



HAL
open science

Mécanismes de transport, courants de fuite ultra-faibles et rétention dans les mémoires non volatiles à grille flottante

Stéphane Burignat

► **To cite this version:**

Stéphane Burignat. Mécanismes de transport, courants de fuite ultra-faibles et rétention dans les mémoires non volatiles à grille flottante. Modélisation et simulation. INSA de Lyon, 2004. Français. NNT: . tel-00143276

HAL Id: tel-00143276

<https://theses.hal.science/tel-00143276>

Submitted on 24 Apr 2007

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

Thèse

*Mécanismes de transport
Courants de fuite ultra-faibles et Rétention
Dans les mémoires non volatiles à grille flottante*

Par

Stéphane BURIGNAT
(DESS EEA)

Présentée devant

L'INSTITUT NATIONAL DES SCIENCES APPLIQUÉES DE LYON

Pour obtenir le grade de
DOCTEUR

Spécialité : Dispositifs de l'Électronique Intégrée,
École Doctorale : Sciences pour l'Ingénieur,
Électronique, Électrotechnique, Automatique (EEA)

Soutenue le 10 Décembre 2004

DIRECTEUR DE THÈSE : Mme Carole PLOSSU

Jury :

Rapporteurs :	Pascal MASSON Anne MEINERTZHAGEN	Professeur, Université de Provence Docteur d'État
Examineurs :	Bernard BALLAND Philippe BOIVIN Carole PLOSSU Abdelkader SOUIFI	Professeur, INSA de Lyon Ingénieur, ST MICROELECTRONICS Professeur, INSA de Lyon Professeur, INSA de Lyon
Invité :	Dominique MEARY	Ingénieur, KEITHLEY

Thèse

*Mécanismes de transport
Courants de fuite ultra-faibles et Rétention
Dans les mémoires non volatiles à grille flottante*

Par

Stéphane BURIGNAT
(DESS EEA)

Présentée devant

L'INSTITUT NATIONAL DES SCIENCES APPLIQUÉES DE LYON

Pour obtenir le grade de
DOCTEUR

Spécialité : Dispositifs de l'Électronique Intégrée,
École Doctorale : Sciences pour l'Ingénieur,
Électronique, Électrotechnique, Automatique (EEA)

Soutenue le 10 Décembre 2004

DIRECTEUR DE THÈSE : Mme Carole PLOSSU

Jury :

Rapporteurs :	Pascal MASSON	Professeur, Université de Provence
	Anne MEINERTZHAGEN	Docteur d'État
Examineurs :	Bernard BALLAND	Professeur, INSA de Lyon
	Philippe BOIVIN	Ingénieur, ST MICROELECTRONICS
	Carole PLOSSU	Professeur, INSA de Lyon
	Abdelkader SOUIFI	Professeur, INSA de Lyon
Invité :	Dominique MEARY	Ingénieur, KEITHLEY

SIGLE	ECOLE DOCTORALE	NOM ET COORDONNEES DU RESPONSABLE
	CHIMIE DE LYON Responsable : M. Denis SINOUE sinou@univ-lyon1.fr	M. Denis SINOUE Université Claude Bernard Lyon 1 Lab Synthèse Asymétrique UMR UCB/CNRS 5622 Bât 308 2ème étage 43 bd du 11 novembre 1918 69622 VILLEURBANNE Cedex Tél : 04.72.44.81.83 sinou@univ-lyon1.fr
E2MC	ECONOMIE, ESPACE ET MODELISATION DES COMPORTEMENTS Responsable : M. Alain BONNAFOUS Alain.Bonnafous@mrash.fr	M. Alain BONNAFOUS Université Lyon 2 14 avenue Berthelot MRASH M. Alain BONNAFOUS Laboratoire d'Economie des Transports 69363 LYON Cedex 07 Tél : 04.78.69.72.76 Alain.Bonnafous@mrash.fr
E.E.A.	ELECTRONIQUE, ELECTROTECHNIQUE, AUTOMATIQUE M. Daniel BARBIER Daniel.Barbier@insa-lyon.fr	M. Daniel BARBIER INSA DE LYON Laboratoire Physique de la Matière Bâtiment Blaise Pascal 69621 VILLEURBANNE Cedex Tél : 04.72.43.64.43 Daniel.Barbier@insa-lyon.fr
E2M2	EVOLUTION, ECOSYSTEME, MICROBIOLOGIE, MODELISATION http://biomserv.univ-lyon1.fr/E2M2 M. Jean-Pierre FLANDROIS Jean-Pierre.Flandrois@biomserv.univ-lyon1.fr	M. Jean-Pierre FLANDROIS UMR 5558 Biométrie et Biologie Evolutive Equipe Dynamique des Populations Bactériennes Faculté de Médecine Lyon-Sud Laboratoire de Bactériologie BP 1269600 OULLINS Tél : 04.78.86.31.50 Jean-Pierre.Flandrois@biomserv.univ-lyon1.fr
EDIIS	INFORMATIQUE ET INFORMATION POUR LA SOCIETE http://www.insa-lyon.fr/ediis M. Lionel BRUNIE lbrunie@if.insa-lyon.fr	M. Lionel BRUNIE INSA DE LYON EDIIS Bâtiment Blaise Pascal 69621 VILLEURBANNE Cedex Tél : 04.72.43.60.55 lbrunie@if.insa-lyon.fr
EDISS	INTERDISCIPLINAIRE SCIENCES-SANTE http://www.ibcp.fr/ediss M. Alain Jean COZZONE cozzone@ibcp.fr	M. Alain Jean COZZONE IBCP (UCBL1) 7 passage du Vercors 69367 LYON Cedex 07 Tél : 04.72.72.26.75 cozzone@ibcp.fr
	MATERIAUX DE LYON http://www.ec-lyon.fr/sites/edml M. Jacques JOSEPH Jacques.Joseph@ec-lyon.fr	M. Jacques JOSEPH Ecole Centrale de Lyon Bât F7 Lab. Sciences et Techniques des Matériaux et des Surfaces 36 Avenue Guy de Collongue BP 163 69131 ECULLY Cedex Tél : 04.72.18.62.51 Jacques.Joseph@ec-lyon.fr
Math IF	MATHEMATIQUES ET INFORMATIQUE FONDAMENTALE http://www.ens-lyon.fr/MathIS M. Franck WAGNER wagner@desargues.univ-lyon1.fr	M. Franck WAGNER Université Claude Bernard Lyon1 Institut Girard Desargues UMR 5028 MATHÉMATIQUES Bâtiment Doyen Jean Braconnier Bureau 101 Bis, 1er étage 69622 VILLEURBANNE Cedex Tél : 04.72.43.27.86 wagner@desargues.univ-lyon1.fr
MEGA	MECANIQUE, ENERGETIQUE, GENIE CIVIL, ACOUSTIQUE http://www.lmfa.ec-lyon.fr/autres/MEGA/index.html M. François SIDOROFF Francois.Sidoroff@ec-lyon.fr	M. François SIDOROFF Ecole Centrale de Lyon Lab. Tribologie et Dynamique des Systèmes Bât G8 36 avenue Guy de Collongue BP 163 69131 ECULLY Cedex Tél : 04.72.18.62.14 Francois.Sidoroff@ec-lyon.fr

Novembre 2003

INSTITUT NATIONAL DES SCIENCES APPLIQUEES DE LYON

Directeur : STORCK A.

