79] [81]. De manière générale, le rôle des trous dans le mécanisme NBTI est source de désaccords entre les différents auteurs.

La variation de la tension de seuil peut être prédite à l'aide du modèle de "Réaction-Diffusion" (R-D) qui explique le phénomène de dégradation par une réaction dépendante du champ électrique provoquant la rupture de liasions Si-H. Des états d'interface sont ainsi créés (côté grille arrière) et les atomes d'hydrogène, sous forme simple ou composée, diffusent dans l'oxyde comme montré à la figure 3.4. Cette rupture pourrait être dûe à la présence de trous de la couche d'inversion dont la capture par les liaisons Si-H affaibliraient ces dernières [80].

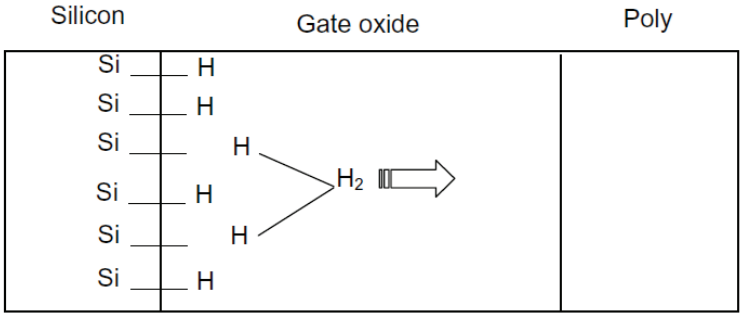


FIGURE 3.4 – Diffusion de l'hydrogène dans l'oxyde après rupture des liaisons Si-H sous l'effet du champ électrique. D'après le modèle de Réaction-Diffusion du NBTI [80].

Afin de pouvoir caractériser expérimentalement l'effet de la dégradation liée au NBTI, plusieurs difficultés liées à la mesure doivent être résolues :

1. Traditionnellement, l'effet du NBTI a été caractérisé en alternant les périodes de stress avec les mesures des grandeurs physiques dont on veut observer l'évolution (tension de seuil, courant de drain, mobilité, densités de pièges ...) pendant lesquelles la contrainte électrique était stoppée [78]. Il est aujourd'hui bien connu que l'oxyde peut "récupérer" pendant ce temps de repos car l'arrêt de la contrainte électrique permet aux atomes d'hydrogène de rediffuser vers leur point de départ et ainsi de reformer les liaisons Si-H [80], ou bien parce qu'une partie de la charge positive de l'oxyde est éliminée [82] [79]. Du fait de l'importance de ce phénomène, de nouvelles techniques de mesure du NBTI ont vu le jour, dont la méthode de mesure "à la volée" [78] [79]. Ce protocole expérimental, dont le principe est décrit à la figure 3.5, permet de mesurer l'évolution des paramètres des transistors au cours de la dégradation sans pour autant stopper celle-ci. Dans le cas a.) présenté sur cette figure, le courant de drain est mesuré à intervalles de temps réguliers en appliquant des pulses courts de tension sur le drain du transistor testé, tout en maintenant le stress de grille. Dans la deuxième variante de ce protocole correspondant au cas b.), la valeur du courant de drain est relevée pour trois valeurs autour de la tension de stress afin de pouvoir calculer numériquement la transconductance du transistor pour cette tension de grille. La transconductance, qui évolue avec la dégradation de l'oxyde, est ensuite utilisée pour obtenir une meilleure correspondance entre les variations du courant de drain et celles de la tension de seuil du transistor.

2. Les contributions des états d'interface et de la charge positive d'oxyde doivent être séparées autant que possible. Pour des oxydes d'épaisseur suffisament importante, l'établissement d'un stress à fort champ électrique requiert l'application d'une forte tension de grille. Le gain d'énergie des électrons tunnel dans la bande de conduction de l'oxyde entraîne alors le piégeage de trous dans l'oxyde suite à la création de paires électron-trou à l'anode. L'étude de ce phénomène fera l'objet du prochain paragraphe.

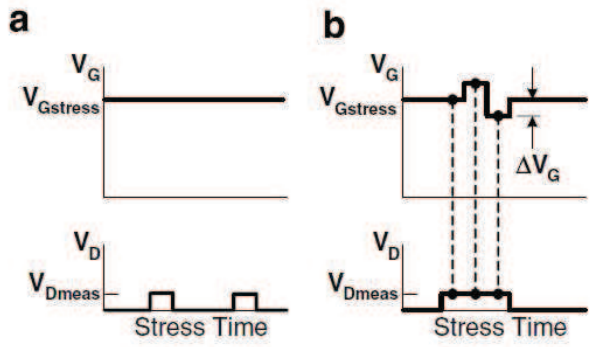


FIGURE 3.5 – Représentation des signaux de grille et de drain utilisés pour une mesure "à la volée" du NBTI en observant l'évolution a. du courant de drain et b. du courant de drain et de la transconductance sans interruption du stress [79] [78].

Bien que généralement caractérisée à partir de la mesure du courant d'un transistor, la dégradation NBTI résulte bien d'une modification des propriétés électriques de l'oxyde, et on montrera dans la suite de ce chapitre qu'elle peut être observée sur la mesure du courant de grille des capacités SOS de type n présentées au premier chapitre.

3.3.2 Anode Hole Injection (AHI)

L'étude menée dans le chapitre précédent a permis de mettre en évidence la présence du phénomène d'ionisation par impact dans l'anode lorsque de fortes tensions de grille sont appliquées à la capacité SOS. Chaque électron tunnel donne naissance en moyenne à α_{ii} paires électron/trou dans l'anode qui sont alors dissociées sous l'effet du champ électrique. En plus de s'accumuler à l'interface anode/oxyde ou de fuir par le substrat selon la polarité de la tension de grille, les trous peuvent également repartir vers la cathode par effet tunnel en traversant la barrière de potentiel délimitée par les bandes de valence de l'oxyde et des électrodes. Une fraction de ces trous peut alors être piégée dans le volume de l'oxyde et provoquer sa dégradation. Ce mécanisme d'injection de trous par l'anode ("anode hole injection" ou AHI dans la littérature), décrit à la figure 3.6, est aujourd'hui considéré comme l'une des causes principales de la dégradation, voire du claquage, des oxydes à fort champ électrique [46] [47] [49].

La densité de courant J_p générée par le passage tunnel des trous vers la cathode peut s'écrire de la manière suivante [49] :

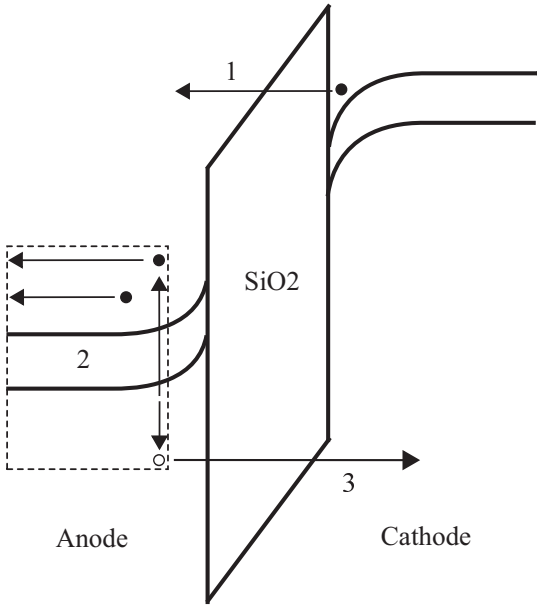


FIGURE 3.6 – Modèle AHI - Injection de trous à l'anode. 1. Conduction Fowler-Nordheim, 2. Ionisation par impact dans la ZCE de l'anode, 3. Passage des trous vers la cathode et piégeage dans l'oxyde.

$$J_p = J_{TUN}\ \alpha_{ii}\ \Theta_p \tag{3.7}$$

Dans cette expression, la quantité Θ_p représente la probabilité moyenne d'un trou créé dans l'anode de traverser l'oxyde. Cette probabilité correspond en fait au coefficient de transmission des trous à travers la barrière de potentiel et peut être calculée de manière analogue au coefficient des électrons tunnel grâce à l'aproximation WKB. Ce calcul ne peut être réalisé qu'en connaissant la valeur moyenne de l'énergie des trous après création par ionisation par impact. On peut donc voir ici un intérêt supplémentaire à l'établissement d'un modèle capable de calculer de manière précise les différentes grandeurs physiques liées à l'ionisation par impact dans l'anode.

Jusqu'à présent, la contribution de ce courant de trous au courant de grille total n'avait pas été considérée. Le rendement quantique γ du procédé de génération des trous est défini par :

$$\gamma = \frac{J_p}{J_{TUN}} = \alpha_{ii}\ \Theta_p \tag{3.8}$$

La détermination de la valeur de ce rendement permettra alors de justifier ou non cette hypothèse. On peut à titre d'exemple citer le travail de Schuegraf [49] où des mesures de γ ont pu être réalisées sur des transistors NMOS en utilisant la méthode de séparation des porteurs basée sur la mesure des courants de grille et de substrat au cours d'un stress à tension constante. Pour un oxide d'épaisseur $t_{ox} = 8.2nm$ et des tensions de stress de $9.6V$ à $11.3V$ appliquées sur la grille du transistor, les auteurs ont trouvé $2.10^{-3} < \gamma < 6.10^{-3}$. Bien que le courant de trous n'apporte qu'une contribution négligeable au courant de grille total, sa modélisation reste néanmoins utile pour pouvoir estimer la quantité de trous piégés dans l'oxyde lors d'une dégradation liée à un mécanisme AHI. De nombreux travaux proposent de lier cette concentration de trous piégés à J_p par une équation différentielle du premier ordre [83] [84] [85] :

$$e\frac{dp_t}{dt} = J_{TUN}\left[\alpha_{ii}\ \Theta_p\ \sigma_h(N_p - p_t) - (1 + \alpha_{ii}\ \Theta_p)\sigma_{e-t}\ p_t\right] \tag{3.9}$$

où p_t est le nombre de trous piégés par unité de volume, N_p le nombre total de pièges à trous par unité de volume, σ_h la section efficace de capture des trous et σ_{e-t} la section efficace de recombinaison des trous piégés avec les électrons injectés.

3.4 Effets de la dégradation de l'oxyde sur le courant mesuré

3.4.1 Méthode d'étude de la dégradation de l'oxyde

Un exemple de mesure dynamique du courant de grille pendant un stress à tension constante peut être observé à la figure 3.7. Après une augmentation initiale très importante, le courant passe par une valeur maximale valant plus du double de sa valeur initiale après un stress 0.01 s environ, avant de décroître de manière plus lente jusqu'à la fin de la mesure. Sous l'effet du piégeage de charges dans l'oxyde, la répartition de la tension de grille le long de la structure SOS et le coefficient de transmission des électrons tunnel varient et provoquent une évolution importante du courant mesuré.

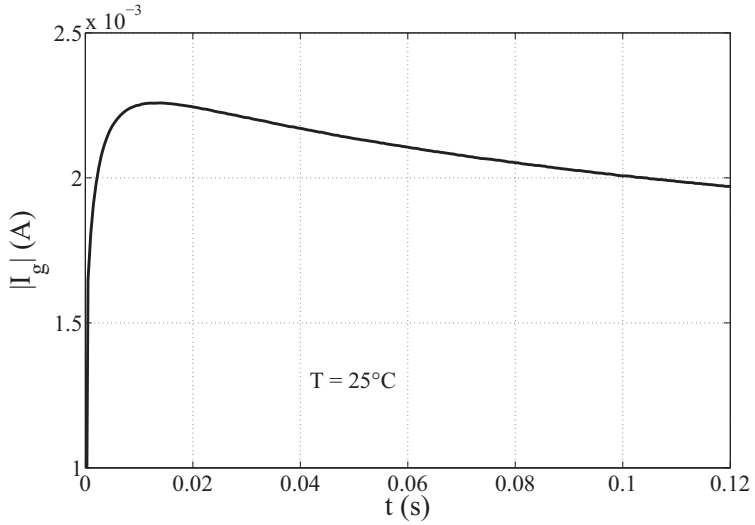


FIGURE 3.7 – Evolution du courant de grille mesuré à température ambiante en fonction du temps sous l'effet d'un stress à tension constante ($t_r = 5\mu s$, $t_{pl} = 0.12s$, $V_g^{pl} = -9.8V$).

Un moyen courant de quantifier la dégradation de l'oxyde au cours d'un stress à tension constante est de transformer les variations de courant enregistrées ΔI en variations effectives de tension de grille ΔV que l'on peut relier à une quantité de charges piégées dans l'oxyde [74] [86]. L'établissement de cette correspondance, dont le principe est présenté de manière schématique à la figure 3.8, nécessite d'abord de fixer une excursion maximale en tension ΔV_{max} et de déterminer expérimentalement la caractéristique I-V du courant de grille sur la plage $[V_g^{pl} : V_g^{pl} + \Delta V_{max}]$. Cette caractéristique est obtenue en réalisant la mesure des valeurs de plateau des courants de grille générés par l'application de pulses d'amplitudes comprises entre V_g^{pl} et $V_g^{pl} + \Delta V_{max}$. Pour des courants tunnel inférieurs à 10 nA environ (soit $|V_G| \leq 7V$), le mode "échantillonnage" du 4156C est utilisé. Grâce à l'interpolation numérique, la caractéristique I-V expérimetale peut être construite sans considérations théoriques et une correspondance peut être faite entre un courant de grille mesuré et une tension effective de grille à tout instant.

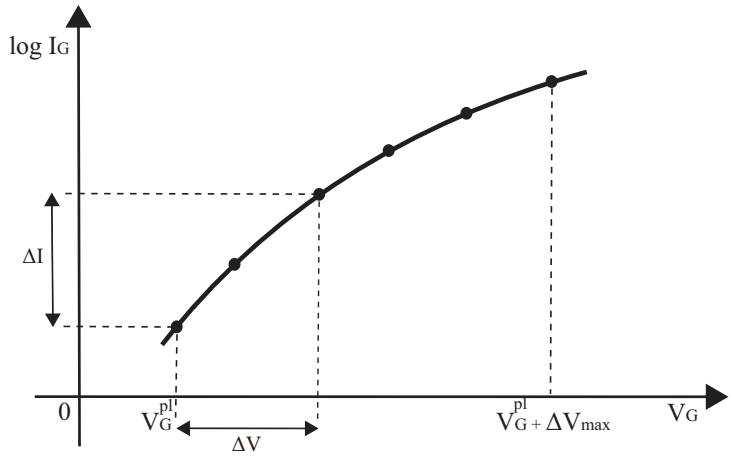


FIGURE 3.8 – Schéma de principe de l'établissement de la correspondance entre les variations de courant et de tension lors d'un stress à tension constante.

3.4.2 Identification des principaux mécanismes de dégradation

La figure 3.9 montre les variations calculées de la tension effective de grille en fonction du temps pour une gamme de tensions de stress positives et négatives et une valeur de $|\Delta V_{max}|$ fixée à 50 mV. En considérant que la variation de ces tensions effectives de grille est de la forme t^{β}, plusieurs mécanismes de dégradation peuvent être mis en évidence dans le cas des tensions de stress négatives au vu de la diminution importante de β pour des tensions de grilles inférieures à 7,5 V en valeur absolue. La valeur de β peut être évaluée pour chaque tension de stress en calculant la pente de la droite obtenue en traçant la fonction $\Delta V = f(t)$ en échelle logarithmique.

Pour $V_g^{pl} = -6,8V$, la valeur de β mesurée est de 0,27, ce qui est proche de la valeur $\beta = 0,25$ généralement associée à la dégradation de type NBTI. Si on considère que les valeurs de ΔV calculées au cours de ce travail sont d'une nature proche des variations de tensions de seuil ΔV_T généralement extraites des mesures du courant de drain sur transistor, la dégradation observée pour $V_g^{pl} = -6.8V$ peut être considérée comme étant le fruit du NBTI.

Afin de comprendre l'origine de l'évolution de l'exposant β autour de $V_g^{pl} = -7.5V$, des mesures dynamiques produites sur une capacité vierge pour d'autres amplitudes de pulses montrent l'existence d'une tension seuil de grille V_G^{ii} sous laquelle l'ionisation par impact ne

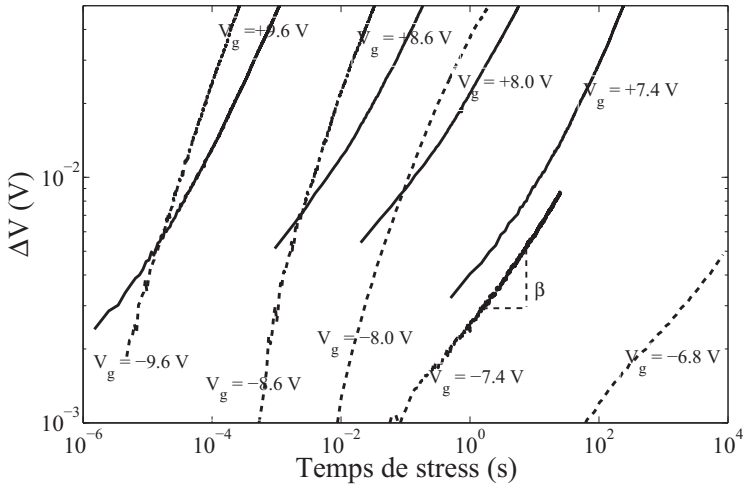


FIGURE 3.9 – Variation effective de la tension de grille au cours du temps pour des amplitudes de stress positives (traits pleins) et négatives (pointillés) pour $|\Delta V_{max}| = 50mV$.

semble pas se produire ou être fortement diminuée. La figure 3.10 montre qu'après le passage de $V_g^{pl} = -7.2V$ à $V_g^{pl} = -7V$, le courant de grille n'augmente que sur des durées beaucoup plus importantes et que la séparation des courants de grille et de grille arrière n'est plus détectable. On peut donc en déduire que la tension de seuil en question est comprise entre -7V et -7.2V.

Au-delà de cette tension de seuil, la figure 3.9 permet de comprendre au travers de l'augmentation de β que la dégradation de l'oxyde est fortement accentuée par la présence d'ionisation par impact à l'anode. Il est donc très probable que la dégradation pour les fortes polarisations négatives de grille résulte de l'injection de trous à l'anode (mécanisme AHI), et cette hypothèse sera utlisée dans la suite du texte.

3.4.3 Caractérisation du mécanisme de dégradation NBTI à partir du courant de grille

Suite à la mise en évidence d'une dégradation des oxydes testés liée au NBTI par la mesure du courant de grille, il peut être intéressant de comparer cette méthode d'observation du phénomène à celle employée habituellement consistant à interpréter la dérive du courant de drain d'un transistor.

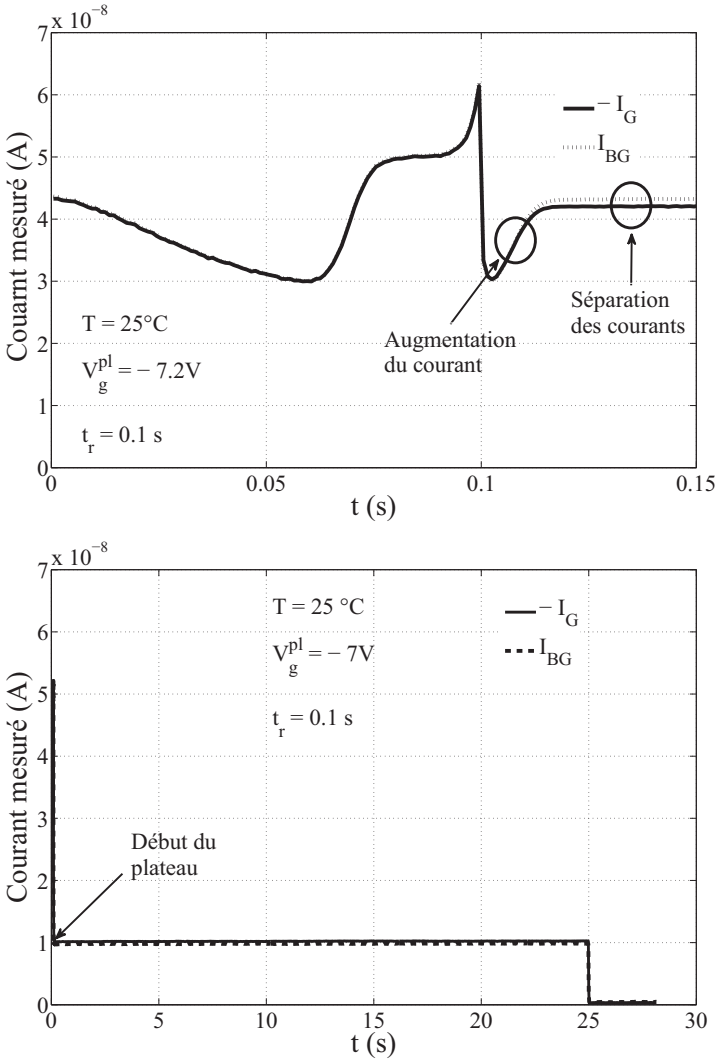


FIGURE 3.10 – Mesures dynamiques des courants de grille et de grille arrière pour $V_g^{pl} = -7.2V$ (dessus) et $V_g^{pl} = -7V$ (dessous).

Le protocole expérimental décrit ici évite plusieurs problèmes rencontrés durant les mesures standard de NBTI. Dans notre cas, le stress de grille n'a pas besoin d'être stoppé pendant l'observation de la dégradation de l'oxyde, supprimant ainsi les effets de relaxation qui peuvent affecter le résultat, et la complexité des mesures "à la volée" est évitée. Dans le cas d'une mesure sur transistor, en plus de dépendre de l'évolution de la transconductance sous l'influence de la dégradation, le calcul peut être impacté par la tension de drain appliquée, provoquant un champ électrique latéral et donc la création de porteurs chauds générant des paires électron/trou. Sous l'influence du champ électrique vertical, ces trous additionnels migrent vers l'interface avec l'oxyde, ajoutant ainsi une contribution parasite aux variations

de la tension d'oxyde.

En revanche, dans le cas où une charge piégée dans le volume de l'oxyde doit être considérée, le lien entre la variation effective de la tension de grille déduite et la charge piégée dans l'oxyde devient difficile à établir à cause de la modification du coefficient de transmission des électrons tunnel. De plus, bien que le NBTI soit observable sur le courant de grille pour les oxydes de 7.5 nm d'épaisseur utilisés au cours de cette étude, l'élimination de la contribution des trous piégés dans l'oxyde par le mécanisme AHI n'est obtenue que pour des tensions de stress inférieures à V_G^{ii}. Les champ électriques impliqués sont alors plus faibles que ceux utlisés pour caractériser le NBTI sur des transistors dont l'épaisseur d'oxyde se situe généralement autour de 3 nm. Dans le cas des transistors à oxyde ultra-mince, les électrons tunnel n'atteignent pas la bande de conduction ou n'y gagnent que très peu d'énergie. Le mécanisme AHI est alors négligeable dans cette configuration particulière, et les polarisations les plus fortes peuvent être utilisées dans l'étude du NBTI. La dégradation de l'oxyde par un mécanisme NBTI est donc plus longue dans notre cas, et l'étude de ce phénomène par l'observation du courant de grille sur ce type d'oxyde n'est pas forcément optimale.

3.4.4 Mesure non dégradante du courant de grille

Ces premiers résultats démontrent également l'intérêt de la mesure pulsée rapide des courants de grille. La figure 3.11 propose une comparaison des mesures statiques et dynamiques de ces courants dans le cas $V_G < 0$. Les deux caractéristiques, qui coincident à champ électrique moyen ($V_G \approx -7V$), voient leur différence s'accroître au fur et à mesure que celui-ci augmente. Le temps passé par la capacité de test sous polarisation pendant les mesures statiques devient alors suffisant pour générer une dégradation observable de l'oxyde une fois la tension de seuil de l'ionisation par impact atteinte. L'erreur relative entre les courants mesurés par les deux méthodes observée à la figure 3.11 est de l'ordre de 30 % pour $V_G = -9.5V$.

Il a été montré que la dégradation occasionnée par une mesure statique de courant de grille sur une capacité test était équivalente à une dégradation de l'oxyde tunnel des dispositifs mémoire soumis à nombre important de cycles de programmation [87] [9]. La mesure pulsée de courant, limitant fortement le piégeage de charge dans l'oxyde, se révèle donc être

un outil indispensable à la caractérisation expérimentale des courants d'injection dans les mémoires non-volatiles à grille flottante.

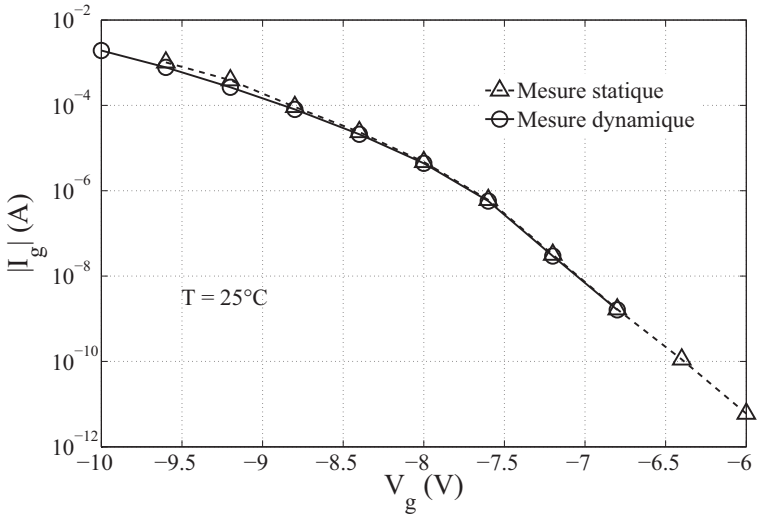


FIGURE 3.11 – Comparaison des mesures statiques et dynamiques de courant de grille en fonction de la tension de grille négative.