<i>Professeurs</i> :	
AMGHAR Y.	LIRIS
AUDISIO S.	PHYSICOCHIMIE INDUSTRIELLE
BABOT D.	CONT. NON DESTR. PAR RAYONNEMENTS IONISANTS
BABOUX J.C.	GEMPPM***
BALLAND B.	PHYSIQUE DE LA MATIERE
BAPTISTE P.	PRODUCTIQUE ET INFORMATIQUE DES SYSTEMES MANUFACTURIERS
BARBIER D.	PHYSIQUE DE LA MATIERE
BASKURT A.	LIRIS
BASTIDE J.P.	LAEPSI****
BAYADA G.	MECANIQUE DES CONTACTS
BENADDA B.	LAEPSI****
BETEMPS M.	AUTOMATIQUE INDUSTRIELLE
BIENNIER F.	PRODUCTIQUE ET INFORMATIQUE DES SYSTEMES MANUFACTURIERS
BLANCHARD J.M.	LAEPSI****
BOISSE P.	LAMCOS
BOISSON C.	VIBRATIONS-ACOUSTIQUE
BOIVIN M. (Prof. émérite)	MECANIQUE DES SOLIDES
BOTTA H.	UNITE DE RECHERCHE EN GENIE CIVIL - Développement Urbain
BOTTA-ZIMMERMANN M. (Mme)	UNITE DE RECHERCHE EN GENIE CIVIL - Développement Urbain
BOULAYE G. (Prof. émérite)	INFORMATIQUE
BOYER J.C.	MECANIQUE DES SOLIDES
BRAU J.	CENTRE DE THERMIQUE DE LYON - Thermique du bâtiment
BREMOND G.	PHYSIQUE DE LA MATIERE
BRISSAUD M.	GENIE ELECTRIQUE ET FERROELECTRICITE
BRUNET M.	MECANIQUE DES SOLIDES
BRUNIE L.	INGENIERIE DES SYSTEMES D'INFORMATION
BUFFIERE J-Y.	GEMPPM***
BUREAU J.C.	CEGELY*
CAMPAGNE J-P.	PRISMA
CAVILLE J.Y.	GEMPPM***
CHAMPAGNE J-Y.	LMFA
CHANTE J.P.	CEGELY*- Composants de puissance et applications
CHOCAT B.	UNITE DE RECHERCHE EN GENIE CIVIL - Hydrologie urbaine
COMBESURE A.	MECANIQUE DES CONTACTS
COURBON	GEMPPM
COUSIN M.	UNITE DE RECHERCHE EN GENIE CIVIL - Structures
DAUMAS F. (Mme)	CENTRE DE THERMIQUE DE LYON - Energétique et Thermique
DJERAN-MAIGRE I.	UNITE DE RECHERCHE EN GENIE CIVIL
DOUTHEAU A.	CHIMIE ORGANIQUE
DUBUY-MASSARD N.	ESCHIL
DUFOUR R.	MECANIQUE DES STRUCTURES
DUPUY J.C.	PHYSIQUE DE LA MATIERE
EMPTOZ H.	RECONNAISSANCE DE FORMES ET VISION
ESNOUF C.	GEMPPM***
EYRAUD L. (Prof. émérite)	GENIE ELECTRIQUE ET FERROELECTRICITE
FANTOZZI G.	GEMPPM***
FAVREL J.	PRODUCTIQUE ET INFORMATIQUE DES SYSTEMES MANUFACTURIERS
FAYARD J.M.	BIOLOGIE FONCTIONNELLE, INSECTES ET INTERACTIONS
FAYET M. (Prof. émérite)	MECANIQUE DES SOLIDES
FAZEKAS A.	GEMPPM
FERRARIS-BESSO G.	MECANIQUE DES STRUCTURES
FLAMAND L.	MECANIQUE DES CONTACTS
FLEURY E.	CITI
FLORY A.	INGENIERIE DES SYSTEMES D'INFORMATIONS
FOUGERES R.	GEMPPM***
FOUQUET F.	GEMPPM***
FRECON L. (Prof. émérite)	REGROUPEMENT DES ENSEIGNANTS CHERCHEURS ISOLES
GERARD J.F.	INGENIERIE DES MATERIAUX POLYMERES
GERMAIN P.	LAEPSI****
GIMENEZ G.	CREATIS**
GOBIN P.F. (Prof. émérite)	GEMPPM***
GONNARD P.	GENIE ELECTRIQUE ET FERROELECTRICITE
GONTRAND M.	PHYSIQUE DE LA MATIERE
GOUTTE R. (Prof. émérite)	CREATIS**
GOUJON L.	GEMPPM***
GOURDON R.	LAEPSI****
GRANGE G. (Prof. émérite)	GENIE ELECTRIQUE ET FERROELECTRICITE
GUENIN G.	GEMPPM***
GUICHARDANT M.	BIOCHIMIE ET PHARMACOLOGIE
GUILLOT G.	PHYSIQUE DE LA MATIERE
GUINET A.	PRODUCTIQUE ET INFORMATIQUE DES SYSTEMES MANUFACTURIERS
GUYADER J.L.	VIBRATIONS-ACOUSTIQUE
GUYOMAR D.	GENIE ELECTRIQUE ET FERROELECTRICITE
HEIBIG A.	MATHEMATIQUE APPLIQUEES DE LYON
JACQUET-RICHARDET G.	MECANIQUE DES STRUCTURES
JAYET Y.	GEMPPM***
JOLION J.M.	RECONNAISSANCE DE FORMES ET VISION
JULLIEN J.F.	UNITE DE RECHERCHE EN GENIE CIVIL - Structures
JUTARD A. (Prof. émérite)	AUTOMATIQUE INDUSTRIELLE
KASTNER R.	UNITE DE RECHERCHE EN GENIE CIVIL - Géotechnique
KOULOUMDJIAN J. (Prof. émérite)	INGENIERIE DES SYSTEMES D'INFORMATION
LAGARDE M.	BIOCHIMIE ET PHARMACOLOGIE
LALANNE M. (Prof. émérite)	MECANIQUE DES STRUCTURES
LALLEMAND A.	CENTRE DE THERMIQUE DE LYON - Energétique et thermique
LALLEMAND M. (Mme)	CENTRE DE THERMIQUE DE LYON - Energétique et thermique
LAREAL P. (Prof. émérite)	UNITE DE RECHERCHE EN GENIE CIVIL - Géotechnique
LAUGIER A. (Prof. émérite)	PHYSIQUE DE LA MATIERE
LAUGIER C.	BIOCHIMIE ET PHARMACOLOGIE