3.5 Caractérisation des pièges dans l'oxyde

Jusqu'à présent, l'étude menée a permis d'identifier les mécanismes de dégradation et leurs principales manifestations sur le courant de grille. Afin de pouvoir déterminer la nature et la position des charges piégées, un protocole expérimental basé sur l'exploitation de la mesure pulsée des courants de grille présentée au chapitre précédent a été développé. En particulier, la réponse en courant à un pulse court d'amplitude négative d'une capacité stressée à tension constante positive sera comparée à celle obtenue pour une capacité vierge. La forme des différents signaux appliqués sur la grille des capacités testées est celle présentée dans le chapitre précédent à la figure 2.1. Les variations du courant tunnel durant les plateaux des différent pulses utilisés donnent des informations sur la nature des charges piégées dans l'oxyde, tandis que les courants de déplacement, mesurés pendant la montée et la descente des pulses, sont proportionnels à la capacité de la structure.

3.5.1 Mesure du courant tunnel pendant un CVS positif

Un exemple typique de mesure dynamique du courant tunnel obtenu pour $t_r = t_f = 20\mu s$, $t_{pl} = 5s$ et $V_g^{pl} = +9.6V$ est montré à la figure 3.12. Le courant de grille mesuré augmente de manière abrupte jusqu'à ce qu'un point de saturation soit atteint, après lequel le courant diminue. Certains auteurs ont attribué cette augmentation initiale du courant à un chargement globalement positif de l'oxyde par des trous provenant de l'anode (mécanisme AHI) tant que la charge d'électrons injectée reste relativement faible [83]. Le travail développé ici montrera toutefois que cette image simplifiée du problème n'est pas forcément adéquate car un certain nombre de mécanismes physiques importants sont laissés de côté.

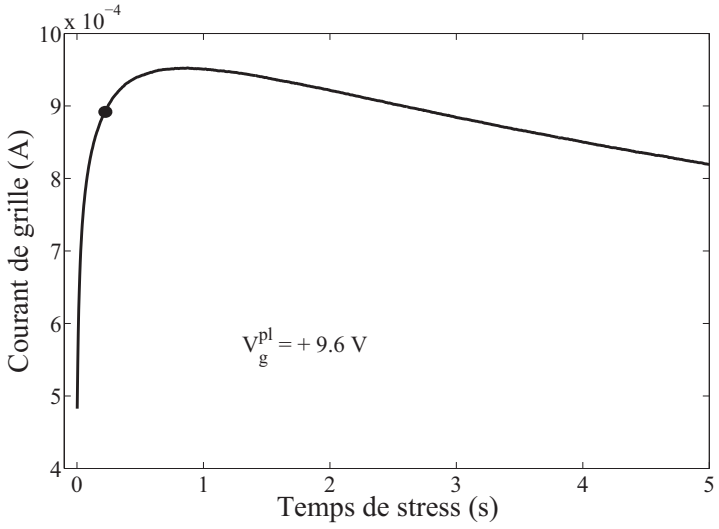


FIGURE 3.12 – Mesure dynamique du courant de grille en fonction du temps au cours d'un CVS positif ($t_r = t_f = 20\mu s$, $t_{pl} = 5s$ et $V_g^{pl} = +9.6V$).

On s'intéressera dans le reste de ce chapitre aux causes de cette augmentation initiale du courant tunnel. L'étude de la dégradation est alors menée sur des capacités stressées par un pulse positif de caractéristiques $t_r = t_f = 20\mu s$, $t_{pl} = 0.2s$ et $V_g^{pl} = +9.6V$ dont l'effet sur le courant de grille est repéré par un point à la figure 3.12.

3.5.2 Mesure de capacité quasi-statique et mesure des états d'interface

Pour identifier et quantifier la charge piégée responsable d'un tel comportement, des informations peuvent être obtenues par le biais de mesures de capacité quasi-statiques et dynamiques. La comparaison à la figure 3.13 des mesures quasi-statiques de capacités pour les oxydes dégradés avec celles obtenues pour les oxydes vierges révèle une distortion par rapport à la courbe C-V originale, mettant en évidence la présence d'états d'interface aux deux interfaces. Il est également clair qu'au vu de la bosse observée sur la mesure de capacité après stress, qui est à comparer avec les simulations de la figure 3.3, que la modélisation de l'effet des états d'interface à l'aide d'une densité constante en énergie n'est pas suffisante.

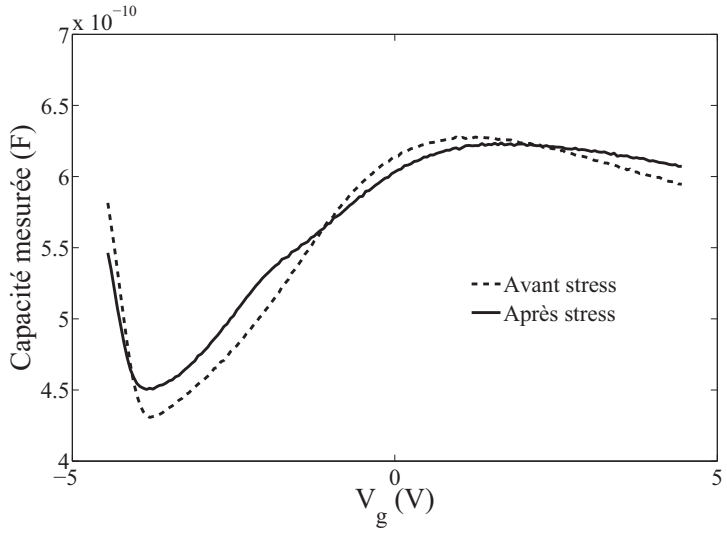


FIGURE 3.13 – Capacité quasi-statique en fonction de la tension de grille mesurée avant et après CVS positif ($t_r = t_f = 20\mu s$, $t_{pl} = 0.2s$, $V_g^{pl} = +9.6V$)

Les densités de pièges aux interfaces oxyde/grille arrière et oxyde/grille sont extraites à partir de la courbe C-V pour des tensions de grilles négatives et positives respectivement, c'est-à-dire dans les régimes de déplétion de la grille arrière et de la grille. Dans ces deux zones, l'extraction est réalisée en cherchant, pour chaque tension de grille et donc chaque position du niveau de Fermi, la densité d'états permettant d'obtenir le décalage horizontal entre les courbes C-V de la capacité avant et après stress [88]. Le résultat de cette extraction dans la grille et la grille arrière peut être observé à la figure 3.14.

Du fait du très fort dopage dans la grille, seulement une partie du régime de déplétion de celle-ci peut être observée sans appliquer des tensions qui conduiraient à de fortes densités de courant tunnel et à la dégradation de l'oxyde. Par conséquent, la densité des états d'interface côté grille ne peut être déterminée que pour la partie supérieure de la bande interdite du silicium.

Le type de profil en énergie de la densité d'états d'interface extrait pour la grille arrière a déjà été observé [89]. Il a pu être relié à un mécanisme de création d'états d'interface lié à la rupture de liaisons Si-H à l'anode. Lorsque les électrons tunnels arrivent à l'interface anode/oxyde avec une énergie supérieure à 2 eV par rapport au bas de la bande de conduction de l'oxyde, des atomes d'hydrogène sont libérés et créent des états d'interface dans la cathode (grille arrière dans le cas d'un CVS positif) après migration depuis l'anode [72] [73] [84] [90]. La création d'états d'interface à l'anode (grille) peut être expliquée par le passage dans l'oxyde des trous chauds créés par ionisation par impact dans cette électrode [91].

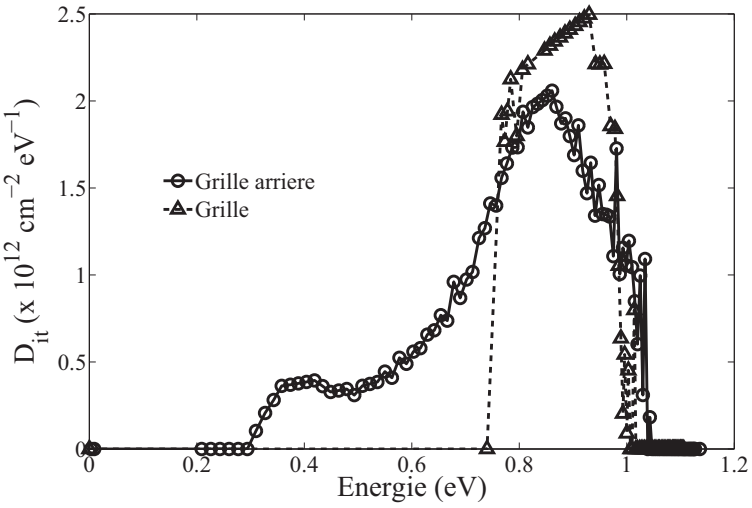


FIGURE 3.14 – Extraction de la densité d'états d'interface dans la grille et la grille arrière en fonction de l'énergie après un CVS positif ($t_r = t_f = 20\mu s$, $t_{pl} = 0.2s$, $V_g^{pl} = +9.6V$).

3.5.3 Mesure de capacité dynamique avant et après CVS positif

Une comparaison de la capacité avant et immédiatement après le stress occasioné par le plateau du pulse provoquant la dégradation peut être obtenue en choisissant les temps

de montée et de descente de celui-ci égaux. Le décalage de la tension de bandes plates V_{FB} sous l'effet de la dégradation peut être évalué de manière approximative, tout en évitant une relaxation possible de l'oxyde.

Les courbes des courants de déplacement obtenus pendant les temps de montée et de descente du pulse de dégradation, lorsqu'elles sont ramenées à la même origine des temps, sont décalées parallèlement d'un intervalle de temps Δt observable à la figure 3.15. Connaissant la vitesse de rampe dV_G/dt en montée et en descente, le décalage de la tension de bandes plates avec le stress ΔV_{FB} est obtenu grâce à la relation :

$$\Delta V_{FB} = \Delta t \frac{dV_G}{dt} \tag{3.10}$$

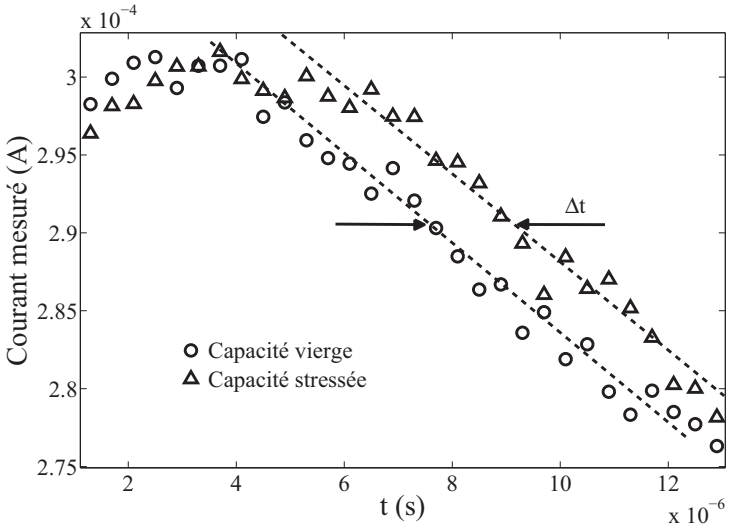


FIGURE 3.15 – Mesure dynamique des courants de déplacement en fonction du temps réalisée après un CVS positif ($t_r = t_f = 20\mu s$, $t_{pl} = 0.2s$, $V_g^{pl} = +9.6V$). Les droites en pointillés rendent comptent de la nature parallèle du décalage.

Les capacités dynamiques, obtenues à partir des courants de déplacement de la figure 3.15 et calculées comme $|I_G(t)|/|dV_G/dt|$, sont alors comparées aux capacités quasi-statiques à la figure 3.16. Après dégradation de l'oxyde, les mesures dynamiques et quasi-statiques ne se superposent plus car la capacité dynamique n'affiche pas de distortion mais est simplement décalée vers les tensions positives, ce qui implique que la charge effective piégée dans l'oxyde

devrait être globalement négative. La charge effective piégée dans ce cas est composée de la charge piégée dans le volume de l'oxyde et de la charge d'interface qui ne peut pas évoluer avec le signal de grille dont l'évolution est trop rapide. Ce résultat est en contradiction avec le chargement positif de l'oxyde évoqué au paragraphe 3.5.1, qui conduirait à un décalage de la tension de bandes plates dans la direction opposée.

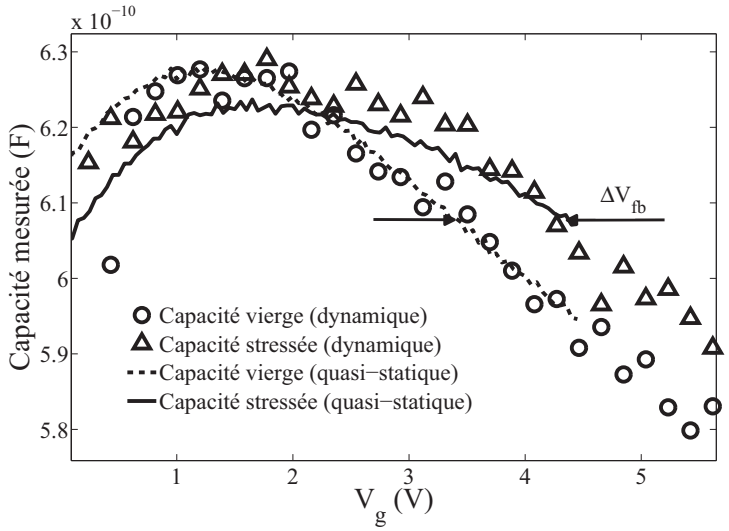


FIGURE 3.16 – Mesures de capacités statiques et dynamiques en fonction de la tension de grille réalisées après un CVS positif ($t_r = t_f = 20\mu s$, $t_{pl} = 0.2s$, $V_g^{pl} = +9.6V$).

Dans l'hypothèse où le piégeage de charge ne provoquerait qu'un décalage de la tension de bandes plates pour les caractéristiques de courant tunnel, l'effet sur celles-ci serait celui décrit à la figure 3.17. Le chargement négatif global entraînerait une diminution du courant de grille pour une valeur de V_G constante positive. L'augmentation initiale du courant tunnel pourrait alors être liée à une modification de la barrière de potentiel dûe à un chargement positif local (et non global) vers la cathode (grille arrière). L'introduction de la notion de modification de la transparence tunnel des électrons sous l'effet de la dégradation, déjà utilisée par un certain nombre d'auteurs [74] [75] [46], semble alors indispensable pour expliquer l'évolution du courant de grille pendant le stress à tension constante positive.

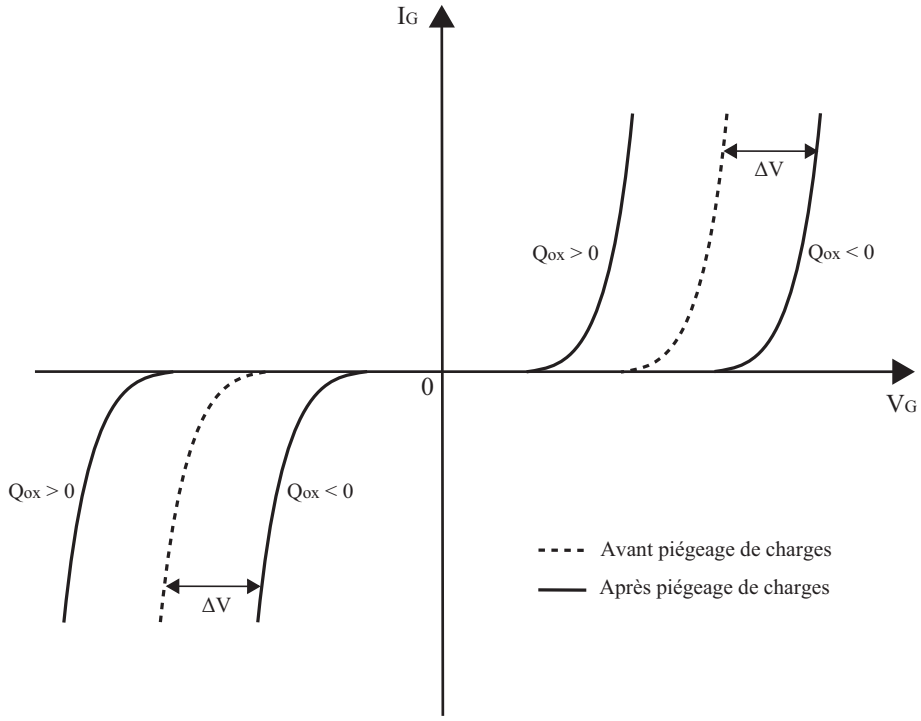


FIGURE 3.17 – Effet du piégeage de charges positives et négatives dans le volume de l'oxyde sur les caractéristiques de courant tunnel.

3.5.4 Nature locale de charge positive piégée

L'évaluation de ce coefficient de transmission, liée à la forme de la barrière de potentiel à traverser par les électrons tunnel, ne peut se faire que si les charges piégées dans l'oxyde peuvent être localisées et quantifiées. Pour tenter de répondre à cette problématique complexe, un protocole expérimental permettant de "sonder" l'interface grille/oxyde après un stress positif est mis en place.

Réponse dynamique en courant à un pulse négatif court après un CVS positif

Après un stress à tension constante positive, des mesures dynamiques de courant additionnelles ont été réalisées pour des tensions de grille négatives afin d'observer l'effet de la dégradation sur la partie transitoire des courants de grille et de grille arrière. Le résultat de la mise en oeuvre de ce protocole expérimental, résumé de manière schématique à la figure 3.18, est présenté à la figure 3.19. Il est important de noter que dans cette configuration de mesure, un temps d'arrêt entre le pulse de dégradation positif et le pulse négatif est obligatoire en raison des limitations techniques du B1500 d'Agilent qui ne peut délivrer avec son

module de mesure pulsée que des tensions comprises entre 0 et +10V, 0 et -10V ou entre -5V et +5V dans un même signal. Dans la suite du texte, nous nous limiterons à la comparaison des courants transitoires de grille avant et après dégradation, reproduits en deux parties à la figure 3.20.

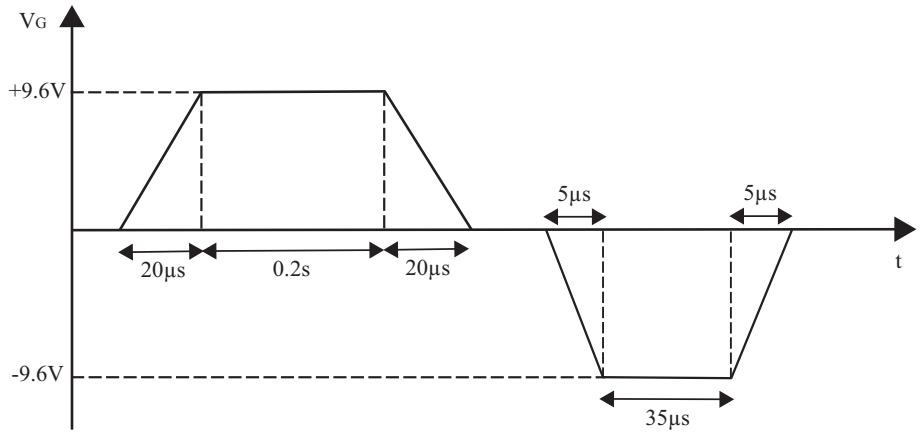


FIGURE 3.18 – Séquence de mesure constituée d'un pulse de dégradation positif suivi d'un pulse court négatif permettant de "sonder" l'état de l'interface grille/oxyde.

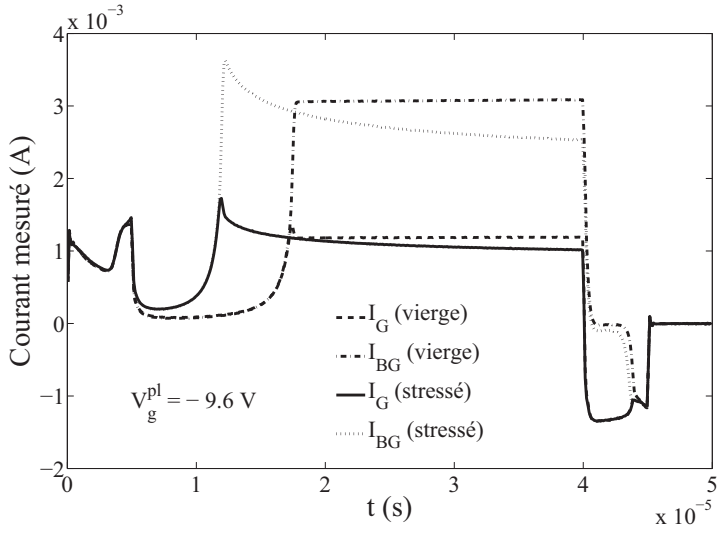


FIGURE 3.19 – Mesures dynamiques ($t_r = t_f = 5\mu s, t_{pl} = 35\mu s, V_g^{pl} = -9.6V$) des courants de grille obtenues avant et après CVS positif de la capacité test ($t_r = t_f = 20\mu s$, $t_{pl} = 0.2s$, $V_g^{pl} = +9.6V$). Les courants de grille et grille arrière sont représentés pour la totalité du pulse.

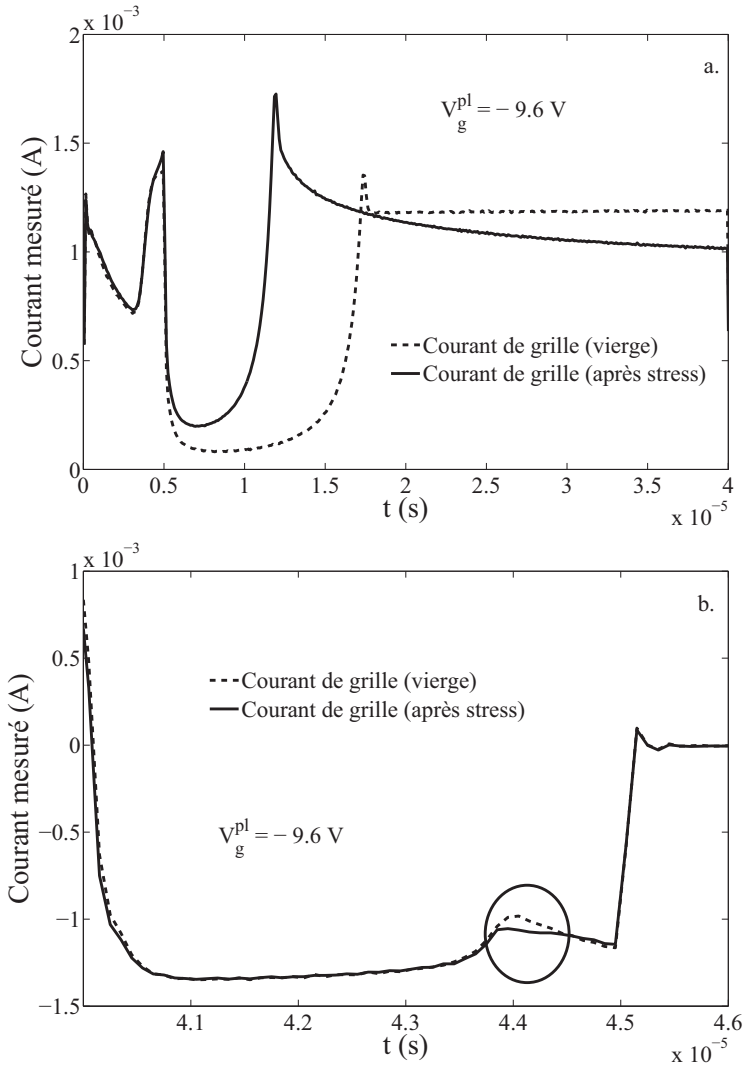


FIGURE 3.20 – Mesures dynamiques ($t_r = t_f = 5\mu s, t_{pl} = 35\mu s, V_g^{pl} = -9.6V$) des courants de grille obtenues avant et après CVS positif de la capacité test ($t_r = t_f = 20\mu s$, $t_{pl} = 0.2s$, $V_g^{pl} = +9.6V$). Montée et plateau du pulse (a.), descente du pulse (b.).

A la figure 3.20.b., le courant mesuré pendant la descente du pulse est le courant de déplacement combiné à la contribution Fowler-Nordheim. Au fur et à mesure de la diminution de la tension de grille, la couche d'inversion disparaît et le courant tunnel s'éteint avec la diminution du champ électrique dans l'oxyde. Pour des tensions de grille plus faibles, la différence entre les courants vierges et dégardés révèle la présence d'états d'interface.

On peut remarquer qu'une telle différence entre les courants de déplacements des capacités vierge et dégradée n'est pas observée pendant la montée du pulse, comme vu sur la figure

3.20. Cette situation peut être expliquée en considérant le diagramme de bandes schématique de la figure 3.21. Pendant la partie montante du pulse négatif, la grille arrière de la capacité dégradée évolue du régime de bandes plates, où les états d'interface dans la partie supérieure de la bande interdite sont remplis par des éléctrons (3.21a.), au régime d'inversion. Avant que le plateau ne soit atteint, la rapidité de la rampe ne laisse pas aux pièges le temps suffisant pour relâcher leur électron (3.21b.), et l'effet des pièges à l'interface grille arrière/oxyde n'est donc pas observable. Pendant la redescente du pulse négatif, l'effet des états d'interface est observé car la capacité a passé suffisamment de temps sous une forte polarisation et que la configuration de la figure (3.21c.) a été obtenue pendant le plateau.

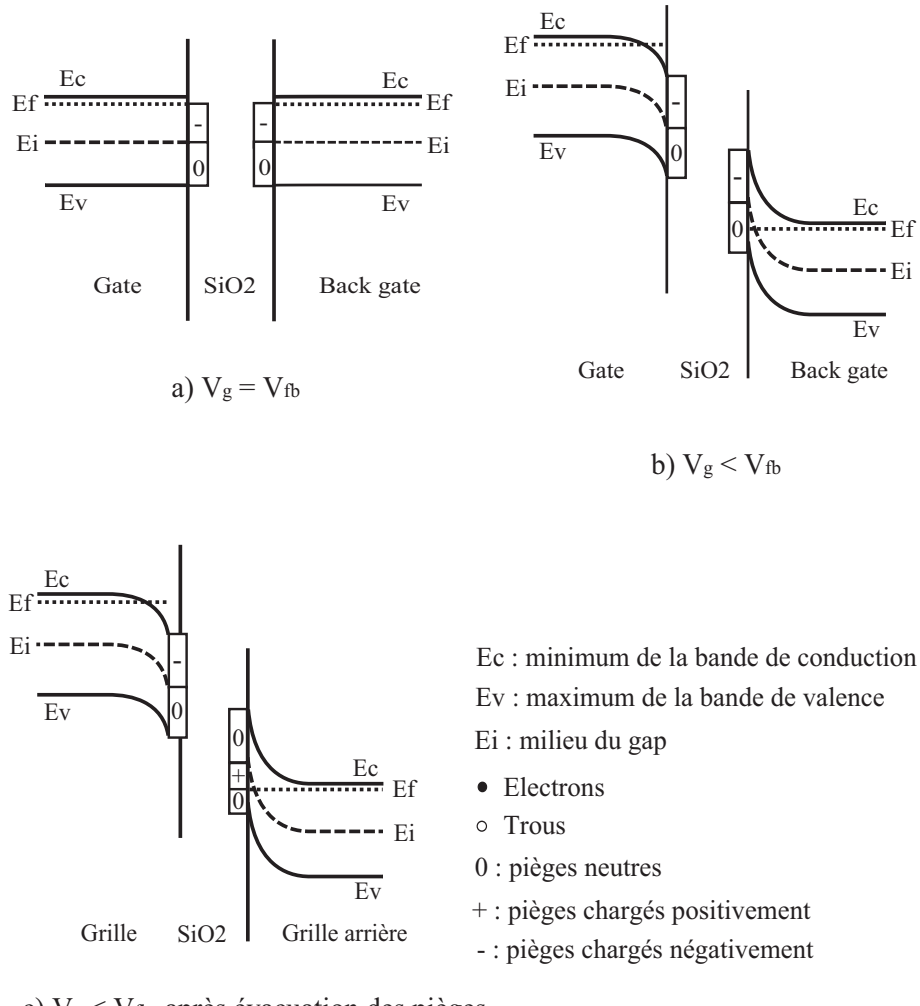


FIGURE 3.21 – Occupation des états d'interface dans la grille et la grille arrière pour a. le régime de bandes plates, b., c. le régime d'inversion des capacités dégradées.

Bien qu'il soit possible de comprendre la raison d'un décalage après dégradation du courant mesuré pendant la redescente du pulse, la figure 3.20b. montre que ce décalage suit la déformation de la capacité quasi-statique reproduite à la figure 3.22 au lieu d'être parallèle. La rapidité de la réponse des pièges d'interface pendant cette rampe extrêmement courte de 5 μs n'a pas pu être expliquée dans le cadre de ce travail.

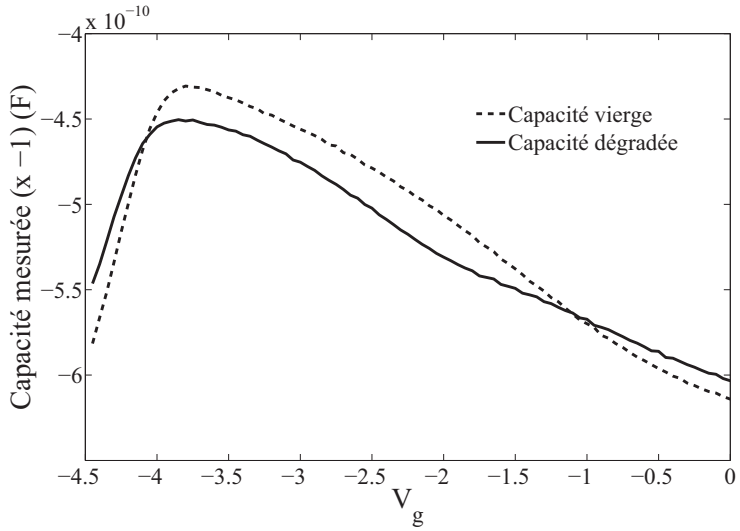


FIGURE 3.22 – Tracé de l'opposé des capacités quasi-statique avant et après stress positif. La forme de ces courbes et leur différence est à comparer avec les courants dans les rampes de descente avant et après dégradation de la figure 3.26.

La figure 3.20a. montre qu'après un stress positif, le courant de grille augmente plus rapidement et atteint une valeur maximale plus importante, avant de diminuer jusqu'à une valeur inférieure à celle obtenue dans le cas de la capacité vierge à la fin du plateau du pulse négatif.

Une explication possible est qu'une certaine quantité de charge positive est située près de l'anode, augmentant le champ électrique localement dans l'oxyde ainsi que la transparence tunnel vue par les électrons (cf. figure 3.1.a). Par conséquent, le courant de grille augmente et la génération par ionisation par impact de porteurs minoritaires participant à la formation de la couche d'inversion dans la grille arrière est accélérée du fait du nombre plus important d'électrons atteignant cette électrode. Le courant tunnel croît alors plus rapidement que dans le cas d'une capacité vierge. Une partie de ces charges se "recombine" ensuite avec

des électrons tunnel traversant l'oxyde, diminuant ainsi le champ électrique dans l'oxyde et le courant tunnel. Lorsque cette neutralisation des charges positives locales est réalisée, la situation décrite à la figure 3.1.b est atteinte. La valeur du courant de grille à la fin du plateau du pulse négatif est plus faible après stress à cause de la diminution de la transparence après piégeage d'électrons dans le volume de l'oxyde.
Une autre possibilité réside dans le déchargement des états d'interface dans la grille arrière (passage de la figure 3.21b. à la figure 3.21c.), qui contribue à la décroissance du courant tunnel suite à un changement de la tension de bandes plates et à un décalage des caractéristiques I-V vers les tensions négatives. Dans ce cas, la hauteur du pic de courant et l'augmentation plus rapide de celui-ci par rapport au cas de la capcité vierge pourraient être expliquées par le chargement négatif initial de ces états d'interface.

Importance relative des effets des trous piégés et des états d'interface

Le chargement positif de l'interface grille/oxyde s'explique vraisemblablement grâce au modèle AHI selon lequel des trous énergétiques résultant de l'ionisation par impact à l'anode sont piégés dans l'oxyde. Des mesures complémentaires, dont le principe est décrit à la figure 3.23, sont effectuées pour déterminer l'importance relative des effets du déchargement des pièges à l'interface grille arrière/oxyde et de la neutralisation de ces trous présents dans le volume de l'oxyde près de la grille. Des pulses positifs ($t_{pl} = 0, 1, 10, 75s$) et négatifs ($t_r = t_f = 5\mu s, t_{pl} = 35\mu s, V_g^{pl} = -9.6V$) sont appliqués alternativement sur les grilles des capacités stressées. La tension de plateau des pulses positifs a été choisie suffisamment basse (+6V) pour que l'ionisation par impact ne soit pas déclenchée (ou du moins fortement diminuée) dans la grille et pour ainsi éviter le piégeage de nouveaux trous près de son interface. Dans le cas particulier où $t_{pl} = 0$, le pulse négatif n'est pas précédé d'un pulse positif.

Les résultats expérimentaux obtenus lors de ces mesures additionnelles sont montrés à la figure 3.24 et sont comparés aux caractéristiques $I_G(t)$ de la figure 3.20. On peut observer que que les nouvelles caractéristiques $I_G(t)$ ne sont pas superposées avec la caractéristique de référence obtenue juste après le stress positif. Pendant ces pulses positifs, la grille arrière se retrouve en régime d'accumulation dans lequel les pièges à l'interface grille arrière/oxyde

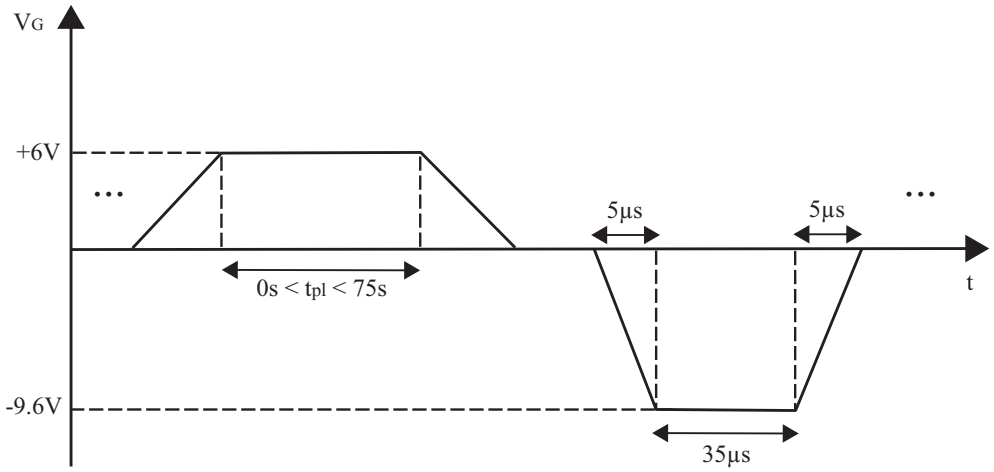


FIGURE 3.23 – Signaux de grille appliqués à la capacité dégradée ayant déjà subi la séquence décrite à la figure 3.18. Ce cycle est répété pour plusieurs valeurs de temps de plateau du pulse positif ($t_{pl} = 0, 1, 10, 75s$).

sont remplis d'électrons. En considérant qu'aucune dégradation supplémentaire de l'oxyde n'est provoquée par ces mesures additionnelles, le processus de charge/décharge de ces pièges est réversible. Leur nombre et leur occupation au démarrage de chaque mesure $I_G(t)$ additionnelle devraient être les mêmes qu'au début de la mesure de référence de la figure 3.20. Si la décharge de ces états d'interface était le seul phénomène impliqué, les nouvelles caractéristiques $I_G(t)$ devraient être identiques à celle de référence. Comme ce n'est manifestement pas le cas, on peut conclure que cette différence ne peut pas être attribuée aux seuls états d'interface.

De plus, l'observation des nouvelles courbes $I_G(t)$ montre que l'augmentation du courant de grille devient plus rapide avec l'allongement de la durée du plateau du pulse positif précédent. L'interprétation la plus probable de ces observations est que les charges positives piégées dans l'oxyde près de la grille sont écrantées puis "réactivées" lorque des électrons sont dépiégés de l'oxyde et renvoyés vers la grille. Ce dépiégeage est d'autant plus important que le plateau du pulse positif précédent est long. Si la charge positive avait été totalement annihilée par les électrons tunnel traversant l'interface pendant les pulses négatifs, les caractéristiques seraient toutes superposées.

Une fois que le pic de courant est atteint, la diminution du courant tunnel peut être expliquée

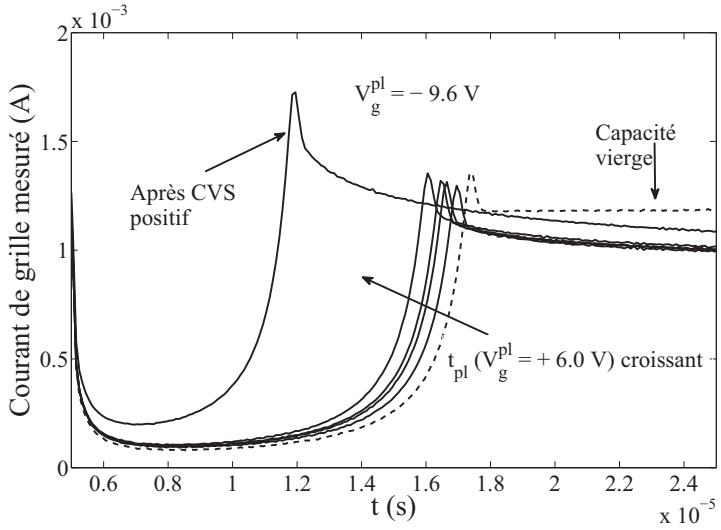


FIGURE 3.24 – Mesures dynamiques de courants de grille ($t_r = t_f = 5\mu s, t_{pl} = 35\mu s, V_g^{pl} = -9.6V$) réalisées sur une capacité dégradée ($t_r = t_f = 20\mu s$, $t_{pl} = 0.2s$, $V_g^{pl} = +9.6V$) après application de pulses positifs de temps de plateau variables ($t_{pl} = 0, 1, 10, 75s$). La caractéristique de la figure 3.20 est superposée à titre comparaison.

à la fois par le déchargement des pièges à l'interface grille arrière/oxyde et par le piégeage d'électrons à l'interface opposée qui neutralisent l'effet des trous. Le processus complet de dégradation AHI et d'écrantage des trous est résumé à la figure 3.25.

Vérification expérimentale de la dégradation provoquée par les mesures additionnelles

L'impact de ces mesures additionnelles en termes de dégradation de l'oxyde à été observé sur des mesures de capacité statiques et dynamiques présentées aux figures 3.26 et 3.27. Les courants transitoires mesurés pendant les temps de descente des différents pulses négatifs et les données de la figure 3.20 sont superposées à la figure 3.26. On peut y voir que toutes les caractéristiques hormis celle obtenue pour une capacité vierge, sont superposées. La capacité quasi-statique mesurée à la fin de ce nouveau protocole est quasiment identique à celle obtenue après la fin du CVS positif (figure 3.27). On peut alors affirmer de manière relativement sûre que les mesures supplémentaires n'ont pas provoqué de dégradation significative de l'oxyde, résultant par exemple d'une possible ionisation par impact dans la grille durant les pulses positifs, pouvant altérer les interprétations précédentes.

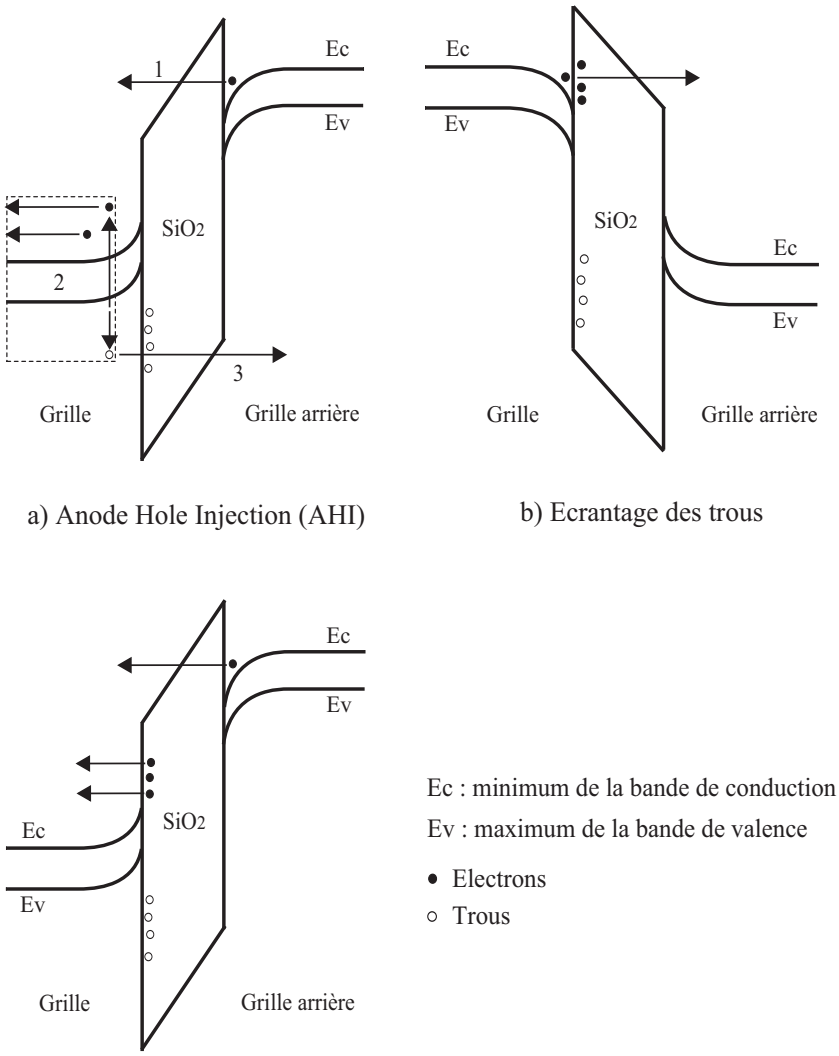


FIGURE 3.25 – Evolution du diagramme de bandes de la capacité SOS pendant les mesures additionnelles. Les électrons tunnel provenant de la grille lors de l'application de pulses négatifs peuvent écranter (b.) les trous piégés près de l'interface grille/oxide pendant la dégradation de type AHI (a.). Les pulses positifs ultérieurs peuvent dépiéger ces électrons qui retournent alors vers la grille.

Explication possible de l'augmentation initiale du courant pendant un CVS positif

L'augmentation initiale du courant au cours du CVS positif comme vu à la figure 3.12 doit être expliqué par la présence de charges locales positives près de l'interface grille ar-

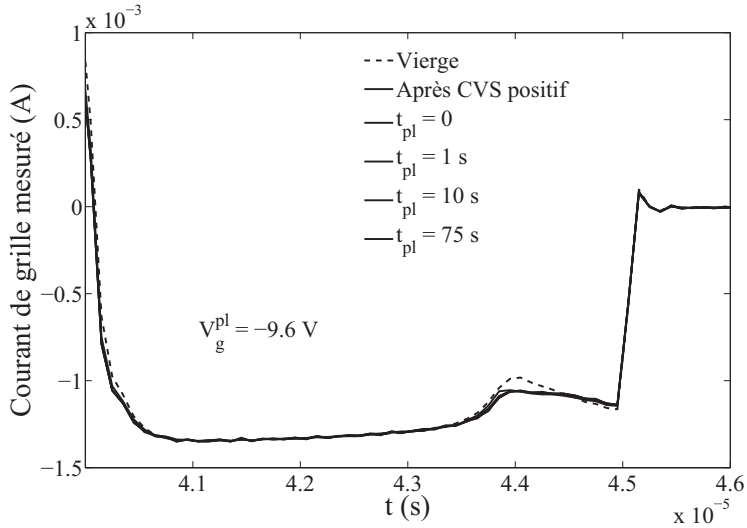


FIGURE 3.26 – Vérification de l'impact des mesures additionnelles en termes de dégradation d'oxyde sur les courants de déplacement mesurés pendant la redescente des pulses.

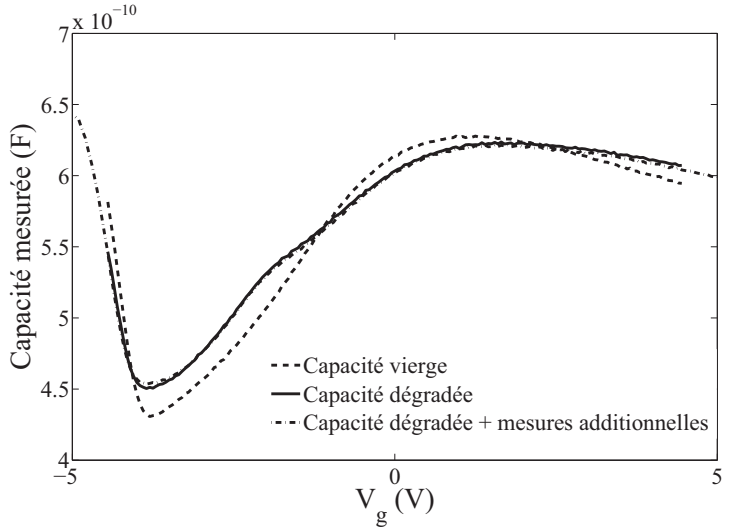


FIGURE 3.27 – Vérification de l'impact des mesures additionnelles en termes de dégradation d'oxyde sur les caractéristiques C-V quasi-statiques.

rière/oxyde car il a été montré que la charge globale de l'oxyde devait être négative au cours de ce stress. Comme ce chargement négatif devrait entraîner une diminution du courant en question, l'explication la plus probable réside en une modification de la barrière de potentiel à traverser vue par les électrons et une augmentation de leur coefficient de transmission résultant de cette charge positive localisée. La source de cette dernière, que les mesures présentées ici ne permettent pas d'identifier, pourrait être la migration sous l'effet du champ

électrique régnant dans l'oxyde d'une partie des trous piégés près de l'anode pendant le stress. Après que le maximum de courant soit atteint, le chargement négatif de l'oxyde devient prépondérant et la diminution du courant tunnel peut alors être naturellement expliquée [92].

3.6 Conclusion

Le travail décrit dans ce chapitre a permis d'indentifier les principaux mécanismes de dégradation de l'oxyde lors d'un stress à tension constante. Dans le cas d'amplitudes de stress négatives, le NBTI et l'injection de trous par l'anode (AHI) semblent être les phénomènes de dégradation dominants sur des plages de champs électriques qui leur sont propres.
Dans le cas des forts champs électriques dans l'oxyde, l'énergie gagnée par les électrons tunnel est suffisante pour générer des paires électron-trou dans l'anode. Sous l'effet du champ électrique régnant dans cette dernière, les paires sont séparées et une partie des trous réinjectés vers la cathode peut alors être piégée dans le volume de l'oxyde, entraînant alors sa dégradation.
Au fur et à mesure que la tension de stress diminue en valeur absolue, les électrons atteignant l'anode sont de moins en moins énergétiques et leur multiplication de plus en plus faible. En dessous d'une valeur seuil, évaluée à $V_G = -7V$ environ, l'ionisation par impact devient expérimentalement indetectable et l'évolution du courant de grille dans le temps se rapproche de celle du NBTI, généralement observé sur des transistors MOS dont le courant de drain dérive sous l'effet d'un stress de grille.
Un nouveau moyen de caractérisation des pièges dans l'oxyde, basé sur l'observation des courants transitoires de grille décrits au chapitre précédent, a été mis au point pour étudier la nature et la position des charges piégées dans l'oxyde suite à une dégradation de type AHI résultant d'un CVS positif. La dégradation positive est suivie de la mesure pulsée rapide des courants de grille et de grille arrière pour une tension de plateau négative. La présence de charges positives, vraisemblablement des trous générés par ionisation par impact dans l'anode, est détectée dans l'oxyde près de l'interface anode/oxyde. A l'aide de mesures additionnelles de polarité alternée, l'écrantage de ces charges et l'effet du déchargement des états d'interfaces du côté de la grille arrière ont pu être observés dans le temps.

Afin de prolonger l'étude menée dans ce chapitre, il serait intéressant de pouvoir réitérer ce type de mesures à d'autres niveaux de dégradation. L'étude menée dans ce chapitre étant essentiellement expérimentale, il sera également utile de résoudre l'équation de Poisson tout le long de la structure SOS pour différents profils de charge piégée afin de pouvoir simuler l'évolution des courants transitoires après dégradation de l'oxyde et d'évaluer l'impact de la modification du coefficient de transmission vu par les électrons tunnel par les charges piégées dans le volume de l'oxyde.

Chapitre 4

Application aux mémoires non-volatiles

4.1 Introduction

Les chapitres précédents ont permis d'étudier et de modéliser les principales propriétés physiques des capacités SOS, et en particulier des capacités tunnel qiui constituent la zone d'injection des mémoires non-volatiles à grille flottante. Ce dernier chapitre propose la mise en application de ces résultats à la simulation numérique du comportement électrique de ce type de dispositifs mémoire.

De nos jours, les mémoires EEPROM et Flash représentent les deux principales familles de mémoires non-volatles à grille flottante. Les mémoires EEPROM sont programmées en injectant et en retirant des électrons de la grille flottante par effet tunnel Fowler-Nordheim au travers de l'oxyde mince. Dans le cas des mémoires Flash, la programation peut être réalisée de manière identique ou bien résulter de l'injection d'électrons chauds créés par ionisation par impact dans le canal du transistor à grille flottante [93].