LAURINI R.	INFORMATIQUE EN IMAGE ET SYSTEMES D'INFORMATION
LEJEUNE P.	UNITE MICROBIOLOGIE ET GENETIQUE
LUBRECHT A.	MECANIQUE DES CONTACTS
MASSARD N.	INTERACTION COLLABORATIVE TELEFORMATION TELEACTIVITE
MAZILLE H. (Prof. émérite)	PHYSICOCHIMIE INDUSTRIELLE
MERLE P.	GEMPPM***
MERLIN J.	GEMPPM***
MIGNOTTE A. (Mle)	INGENIERIE, INFORMATIQUE INDUSTRIELLE
MILLET J.P.	PHYSICOCHIMIE INDUSTRIELLE
MIRAMOND M.	UNITE DE RECHERCHE EN GENIE CIVIL - Hydrologie urbaine
MOREL R. (Prof. émérite)	MECANIQUE DES FLUIDES ET D'ACOUSTIQUES
MOSZKOWICZ P.	LAEPSI****
NARDON P. (Prof. émérite)	BIOLOGIE FONCTIONNELLE, INSECTES ET INTERACTIONS
NAVARRO Alain (Prof. émérite)	LAEPSI****
NELIAS D.	LAMCOS
NIEL E.	AUTOMATIQUE INDUSTRIELLE
NORMAND B.	GEMPPM
NORTIER P.	DREP
ODET C.	CREATIS**
OTTERBEIN M. (Prof. émérite)	LAEPSI****
PARIZET E.	VIBRATIONS-ACOUSTIQUE
PASCAULT J.P.	INGENIERIE DES MATERIAUX POLYMERES
PAVIC G.	VIBRATIONS-ACOUSTIQUE
PECORARO S.	GEMPPM
PELLETIER J.M.	GEMPPM***
PERA J.	UNITE DE RECHERCHE EN GENIE CIVIL - Matériaux
PERRIAT P.	GEMPPM***
PERRIN J.	INTERACTION COLLABORATIVE TELEFORMATION TELEACTIVITE
PINARD P. (Prof. émérite)	PHYSIQUE DE LA MATIERE
PINON J.M.	INGENIERIE DES SYSTEMES D'INFORMATION
PONCET A.	PHYSIQUE DE LA MATIERE
POUSIN J.	MODELISATION MATHEMATIQUE ET CALCUL SCIENTIFIQUE
PREVOT P.	INTERACTION COLLABORATIVE TELEFORMATION TELEACTIVITE
PROST R.	CREATIS**
RAYNAUD M.	CENTRE DE THERMIQUE DE LYON - Transferts Interfaces et Matériaux
REDARCE H.	AUTOMATIQUE INDUSTRIELLE
RETIF J-M.	CEGELY*
REYNOUARD J.M.	UNITE DE RECHERCHE EN GENIE CIVIL - Structures
RICHARD C.	LGEF
RIGAL J.F.	MECANIQUE DES SOLIDES
RIEUTORD E. (Prof. émérite)	MECANIQUE DES FLUIDES
ROBERT-BAUDOY J. (Mme) (Prof. émérite)	GENETIQUE MOLECULAIRE DES MICROORGANISMES
ROUBY D.	GEMPPM***
ROUX J.J.	CENTRE DE THERMIQUE DE LYON - Thermique de l'Habitat
RUBEL P.	INGENIERIE DES SYSTEMES D'INFORMATION
SACADURA J.F.	CENTRE DE THERMIQUE DE LYON - Transferts Interfaces et Matériaux
SAUTEREAU H.	INGENIERIE DES MATERIAUX POLYMERES
SCAVARDA S. (Prof. émérite)	AUTOMATIQUE INDUSTRIELLE
SOUIFI A.	PHYSIQUE DE LA MATIERE
SOUROUILLE J.L.	INGENIERIE INFORMATIQUE INDUSTRIELLE
THOMASSET D.	AUTOMATIQUE INDUSTRIELLE
THUDEROZ C.	ESCHIL - Equipe Sciences Humaines de l'Insa de Lyon
UBEDA S.	CENTRE D'INNOV. EN TELECOM ET INTEGRATION DE SERVICES
VELEX P.	MECANIQUE DES CONTACTS
VERMANDE P. (Prof émérite)	LAEPSI
VIGIER G.	GEMPPM***
VINCENT A.	GEMPPM***
VRAY D.	CREATIS**
VUILLERMOZ P.L. (Prof. émérite)	PHYSIQUE DE LA MATIERE
<i>Directeurs de recherche C.N.R.S. :</i>	
BERTHIER Y.	MECANIQUE DES CONTACTS
CONDEMIN G.	UNITE MICROBIOLOGIE ET GENETIQUE
COTTE-PATAT N. (Mme)	UNITE MICROBIOLOGIE ET GENETIQUE
ESCUDIE D. (Mme)	CENTRE DE THERMIQUE DE LYON
FRANCIOSI P.	GEMPPM***
MANDRAND M.A. (Mme)	UNITE MICROBIOLOGIE ET GENETIQUE
POUSIN G.	BIOLOGIE ET PHARMACOLOGIE
ROCHE A.	INGENIERIE DES MATERIAUX POLYMERES
SEQUELA A.	GEMPPM***
VERGNE P.	LAMCOS
<i>Directeurs de recherche I.N.R.A. :</i>	
FEBVAY G.	BIOLOGIE FONCTIONNELLE, INSECTES ET INTERACTIONS
GRENIER S.	BIOLOGIE FONCTIONNELLE, INSECTES ET INTERACTIONS
RAHBE Y.	BIOLOGIE FONCTIONNELLE, INSECTES ET INTERACTIONS
<i>Directeurs de recherche I.N.S.E.R.M. :</i>	
KOBAYASHI T.	PLM
PRIGENT A.F. (Mme)	BIOLOGIE ET PHARMACOLOGIE
MAGNIN I. (Mme)	CREATIS**