L'étude menée dans ce chapitre se limitera à la modélisation du comportement des mémoires de type EEPROM, tout en remarquant que les résultats obtenus peuvent être réutilisés moyennant une adaptation dans le cas des mémoires Flash.

4.1.1 Cas des mémoires EEPROM

La cellule mémoire EEPROM, dont la figure 4.1 représente une vue en coupe TEM, est composée d'un transistor à grille flottante (ou transistor d'état) et d'un transistor de

sélection reliés par un contact commun.

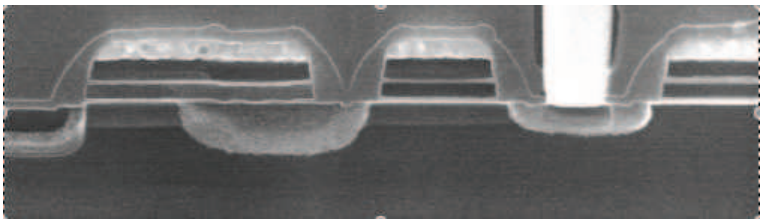


FIGURE 4.1 – Coupe TEM d'une cellule EEPROM complète (transistor à grille flottante et transistor de sélection. D'après [94].

Le transistor d'état des mémoires EEPROM, dont une représentation schématique est donnée à la figure 4.2, est caractérisé par l'amincissement de son oxyde au nivau du drain. Lors de l'application de signaux de programmation sur la grille ou le drain du transistor, le potentiel de grille flottante évolue au cours du temps par couplage capacitif jusqu'à ce qu'un champ électrique important s'établisse dans cette portion de l'oxyde. L'injection et le retrait d'électrons de la grille flottante est alors obtenu par conduction Fowler-Nordheim au travers de ce dernier.

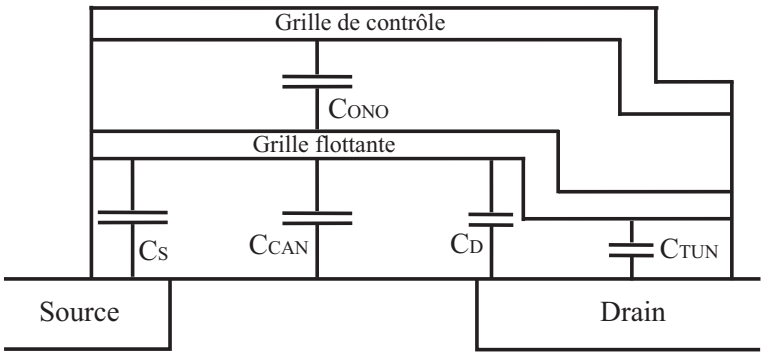


FIGURE 4.2 – Représentation du modèle électrique capacitif du transistor d'état d'une cellule EEPROM standard.

L'évolution de Q_{FG} entraîne alors le décalage de la tension de seuil V_T du transistor d'état :

$$V_T = V_{T0} - \frac{Q_{FG}}{C_{ONO}} \tag{4.1}$$

Dans cette équation, V_{T0} et C_{ONO} représentent la tension de seuil du transistor à charge de

grille flottante nulle (état vierge) et la capacité de l'empilement grille flottante/ONO/grille de contrôle représenté à la figure 4.2.

4.1.2 Opérations électriques réalisées sur la cellule EEPROM

Programmation de la cellule

La programmation d'une cellule EEPROM est obtenue en polarisant la grille du transistor de sélection à l'aide d'une tension constante V_{SEL} afin de le rendre passant et en appliquant un signal électrique sur la grille de contrôle ou le drain du transistor d'état. Cette situation est représentée de manière générale à la figure 4.3. Les pulses de programmation sont définis par leur temps de montée t_r, leur durée de plateau t_{pl} et leur amplitude V_{pl}. Dans la pratique, le temps de descente sera pris le plus court possible à la fois en mesure et en simulation.

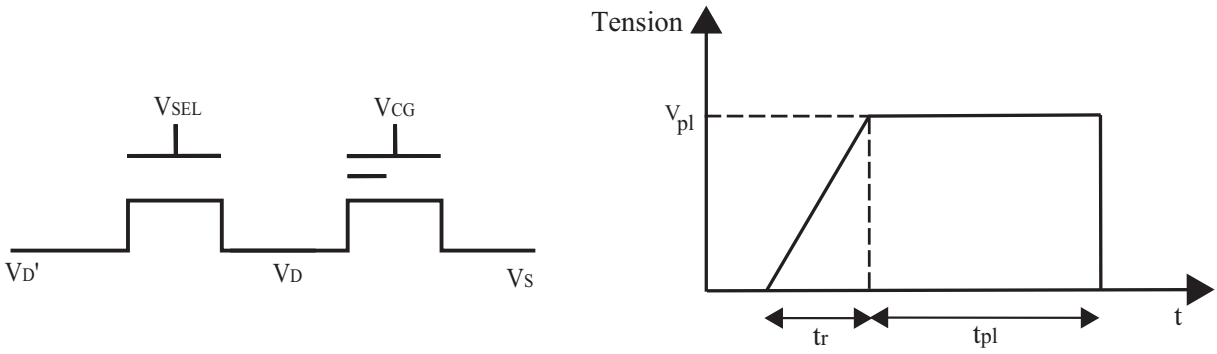


FIGURE 4.3 – Programmation de la cellule EEPROM.

Dans le cas des mémoires EEPROM, l'opération d'effacement consiste à injecter des électrons dans la grille flottante par l'application d'un pulse d'amplitude positive sur la grille de contrôle. La charge de grille flottante est alors négative, et la tension de seuil liée à cette opération, notée V_T^{erase}, devient supérieure à V_{T0}. Lors de l'opération d'écriture, un pulse d'amplitude positive est appliqué sur le drain et des électrons sont retirés de la grille flottante dont la charge devient positive. La tension de seuil en écriture V_T^{write} est alors inférieure à V_{T0}. Les caractéristiques du jeu de polarisations appliquées aux différents terminaux de la cellule EEPROM durant les opérations d'effacement et d'écriture, valables pour une technologie déterminée, sont regroupées dans les tableaux 4.1 et 4.2.

Symbole	Signification	Valeur
V_{GC}^{erase}	Amplitude du pulse d'effacement	12.25V
t_{pl}^{erase}	Temps de plateau du pulse d'effacement	0.75ms
t_{r}^{erase}	Temps de montée du pulse d'effacement	0.75ms
V_D	Potentiel de drain	0V
V_S	Potentiel de source	0V
V_{SEL}	Tension de select	15V
V_B	Potentiel de substrat	0V

TABLE 4.1 – Jeu de polarisations pour la cellule EEPROM au cours d'une opération d'effacement.

En toute rigueur, le signal de l'opération d'écriture est appliqué sur le drain du transistor de sélection (voir figure 4.3). Lorsque la grille de celui-ci est polarisée, on considèrera que la majeure partie de son potentiel de drain se reporte sur le drain du transistor d'état laissé flottant. L'approximation $V'_D \approx V_D$ sera alors utilisée dans le suite du texte.

Symbole	Signification	Valeur
V_D^{write}	Amplitude du pulse d'écriture	13.5V
t_{pl}^{write}	Temps de plateau du pulse d'écriture	0.75ms
t_{r}^{write}	Temps de montée du pulse d'écriture	0.75ms
V_{GC}	Potentiel de grille de contrôle	0V
V_S	Potentiel de source	flottant
V_{SEL}	Tension de select	16V
V_B	Potentiel de substrat	0V

TABLE 4.2 – Jeu de polarisations pour la cellule EEPROM au cours d'une opération d'écriture.

Symbole	Signification	Valeur
V_{GC}	Potentiel de grille de contrôle	-4V à +4V
V_D	Potentiel de drain	0.5V
V_S	Potentiel de source	0V
V_{SEL}	Tension de select	5V
V_B	Potentiel de substrat	0V

TABLE 4.3 – Jeu de polarisations pour la cellule EEPROM au cours d'une lecture.

Lecture

L'opération de lecture permet de déterminer la valeur de la tension de seuil du transistor d'état après chargement de la grille flottante. La méthode décrite ici repose sur la mesure de son courant de drain pour une gamme de tensions de grille de contrôle. On vient alors chercher sur cette caractéristique $I_D(V_{GC})$ la valeur de V_{GC} correspondant à un niveau de courant prédéfini. Cette valeur de courant est généralement choisie, comme montré à la figure 4.4, pour correspondre au maximum de la transconductance g_m du transistor d'état. Le détail des polarisations appliquées à la cellule durant une opération de lecture est développé dans le tableau 4.3.

Dans la plupart des cas, l'opération de lecture permet de déterminer si le transistor d'état se trouve dans un état écrit ou effacé en comparant la tension de seuil V_T mesurée à la valeur de V_{T0}. Cette démarche reste valable tant que les caractéristiques des signaux de programmation employés restent proches des caractéristiques des signaux standards.

4.1.3 Enjeux de la modélisation des dispositifs mémoire

La modélisation des cellules EEPROM et des mémoires non-volatiles en général permet la simulation du comportement de ces dispositifs en fonction des différents signaux de programmation appliqués sur leurs terminaux. La nature de ces signaux impacte certaines des qualités des cellules mémoire telles que leur fiabilité ou leur rapidité.

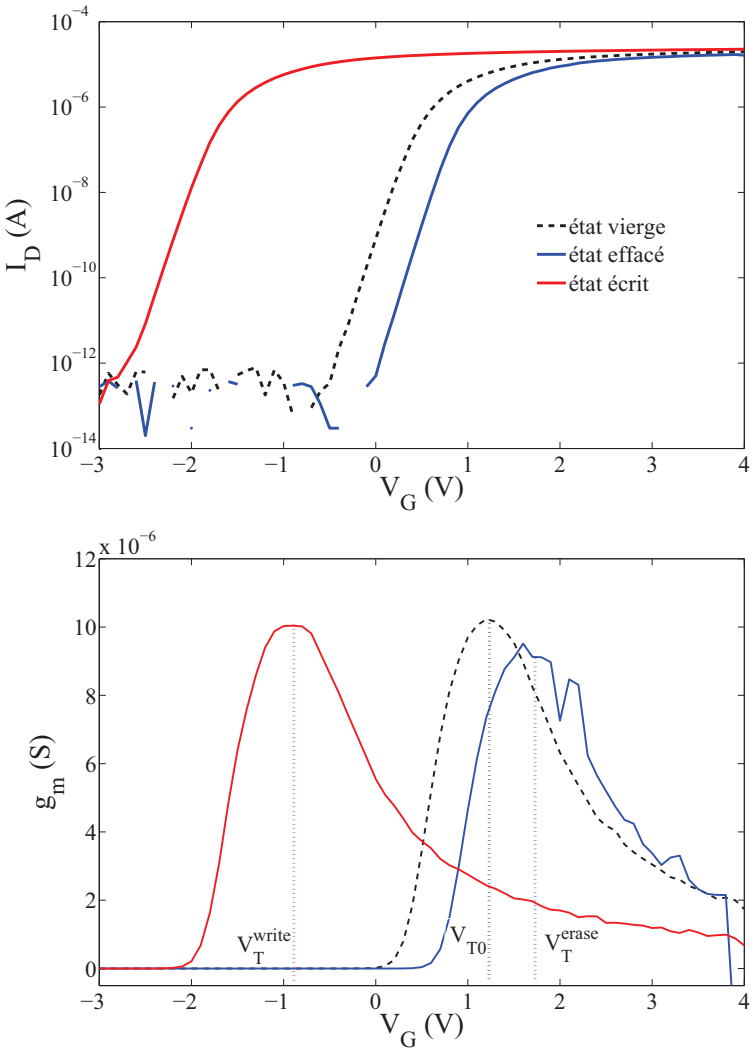


FIGURE 4.4 – Mesure du courant (figure du haut) de drain et calcul de la transconductance correspondante par dérivation numérique (figure du bas) du transistor d'état d'une cellule EEPROM dans ses états vierge, effacé et écrit.

Au cours de leur utilisation, les dispositifs mémoire sont sujets à de nombreuses opérations d'écriture et d'effacement qui provoquent la dégradation de l'oxyde tunnel. Sous l'effet du piégegage de charges électriques dans son volume et/ou à ses interfaces, le potentiel de grille flottante V_{FG} évolue dans le temps et le courant tunnel d'injection le traversant est alors modifié.

Outre ses conséquences sur l'endurance des dispositifs, caractérisée par une modification de la fenêtre de programmation, la dégradation de l'oxyde tunnel entraîne également une diminution de la rétention des dispositifs mémoire. La création de pièges dans l'oxyde au

cours d'opérations stressantes donne naissance à des mécanismes de conduction électrique dans l'oxyde laissant fuir la charge stockée dans la grille flottante.
Suivant l'utilisation faite de la cellule mémoire, les signaux de programmation devront être optimisés pour trouver le bon compromis entre la fiabilité (principalement l'endurance et la rétention) et la rapidité de programmation, qui est liée à leur durée et à leur amplitude. La modélisation des cellules EEPROM à partir d'un modèle électrique équivalent a pour avantage de pouvoir observer l'effet de la modification des signaux ou bien de certains paramètres physiques et géométriques des dispositifs sans avoir recours à des simulations de type TCAD complexes et coûteuses en temps.

4.2 Calcul du potentiel de grille flottante

La détermination de la charge injectée dans la grille flottante Q_{FG}, utile au calcul des tensions de seuil des opérations d'écriture et d'effacement, passe par la connaissance de la densité de courant tunnel passant au travers de l'oxyde qui dépend du potentiel de grille flottante V_{FG}. Ce potentiel étant lui même dépendant de charge de grille flottante, la détermination au cours du temps de ces deux grandeurs passe par la résolution des équations couplées qui les lient.

4.2.1 Modèle électrique équivalent de la cellule EEPROM

Le modèle électrique équivalent du transistor d'état présenté à la figure 4.2 peut être observé à la figure 4.5. Il tient compte dans sa forme la plus simple du couplage capacitif entre la grille flottante et les terminaux du transistor (grille de contrôle, drain, source et substrat) et du courant d'injection.

La charge Q_{FG} est égale à tout instant à la somme des charges accumulées aux électrodes des capacités situées en regard de la grille flottante :

$$Q_{FG} = \sum_i S_i.Q_i \tag{4.2}$$

où l'indice i représente le type de capacité (tunnel, canal ...), S_i est la surface de la capacité

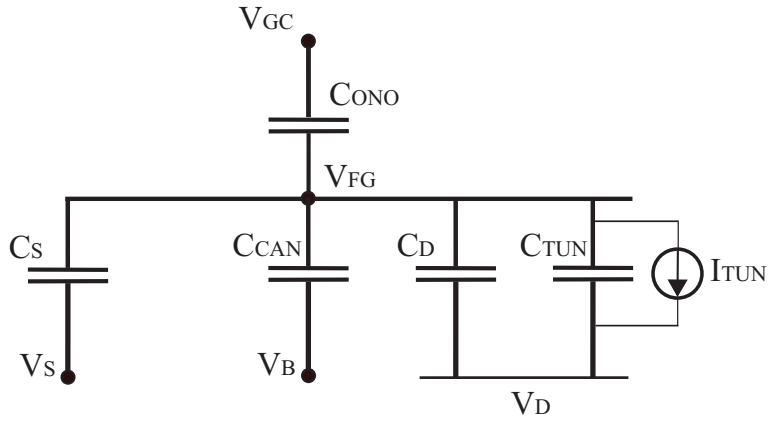


FIGURE 4.5 – Modèle électrique capacitif d'une cellule EEPROM.

en question et Q_i sa charge par unité de surface. Dans le cadre de ce modèle, la charge de grille flottante vaut alors :

$$Q_{FG} = S_{tun}.Q_G^{tun} + S_D.Q_G^D + S_{can}.Q_G^{can} + S_S.Q_G^S + S_{ono}.Q_{BG}^{ono} \tag{4.3}$$

Un moyen commode de calculer le potentiel de grille flottante consiste à le faire apparaître de manière explicite dans l'expression de Q_{FG}. Un exemple de mesure quasi-statique réalisée sur une capacité ONO de grande surface (100000 μm^2) est donné à la figure 4.6.

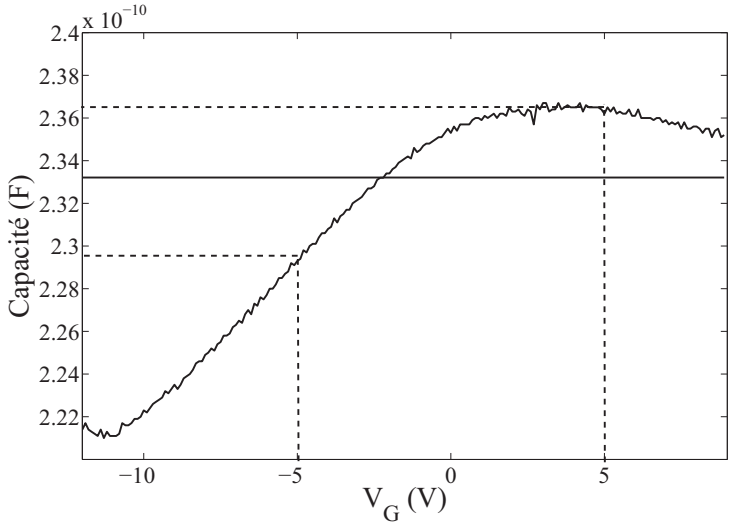


FIGURE 4.6 – Mesure quasi-statique d'une capacité ONO (S = 100000 μm^2) et modélisation par une capacité constante dans le cas d'électrodes métalliques.

Dans les conditions de programmation standards de la cellule EEPROM, la différence de potetiel $V_{GC} - V_{FG}$ aux bornes de la capacité ONO ne dépasse pas 5V en valeur absolue. Pour cette gamme de tensions, l'approximation de la forme de cette capacité par une valeur constante correspondant au cas de figure d'une capacité ONO métallique n'introduit qu'une erreur maximale de 2 % dans son évaluation, et la charge Q_{BG}^{ono} vaut alors :

$$Q_{BG}^{ono} = -C_{ONO}(V_{GC} - V_{FG}) \tag{4.4}$$

Le potentiel de grille flottante peut finalement être exprimé en fonction de Q_{FG} à l'aide de la relation :

$$V_{FG}(t) \approx V_{GC}(t) + \frac{1}{C_{ONO}} \left(Q_{FG}(t) + S_{tun}.Q_{BG}^{tun}(t) + S_D.Q_{BG}^{D}(t) + S_{can}.Q_{BG}^{can}(t) + S_S.Q_{BG}^{S}(t) \right) \tag{4.5}$$

La deuxième équation permettant de lier ces deux grandeurs est celle qui permet de calculer la charge de grille flottante en fonction du courant d'injection dépendant de V_{FG} :

$$Q_{FG}(t) = \int_0^t I_{TUN}(t')dt' \tag{4.6}$$

4.2.2 Implémentation numérique du modèle

Le schéma présenté à la figure 4.7 résume les principales étapes de la résolution numérique du problème. En se référant à l'équation 4.5, la contribution au potentiel $V_{FG}(t)$ des charges stockées aux armatures des capacités en regard avec la grille flottante et de la charge de grille flottante elle-même doit être évaluée à chaque pas de temps. La méthode de résolution présentée ici permet d'optimiser le temps de calcul.

Dans un premier temps, le comportement de chaque capacité considérée non-métallique dans le modèle est simulé numériquement pour des gammes de tensions couvrant l'ensemble des cas de figure pouvant être rencontrés en pratique. A chaque pas de temps, la valeur des charges intervenant dans le calcul de $V_{FG}(t)$ dépendent en fait de ce potentiel. Afin de

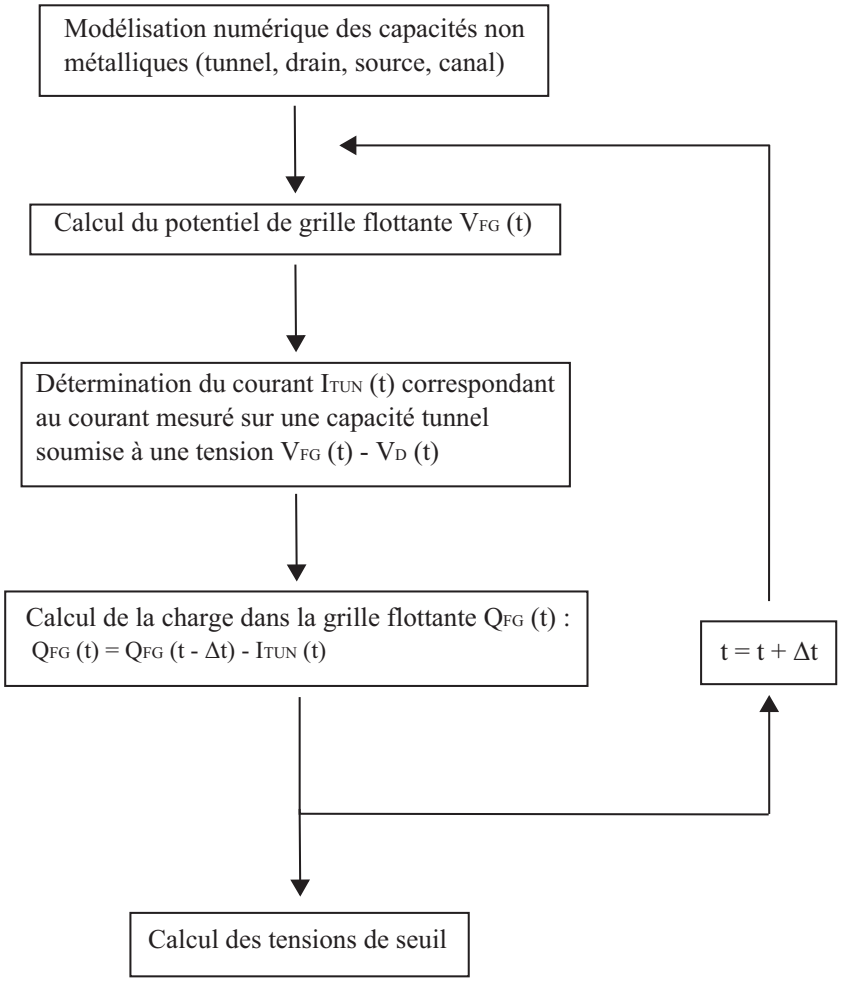


FIGURE 4.7 – Résolution numérique des équations couplées liant V_{FG} et Q_{FG}.

résoudre ce problème, la valeurs des charges liées aux capacités tunnel, de drain, de canal et de source sont trouvées par interpolation des courbes simulées de référence à la valeur au pas de temps précédent du potentiel de grille $V_{FG}(t - \Delta t)$. L'exemple de la charge stockée sur l'armature de la capacité tunnel est représenté schématiquement à la figure 4.8. Les grandeurs Q_{BG}^{TUN}, Q_{BG}^{D}, Q_{BG}^{CAN}, et Q_{BG}^{S} peuvent être déterminées de manière analogue et sont alors le résultat de l'interpolation de ces courbes de référence aux tensions $V_{FG}(t-\Delta t)-V_D$, $V_{FG}(t - \Delta t) - V_D$, $V_{FG}(t - \Delta t) - V_B$, et $V_{FG}(t - \Delta t) - V_S$ respectivement. Dans le cas de la charge de grille flottante, le problème est résolu en remplaçant sa valeur par celle du pas de temps précédent dans l'équation donnant le potentiel de grille flottante, qui devient alors :

$$V_{FG}(t) \approx V_{GC}(t) + \frac{1}{C_{ONO}} \left(Q_{FG}(t - \Delta t) + S_{tun}.Q_{BG}^{tun}(t) + S_D.Q_{BG}^{D}(t) + S_{can}.Q_{BG}^{can}(t) + S_S.Q_{BG}^{S}(t) \right) \tag{4.7}$$

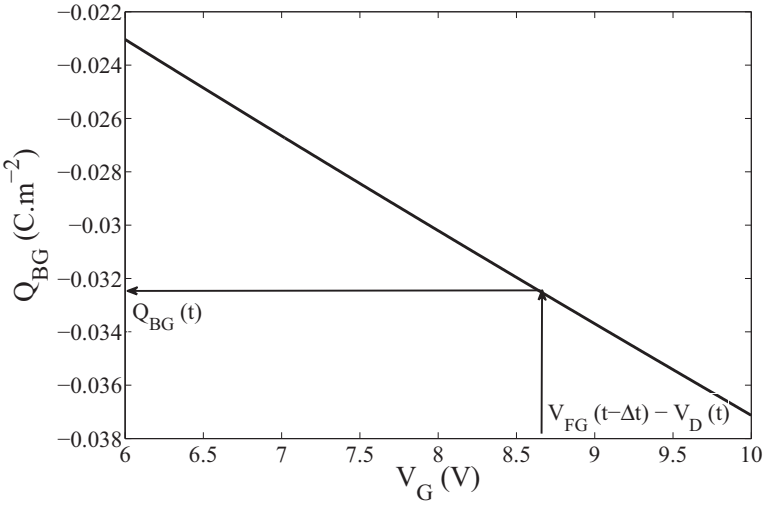


FIGURE 4.8 – Calcul de la contribution de la capacité tunnel à la charge de grille flottante par interpolation numérique.

Le courant d'injection peut être calculé par différentes méthodes de complexité variable :

– Une première méthode consiste à calculer le courant d'injection à chaque pas de temps à partir de la formule de Tsu-Esaki, ou d'autres formules simplifiées, pour un oxyde soumis à une différence de potentiel $V_{FG}(t) - V_D(t)$. Cette méthode, bien que peu coûteuse en temps, a le désavantage de calculer le courant d'injection pour une capacité tunnel à l'équilibre thermodynamique, c'est-à-dire ne prenant pas en compte les phénomènes tels que l'ionisation par impact. Les densités de courant tunnel simulées pourront donc être relativement éloignées de celles mesurées sur les capacités test de grande surface, à moins d'utiliser la hauteur de barrière Φ_e comme un paramètre d'ajustement permettant de calibrer le modèle sur des mesures de tension de seuil. Dans ce cas, l'introduction d'une dissymétrie, qui n'a pas de vraie justification physique, des hauteurs de barrière aux deux interfaces de l'oxyde mince est souvent nécessaire à la calibration du modèle [95].

– Une autre solution, qui a été celle retenue dans ce travail de thèse, repose sur l'utilisation des courants mesurés sur les capacités tunnel de grande surface. Pour chaque valeur de tension $V_{FG}(t) - V_D(t)$ aux bornes de l'oxyde mince, une valeur de courant d'injection peut être déduite par interpolation sur les courbes I-V expérimentales (voir figure 4.9). Par rapport à la première méthode, cette solution intègre numériquement un plus grand nombre de phénomènes physiques, mais les mesures de courant doivent être renouvelées pour chaque température et chaque technologie de cellules EEPROM à étudier.

– Enfin, il est possible d'envisager l'incorporation des modèles développés dans le deuxième chapitre permettant l'inclusion d'un maximum d'effets physiques dont le régime de déplétion profonde de la capacité tunnel. Par rapport aux deux autres méthodes, et dans le cas ou l'étude des courants transitoires menée au deuxième chapitre peut être généralisée à des signaux quelconques et une large gamme de températures, une prédiction du comportement des cellules EEPROM pourrait être obtenue dans la plupart des configurations de test.

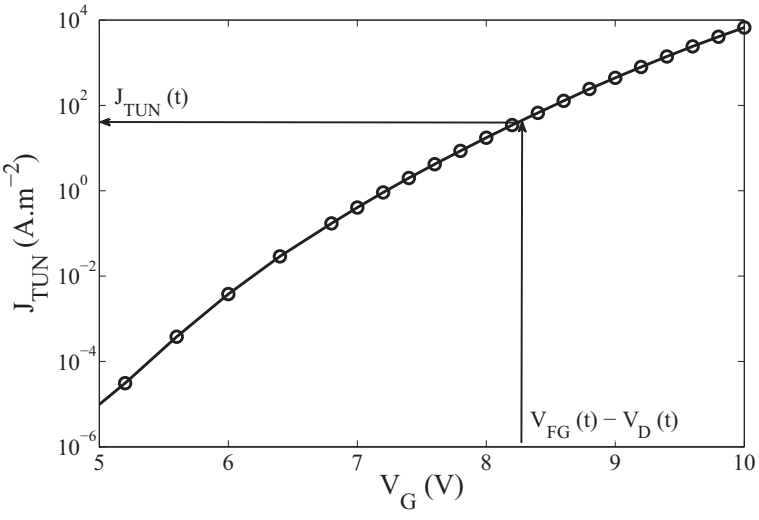


FIGURE 4.9 – Calcul du courant d'injection par interpolation numérique à partir d'une caractéristique I-V expérimentale.

Une fois la valeur du courant d'injection connue à un instant t, la charge de grille flottante peut être incrémentée grâce à la relation suivante découlant de l'équation 4.6 :

$$Q_{FG}(t) = -I_{TUN}(t) + Q_{FG}(t - \Delta t) \tag{4.8}$$

Les tensions de seuil peuvent finalement être calculées grâce à l'équation 4.1 une fois la charge de grille flottante connue. La tension V_{T0} est la tension de seuil du transistor à grille flottante lorsque cette dernière est vide de charge ($Q_{FG} = 0$), c'est-à-dire la tension de grille de contrôle à appliquer pour que l'inversion de la capacité de canal soit réalisée. La capacité de canal s'inverse pour une tension de grille flottante comprise entre 0 et 1V, qu'on a prise égale à la tension de grille flottante pour laquelle la capacité de canal simulée est minimale. La valeur de V_{T0} est ensuite obtenue en cherchant la tension V_{GC} correspondant à cette tension d'inversion par interpolation.

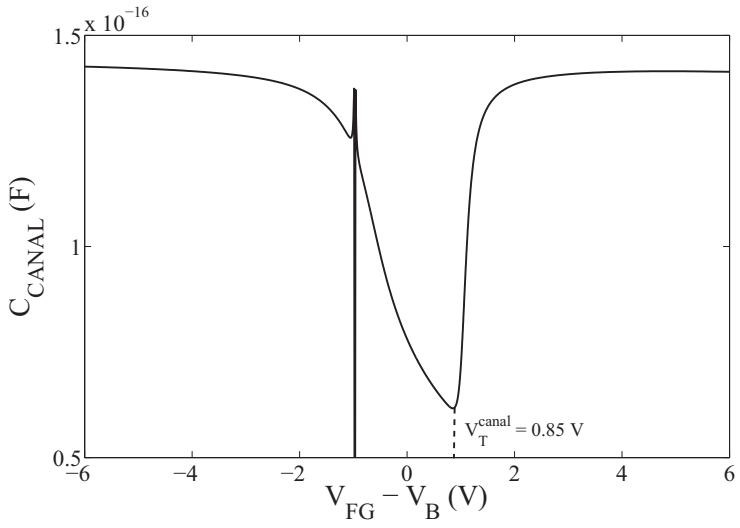


FIGURE 4.10 – Capacité de canal modélisée et calcul de V_{T0}.

Les charges surfaciques contribuant à la charge stockée dans la grille flottante ont été calculées sur la base d'un équilibre thermodynamique dans les différentes capacités en regard avec celle-ci. D'après l'étude menée dans les chapitres précédents, on sait que cette condition n'est pas forcément respectée, en particulier dans la capacité tunnel pour laquelle des pics de capacité peuvent être prédits à fort champ électrique. La part essentielle du couplage entre la grille de contrôle et la grille flottante étant toutefois principalement dûe à la capa-

cité ONO dont le comportement est quasi-métallique, l'erreur engendrée par une évaluation approximative de la charge surfacique pour la capacité tunnel sur ce couplage électrique n'a que peu d'incidence.

4.2.3 Capacités parasites et calibration du modèle

La diminution de la taille des cellules EEPROM liée à l'augmentation de leur densité d'intégration provoque l'apparition de couplages entre les différentes parties polarisées du système. Ces intéractions, modélisées sous la forme de capacités parasites considérées métalliques en première approximation (c'est-à-dire indépendantes de la tension à leurs bornes), affectent le couplage capacitif existant entre les différents terminaux du transistor d'état et sa grille flottante.
Une concertation avec le personnel de ST Microelectronics Rousset a permis d'identifier les capacités parasites les plus importantes et celles-ci, essentiellement le fruit d'effets de pointe ou de recouvrement entre la grille flottante et certaines zones du transistors (principalement le substrat et le drain), sont représentées à la figure 4.11. En posant :

$$\alpha_D = \frac{C'_D}{C_{ONO}} \tag{4.9}$$

$$\alpha_B = \frac{C'_B}{C_{ONO}} \tag{4.10}$$

$$K = \frac{1}{1 + \alpha_D + \alpha_B} \tag{4.11}$$

Le nouvelle expression du potentiel de grille flottante est alors :

$$\begin{aligned} V_{FG}(t) \approx & K \left[V_{GC}(t) + \alpha_D V_D + \frac{1}{C_{ONO}} \left(Q_{FG}(t) + S_{tun}.Q^{tun}_{BG}(t) + S_D.Q^{D}_{BG}(t) \right.\right. \\ & \left.\left. + S_{can}.Q^{can}_{BG}(t) + S_S.Q^{S}_{BG}(t) \right) \right] \end{aligned} \tag{4.12}$$

La suite de l'étude montrera que l'introduction de ces capacités parasites dans le modèle du transistor est indispensable à sa calibration.

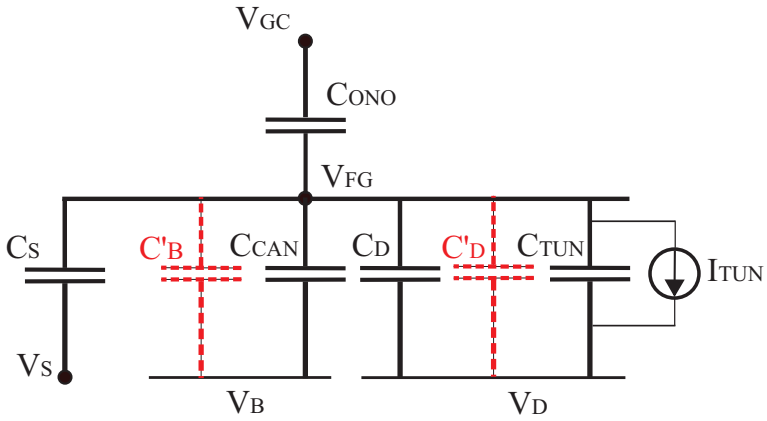


FIGURE 4.11 – Introduction des capacités parasites dans le modèle électrique équivalent du transistor.

4.3 Résultats de la simulation

Les résultats de la simulation numérique opérée dans le cas de signaux de programmation standards, dont les caractéristiques sont définies dans le tableau 4.1 et 4.2, et en l'absence de capacités parasites sont exposés aux figures 4.12 à 4.15. La figure 4.12 montre l'effet dans le temps de l'application des pulses de grille de contrôle et de drain sur le potentiel de grille flottante V_{FG} et sur la différence de potentiel $V_{GC} - V_D$ vue par l'oxyde tunnel.
Lors de l'application du pulse de grille de contrôle, le potentiel de grille flottante V_{FG} suit le potentiel le potentiel de grille de contrôle V_{GC} et atteint sa valeur maximale à la fin de la rampe de montée du pulse. A ce moment précis, l'injection d'électrons dans la grille flottante par effet tunnel au travers de l'oxyde tunnel est maximale. L'évolution de la charge de grille flottante Q_{FG}, qui devient de plus en plus négative, provoque la diminution progressive de V_{FG} conformément à ce que laisse prévoir l'équation 4.13. A la fin du pulse d'effacement, le potentiel de grille flottante V_{FG} est de valeur non nulle et négative. A la fin de l'opération, il persiste donc un champ électrique dans l'oxyde favorisant la fuite d'électrons provoquant l'évolution de la tension de seuil sur des temps d'observation très longs [94]. L'évolution des différentes potentiels lors de l'application d'un pulse d'écriture peut s'expliquer par un raisonnement analogue au cas du pulse d'effacement.

Les conséquences de l'évolution de V_{FG} peuvent être observées aux figures 4.13 et 4.14 sur les caractéristiques de courant tunnel et de charge injectée simulées en fonction du temps.

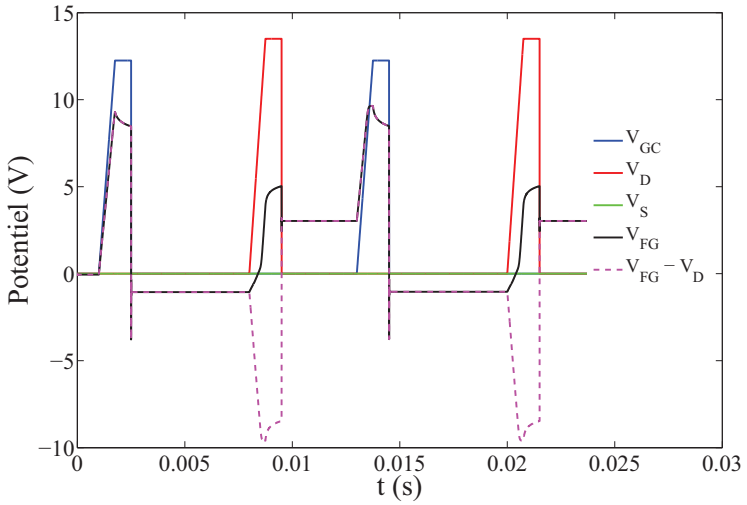


FIGURE 4.12 – Tensions de polarisation et tensions internes au dispositif en fonction du temps.

Le courant tunnel passe par une valeur maximale correspondant à une injection de charge maximale au début du plateau du pulse, avant de décroître sous l'effet de la diminution du champ électrique dans l'oxyde résultant de la charge progressive de la grille flottante.

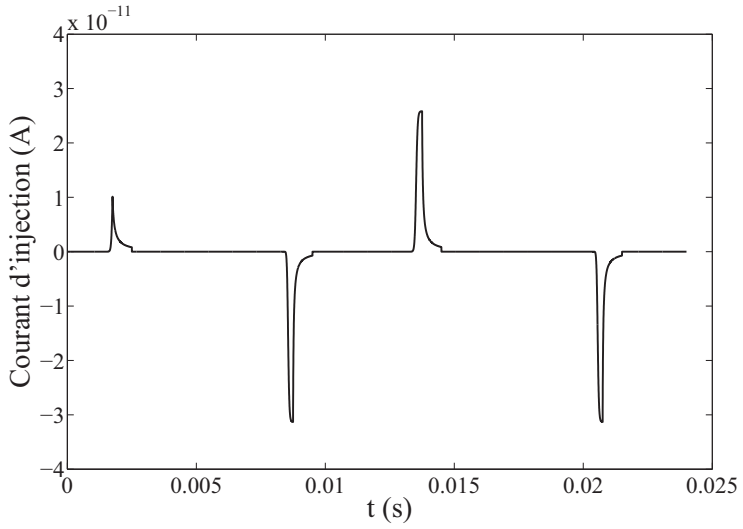


FIGURE 4.13 – Courant d'injection simulé en fonction du temps.

La figure 4.15 représente tout simplement l'image de la figure 4.14 par la relation 4.1. Les tensions de seuil correspondant aux deux états logiques sont extraits sur leur plateau

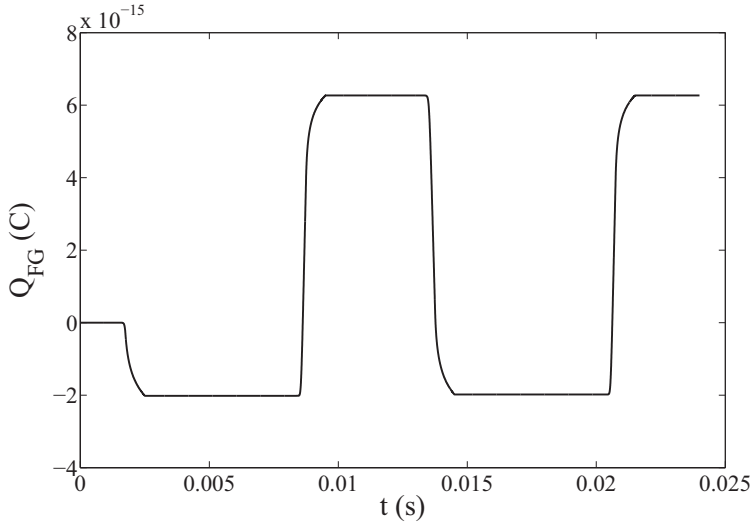


FIGURE 4.14 – Simulation de la charge stockée dans la grille flottante au cours du temps.

respectif au deuxième cycle d'effacement/écriture afin d'éviter l'effet de la condition initiale $Q_{FG}(t = 0) = 0$. L'effet de cette condition initiale peut par exemple être observé à la figure 4.13 où une différence asez nette peut être observée entre les courants d'injection des deux opérations d'effacement.

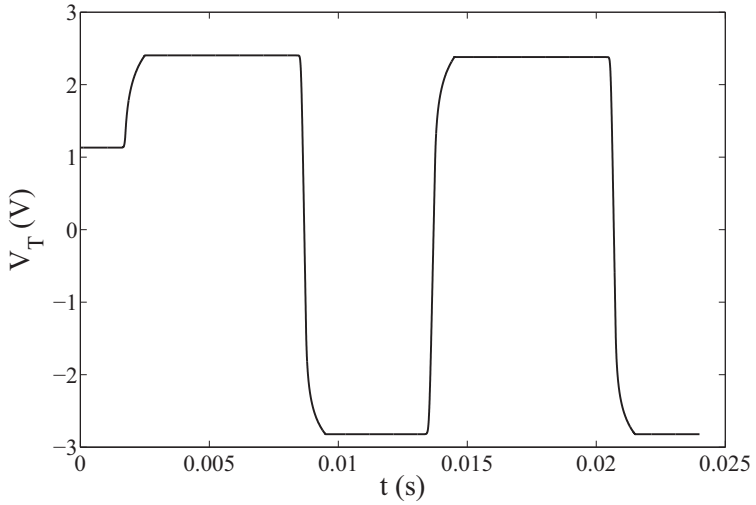


FIGURE 4.15 – Evolution de la tension de seuil au cours du temps.

4.4 Validation du modèle

Afin de valider le modèle de cellule EEPROM et le code numérique développé, les valeurs de tensions de seuil obtenues en simulation sont comparées aux valeurs mesurées pour une multitude de configurations différentes. Différentes valeurs de tensions de plateaux, durées de plateaux et temps de montée ont été utilisées pour les signaux de grille de contrôle et de drain.

4.4.1 Mesure des tensions de seuil

¨ La mesure des tensions de seuil a été effectuée sur des cellules EEPROM vierges préalablement passées au four à UV afin que toute charge électrique éventuelle soit dépiégée de la grille flottante des transistors. La condition $Q_{FG}(t = 0) = 0$ étant alors remplie, la première étape consistera en une opération de lecture permettant de déterminer la valeur de V_{T0} que l'on pourra comparer à sa valeur simulée. Le reste des mesures est ensuite effectué sur la même cellule en changeant un seul des paramètres énoncés ci-dessus du pulse d'effacement ou d'écriture. Chacune de ces opérations est ensuite suivie de son opération complémentaire caractérisée par l'emploi d'un pulse standard dont les caractéristiques sont rassemblées dans les tableaux dans les tableaux 4.1 et 4.2.

4.4.2 Calibration et comparaison avec les mesures

La calibration du modèle sur les données expérimentales nécessite la connaissance des valeurs à attribuer aux capacités parasites prises en compte. Dans le cas d'une opération d'effacement, la tension de drain V_D reste nulle et le potentiel de grille flottante V_{FG} vaut alors d'après l'équation 4.13 :

$$\begin{aligned} V_{FG}(t) \approx & K\left[V_{GC}(t) + \frac{1}{C_{ONO}}\left(Q_{FG}(t) + S_{tun}.Q_{BG}^{tun}(t) + S_D.Q_{BG}^{D}(t) + S_{can}.Q_{BG}^{can}(t)\right.\right. \\ & \left.\left. + S_S.Q_{BG}^{S}(t)\right)\right] \end{aligned} \tag{4.13}$$

Il est alors intéressant de remarquer que la valeur de ce potentiel dépend de la somme des capacités parasites $C_D^{'}$ et $C_B^{'}$ au travers du terme $\alpha_D + \alpha_B$ sans qu'il soit nécessaire de connaitre leur valeur individuelle. Un bon moyen de calibrer le modèle est donc de déterminer

expérimentalement la somme de ces capacités permettant au modèle de prédire la tension de seuil V_T^{erase}, puis de trouver la valeur de $C_D^{'}$ permettant d'obtenir une valeur adéquate de V_T^{write} à somme $C_B^{'} + C_D^{'}$ constante. La valeur de $C_B^{'}$ pourra alors être déduite.
La comparaison des valeurs mesurées et simulées (avec et sans capacités parasites) des tensions de seuil dans ces différents cas de figure est proposée de la figure 4.16 à la figure 4.18. L'effet de l'amplitude des pulses d'effacement et d'écriture sur la valeur mesurée des tensions de seuil correspondantes est observé à la figure 4.16. La prédiction de V_T^{erase} en fonction de V_{GC}^{erase} est relativement précise lorsque les capacités parasites sont prises en compte ($C_B^{'} + C_D^{'} = 1.5.10^{-16}F$). Par contre, la prédiction de V_T^{write} en fonction de V_D^{write} semble correcte pour les amplitudes du pulse d'écriture les plus faibles, mais la saturation observée pour les amplitudes plus fortes ($V_D^{write} > 12.5V$) n'a pu être observée en simulation malgré la prise en compte des capacités parasites $C_B^{'}$ et $C_D^{'}$. De plus, la somme de ces deux capacités a du être prise égale à une valeur supérieure à celle obtenue dans le cas de l'opération d'écriture ($C_B^{'} + C_D^{'} = 1.95.10^{-16}F$). L'ajout de capacités parasites n'entrainant qu'un décalage parallèle des courbes de tensions de seuil, cette saturation résulte probablement d'un effet physique qui n'est pas pris en compte par le modèle. Une explication possible réside dans la formation d'une zone de charge d'espace autour de la jonction drain/substrat lors de l'application du pulse de drain positif [3]. Les trous seraient alors repoussés de l'interface drain/oxyde dans la portion du drain proche du substrat, provoquant l'effondrement local du champ électrique dans l'oxyde. Dans ce cas, la saturation résulterait d'une diminution de la surface effective d'injection tunnel lorsque l'amplitude du pulse de drain augmente.

L'effet de la durée des plateaux des pulses de programmation est présenté à la figure 4.17. Mis à part une certaine sous-estimation de V_T^{write} pour les temps de plateau les plus longs dans le cas des pulses d'écriture, la prédiction de la fenêtre de programmation est relativement bonne. Toutefois, et contrairement au cas de l'effacement où la condition d'ajustement $C_B^{'} + C_D^{'} = 1.5.10^{-16}F$ a pu être réutilisée, il a fallu prendre $C_B^{'} + C_D^{'} = 3.3.10^{-16}F$ dans le cas de l'écriture. Cette valeur est différente de celle précédemment uitilisée ($C_B^{'} + C_D^{'} = 1.95.10^{-16}F$) car cette dernière ne permettait pas de trouver la bonne valeur de la tension de seuil pour $V_D^{write} = 13.5V$ (amplitude du pulse standard d'écriture).

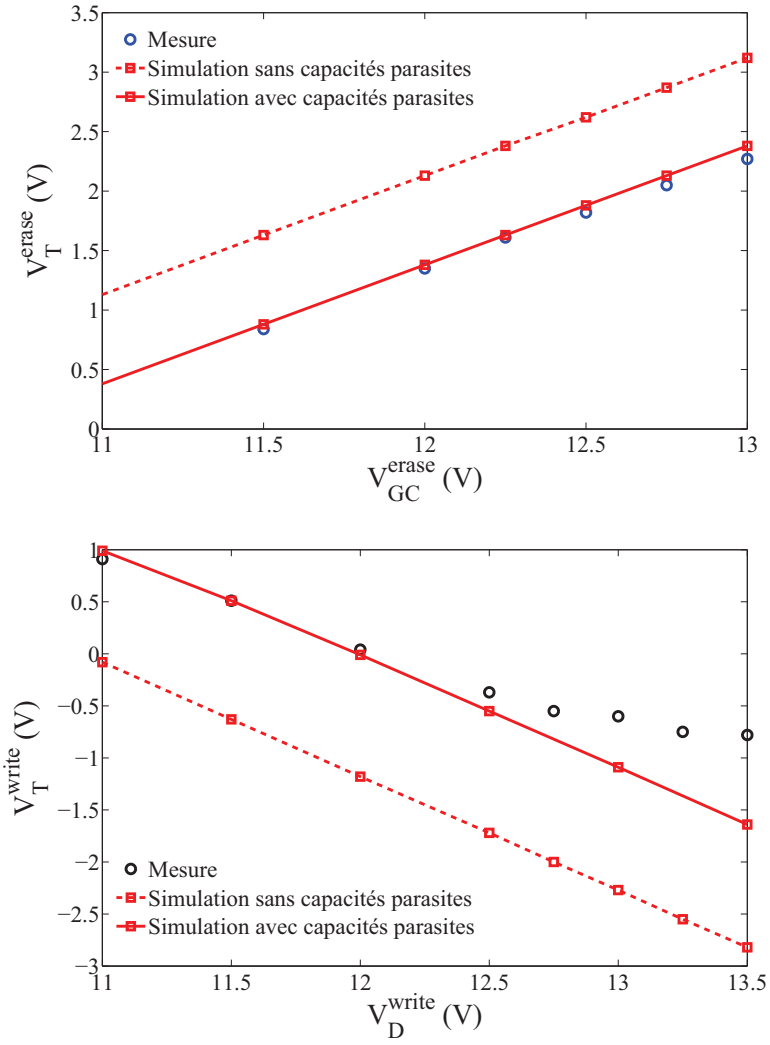


FIGURE 4.16 – Evolution des tensions de seuil en fonction de l'amplitude des signaux de programmation.

La figure 4.18 montrent l'évolution des tensions de seuil pour les deux opérations en fonction du temps de montée des pulses. Afin d'observer l'effet sur le stockage de la charge dans la grille flottante des rampes seules des signaux de programmation, les plateaux des pulses ont été supprimés. L'accord entre simulation et mesure est relativement bon dans les deux cas en utilisant les valeurs de capacités parasites employées précédemment.