* CEGELY CENTRE DE GENIE ELECTRIQUE DE LYON
** CREATIS CENTRE DE RECHERCHE ET D'APPLICATIONS EN TRAITEMENT DE L'IMAGE ET DU SIGNAL
***GEMPPM GROUPE D'ETUDE METALLURGIE PHYSIQUE ET PHYSIQUE DES MATERIAUX
****LAEPSI LABORATOIRE D'ANALYSE ENVIRONNEMENTALE DES PROCEDES ET SYSTEMES INDUSTRIELS

À MA CHÈRE ÉPOUSE

À NOS ENFANTS

Cultiver les sciences et ne pas aimer les hommes,
C'est allumer un flambeau et fermer les yeux...
(Proverbe chinois)

Au Commencement, Dieu créa le ciel et la terre...
(Génèse 1:1)

REMERCIEMENTS :

Je tiens à remercier M. Gérard GUILLOT Directeur du "**Laboratoire de Physique de la Matière**", de m'avoir permis de réaliser ce travail de thèse au sein de l'équipe *Dispositifs Micro-Nanoélectronique Silicium*.

Je tiens tout spécialement à remercier Mme Carole PLOSSU ma directrice de thèse pour les conditions matérielles et financières exceptionnelles dans lesquelles s'est déroulée cette thèse. Merci également pour la très grande liberté laissée dans le travail ainsi que pour les corrections rigoureuses apportées au manuscrit.

Je tiens à exprimer ma reconnaissance à M. Bernard BALLAND d'avoir accepté de présider le jury de ma thèse. Je veux également le remercier pour son aide et ses conseils concernant les apports bibliographiques.

Merci à M.Philippe Boivin Ingénieur à STMicroelectronics de Rousset pour les relations cordiales et professionnelles que nous avons pu avoir dans le cadre de la convention STSI réalisée en partenariat avec le Ministère de l'Industrie, de la recherche et des finances ainsi que pour la fourniture régulière des échantillons. Je veux lui exprimer ma gratitude pour l'intérêt porté à mon travail et pour avoir accepté de participer au jury de ma thèse.

Que Madame Anne MEINERTZHAGEN soit remerciée d'avoir accepté d'évaluer cette thèse en qualité de rapporteur.

Monsieur Pascal MASSON m'a également fait l'honneur d'accepter la tâche d'évaluer mon travail en tant que rapporteur et je le remercie très vivement.

Un merci tout particulier à M.Abdelkader SOUIFI pour les échanges amicaux que nous avons eu durant ces années au laboratoire et pour son enthousiasme communicatif, pour l'intérêt porté à ce travail et pour sa participation au jury de thèse, qu'il en soit grandement remercié.

Que M. Dominique MEARY, Ingénieur chez KEITHLEY INSTRUMENTS reçoive également ma gratitude à la fois pour l'intérêt porté à ce travail, pour les relations pro-

fessionnelles cordiales ainsi que pour avoir accepté mon invitation à ma soutenance de thèse.

Merci à Nicolas BABOUX et Christophe BUSSET post-doctorants au LPM, pour les nombreux échanges constructifs que nous avons eu au cours de ces années dans l'équipe *Dispositifs Micro-Nanoélectronique Silicium*.

Je tiens également à remercier M. et Mme CANUTS pour les discussions enrichissantes que nous avons eues, ainsi que pour l'aide apportée dans le conseil d'ouvrages bibliographiques.

Un grand merci à l'équipe des thésards du LPM, à ceux qui poursuivent leur chemin, à M^{elle} Youjean CHANG, Jérémy RAOULT, Aldrice BAKOUBOULA à qui je souhaite bonne chance, à ceux qui sont encore là pour un temps MM. Arnaud BEAUMONT, Cristian ANDREI, Alexandru ANDREI, Charles POPULAIRE et ceux qui nous ont récemment rejoint et qui apportent une joyeuse effervescence par leur sérieux et leur dynamisme, à MM. José Cruz NUÑEZ PEREZ, Théodore NGUYEN, Damien BRUNEL, Yoann ROZIER, Lino EUGENE, Patrick POISSANT, Stéphane FERRATON et M^{elle} Anne-Sophie DEHLINGER, que chacun soit remercié.

Je n'oublie pas non plus les personnes avec qui j'ai eu beaucoup de plaisir à travailler, en particulier les équipes de caractérisation, de conception et de fiabilité de STMicroelectronics de Rousset qui par leur professionnalisme et leur enthousiasme ont été un encouragement.

Que les secrétaires du laboratoire, en particulier Mesdames Patricia COMBIER et Martine ROJAS soient remerciées pour leur travail efficace et leur convivialité qui sont d'un grand secours dans le quotidien. Je tiens à leur exprimer ma reconnaissance et ma sympathie.

La liste étant encore longue et afin de n'oublier personne, je veux exprimer ma reconnaissance à tous ceux qui de près ou de loin ont contribué à ce travail ou qui ont permis la réalisation de ce dernier.

Je voudrais particulièrement exprimer ma gratitude à M. Jean FORNAZERO qui a encadré mon stage de maîtrise, pour ses encouragements à m'orienter vers la recherche scientifique. Son amour pour la recherche, sa curiosité scientifique et ses conseils ont été pour moi un facteur déterminant en particulier au moment des choix d'orientation.

Enfin, je ne peux que remercier d'une manière toute particulière ma très chère et tendre épouse, pour tout l'amour et tous les soins qu'elle a apportés à notre famille et pour les très nombreux sacrifices qu'elle a consentis durant cette longue période de travail, au cours de laquelle nous avons eu le bonheur d'accueillir au sein de notre foyer trois de nos quatre enfants. À tous les cinq, je veux vous remercier pour votre patience et vous redire toute la joie et le bonheur de vous avoir à mes côtés. Merci à chacun de vous.