L'effet de la déplétion profonde dans le drain est observable dans le cas de l'écriture et se manifeste par un "aplatissement" de la courbe mesurée pour les temps de montée les

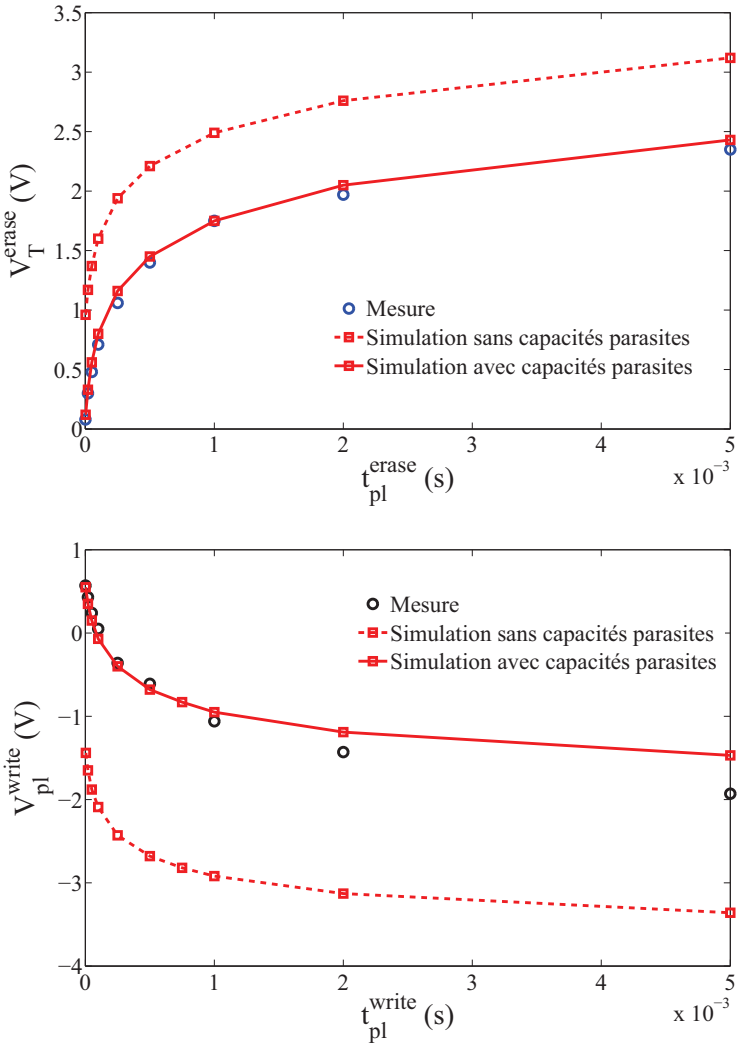


FIGURE 4.17 – Evolution des tensions de seuil en fonction du temps plateau des signaux de programmation.

plus faibles (voir cercle sur la figure). Le comportement transitoire des capacités de type n décrit dans le chapitre peut donc être mis en évidence. Toutefois, son observation a nécessité l'emploi d'un pulse dont les caractéristiques sont très éloignées des caractéristiques standards de programmation. On voit donc dans ce cas précis que pour la technologie EEPROM caractérisée, cet effet physique a une importance limitée.

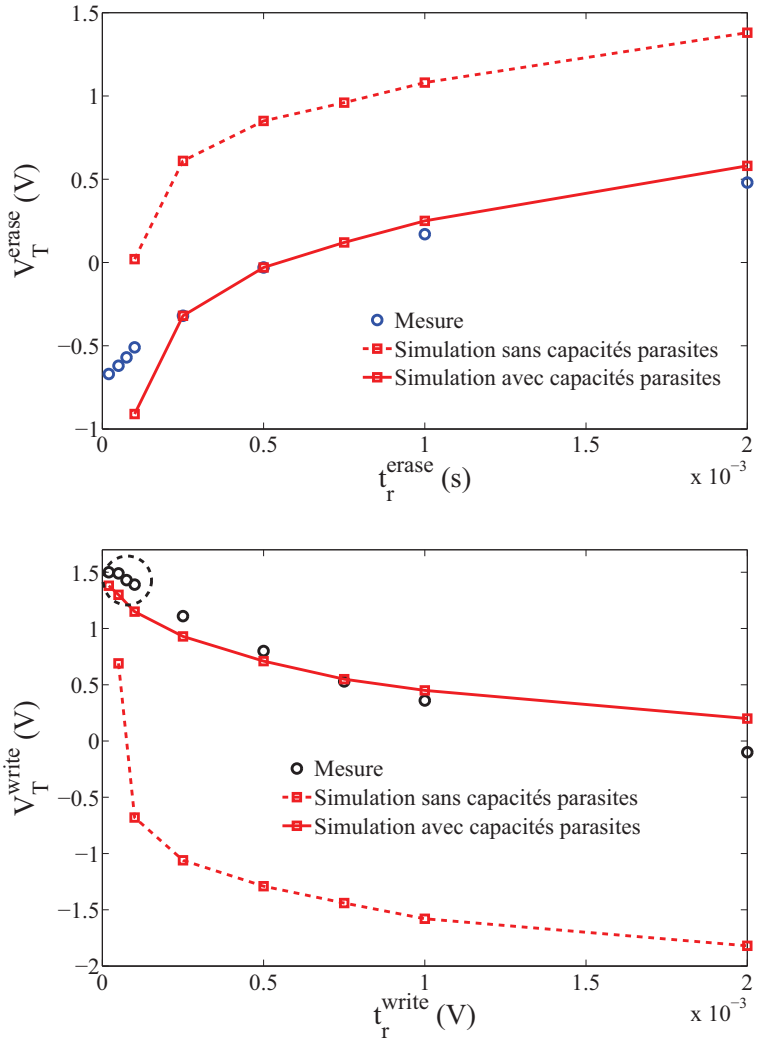


FIGURE 4.18 – Evolution des tensions de seuil en fonction du temps de montée des signaux de programmation.

4.5 Intérêt du modèle pour les mémoires non-volatiles et possibles applications

4.5.1 Apports du modèle

Le modèle de cellule EEPROM développé au cours de ce travail représente une avancée à divers niveaux par rapport à d'autres modèles développés dans l'équipe antérieurement. Le temps de simulation a été réduit en se servant de l'interpolation numérique afin d'éviter d'avoir à calculer des grandeurs physiques complexes à chaque pas de temps. La calibration du courant tunnel est réalisée à partir des courants mesurés sur capacité test, contrairement

aux modèles faisant intervenir une loi Fowler-Nordheim standard où les hauteurs de barrière pour les deux opérations peuvent être très diférentes. Le modèle développé permet également de réaliser les différents calculs relatifs aux capacités non métalliques en utilisant la statistique de Boltzmann ou de Fermi-Dirac, et prend en compte l' effet de la température sur la plupart des grandeurs physiques utilisées.

Dans le cas présent, et contrairement à d'autres modèles où seul un nombre limité de capacités est pris en compte, les capacités existant entre la grille flottante et les différents contacts du transistor (grille de contrôle, drain, source, substrat) ainsi que les capacités parasites les plus importantes sont incluses dans le calcul afin de rendre compte de la manière la plus précise possible du couplage capacitif existant entre la grille flottante et les différents terminaux du transistor. Le modèle a été validé pour l'opération d'effacement dans une multitude de configurations, et dans une moindre mesure, pour l'opération d'écriture.

Diverses applications utilisant le modèle présenté dans ce chapitre peuvent être envisagées. En particulier, les problèmes de rétention de charge dans la grille flottante peuvent être abordés. Le code numérique développé permet de connaître la valeur du potentiel de grille flottante V_{FG} à la fin de chaque opération d'effacement ou d'écriture. En associant un phénomène de conduction électrique à travers l'oxyde tunnel à la perte de charge observée dans le temps, il devient possible d'utiliser une formule de courant de fuite dépedante du champ électrique que l'on peut déduire à tout instant de la différence de potentiel vue par l'oxyde $V_{FG}(t) - V_D(t)$. La variation de la charge de grille flottante $Q_{FG}(t)$ peut être calculée et comparée à l'évolution mesurée par des opérations de lecture à intervalles de temps réguliers de la tension de seuil V_T du transistor à grille flottante.

4.5.2 Application à l'exploitation des mesures de rétention sous polarisation

Au sein de l'équipe Mémoires, une expérience originale de rétention sous polarisation a été développée et mise au point [96] [97] [98]. L'idée principale du protocole proposé consiste à superposer un stress électrique constant au stress thermique appliqué au cours d'un test en rétention classique. Ainsi, nous espérons favoriser certains chemins de fuite des électrons et identifier celui responsable des pertes de charges, ainsi que le mécanisme associé. En effet,

en présence de charges négatives dans la grille flottante d'une cellule EEPROM effacée et en l'absence de polarisation externe, il existe des champs électriques dans l'oxyde tunnel et les trois couches de l'oxyde ONO, notés respectivement E0, E1, E2 et E3. Si l'on vient maintenant appliquer une tension $V_{GC} < V_B$ (figure 4.19a) nous imposons des champs électriques qui viennent s'opposer aux champs dans l'ONO et renforcer le champ dans l'oxyde tunnel. Si nous appliquons en revanche une polarisation externe $V_{GC} > V_B$ (figure 4.19b), nous imposerons des champs électriques qui viennent renforcer les champs dans l'ONO et s'opposer au champ dans l'oxyde tunnel. De ce fait, nous sommes donc bien capables de venir activer ou désactiver des chemins de fuite possibles dans le dispositif mémoire.

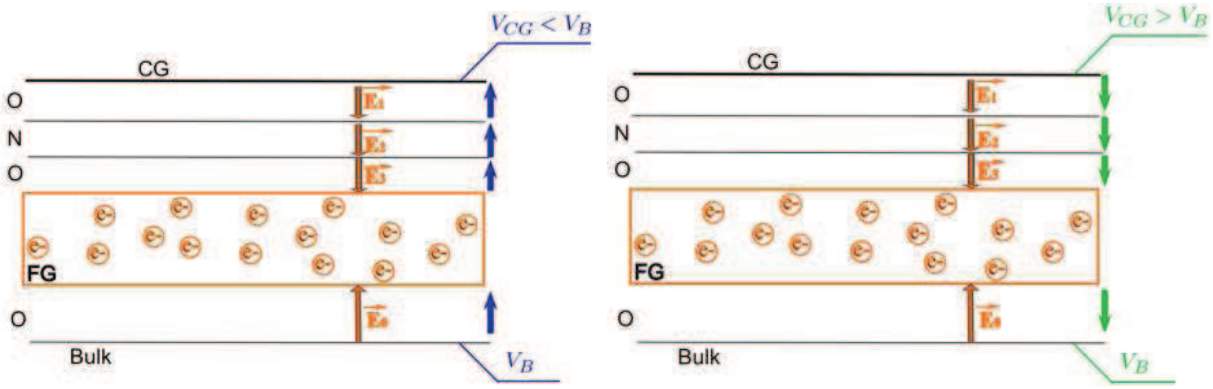


FIGURE 4.19 – Champs électriques dans la structure mémoire dans le cas a) d'une polarisation externe $V_{GC} < V_B$ ou b) d'une polarisation externe $V_{GC} > V_B$, appliquée lors du test en rétention.

Afin de limiter, voire annuler, les champs électriques existant à travers nos différents diélectriques, nous devons être capables d'évaluer le plus précisément possible les polarisations externes à appliquer sur notre structure. Pour cela, nous pouvons dans un premier temps nous baser sur le modèle de cellule EEPROM décrit dans ce chapitre. Il est alors possible de déterminer la polarisation V_{GC} à appliquer pour obtenir une valeur de V_{FG} recherchée. Cependant, cette équation repose sur la bonne connaissance du couplage capacitif liant les deux grandeurs, ce qui devient de plus en plus difficilement accessible sur des structures de géométrie complexe.

Afin de pallier ce problème, il est de plus en plus courant de se baser sur des simulations TCAD process de la structure étudiée afin d'en extraire les valeurs de diverses capacités

internes et de pouvoir simuler électriquement le potentiel V_{FG}. Une fois encore, du fait de la complexité des structures étudiées, ces simulations sont difficilement accessibles et nécessitent souvent des simulations en trois dimensions complexes à mettre en œuvre et avec des temps de calcul très importants (typiquement plusieurs jours pour une simulation du process de la structure et plusieurs heures pour une simulation électrique de la cellule). Ainsi le modèle électrique décrit dans ce chapitre, très rapide en comparaison et prenant en compte les capacités parasites existant dans la structure qui ne seraient accessibles que via des simulations tridimensionnelles, peut s'avérer très intéressant afin d'obtenir une excellente estimation des polarisations à appliquer. La figure 4.20 présente l'évolution des différences de potentiel aux bornes de l'oxyde tunnel et de l'ONO en fonction de la tension de grille de contrôle, obtenue à partir du modèle développé au cours de ce travail de thèse.

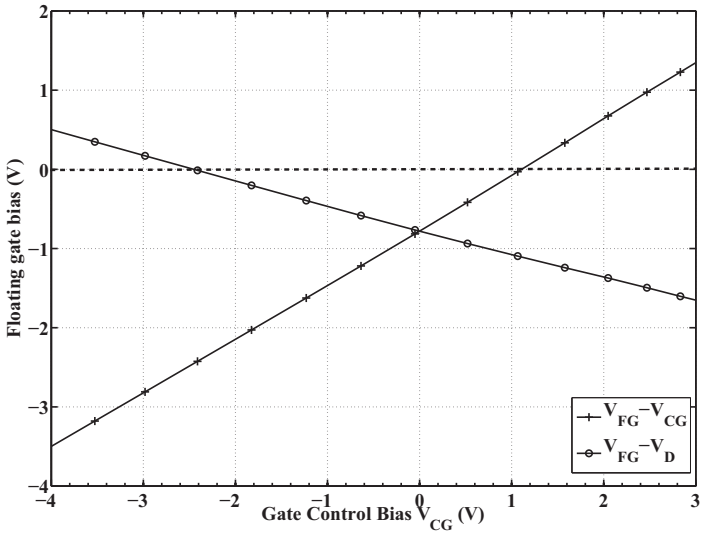


FIGURE 4.20 – Evolution de la tension aux bornes des diélectriques entourant la grille flottante (ONO et oxyde tunnel) en fonction de la tension appliquée sur la grille de contrôle.

Il apparaît donc que pour une polarisation $V_{GC} = -2.4V$ la différence de potentiel aux bornes de l'ONO est nulle, ce qui annule également son champ électrique. De la même façon, une polarisation $V_{GC} = +1,1V$ annule la différence de potentiels aux bornes de l'oxyde tunnel et donc le champ électrique correspondant. A partir de ces valeurs modélisées, il a été possible de resserrer le choix des polarisations à appliquer lors du test en rétention sur

cellules mémoires. Six polarisations ont ainsi été choisies afin de balayer une large gamme de champs électriques. Ces six polarisations ont été appliquées sur six boitiers différents à 150°C, chaque boîtier contenant un million de cellules mémoires EEPROM placées en parallèle dans une structure de test spécifique appelée CAST (Cell Array Structure Test). Toutes les cellules à l'intérieur d'une CAST étant connectées en parallèle, le courant total est la somme du courant traversant chacune des cellules, comme illustré à la figure 4.21.

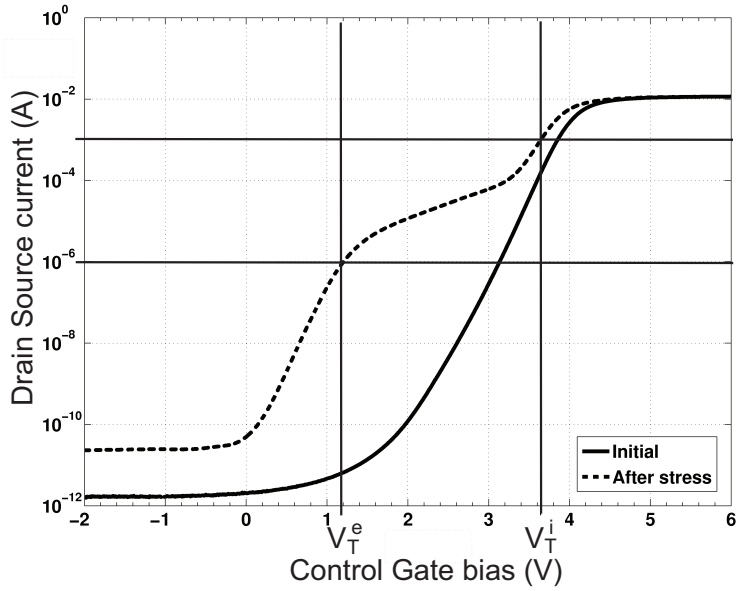


FIGURE 4.21 – Exemple de caractéristique $I_{DS}(V_{GC})$ d'une CAST avant et après dégradation.

Une CAST dont les cellules ont une grille flottante chargée négativement est étudiée la figure 4.21. Une perte de charge se traduit par une diminution de la tension de seuil V_T. Nous pouvons remarquer une hanche sur la caractéristique $I_{DS}(V_{GC})$ après dégradation, mettant en évidence le fait que quelques cellules perdent plus de charges que les autres au cours de cette dégradation. En effet, ces cellules avec moins d'électrons dans leur grille flottante possèdent une tension de seuil plus faible et contribuent à augmenter le courant de drain dans la CAST pour de plus faibles tensions de grille de contrôle V_{GC}. C'est la raison pour laquelle nous définissons généralement deux tensions de seuil pour de telles structures. La première tension de seuil dans une CAST, notée V_{Ti}, correspond à une tension de grille de contrôle pour des courants de drain élevés. Sur l'exemple de la figure 4.21, cette tension de

seuil V_{Ti} est définie à $I_{DS} = 1mA$. Cette tension de seuil est la tension de seuil moyenne des cellules ayant un comportement intrinsèque lors du test en rétention. La seconde tension de seuil dans la CAST, notée V_{Te}, correspond à une tension de grille de contrôle pour des courants de drain faibles. Sur l'exemple de la figure 4.21, cette tension de seuil V_{Te} est définie à $I_{DS} = 1uA$. Cette tension de seuil est la tension de seuil moyenne des cellules ayant un comportement extrinsèque lors du test en rétention. Ces cellules, responsables de la hanche sur la caractéristique $I_{DS}(V_{GC})$ sont les plus critiques dans l'étude en fiabilité car elles peuvent à elles seules compromettre le fonctionnement du plan mémoire complet dans un produit.
La figure 4.22 présente les résultats en rétention obtenus sur les six CASTs testées grâce aux polarisations identifiées lors de nos simulations.

Ces différentes courbes et leur exploitation, qui ne sont pas directement l'objet de ce manuscrit et qui ne seront donc pas détaillées davantage, ont notamment permis de mettre en évidence une fuite des charges de la grille suivant un mécanisme de type courant tunnel assisté par pièges, à travers l'oxyde tunnel. Un autre intérêt du modèle présenté réside alors dans la possibilité d'ajouter à l'avenir une composante supplémentaire au courant d'injection afin de modéliser cette fuite, et de pouvoir simuler le décalage de la tension de seuil pour de longues durées de rétention.
En résumé, le modèle de cellule mémoire présenté dans ce chapitre a pu être mis à profit pour évaluer de façon extrêmement fiable et rapide les polarisations internes à notre structure EEPROM, notamment en comparaison d'une simulation TCAD tridimensionnelle.

4.6 Conclusion et perspectives

Le modèle de cellule EEPROM développé dans ce chapitre permet d'obtenir globalement une bonne prédiction de l'évolution de la fenêtre de programmation en fonction des modifications opérées sur les signaux appliqués à la grille de contrôle et au drain du transistor à grille flottante. Toutefois, certaines diffultés sont apparues dans l'ajustement des capacités parasites pour l'opération d'écriture. Contrairement au cas de l'opération d'effacement où une valeur unique de $C'_B + C'_D$ a pu être utilisée dans l'ensemble des configurations, un

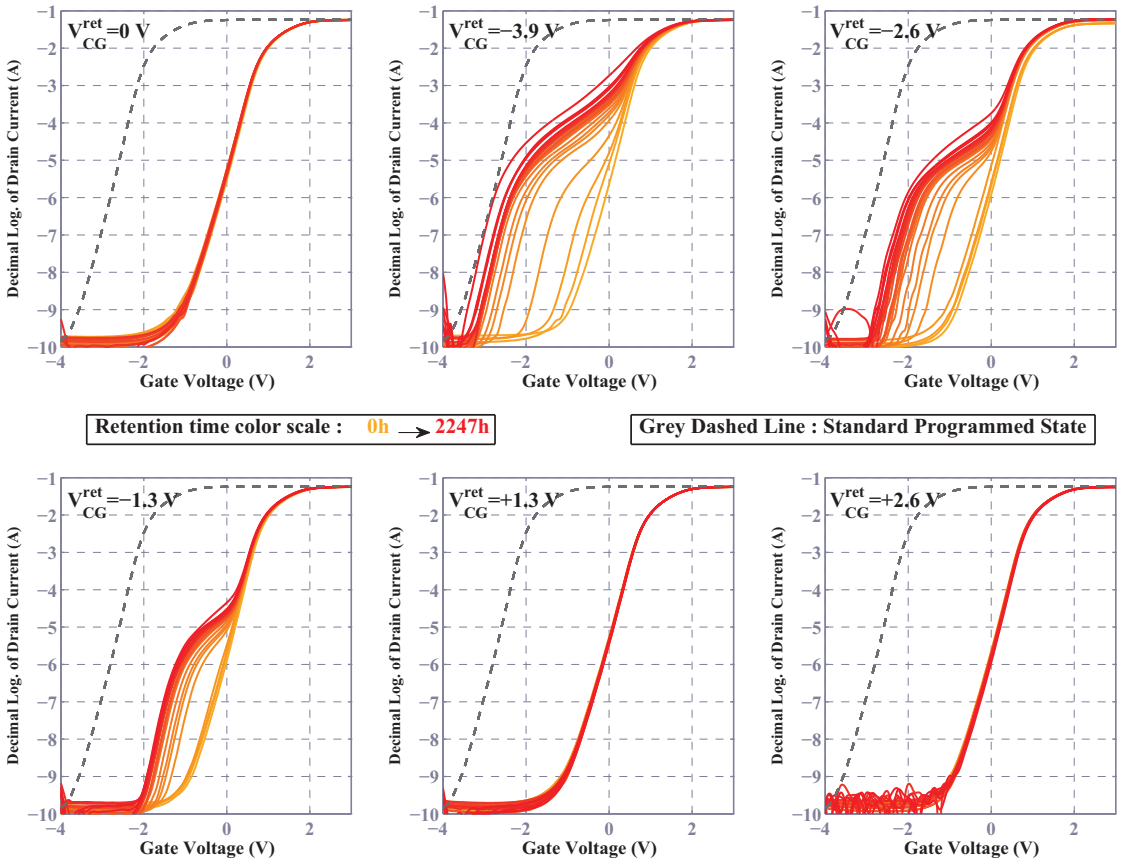


FIGURE 4.22 – Evolution du courant de drain au cours du temps de rétention pour six polarisations de rétention.

couple unique de valeurs de capacités parasites ne semble pas suffisant pour décrire l'opération d'écriture. Plusieurs pistes pour améliorer le modèle sont alors envisageables.

Sur la totalité des capacités parasites pouvant être considérées, seules celles paraissant pouvoir jouer un rôle majeur dans la modification des propriétés d'injection ont été retenues. L'inclusion de capacités parasites supplémentaires et la prise en compte de la zone de charge d'espace entourant la jonction drain/substrat lorsque le drain est polarisé positivement pourrait permettre de corriger une partie du problème. D'autre part, le calcul de la charge injectée dans la grille flottante a été réalisé en utilisant les densités de courant tunnel mesurées sur des capacités de grandes surfaces ($S \approx 100000\mu m^2$). La surface de la zone d'injection d'une d'une cellule EEPROM étant inférieure à $1\mu m^2$, l'influence des effets de bord est suscpetible

d'être ressentie. Des structures de test dédiées ont été développées par ST Microelectronics afin de pouvoir réaliser des mesures de courant tunnel en tenant compte des propriétés géométriques et physiques des cellules EEPROM. Ces structures, appelées "Dummy Cells", sont en fait des cellules EEPROM pour lequelles la grille flottante et la grille de contrôle ont été court-circuitées, rendant alors possible la mesure du courant tunnel. La surface d'injection d'une dummy cell, identique à celle d'une cellule EEPROM, étant trop faible pour obtenir la caractéristique I-V tunnel complète, il devient avantageux d'assembler les dummy cells en matrices appelées CAST (souvent 50000 ou 100000 unités) afin de pouvoir mesurer la somme des courants tunnel traversant chaque structure. La comparaison des courants tunnel mesurés sur capacité et sur CAST de dummy cells permettra alors de savoir si le courant d'injection utilisé dans le modèle est proche de celui traversant la structure réelle.

En plus de ces perspectives d'amélioration de la modélisation du couplage capacitif et du calcul des tensions de seuil pour les opérations de programmation, le modèle développé permettrait à plus long terme d'intégrer les effets de la dégradation occasionée par un nombre important de cycles d'écriture/effacement. En particulier, l'inclusion d'une charge piégée dans l'oxyde évoluant dans le temps permettrait de simuler l'évolution de la fênetre de programmation lors du cyclage, et les signaux de programmation pourraient être optimisés de manière à minimiser la dérive des tensions de seuil.