Table des matières

1	Introduction Générale	1
2	Mémoires EEPROM et courants SILC	5
2.1	Les mémoires EEPROM	5
2.1.1	Architecture et fonctionnement général d'un point mémoire EEPROM	5
2.1.1.1	Sélection du point mémoire	8
2.1.1.2	Programmation en écriture	9
2.1.1.3	Programmation en effacement	9
2.1.1.4	Lecture de l'état du point mémoire	9
2.1.2	Fiabilité des mémoires EEPROM	10
2.1.2.1	Rétention de charge	10
2.1.2.2	Fenêtre de programmation et endurance	12
2.2	Les courants SILC	13
2.2.1	Comportement phénoménologique	13
2.2.1.1	Effet de la contrainte	13
2.2.1.2	Effet de l'épaisseur d'oxyde	14
	Épaisseurs d'oxydes supérieures à 5 nm	14
	Épaisseurs d'oxydes inférieures à 5 nm	15
2.2.1.3	Effet de la surface	15
2.2.1.4	Effet de relaxation	16
2.2.1.5	Effet du recuit	17
2.2.1.6	Effet de la température	17
2.2.2	Mécanismes de génération des défauts associés au SILC	17
2.2.2.1	Modèle des pièges neutres générés par les électrons énergétiques	18
2.2.2.2	Modèle de la libération d'hydrogène	18
2.2.2.3	Injection de trous de la bande de valence de l'anode	18
2.2.2.4	Modèle de percolation	19
2.2.2.5	Conclusion	19

2.2.3	Mécanismes de transport SILC	20
2.2.3.1	Modèle de la hauteur de barrière de 1 eV	20
2.2.3.2	Les modèles basés sur un Effet Tunnel Assisté par Pièges (ETAP)	21
	Discussion sur la nature élastique ou inélastique du SILC	21
	Les différents modèles ETAP	22
3	Structures de test et techniques expérimentales	25
3.1	La structure de test "grille flottante"	25
3.1.1	Description	26
3.1.2	Représentativité de la structure de test "grille flottante"	28
3.1.3	Potentialités de la structure de test "grille flottante"	29
3.2	Techniques expérimentales	30
3.2.1	Optimisation d'une station sous pointes dédiée aux mesures bas niveaux de courant	30
3.2.1.1	Présentation du banc de mesure initial	30
3.2.1.2	Objectifs de l'optimisation du banc de mesures	31
3.2.1.3	Identification des différentes sources de perturbations	32
3.2.1.4	Limitation des fuites de surface	32
3.2.1.5	Mise en place d'une table anti-vibratoire	33
3.2.1.6	Mise en place d'une cage de Faraday double blindage	33
3.2.1.7	Choix des appareils de mesures	35
3.2.1.8	Choix des câbles et connexions	36
3.2.1.9	Élimination des boucles de masse	38
3.2.1.10	Mise en place d'un onduleur et de filtres secteurs	40
3.2.1.11	Mise en place d'une pointe automatisée	40
3.2.1.12	Installation d'une climatisation	40
3.2.1.13	Logiciel d'acquisition	41
3.2.2	Résultats obtenus	42
3.2.3	Conclusion	43
3.3	Technique de la grille flottante	44
3.3.1	Bref historique	45
3.3.2	Principe de la technique de la grille flottante	45
3.3.3	Mise en œuvre et validation	48
3.3.3.1	Acquisition des caractéristiques	48
3.3.3.2	Validation de la technique "grille flottante"	49
3.3.4	Limitations de la Technique de la Grille Flottante	51
3.4	Techniques d'acquisition de signaux dynamiques	51

3.4.1	Description des pulses de programmation	52
3.4.2	Mesure du potentiel de grille flottante	52
3.4.3	Mesure du courant de programmation	53
4	Modélisations statiques et dynamiques de la structure grille flottante	55
4.1	Généralités	56
4.1.1	Schéma électrique équivalent de la structure de test	56
4.1.2	Schéma de bandes et notations	57
4.2	Modélisations statiques	58
4.2.1	Modélisation de la capacité grille flottante - drain	58
4.2.1.1	Dopages, niveaux de Fermi et tension de bandes plates	59
4.2.1.2	Courbures de bandes et charges d'interface	61
4.2.1.3	Calcul de la capacité	62
4.2.1.4	Poly-Désertion	62
4.2.2	Détermination du champ électrique dans l'oxyde	63
4.2.2.1	Champ électrique moyen en présence de charges dans l'oxyde	64
4.2.2.2	Validation du modèle et extraction des paramètres	64
4.2.3	Modélisation de la caractéristique statique courant-tension	66
4.2.3.1	Introduction	66
4.2.3.2	Conduction Fowler-Nordheim : modèle classique	66
4.2.3.3	Modélisation du courant tunnel dans une structure MOS à grille polysilicium	68
	Courant tunnel entre deux quasi-continuum de niveaux d'énergie	69
	Calcul de la transparence $T(E)$	71
	Validation du modèle	77
4.3	Modélisation dynamique	78
4.3.1	Potentiel de grille flottante	78
4.3.2	Courant de programmation	80
4.3.3	Analyse des contraintes subies par l'oxyde tunnel	81
4.3.4	Cinétique de perte de charge et temps de rétention	84
4.3.4.1	Cinétique de perte de charge	84
4.3.4.2	Temps de rétention d'une cellule FLOTOX EEPROM	85
4.3.4.3	Loi d'extrapolation du temps de rétention	86
5	Modélisation du transport dans l'oxyde SiO₂	89
5.1	Considérations générales et bref historique	89

5.2	Prise en compte de défauts dans l'oxyde Modèle à un piège (ou SILC A-Mode)	91
5.2.1	Calcul de la transparence tunnel avec prise en compte de défauts dans l'oxyde ; modèle à un piège	91
5.2.2	Calcul du courant	95
5.2.3	Introduction d'un profil spatial de défauts	97
5.2.4	Introduction d'un profil de niveaux d'énergie dans les pièges	97
5.2.5	Modélisations non élastiques	99
5.3	Analyse générale du modèle	100
5.3.1	Introduction de défauts au centre de l'oxyde	100
5.3.1.1	Influence du paramètre N_{\max}	102
5.3.1.2	Influence du paramètre x_1	102
5.3.1.3	Influence du paramètre Δx_1	103
5.3.2	Introduction de défauts près des interfaces ; Modélisation du sur-courant à forts champs électriques	104
5.3.2.1	Influence de la profondeur énergétique ϕ_t des pièges	107
5.3.2.2	Influence du paramètre Δx	108
5.3.2.3	Influence du paramètre ρ	108
5.3.2.4	Influence des paramètres $\Phi_{B_{sc}}$ et Φ_{B_G}	109
5.3.3	Conclusion sur l'analyse générale du modèle	110
6	Courants SILC et rétention	111
6.1	Etude expérimentale et modélisation des courants SILC	111
6.1.1	Étude expérimentale	111
6.1.1.1	Conditions expérimentales en mesures directes	112
6.1.1.2	Conditions expérimentales en mesures grille flottante	115
6.1.2	Modélisation des courants SILC	116
6.1.2.1	Présentation des résultats	117
6.1.2.2	Introduction d'une distribution énergétique	121
6.1.2.3	Résumé de la méthodologie de caractérisation des défauts assis- tant la conduction SILC	126
6.1.2.4	Interprétation des résultats	126
6.2	Chargement de l'oxyde et SILC	127
6.2.1	Dérives Fowler-Nordheim	127
6.2.2	Mécanisme de piégeage à forts champs	129
6.3	Courants SILC et rétention	139
6.3.1	Etude expérimentale sur capacités MOS	139
6.3.2	Simulation des cinétiques de rétention sur structures grille flottante	141

7 Conclusion générale et perspectives	145
7.1 Conclusion générale	145
7.2 Perspectives	147
Publications personnelles	149
Publications	149
Conférences nationales et internationales	149
Rapports	150
Bibliographie par Chapitre	i
Bibliographie du Chapitre 2	i
Bibliographie du Chapitre 3	vi
Bibliographie du Chapitre 4	x
Bibliographie du Chapitre 5	xi
Bibliographie du Chapitre 6	xii
Annexes	I
A Défauts de Structure dans SiO₂	I
A.1 Structures physico-chimiques de SiO ₂	I
A.2 Structure de base de la silice amorphe	I
A.2.1 Propriétés électroniques de SiO ₂	II
A.2.2 Nature de la liaison Si-O	IV
A.2.3 Défauts courants dans SiO ₂	IV
A.2.4 Défauts courants dans les oxydes nitrurés	VII
Bibliographie de l'Annexe A	VIII
B Logiciel d'acquisition du Banc de Mesures Bas Niveau	IX
C Loi empirique de génération de défauts	XIII
Bibliographie de l'Annexe C	XV

Table des constantes et des variables¹

Table des constantes et des variables			
<i>Constante</i>	<i>Valeur</i>	<i>Dimension</i>	<i>Description</i>
Constantes physiques			
m_e	$9,1093897 \cdot 10^{-31}$	kg	Masse de l'électron isolé
m_{ox}	$0,5 m_e$	kg	Masse effective d'un électron dans SiO_2
ϵ_0	$8.854187817 \cdot 10^{-12}$	F/m	Permittivité diélectrique du vide
ϵ_{sc}	$11,9 \epsilon_0$	F/m	Permittivité diélectrique du silicium
ϵ_{ox}	$3,9 \epsilon_0$	F/m	Permittivité diélectrique de l'oxyde SiO_2
k_B	$1,381 \cdot 10^{-23}$	$J.K^{-1}$	Constante de Boltzmann
h	$6,6260755 \cdot 10^{-34}$	$J.s$	Constante de Planck
\hbar	$h/2\pi$	$J.s.rd^{-1}$	Constante de Planck réduite
Variables physiques			
χ_{sc}	5,13	eV	Travail de sortie du silicium
χ_G	5,17	eV	Travail de sortie du polysilicium
V_{FB}	# 0,05	V	Tension de bandes plates
$E_{g_{sc}}$	1,124	eV	Largeur de la bande interdite du silicium
E_{g_G}	1,124	eV	Largeur de la bande interdite du polysilicium
$E_{g_{ox}}$	# 8,95	eV	Largeur de la bande interdite de SiO_2
m_c	$1,06 m_e$	kg	Masse effective d'un électron dans la bande de conduction du silicium
m_v	$0,59 m_e$	kg	Masse effective d'un électron dans la bande de valence du silicium
N_c	# 10^{25}	m^{-3}	Densité statistique d'états dans la bande de conduction
N_v	# 10^{25}	m^{-3}	Densité statistique d'états dans la bande de valence
E_F		eV	Niveau énergétique de Fermi
E_c		eV	Niveau énergétique du bas de la bande de conduction
E_v		eV	Niveau énergétique du haut de la bande de valence
n		cm^{-3}	Densité de porteurs de charge négatifs
p		cm^{-3}	Densité de porteurs de charge positifs
n_i		cm^{-3}	Densité de porteurs intrinsèques
$N_{d_{sc}}$	# $1,5 \cdot 10^{19}$	cm^{-3}	Concentration de dopants de type N activés dans le silicium
N_{d_G}	# $8,5 \cdot 10^{19}$	cm^{-3}	Concentration de dopants de type N activés dans la grille polysilicium
$N_{a_{sc}}$		cm^{-3}	Concentration de dopants de type P activés dans le silicium
N_{a_G}		cm^{-3}	Concentration de dopants de type P activés dans la grille
$\Phi_{B_{sc}}$	2,8 à 3,3	eV	Hauteur de barrière à l'interface silicium- SiO_2
Φ_{B_G}	2,8 à 3,3	eV	Hauteur de barrière à l'interface polysilicium- SiO_2
<i>Constante</i>	<i>Valeur</i>	<i>Dimension</i>	<i>Description</i>

¹ Les valeurs relatives aux structures de test sont données à titre indicatif, mais peuvent varier d'une structure à l'autre.

Tableau 3: (Table des variables et constantes suite...)