Enfin, une modélisation du courant de fuite après dégradation de la cellule mémoire permettrait de prédire ses propriétés de rétention. Il est possible d'associer à ce courant, qui résulte de la fuite d'électrons de la grille flottante par l'oxyde tunnel, une équation faisant intervenir le champ électrique dans celui-ci. Le courant tunnel utilisé dans le modèle aurait en plus de sa composante Fowler-Nordheim habituelle une contribution liée à un mécanisme de conduction assistée par pièges. L'évolution dans le temps de la charge stockée dans la grille flottante et de la tension de seuil du transistor d'état pourrait alors être simulée.

Conclusion générale

Le travail réalisé dans cette thèse a permis d'identifier les principales propriétés électriques des capacités semiconducteur-oxyde-semiconducteur ayant une influence sur le comportement des mémoires non-volatiles à grille flottante.

Les différentes notions de base relatives à la physique des capacités SOS ont été introduites au premier chapitre. Les modèles de capacité et de courant tunnel développés, basés sur le respect de l'hypothèse d'équilibre thermodynamique dans ces structures, se sont montrés insuffisants pour décrire les mesures correspondantes réalisées sur les capacités de test. Cette constatation nous a alors conduit à rechercher d'éventuels effets physiques additionnels à incorporer dans ces modèles. Une étude bibliographique a permis de montrer qu'au vu de leur épaisseur d'oxyde et des valeurs de dopage de leurs électrodes, les capacités tunnel étaient vraisemblablement sujettes aux effets quantiques et de fort dopage. De plus, dans le cas des capacités de type n, une valeur anormalement élevée du courant tunnel et une séparation des courants de grille et de grille arrière à fort champ électrique pour des tensions de grilles négatives, mettant en évidence un phénomène d'ionisation par impact dans la grille arrière, ont pu être observées. Dans la suite du texte, seuls les mécanismes physiques impliquant une multiplication des porteurs seront retenus, car leur effet sur le courant d'injection des mémoires non-volatles à grille flottante est le plus critique.

Le deuxième chapitre présente un protocole expérimental basé sur la mesure pulsée rapide des courants de grille et de grille ariière des capacités de type n. Ces mesures dynamiques, par rapport aux mesures standards beaucoup plus lentes et dégradantes basées sur un balayage en tension, permettent d'obtenir la valeur de ces courants pendant les rampes et le plateau des pulses appliqués sur la grille des capacités. L'application de pulses d'ampli-

tude négative a permis d'observer le régime de déplétion profonde de la grille arrière. Le retour progressif à un régime "quasi-stationnaire" se fait successivement grâce à la création de paires électron-trou résultant d'un courant tunnel bande-à-bande dans la grille arrière, puis de l'ionisation par impact dans cette même électrode lorsque le champ électrique dans l'oxyde devient plus important. L'évolution des courants de grille et de grille arrière avec le chargement de l'interface grille arrière/oxyde s'arrête lorsque la totalité des trous supplémentaire créés fuient vers le substrat. La modélisation numérique de ces phénomènes permet de montrer qu'un régime stationnaire hors équilibre est atteint, expliquant ainsi la forte valeur du courant tunnel à fort champ électrique.

Le troisième chapitre traite de la dégradation des oxydes tunnel qui provoque une détérioration des propriétés de rétention des mémoires non-volatiles à grille flottante. Dans un souci de simplicité, le cas de la dégradation à tension constante a été considéré. L'étude de la dérive des courants de grille pendant l'application de la contrainte électrique sur les grilles des capacités tunnel, après comparaison avec les résultats obtenus dans la littérature, a permis de mettre en évidence deux mécanismes de dégradation principaux. A champ électrique moyen, et pour des tensions de stress négatives, le NBTI semblent être à l'origine de la déteriroration de l'oxyde jusqu'à une valeur seuil à partir de laquelle l'injection de trous à l'anode (AHI) devient le mécanisme dominant de dégradation de l'oxyde. Un protocole expérimental, basé sur la mesure des courants transistoires de grille avant et après un stress électrique à tension constante positive, est alors développé afin de préciser la nature et la position des pièges dans l'oxyde tunnel après une dégradation de type AHI. Les résultats expérimentaux permettent en particulier de montrer dans ce cas l'influence des trous piégés à l'interface grille/oxyde et des états interfaces sur le courant de grille.

Dans le quatrième et dernier chapitre, un modèle de cellule EEPROM faisant appel aux notions introduites dans les chapitres précédents est décrit. L'évolution dans le temps du potentiel de grille flottante par couplage capacitif sous l'effet des signaux de programmation a pu être simulée. La connaissance du courant d'injection et donc de la charge de grille flottante permettent alors de déterminer les tensions de seuil du transistor d'état propres

à chacune des opérations de programmation. Les tensions de seuil ainsi calculées ont été comparées à celles mesurées sur une technologie fournie par ST Microelectronics suite à des opérations d'écriture et d'effacement pour une multitude de signaux de programmation. L'opération d'écriture, contrairement à l'opération d'effacement, ne peut être modélisée de manière satisfaisante par la simple prise en compte de capacités parasites, et des effets physiques liés à la géométrie particulière des cellules EEPROM devront être pris en compte. Parmi toutes les applications possibles de ce code numérique, qui sont détaillées dans le chapitre correspondant, son utilisation dans le cadre de l'interprétation de mesures de rétention sous polarisation a été détaillée.

Différentes pistes peuvent alors être considérées afin d'améliorer la modélisation du comportement des cellules EEPROM et des mémoires non-volatiles à grille flottante en général. Dans un premier temps, il est envisageable d'affiner la détermination du couplage capacitif et de chercher à régler le problème du calcul des tensions de seuil de l'opération d'écriture. Il est également possible d'étoffer le modèle de la cellule afin de permettre la prise en compte de l'effet de la température et de la dégradation du produit affectant sa rétention et son endurance. Enfin, l'amélioration de la modélisation des capacités SOS, en régimes transitoire et stationaire, permettra de prédire le comportement des cellules dans la plupart des configurations d'utilisation.

Bibliographie

[1] M. Lanzoni, J. Sune, P. Olivo, and B. Riccob. Advanced electrical-level modeling of eeprom cells. *IEEE Transactions on Electron Devices*, 40 :951–957, 1993.

[2] P. Pavan, L. Larcher, M. Cuozzo, P. Zuliani, and A. Conte. A complete model of e2prom memory cells for circuit simulations. *IEEE Transactions on computer-aided design of integrated circuits and systems*, 22 :1072–1079, 2003.

[3] A. Kolodny, S. T. K. Nieh, B. Eitan, and J. Shappir. Analysis and modeling of floating-gate eeprom cells. *IEEE Transactions on Electron Devices*, 33 :835–844, 1986.

[4] R Bouchakour, N Harabech, P Canet, J.M Mirabel, Ph Boivin, and O Pizzuto. A new physical-based compact model of floating-gate eeprom cells. *Journal of Non-Crystalline Solids*, 280(1-3) :122 – 126, 2001. 3rd Symp. on SiO2 and Advanced Dielectrics.

[5] S. Aritome, R. Shirota, G. Hemink, T. Endoh, and F. Masuoka. Reliability issues of flash memory cells. In *Proceedings Of The IEEE. Vol. 81. No. 5. May 1993*, 1993.

[6] J. M. Z. Tseng and T. Pedron. A new method to extract gate coupling ratio and oxide trapped charge in flash memory cell. *Microelectronic Engineering*, 83(2) :218 – 220, 2006.

[7] C. Busseret, N. Baboux, C. Plossu, S. Burignat, and P. Boivin. Quantitative study of charge trapping in sio2 during bipolar fowler-nordheim injection. *Journal of Non-Crystalline Solids*, 322 :191 – 198, 2003. Proceedings of the 4th Franco-Italian Symposium on SiO2 and Advanced Dielectrics.

[8] C. Plossu, S. Croci, N. Monti, R. Bouchakour, R. Laffont, Ph. Boivin, and J.M. Mirabel. Conduction properties of electrically erasable read only memory tunnel oxides under dynamic stress. *Journal of Non-Crystalline Solids*, 280(1-3) :103 – 109, 2001. 3rd Symp. on SiO2 and Advanced Dielectrics.

[9] J. Razafindramora, P. Canet, F. Lalande, R. Bouchakour, P. Boivin, and J.-M. Mirabel. Deterioration of stressed oxides : Application to the prediction of a non-volatile memory cell endurance. *Journal of Non-Crystalline Solids*, 351(21-23) :1878 – 1884, 2005. Proceedings of the 5th Franco-Italian Symposium on SiO2, Advanced Dielectrics and Related Devices.

[10] J. Postel-Pellerin, F. Lalande, P. Canet, S. Boutahar, R. Bouchakour, O. Pizzuto, and A. Régnier. Impact of stress on fowler-nordheim parameters effects on eeprom threshold voltage. *Journal of Non-Crystalline Solids*, 353(5-7) :610 – 614, 2007. Proceedings of the 6th Franco-Italian Symposium on SiO2, Advanced Dielectrics and Related Devices.

[11] P. Pavan, R. Bez, P. Olivo, and E. Zanoni. Flash memory cells—an overview. In *Proceedings Of The IEEE, Vol. 85, no. 8, August 1997*, 1997.

[12] C Plossu, J.M Voisin, B Bos, C Raynaud, R Bouchakour, P Boivin, and B Balland. Dynamic stressing of thin tunnel oxides : a way to emulate a single eeprom cell programming function. *Journal of Non-Crystalline Solids*, 245 :85 – 91, 1999.

[13] R. Bez, D. Cantarelli, and P. Cappelletti. Experimental transient analysis of the tunnel current in eeprom cells. *IEEE Transactions on Electron Devices*, 37 :1081–1086, 1990.

[14] J. Sune, M. Lanzoni, R. Bez, P. Olivo, and B. Ricco. Transient simulation of the erase cycle of floating gate eeproms. In *Electron Devices Meeting, 1991. IEDM '91. Technical Digest., International*, 1991.

[15] N. Baboux, C. Busseret, C. Plossu, and P. Boivin. Peculiarities of electron tunnel injection to the drain of eeproms. *Microelectronics Reliability*, 47(4-5) :631 – 634, 2007. 14th Workshop on Dielectrics in Microelectronics (WoDiM 2006).

[16] P. Canet, R. Bouchakour, N. Harabech, Ph. Boivin, J.M. Mirabel, and C. Plossu. Improvement of eeprom cell reliability by optimization of signal programming. *Journal of Non-Crystalline Solids*, 280 :116 – 121, 2001. 3rd Symp. on SiO2 and Advanced Dielectrics.

[17] F. Irrera, T. Fristachi, D. Caputo, and B. Ricco. Optimising flash memory tunnel programming. *Microelectronic Engineering*, 72 :405 – 410, 2004. Proceedings of the 13th Biennial Conference on Insulating Films on Semiconductors.

[18] A. Chimenton, F. Irrera, and P. Olivo. Ultra-short pulses improving performance and reliability in flash memories. In *Non-Volatile Semiconductor Memory Workshop, 2006. IEEE NVSMW 2006. 21st*, 2006.

[19] O. Simonetti. *Influence de la quantification en énergie des porteurs sur la modélisation et la caractérisation électriques des structures MOS à oxyde de grille ultra-mince (<3 nm).* PhD thesis, Université de Reims Champagne-Ardenne, 2002.

[20] M Depas, B Vermeire, P.W Mertens, R.L Van Meirhaeghe, and M.M Heyns. Determination of tunnelling parameters in ultra-thin oxide layer poly-si/sio2/si structures. *Solid-State Electronics*, 38(8) :1465 – 1471, 1995.

[21] H. Mathieu. *Physique des semiconducteurs et des composants électroniques, 5e édition.* Dunod, 2004.

[22] Simon M. Sze. *Physics of Semiconductor Devices, 2nd Edition.* Wiley, 1981.

[23] C. Cohen-Tannoudji, B. Diu, and F. Laloë. *Mécanique quantique.* Hermann, 1998.

[24] A. Gehring. *Simulation of Tunneling in Semiconductor Devices.* PhD thesis, Université de Vienne, 2003.

[25] R. Tsu and L. Esaki. Tunneling in a finite superlattice. *Applied Physics Letters*, 22(11) :562–564, 1973.

[26] G. Pananakakis, G. Ghibaudo, R. Kies, and C. Papadas. Temperature dependence of the fowler–nordheim current in metal-oxide-degenerate semiconductor structures. *Journal of Applied Physics*, 78(4) :2635–2641, 1995.

[27] D. J. DiMaria, M. V. Fischetti, J. Batey, L. Dori, E. Tierney, and J. Stasiak. Direct observation of ballistic electrons in silicon dioxide. *Phys. Rev. Lett.*, 57 :3213–3216, Dec 1986.

[28] L. Lai and E. A. Irene. Si/sio2 interface roughness study using fowler–nordheim tunneling current oscillations. *Journal of Applied Physics*, 87(3) :1159–1164, 2000.

[29] M. Lenzlinger and E. H. Snow. Fowler-nordheim tunneling into thermally grown sio[sub 2]. *Journal of Applied Physics*, 40(1) :278–283, 1969.

[30] Agilent Technologies. *HP 4156C User's Guide : Measurement and Analysis.* Agilent Technologies, 2008.

[31] E. H. Nicollian and J. R. Brews. *MOS Physics and Technology.* Wiley, 1982.

[32] Roger J. Van Overstraeten and Robert P. Mertens. Heavy doping effects in silicon. *Solid-State Electronics*, 30(11) :1077 – 1087, 1987.

[33] D. S. Lee and J. G. Fossum. Energy-band distortion in highly doped silicon. *IEEE Transactions on Electron Devices*, 30 :626–634, June 1983.

[34] H. P. D. Lanyon and R. A. Tuft. Bandgap narrowing in moderately to heavily doped silicon. *IEEE Transactions on Electron Devices*, 26 :1014–1018, July 1979.

[35] Evan O. Kane. Thomas-fermi approach to impure semiconductor band structure. *Phys. Rev.*, 131 :79–88, Jul 1963.

[36] P. Van Mieghem, G. Borghs, and R. Mertens. Generalized semiclassical model for the density of states in heavily doped semiconductors. *Phys. Rev. B*, 44 :12822–12829, Dec 1991.

[37] Piet Van Mieghem. Theory of band tails in heavily doped semiconductors. *Rev. Mod. Phys.*, 64 :755–793, Jul 1992.

[38] T. N. Morgan. Broadening of impurity bands in heavily doped semiconductors. *Phys. Rev.*, 139 :A343–A348, Jul 1965.

[39] R. J. Van Overstraeten, H. J. DeMan, and R.P. Mertens. Transport equations in heavy doped silicon. *IEEE T*, ED-20 :290–298, 1973.

[40] R. Divakaruni, V. Prabhakar, and C. R. Viswanathan. Activation energy determination from low-temperature cv dispersion. *IEEE Transactions on Electron Devices*, 41 :1405–1413, 1994.

[41] Piyas Samanta and C.K. Sarkar. Gate polarity dependence of impact ionization probabilities in metal-oxide-silicon structures under fowler-nordheim stress. *Solid-State Electronics*, 46(2) :279 – 285, 2002.

[42] N. W. AshCroft and D. Mermin. *Physique des solides*. EDP Sciences, 2002.

[43] B. Carnez, A. Cappy, A. Kaszynski, E. Constant, and G. Salmer. Modeling of a submicrometer gate field-effect transistor including effects of nonstationary electron dynamics. *Journal of Applied Physics*, 51(1) :784–790, 1980.

[44] J. P. Nougier, J. C. Vaissiere, D. Gasquet, J. Zimmermann, and E. Constant. Determination of transient regime of hot carriers in semiconductors, using the relaxation time approximations. *Journal of Applied Physics*, 52(2) :825–832, 1981.

[45] Gertjan Hemink, Tetsuo Endoh, and Riichiro Shirota. Modeling of the hole current caused by fowler-nordheim tunneling through thin oxides. *Japanese Journal of Applied Physics*, 33(Part 1, No. 1B) :546–549, 1994.

[46] Mohammed T Quddus, Thomas A DeMassa, Dieter K Schroder, and Julian J Sanchez. Modeling of time dependence of hole current and prediction of qbd and tbd for thin gate mos devices based upon anode hole injection. *Solid-State Electronics*, 45(10) :1773 – 1785, 2001.

[47] Y. C. Yeo, Q. Lu, and C. Hu. Mosfet gate oxide reliabilty : anode hole injection model and its applications. *International Journal of High Speed Electronicsand Systems*, 11 :849 – 886, 2001.

[48] Chi Chang, Chenming Hu, and Robert W. Brodersen. Quantum yield of electron impact ionization in silicon. *Journal of Applied Physics*, 57(2) :302–309, 1985.

[49] Klaus F. Schuegraf and Chenming Hu. Metal-oxide-semiconductor field-effect-transistor substrate current during fowler–nordheim tunneling stress and silicon dioxide reliability. *Journal of Applied Physics*, 76(6) :3695–3700, 1994.

[50] E. Suzuki, Y. Hayashi, and H. Yanai. Transport processes of electrons in mnos structures. *Journal of Applied Physics*, 50 (11) :7001–7006, 1979.

[51] B K Ridley. Lucky-drift mechanism for impact ionisation in semiconductors. *Journal of Physics C : Solid State Physics*, 16(17) :3373, 1983.

[52] B K Ridley. A model for impact ionisation in wide-gap semiconductors. *Journal of Physics C : Solid State Physics*, 16(23) :4733, 1983.

[53] O Rubel, A Potvin, and D Laughton. Generalized lucky-drift model for impact ionization in semiconductors with disorder. *Journal of Physics : Condensed Matter*, 23(5) :055802, 2011.

[54] S McKenzie and M G Burt. A test of the lucky-drift theory of the impact ionisation coefficient using monte carlo simulation. *Journal of Physics C : Solid State Physics*, 19(12) :1959, 1986.

[55] B K Ridley. Soft-threshold lucky drift theory of impact ionisation in semiconductors. *Semiconductor Science and Technology*, 2(2) :116, 1987.

[56] A R Beattie. Impact ionisation rate and soft energy thresholds for anisotropic parabolic band structures. *Semiconductor Science and Technology*, 3(1) :48, 1988.

[57] B K Ridley and F A El-Ela. Space-charge anomalies in insulators caused by non-local impact ionisation. *Journal of Physics : Condensed Matter*, 1(39) :7021, 1989.

[58] R. C. Woods. "soft" energy thresholds in impact ionization : A classical model. *IEEE TRA*, ED-34 :1116–1120, 1987.

[59] S. A. Plimmer, J. P. R. David, and G. M. Dunn. Spatiial limitations to the application of the lucky-drift theory of impact ionization. *IEEE Transactions on Electron Devices*, 44 :659 – 663, 1997.

[60] F. M. Abou El-Ela and I. M. Hamada. Electron and Hole Impact Ionization Coefficients in Very High Fields in Semiconductors. *Fizika A*, 13 :89–104, 2004.

[61] Martin Reigrotzki, Ronald Redmer, Insook Lee, Shankar S. Pennathur, Manfred Dur, John F. Wager, Stephen M. Goodnick, Peter Vogl, Harald Eckstein, and Wolfgang Schattke. Impact ionization rate and high-field transport in zns with nonlocal band structure. *Journal of Applied Physics*, 80(9) :5054–5060, 1996.

[62] Agilent Technologies. *Agilent B1500A Semiconductor Device Analyzer*. Agilent Technologies, 2009.

[63] Agilent Technologies. *Agilent B1530A Waveform Generator / Fast Measurement Unit : User's Guide*. Agilent Technologies, 2009.

[64] Agilent Technologies. *Agilent B1530A Waveform Generator / Fast Measurement Unit : Sample Program Learning Kit User's Guide*. Agilent Technologies, 2009.

[65] E. O. Kane. Theory of tunneling. *Journal of Applied Physics*, 32(1) :83–91, 1961.

[66] A. Schenk. Rigorous theory and simplified model of the band-to-band tunneling in silicon. *Solid-State Electronics*, 36(1) :19 – 34, 1993.

[67] S. Tanaka. Theory of the drain leakage current in silicon mosfets. *Solid-State Electronics*, 38(3) :683 – 691, 1995.

[68] W. Vandenberghe, B. Soree, W. Magnus, and M. V. Fischetti. Generalized phonon-assisted zener tunneling in indirect semiconductors with non-uniform electric fields : A rigorous approach. *Journal of Applied Physics*, 109(12) :124503, 2011.

[69] Leonard F. Register, Elyse Rosenbaum, and Kevin Yang. Analytic model for direct tunneling current in polycrystalline silicon-gate metal–oxide–semiconductor devices. *Applied Physics Letters*, 74(3) :457–459, 1999.

[70] N. Baboux, C. Plossu, and P. Boivin. Dynamic fowler-nordheim injection in eeprom tunnel oxides at realistic time scales. *Microelectronics Reliability*, 45(5-6) :911 – 914, 2005. 13th Workshop on Dielectrics in Microelectronics.

[71] Wolfgang Quade, Eckehard Schöll, Fausto Rossi, and Carlo Jacoboni. Quantum theory of impact ionization in coherent high-field semiconductor transport. *Phys. Rev. B*, 50 :7398–7412, Sep 1994.

[72] D. J. DiMaria, E. Cartier, and D. Arnold. Impact ionization, trap creation, degradation, and breakdown in silicon dioxide films on silicon. *Journal of Applied Physics*, 73(7) :3367–3384, 1993.

[73] D. J. DiMaria, D. A. Buchanan, J. H. Stathis, and R. E. Stahlbush. Interface states induced by the presence of trapped holes near the silicon–silicon-dioxide interface. *Journal of Applied Physics*, 77(5) :2032–2040, 1995.

[74] Simon Elrharbi, Marc Jourdain, and Anne Meinertzhagen. Effect of tunneling electrons in fowler–nordheim regime on the current-voltage characteristics and model of degradation of metal-oxide-semiconductor capacitors. *Journal of Applied Physics*, 76(2) :1013–1020, 1994.

[75] Simon Elrharbi and Marc Jourdain. Influence of the oxide charge build-up during fowler-nordheim stress on the current-voltage characteristics of metal-oxide-semiconductor capacitors. *Journal of Non-Crystalline Solids*, 187(0) :175 – 180, 1995. Amorphous Insulating Thin Films II.

[76] E. Rosenbaum, J. C. King, and C. Hu. Accelerated testing of sio2 reliability. *IEEE Transactions on Electron Devices*, 43 :70 – 80, 1996.

[77] Dieter K. Schroder and Jeff A. Babcock. Negative bias temperature instability : Road to cross in deep submicron silicon semiconductor manufacturing. *Journal of Applied Physics*, 94(1) :1–18, 2003.

[78] Dieter K. Schroder. Negative bias temperature instability : What do we understand ? *Microelectronics Reliability*, 47(6) :841 – 852, 2007.

[79] V. Huard, M. Denais, and C. Parthasarathy. Nbti degradation : From physical mechanisms to modelling. *Microelectronics Reliability*, 46(1) :1 – 23, 2006.

[80] M.A. Alam and S. Mahapatra. A comprehensive model of pmos nbti degradation. *Microelectronics Reliability*, 45(1) :71 – 81, 2005.

[81] J.H. Stathis and S. Zafar. The negative bias temperature instability in mos devices : A review. *Microelectronics Reliability*, 46(2-4) :270 – 286, 2006.

[82] V. Huard, M. Denais, F. Perrier, N. Revil, C. Parthasarathy, A. Bravaix, and E. Vincent. A thorough investigation of mosfets nbti degradation. *Microelectronics Reliability*, 45(1) :83 – 98, 2005.

[83] Piyas Samanta. Hole trapping due to anode hole injection in thin tunnel gate oxides in memory devices under fowler–nordheim stress. *Applied Physics Letters*, 75(19) :2966–2968, 1999.

[84] D. J. DiMaria, E. Cartier, and D. A. Buchanan. Anode hole injection and trapping in silicon dioxide. *Journal of Applied Physics*, 80(1) :304–317, 1996.

[85] D. J. DiMaria. Hole trapping, substrate currents, and breakdown in thin silicon dioxide films. *IEEE Electron Device Letters*, 16 :184–186, 1995.

[86] D. J. DiMaria and J. W. Stasiak. Trap creation in silicon dioxide produced by hot electrons. *Journal of Applied Physics*, 65(6) :2342–2356, 1989.

[87] J. B. Razafindramora. *Modélisation et Caratérisation de Transistors MOS appliquées à l'étude de la programmation et du vieillissement de l'oxyde tunnel des mémoires EEPROM.* PhD thesis, Université d'Aix-Marseille, 2004.

[88] R. Llido, P. Masson, A. Regnier, V. Goubier, G. Haller, V. Pouget, and D. Lewis. Effects of 1064 nm laser on mos capacitor. *Microelectronics Reliability*, (0) :–, 2012.

[89] M. V. Fischetti. Generation of positive charge in silicon dioxide during avalanche and tunnel electron injection. *Journal of Applied Physics*, 57(8) :2860–2879, 1985.

[90] D.J Dimaria. Defect production, degradation, and breakdown of silicon dioxide films. *Solid-State Electronics*, 41(7) :957 – 965, 1997. ESPRIT Workshop : Dielectrics in Microelectronics.