<i>Constante</i>	<i>Valeur</i>	<i>Dimension</i>	<i>Description</i>
Ψ_S	$-\frac{E_G}{2}$ à $\frac{E_G}{2}$	V	Potentiel de surface (ou courbure de bande) à l'interface substrat-oxyde
Ψ_G	$-\frac{E_G}{2}$ à $\frac{E_G}{2}$	V	Potentiel de surface (ou courbure de bande) à l'interface grille-oxyde
Q_{sc}		$C.m^{-2}$	Charge stockée à l'interface semi-conducteur/oxyde
$V_{n_{sc}}$		eV	Écart énergétique entre le niveau de Fermi et le bas de la bande de conduction en volume du silicium
V_{n_G}		eV	Écart énergétique entre le niveau de Fermi et le bas de la bande de conduction en volume du polysilicium
Q_G		$C.m^{-2}$	Charge stockée à l'interface oxyde/polysilicium
Q_{ot}		$C.m^{-2}$	Distribution des charges stockée dans l'oxyde SiO_2 , en fonction du paramètre x
$C_{BF_{sc}}$		$F.m^{-2}$	Capacité statique basse fréquence du substrat
C_{BF_G}		$F.m^{-2}$	Capacité statique basse fréquence du polysilicium
x		nm	Profondeur dans l'oxyde SiO_2 référencée normalement à l'interface injectante
x_t		nm	Position d'un piège dans l'oxyde SiO_2
\bar{X}		nm	Barycentre des pièges dans l'oxyde SiO_2
\bar{x}			Barycentre des pièges dans l'oxyde SiO_2 normalisé par rapport à l'épaisseur d'oxyde
Grandeurs de modélisation physique			
$E(k)$		eV	Relation de dispersion dans le SiO_2
$k(E)$		m^{-1}	Vecteur d'onde des porteurs
A_{FN}		$A.V^{-2}$	Coefficient Fowler-Nordheim (pré-exponentiel)
B_{FN}		$V.m^{-1}$	Coefficient Fowler-Nordheim (exponentiel)
f_T			Coefficient de dépendance en température du courant Fowler-Nordheim
C_{FN}	1, 12.10 ²⁷	$C^{-1}.m^{-1}$	Coefficient caractéristique de dépendance en température du courant Fowler-Nordheim
$T(E)$			Transparence tunnel d'une barrière de potentiel pour une particule incidente d'énergie E
$P(E)$			Probabilité pour une particule d'énergie E de traverser une barrière de potentiel
ζ_P			Probabilité ou transparence tunnel associée à une barrière de potentiel à partir d'un piège
Ξ_E			Transparence tunnel généralisée d'une barrière de potentiel pour une particule incidente d'énergie E
v_x		$m.s^{-1}$	Vitesse projetée d'une particule dans la direction des x dans un repère cartésien
v_y		$m.s^{-1}$	Vitesse projetée d'une particule dans la direction des y dans un repère cartésien
v_z		$m.s^{-1}$	Vitesse projetée d'une particule dans la direction des z dans un repère cartésien
E_x		J	Énergie projetée d'une particule dans la direction des x
E_r		J	Énergie radiale projetée d'une particule dans un repère cylindrique
<i>Constante</i>	<i>Valeur</i>	<i>Dimension</i>	<i>Description</i>

Tableau 3: (Table des variables et constantes suite...)

<i>Constante</i>	<i>Valeur</i>	<i>Dimension</i>	<i>Description</i>
E_p		J	Énergie potentielle d'une particule
$p(x)$		$kg.m.s^{-1}$	Quantité de mouvement à une dimension d'une particule
$\psi(x)$			Fonction d'onde projetée d'une particule dans la direction des x
$fct_t(x)$		cm^{-1}	Fonction de distribution spatiale des pièges relais dans l'oxyde
$fct_E(E)$			Fonction de distribution en énergie des probabilités de transmission des charges à travers les pièges relais dans l'oxyde
x_1		nm	Barycentre des défauts assistant la conduction tunnel
Paramètres de description des structures de test grille flottante			
S_{tun}	GF ₁ : 19 360 GF ₂ : 56 000	μm^2 μm^2	Surface de l'oxyde tunnel Surface de l'oxyde tunnel
S_{LV}	GF ₁ : 43 940 GF ₂ : 7 300	μm^2 μm^2	Surface de l'oxyde de grille LV Surface de l'oxyde de grille LV
S_{ONO}	64 000	μm^2	Surface du diélectrique ONO
t_{ox}	# 7, 7	nm	Épaisseur d'oxyde tunnel
t_{LV}	# 25	nm	Épaisseur d'oxyde de grille LV
Variables de description des grandeurs électriques			
V_{ox}	-11 à +11	V	Différence de potentiel moyenne aux bornes de l'oxyde
F_{ox}	-12 à +12	$MV.cm^{-1}$	Champ électrique moyen dans l'oxyde
I		A	Courant
J		$A.cm^{-2}$	Densité de courant
C_{XY}		F	Capacité entre les terminaux X et Y
C_T		F	Capacité totale de la structure
A_X	$\frac{C_{XF}}{C_T}$		Coefficient de couplage capacitif entre le terminal X et la grille flottante
$Q_{X,Y}$		C	Charge stockée par la capacité C_{XY}
Q_F		C	Charge totale stockée sur la grille flottante
V_{XY}		V	Différence de potentiel entre les terminaux X et Y
V_{pp}		V	Tension maximale des pulses de programmation
$V_{th}^{e/w}$		V	Tension de seuil en modes écrit et effacé
t_r		s	Temps de rétention
Fonctions diverses utilisées			
$max(f)$			Valeur maximale de la fonction f
$sgn(x)$			Signe de la valeur x
$F_{\frac{1}{2}}$			Fonction intégrale de Fermi-Dirac
<i>Constante</i>	<i>Valeur</i>	<i>Dimension</i>	<i>Description</i>

Chapitre 1

Introduction Générale

Contexte

Encore aujourd'hui, et malgré la diminution de la taille des composants, la technologie silicium utilise le dioxyde de silicium (SiO_2) comme isolant de grille dans la grande majorité de ses applications microélectroniques. Ainsi, doublant tous les trois ans, la densité d'intégration des circuits implantés a progressé jusqu'à dépasser les cent millions de transistors sur une seule puce. Cette intégration toujours plus poussée passe par une réduction incessante de toutes les dimensions des composants selon la fameuse "*Loi de Moore*", au point que l'on envisage aujourd'hui de réduire l'épaisseur d'oxyde de grille des transistors MOS jusqu'à des valeurs extrêmes de 1,2 voir 0,8 nm, soit seulement quelques monocouches atomiques !

La diminution de l'épaisseur de SiO_2 entraîne l'apparition de nouveaux modes de transport de type *Tunnel Direct*, mais également des mécanismes de conduction assistés par des défauts électriquement actifs. Bien que de très nombreux travaux visent actuellement à remplacer le dioxyde de silicium par de nouveaux diélectriques à forte permittivité (diélectriques high-k), ceux-ci ne présentent pas à l'heure actuelle tous les atouts de SiO_2 , dont l'intégration en films ultra-minces avec une excellente qualité de l'interface Silicium/ SiO_2 est parfaitement maîtrisée.

Jusqu'à ce que de nouveaux procédés et matériaux arrivent à maturité, l'amélioration de la fiabilité des couches minces de SiO_2 ($< 10 \text{ nm}$) constitue toujours un challenge pour repousser les frontières limitant son utilisation, en particulier dans les applications mémoires non volatiles à grille flottante. Dans ce type de mémoires, qu'elles soient d'architecture classique ou innovante à base de nanocristaux, les isolants doivent assurer la rétention des charges stockées dans la grille flottante constituant l'information. Or les propriétés de rétention de SiO_2 se trouvent fortement affectées par des modes de conduction assistés par des pièges générés lors des opérations de programmation des cellules mémoires. Ces mécanismes constituent à l'heure actuelle le verrou le plus important quant à poursuite de la réduction de l'épaisseur des couches de SiO_2 . Ainsi, dans les technologies EEPROM actuelles, pour garantir les spécifications en rétention, l'épaisseur de

SiO₂ ne peut être réduite en deçà de 7 nm.