[91] D. J. DiMaria and J. H. Stathis. Anode hole injection, defect generation, and breakdown in ultrathin silicon dioxide films. *Journal of Applied Physics*, 89(9) :5015–5024, 2001.

[92] Sandrine Bernardini, Pascal Masson, Michel Houssa, and Frederic Lalande. Origin and repartition of the oxide fixed charges generated by electrical stress in memory tunnel oxide. *Applied Physics Letters*, 84(21) :4251–4253, 2004.

[93] J. Postel-Pellerin. *Fiabilité des Mémoires Non-Volatiles de type Flash en architectures NOR et NAND.* PhD thesis, Université d'Aix-Marseille, 2008.

[94] C. Le Roux. *Etude de la fiabilité des mémoires non volatiles à grille flottante.* PhD thesis, Université d'Aix-Marseille, 2008.

[95] S. Renard. *Caractérisation et Simulation du Fonctionnement et de la Fiabilité de Cellues Elémenantaires de Mémoires EEPROM à Haute Densité d'Intégration.* PhD thesis, Université d'Aix-Marseille, 2003.

[96] R. Djenadi, G. Micolau, J. Postel-Pellerin, P. Chiquet, R. Laffont, J-L. Ogier, A. Regnier, F. Lalande, and J. Melkonian. Data retention under gate stress on a nvm array (accepté pour publication dans le journal solid-state electronics). *Solid-State Electronics*, à voir :à voir, 2012.

[97] J. Postel-Pellerin, G. Micolau, P. Chiquet, J. Melkonian, R. Laffont, F. Lalande, and J.L. Ogier. Investigation of charge losses through dielectrics in a nvm array using data retention gate stress (présenté à la conférence sio2 2012, hyères, france). In *SiO2 2012, Hyères, France*, 2012.

[98] J. Postel-Pellerin, G. Micolau, P. Chiquet, R. Laffont, F. Lalande, and J.-L. Ogier. Charge loss activation during non-volatiles memory data retention. In *CAS 2012, Sinaia, Romania*, 2012.

[99] R. Kim and M. S. Lundstrom. Notes on fermi-dirac integrals (3rd edition), https ://nanohub.org/resources/5475/, 2008.

[100] K.H. Gundlach. Zur berechnung des tunnelstroms durch eine trapezfÃ¶rmige potentialstufe. *Solid-State Electronics*, 9(10) :949 – 957, 1966.

[101] Yuji Ando and Tomohiro Itoh. Calculation of transmission tunneling current across arbitrary potential barriers. *Journal of Applied Physics*, 61(4) :1497–1502, 1987.

[102] E. Miranda, A. Faigon, and F. Campabadal. Analysis of experimental current oscillations in mos structures using a semi-empirical tunneling model. *Solid-State Electronics*, 41(1) :67 – 73, 1997.

Annexe A

Annexes

A.1 Intégrales de Fermi-Dirac

Les intégrales de Fermi-Dirac d'ordre j sont définies par la relation :

$$F_j(\eta) = \frac{1}{\Gamma(j+1)} \int_0^\infty \frac{\varepsilon^j}{1 + exp(\varepsilon - \eta)} d\varepsilon \tag{A.1}$$

Le principal intérêt d'employer ces fonctions dans le calcul des concentrations de porteurs réside dans l'utilisation de valeurs tabulées pour des ordres j entiers et demi-entiers dans les calcus numériques [99]. De plus, l'intégration (ou la dérivation) de ces fonctions, utile dans le calcul du champ électrique dans les électrodes semiconductrices, se fait de manière particulièrement aisée :

$$\frac{dF_j}{d\eta} = F_{j-1} \tag{A.2}$$

A.2 Calcul de la position des niveaux de Fermi dans les électrodes

La position du niveau de Fermi dans chaque électrode est obtenue en résolvant l'équation de Poisson dans la zone électriquement neutre du semiconducteur ($\rho(x) = 0$). En notant $n(x = \infty) = n_0$ et $p(x = \infty) = p_0$ les concentrations d'électrons et trous libres dans la zone neutre du semiconducteur, l'électroneutralité s'écrit alors :

$$N_D^+(x=\infty) - N_A^-(x=\infty) + p_0 - n_0 = 0 \tag{A.3}$$

Où :

$$n_0 = N_C F_{1/2}\left(\frac{E_F - E_C(x=\infty)}{kT}\right) \tag{A.4a}$$

$$p_0 = N_V F_{1/2}\left(\frac{E_V(x=\infty) - E_F}{kT}\right) \tag{A.4b}$$

Pour calculer n_0 et p_0, il faut pouvoir évaluer la quantité $E_F - E_C(x=\infty)$ et donc résoudre numériquement cette équation. La solution de cette équation sera notée :

$$\eta_0 = \frac{E_F - E_C(x=\infty)}{kT} \tag{A.5}$$

On rappelle que la concentration d'électrons libres s'écrit de la manière suivante :

$$n(x) = N_C F_{1/2}\left(\frac{E_F - E_C(x)}{kT}\right) \tag{A.6}$$

L'énergie E d'un niveau accessible aux porteurs dans la bande de conduction ou de valence du semiconducteur est modifiée lorsqu'un potentiel est présent à l'intérieur de celui-ci :

$$E(\psi \neq 0) = E(\psi = 0) - e\psi \tag{A.7}$$

La concentration d'électrons dans la bande de conduction du semiconducteur s'écrit donc :

$$n(x) = N_C F_{1/2}\left(\eta_0 + \frac{e\psi(x)}{kT}\right) \tag{A.8}$$

De même, en considérant que $E_C(x) - E_V(x) = E_G$ pour tout x, on arrive à exprimer la

concentrations de trous dans la bande de valence p d'une manière analogue :

$$p(x) = N_V F_{1/2}\left(-\eta_0 - \frac{E_G}{kT} - \frac{e\psi(x)}{kT}\right) \tag{A.9}$$

A.3 Résolution de l'équation de Poisson et calcul de la charge dans le semiconducteur

En repartant de l'équation de Poisson :

$$\frac{d^2\psi}{dx^2} = -\frac{e}{\varepsilon_{sc}}\left[N_D^+(x) - N_A^-(x) + p(x) - n(x)\right] \tag{A.10}$$

et en utilisant la transformation suivante :

$$\frac{d^2\psi}{dx^2} = \frac{d}{dx}\left(\frac{d\psi}{dx}\right) = \frac{d}{d\psi}\frac{d\psi}{dx}\frac{d\psi}{dx} = \xi_{sc}\frac{d\xi_{sc}}{d\psi} \tag{A.11}$$

On peut alors écrire :

$$\xi_{sc}d\xi_{sc} = -\frac{e}{\varepsilon_{sc}}\left[N_D^+(x) - N_A^-(x) + p(x) - n(x)\right]d\psi \tag{A.12}$$

$$\frac{1}{2}{\xi_{sc}}^2 = -\frac{e}{\varepsilon_{sc}}\left(\int_0^{\psi}\left[N_D^+(x) - N_A^-(x) + p(x) - n(x)\right]d\psi\right) \tag{A.13}$$

Le champ à l'interface oxyde/substrat a donc pour expression :

$$\xi_{sc}(x=0) = sgn(\psi_{BG})\left(\frac{2e}{\varepsilon_{sc}}\int_0^{\psi_{BG}}\left[N_D^+ - N_A^- + p - n\right]d\psi\right)^{1/2} \tag{A.14}$$

L'application du théorème de Gauss permet de lier la charge surfacique dans le semicondcteur au champ électrique à l'interface. Le théorème s'énonce de la manière suivante :

$$\oiint_{\Sigma}\vec{\xi_{sc}}\cdot d\vec{\Sigma} = \frac{1}{\varepsilon_{sc}}\iiint_{V}\rho_{sc}dV = \frac{Q_{int}}{\varepsilon_{sc}} \tag{A.15}$$

où Σ est la surface à travers laquelle le flux du champ électrique est calculé, V le volume délimité par cette surface, et Q_{int} la charge totale contenue dans ce volume. Le champ électrique à l'interface vaut alors :

$$\xi_{sc}(x=0) = -\frac{Q_{BG}}{\varepsilon_{sc}} \tag{A.16}$$

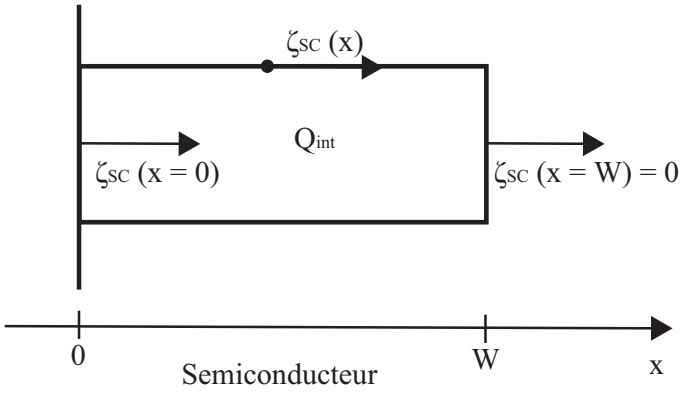


FIGURE A.1 – Application du théorème de Gauss.

Il reste maintenant à intégrer les concentrations de porteurs par rapport au potentiel dans le semiconducteur

$$\int_0^{\psi_{BG}} n d\psi = I_n = \int_0^{\psi_{BG}} N_C F_{1/2}\left(\eta_0 + \frac{e\psi}{kT}\right) d\psi \tag{A.17}$$

En posant $u = \eta_0 + \frac{e\psi}{kT}$, on obtient :

$$I_n = \frac{kT}{e} N_C \int_{\eta_0}^{\eta_0 + \frac{e\psi_{BG}}{kT}} F_{1/2}(u) du \tag{A.18}$$

C'est-à-dire :

$$I_n = \frac{kT}{e} N_C \left[F_{3/2}\left(\eta_0 + \frac{e\psi_{BG}}{kT}\right) - F_{3/2}\left(\eta_0\right) \right] \tag{A.19}$$

En procédant de la même manière, on arrive à montrer que :

$$\int_0^{\psi_{BG}} pdV = I_p = -\frac{kT}{e} N_V \left[F_{3/2}\left(-\eta_0 - \frac{E_G}{kT} - \frac{e\psi_{BG}}{kT}\right) - F_{3/2}\left(-\eta_0 - \frac{E_G}{kT}\right)\right] \tag{A.20}$$

L'intégration des concentrations de porteurs fixes donne :

$$\int_0^{\psi_{BG}} N_D^+ \, dV = I_d = -\frac{kT}{e} N_D \, ln \left(\frac{1 + \frac{1}{2} e^{-\left(\frac{E_C - E_D}{kT}\right)} e^{-\left(\eta_0 + \frac{e\psi_{BG}}{kT}\right)}}{1 + \frac{1}{2} e^{-\left(\frac{E_C - E_D}{kT}\right)} e^{-\eta_0}} \right) \tag{A.21a}$$

$$\int_0^{\psi_{BG}} N_A^- \, dV = I_a = \frac{kT}{e} N_A \, ln \left(\frac{1 + \frac{1}{4} e^{-\left(\frac{E_A - E_V}{kT}\right)} e^{\left(\eta_0 + \frac{E_G}{kT} + \frac{e\psi_{BG}}{kT}\right)}}{1 + \frac{1}{4} e^{\left(\frac{E_A - E_V}{kT}\right)} e^{\left(\eta_0 + \frac{E_G}{kT}\right)}} \right) \tag{A.21b}$$

Le champ électrique à l'interface oxyde/substrat est alors donné par l'expression :

$$\xi_{sc}(x=0) = sgn(\psi_{BG}) \sqrt{\frac{2e}{\varepsilon_{sc}}} F(\psi_{BG}) \tag{A.22}$$

$$F(\psi_{BG}) = \left[\int_0^{\psi_{BG}} \left(N_A^- - N_D^+ + n - p \right) d\psi \right]^{1/2} \tag{A.23}$$

$$= (I_a - I_d + I_n - I_p)^{1/2} \tag{A.24}$$

La charge par unité de surface dans le semiconducteur vaut finalement :

$$Q_{BG} = -sgn(\psi_{BG}) \, \sqrt{2e\varepsilon_{sc}} \, F(\psi_{BG}) \tag{A.25}$$

A.4 Barrières de potentiel et coefficients de transmission

En mécanique quantique, la probabilité de présence d'une particule dans un volume infinitésimal dV autour de la position $\vec{r}$ vaut à un instant t :

$$p(\vec{r}, t) = |\varphi(\vec{r}, t)|^2 \, dV \tag{A.26}$$

où $\varphi(\vec{r},t)$ est la fonction d'onde de la particule en question vérifiant la condition de normalisation :

$$\iiint_V |\varphi(\vec{r},t)|^2 \, dV = 1 \tag{A.27}$$

En régime stationnaire, et pour un potentiel W variant dans une seule direction, la fonction d'onde est solution de l'équation de Schrodinger indépendante du temps qui s'écrit sous la forme :

$$\frac{d^2\varphi(x)}{dx^2} + \frac{2m^*}{\hbar^2}\left[E - W(x)\right]\varphi(x) = 0 \tag{A.28}$$

Par analogie avec la loi d'Ohm, on peut définir un flux d'amplitude de probabilité de présence $\vec{\Phi}$:

$$\vec{\Phi} = \frac{\hbar\hat{\vec{k}}}{m^*}\,|\varphi|^2 \tag{A.29}$$

où $\vec{k}$ est le vecteur d'onde de la particule. Le coefficient de transmission T_{TUN} est défini comme le rapport des flux incident et transmis à trvaers la barrière de potentiel :

$$T_{TUN} = \frac{|\Phi_t|}{|\Phi_i|} \tag{A.30}$$

Dans le cas d'une barrière de potentiel triangulaire représenté à la figure A.2, plusieurs méthodes peuvent être envisagées pour calculer le coefficient de transmission :

- Méthode de Gundlach [100] : une solution analytique de l'équation de Schrodinger est exprimée comme une somme de fonctions d'Airy.
- Méthode des matrices de transfert [101] [102] : la barrière de potentiel est transformée en une fonction en escalier. Le coefficient de transmission est ensuite calculé de proche en proche sur les intervalles où W est constant.

– Approximation WKB [24] : des approximations sont introduites dans la résolution de l'équation de Schrodinger et T_{TUN} peut être calculé en fonction des points d'entrée et de sortie x_1 et x_2 des électrons dans la barrière de potentiel. Le coefficient de transmission vaut alors :

$$T_{TUN} \approx exp\left(-\frac{2}{\hbar}\int_{x_1}^{x_2}\sqrt{2m_{ox}^{*}\left(W(x')-E\right)}dx'\right) \tag{A.31}$$

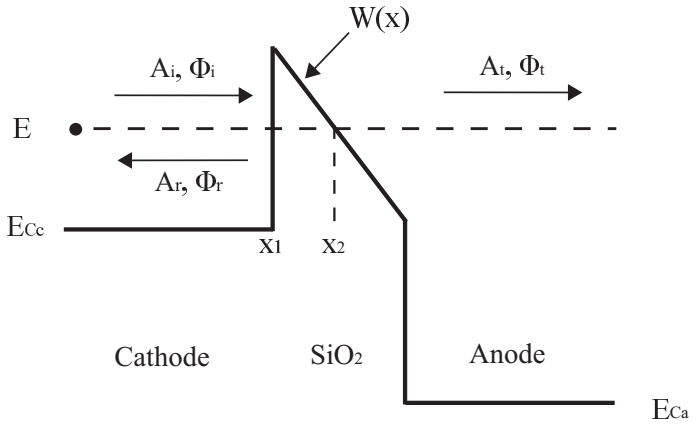


FIGURE A.2 – Transmission d'électrons par effet tunnel au travers d'une barrière triangulaire. $\Phi_{i,t,r}$ et $A_{i,t,r}$ représentent les flux et les amplitudes des ondes incidente, transmise et réfléchie.

La comparaison de ces trois méthodes pour des masses effectives égales dans les trois matériaux et présentée à la figure A.3.

A.5 Extraction des paramètres de la capacité MOS (grille métal)

Dans le cas d'une grille métallique, l'expression de la capacité totale se réduit à :

$$\frac{1}{C} = \frac{1}{C_{OX}} + \frac{1}{C_{BG}} \tag{A.32}$$

Si on se place dans le cas d'une électrode de type n, l'équation de Poisson dans le semicon-

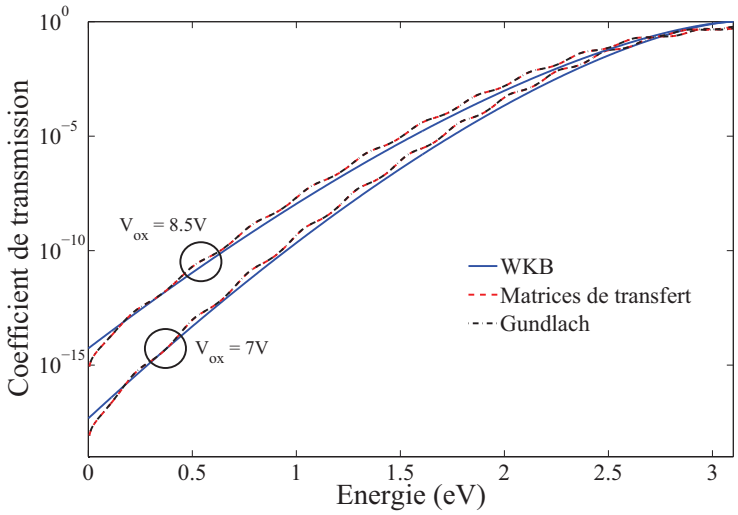


FIGURE A.3 – Comparaison des trois méthodes de calcul du coefficient de transmission à travers une barrière triangulaire pour deux valeurs de champ électrique($\Phi_e = 3.1eV$, $m^*_{ox} = m^*_{bc} = m_0$).

ducteur en régime de déplétion devient :

$$\frac{d^2\psi}{dx^2} = -\frac{\rho}{\varepsilon_{sc}} = -\frac{eN_D}{\varepsilon_{sc}} \tag{A.33}$$

On en déduit le champ électrique en fonction de la zone de charge d'espace W :

$$\xi_{sc}(x) = \frac{eN_D}{\varepsilon_{sc}}(x - W) \tag{A.34a}$$

$$\xi_{sc}(x = 0) = -\frac{eN_D}{\varepsilon_{sc}}W \tag{A.34b}$$

La charge par unité de surface contenue dans le semiconducteur vaut alors :

$$Q_{BG} = \sqrt{-2e\varepsilon_{sc}N_D\psi_{BG}} \tag{A.35}$$

On en déduit :

$$C_{BG} = \sqrt{2e\varepsilon_{sc}N_D}\frac{1}{2\sqrt{-\psi_{BG}}} \tag{A.36}$$

En injectant cette dernière relation dans (A.32) et en élevant au carré, on arrive à :

$$\frac{1}{C^2} = \frac{1}{C_{OX}^2} + \frac{2\psi_s}{e\varepsilon_{sc}N_D} - \frac{4\sqrt{-\psi_{BG}}}{C_{OX}}\sqrt{2e\varepsilon_{sc}N_D} \tag{A.37}$$

Le potentiel de surface s'exprimant à partir de la tension de grille comme $\psi_{BG} = V_G - V_{FB} - V_{OX} = V_G - V_{FB} + Q_{BG}/C_{OX}$ et en utilisant (A.35), le dernier terme de l'équation (A.37) peut se réécrire de la manière suivante :

$$\frac{4\sqrt{-\psi_{BG}}}{C_{OX}\sqrt{2e\varepsilon_{sc}N_D}} = \frac{4}{C_{OX}\sqrt{2e\varepsilon_{sc}N_D}}\frac{Q_{sc}}{\sqrt{2e\varepsilon_{sc}N_D}} = \frac{2Q_{sc}}{C_{OX}e\varepsilon_{sc}N_D} = -\frac{2V_{OX}}{e\varepsilon_{sc}N_D} \tag{A.38}$$

On obtient finalement :

$$\frac{1}{C^2} = \frac{1}{C_{OX}^2} + \frac{2(V_G - V_{FB} - V_{OX})}{e\varepsilon_{sc}N_D} + \frac{2V_{OX}}{e\varepsilon_{sc}N_D} \tag{A.39}$$

Soit :

$$\frac{1}{C^2} = \frac{1}{C_{OX}^2} + \frac{2(V_G - V_{FB})}{e\varepsilon_{sc}N_D} \tag{A.40}$$

Si la valeur maximale de la capacité peut être extraite facilement, le tracé de $1/C^2 = f(V_G)$ permet d'obtenir de manière approximative les valeurs de dopage du subtrat et de la tension de bandes plates.

A.6 Etats d'interface

$$Q_{it} = -eD_{it}\int_{E_i}^{E_c} f_n(E)dE + eD_{it}\int_{E_v}^{E_i}\left[1 - f_n(E)\right]dE \tag{A.41}$$

En effectuant le changement de variable $u = \frac{E-E_F}{kT}$, on a alors :

$$Q_{it} = +ekTD_{it}\int_{\frac{E_i-E_F}{kT}}^{\frac{E_c-E_F}{kT}} \frac{-e^{-u}}{1+e^{-u}}dE + ekTD_{it}\int_{\frac{E_v-E_F}{kT}}^{\frac{E_i-E_F}{kT}} \frac{e^{u}}{1+e^{u}}dE \tag{A.42}$$

Après intégration, la charge d'interface vaut finalement :

$$Q_{it} = +ekTD_{it}ln\left(\frac{\left[1+exp\left(\frac{E_F-E_c}{kT}\right)\right]\left[1+exp\left(\frac{E_i-E_F}{kT}\right)\right]}{\left[1+exp\left(\frac{E_F-E_i}{kT}\right)\right]\left[1+exp\left(\frac{E_v-E_F}{kT}\right)\right]}\right) \tag{A.43}$$

En utilisant les notations précédemment introduites :

$$\frac{E_F - E_C(x=0)}{kT} = \eta_0 + \frac{e\psi}{kT} \tag{A.44}$$

$$\frac{E_F - E_i(x=0)}{kT} = \eta_0 + \frac{e\psi}{kT} + \frac{E_G}{2kT} \tag{A.45}$$

$$\frac{E_V(x=0) - E_F}{kT} = -\eta_0 - \frac{e\psi}{kT} - \frac{E_G}{kT} \tag{A.46}$$

D'où :

$$Q_{it} = +qkTD_{it}ln\left(\frac{\left[1+exp\left(\eta_0+\frac{e\psi}{kT}\right)\right]\left[1+exp\left(-\eta_0-\frac{e\psi}{kT}-\frac{E_G}{2kT}\right)\right]}{\left[1+exp\left(\eta_0+\frac{e\psi}{kT}+\frac{E_G}{2kT}\right)\right]\left[1+exp\left(-\eta_0-\frac{e\psi}{kT}-\frac{E_G}{kT}\right)\right]}\right) \tag{A.47}$$

Publications

Articles dans une revue internationale avec comité de lecture :

1. R. Djenadi, G. Micolau, J. Postel-Pellerin, P. Chiquet, R. Laffont, J-L. Ogier, A. Regnier, F. Lalande, J. Melkonian, "Data retention under gate stress on a NVM array", Solid-State Electronics, vol. 78, pp. 80-86, 2012 .
2. P. Chiquet, P. Masson, R. Laffont, G. Micolau, J. Postel-Pellerin, F. Lalande, B. Bouteille, J-L. Ogier, "Investigation of the effects of constant voltage stress on thin SiO2 layers using dynamic measurement protocols", Microelectronics Reliability, vol. 52 (9-10), pp. 1895-1900, 2012.

Colloques et congrès internationaux avec actes à diffusion publique :

1. P. Chiquet, G. Micolau, R. Laffont, F. Lalande, J-L. Ogier, "Study of tunneling currents through SiO2 layers for a wide range of electric fields and temperatures : application to non volatile memories", SiO2 2010, Varenna, Italie (poster).
2. P. Chiquet, G. Micolau, R. Laffont, F. Lalande, A. Regnier, B. Bouteille, "Determination of oxide properties with a new fast tunneling current measurement protocol", ISDRS 2011, College Park Maryland (oral).
3. P. Chiquet, P. Masson, R. Laffont, G. Micolau, J. Postel-Pellerin, F. Lalande, B. Bouteille, J-L. Ogier, "Investigation of the effects of constant voltage stress on thin SiO2 layers using dynamic measurement protocols", ESREF 2012, Cagliari, Italie (oral).
4. P. Chiquet, P. Masson, G.Micolau, R.Laffont, J. Postel-Pellerin, F.Lalande, B.Bouteille,

A.Regnier, "A new fast gate current measurement protocol for the study of transient regimes in metal-oxide-semiconductor structures", SiO2 2012, Hyères, France (poster).

5. J. Postel-Pellerin, G. Micolau, P. Chiquet, J. Melkonian, R. Laffont, F. Lalande, J.L. Ogier, "Investigation of charge losses through dielectrics in a NVM array using data retention gate stress", SiO2 2012, Hyères, France (poster).
6. J. Postel-Pellerin, G. Micolau, P. Chiquet, R. Laffont, F. Lalande, J.-L. Ogier, "Charge loss activation during Non-Volatiles Memory data retention" (accepté pour la conférence CAS 2012, Sinaia).

Communications orales :

1. P. Chiquet, "Etude de la dégradation de l'oxyde tunnel dans les cellules EEPROM", Journée des doctorants ED 353, Mars 2011, Marseille.