La compréhension des mécanismes à l'origine des problèmes de fiabilité liés à la diminution de l'épaisseur de SiO₂ reste donc d'un grand intérêt autant d'un point de vue scientifique que d'un point de vue technologique et industriel. Une meilleure connaissance des mécanismes physiques de transport de charges permettrait de modéliser les cinétiques de rétention de charges dans les mémoires non volatiles, et par conséquent de réaliser de meilleures prédictions quant à la durée de vie des composants.

Objectifs

Ce travail de thèse a été consacré à l'étude expérimentale et à la modélisation des mécanismes de transport dans les couches d'oxyde SiO₂ utilisées dans les mémoires non volatiles de technologie FLOTOX (FLOating gate Thin OXide), et en particulier dans les dispositifs EEPROM (Electrically Erasable Programmable Read Only Memory). Nous nous sommes plus particulièrement concentré sur l'influence des défauts générés au cours des opérations de programmation des dispositifs, sur le fonctionnement et la fiabilité des cellules mémoires. Ce travail a été réalisé en collaboration avec la société STMicroelectronics du site de Rousset et le Laboratoire L2MP de l'Université de Provence, dans le cadre d'une convention STSI du Ministère de l'Industrie, de l'Économie et des Finances.

Dans le **chapitre 2**, nous présentons l'architecture et les principes de fonctionnement des mémoires EEPROM, ainsi que la problématique de leur fiabilité liée à la dégradation des propriétés de conduction de l'oxyde tunnel. Nous effectuons ensuite une synthèse bibliographique des travaux antérieurs consacrés aux courants de fuite induits dans les oxydes minces par des contraintes électriques. Ces courants couramment appelés courants SILC (Stress Induced Leakage Current) sont en effet rendus responsables de défaillances en rétention dans les dispositifs mémoires à grille flottante.

Dans le **chapitre 3**, nous décrivons les structures d'étude et les techniques expérimentales mises en oeuvre et utilisées dans ce travail. Des niveaux extrêmement faibles de densités de courants de fuite peuvent affecter de façon rédhibitoire la rétention des cellules mémoires. Même pour des surfaces de grille importantes, ces niveaux de courant restent inaccessibles par mesures directes car inférieurs à la limite de résolution des appareillages de mesure les plus performants du marché. Nous avons donc optimisé les performances d'une station de mesures sous pointes et mis en oeuvre une technique de mesure indirecte appelée *Technique de la grille flottante*, permettant d'accéder à des niveaux ultra-faibles de courants ($< 10^{-14} A$). Cette technique nécessite l'utilisation de structures de test spécifiques appelées structures "grille flottante", que nous présentons dans le **chapitre 3**. Ces structures permettent également de réaliser des acquisitions

dynamiques du potentiel de grille flottante et du courant de programmation en cours de cycles écriture-effacement. Les techniques de mesures dynamiques sont présentées en fin de chapitre.

Le **chapitre 4** est consacré aux modélisations électriques de la structure de test "grille flottante". Dans une première partie, nous présentons la modélisation statique des caractéristiques capacitives permettant de réaliser l'extraction des paramètres structuraux tels que l'épaisseur des différents oxydes et les niveaux de dopages dans les deux électrodes. Les équations physiques de base modélisant les mécanismes de transport par effet tunnel dans SiO_2 sont ensuite rappelées et confrontées aux caractéristiques expérimentales courant-tension de structures vierges. Dans une deuxième partie, la modélisation dynamique des structures "grille flottante" permet de déterminer les contraintes électriques subies par l'oxyde tunnel lors des opérations de programmation en écriture et effacement. Cette modélisation est validée par des acquisitions expérimentales. Finalement un modèle de cinétique de perte de charge permettant d'évaluer le temps de rétention des structures en fonction de la géométrie des cellules est présenté.

Dans le **chapitre 5**, un modèle de transport en présence de défauts dans SiO_2 , de type TAT (Trap Assisted Tunneling), est développé. Les transparences tunnel présentées dans le **chapitre 4** sont modifiées et exprimées en fonction de la position spatiale des pièges dans l'oxyde et de leur profondeur énergétique dans la bande interdite de SiO_2 . Un profil spatial de défauts dans l'épaisseur de la couche d'oxyde puis un profil énergétique des niveaux associés à chaque défaut sont ensuite introduits dans le modèle. Une analyse générale de l'influence de ces profils sur les caractéristiques courant-tension est effectuée.

Dans le dernier chapitre (**chapitre 6**), nous exposons l'ensemble des résultats issus de mesures expérimentales de courants SILC, réalisées soit par mesures directes soit à l'aide de la technique de la grille flottante. Ces résultats sont confrontés avec le modèle de transport assisté par pièges présenté dans le **chapitre 5**. L'évolution du profil spatial des défauts générés est extraite en fonction de la charge injectée à travers l'oxyde tunnel. Nous examinons ensuite la possibilité de corréler les défauts assistant la conduction SILC à la charge fixe générée dans l'oxyde. Cette charge fixe négative, en induisant des dérives en tension de la loi Fowler-Nordheim, provoque une fermeture de la fenêtre de programmation des cellules mémoires et limite leur endurance. Enfin dans une dernière partie, nous simulons les temps de rétention des structures grille flottante à partir des caractéristiques de conduction des structures vierges et dégradées.

Une conclusion générale permet de synthétiser l'ensemble des travaux réalisés et de donner quelques perspectives intéressantes quant à l'utilisation des techniques et modèles développés au cours de ce travail de thèse.

Chapitre 2

Mémoires EEPROM et courants SILC

2.1 Les mémoires EEPROM

Les mémoires EEPROM (**E**lectrically **E**rasable **P**rogrammable **R**ead **O**nly **M**emory) font partie de la famille des mémoires non volatiles à semi-conducteur (**N**on **V**olatile **S**emiconductor **M**emory) de type FLOTOX (**F**loating gate **T**hin **O**Xide). Cette famille de mémoires joue un rôle essentiel dans l'implémentation de systèmes d'information, au point que le nombre et l'importance des applications qui y sont liées croissent en proportion des capacités des composants. En particulier, en raison de leur grande souplesse d'utilisation, le marché des mémoires EEPROM est actuellement en pleine expansion dans de nombreux secteurs industriels allant des applications pour l'automobile (électronique embarquée) à la téléphonie mobile en passant par l'informatique et l'électronique grand public.

2.1.1 Architecture et fonctionnement général d'un point mémoire EEPROM

Les mémoires EEPROM sont intégrées dans des matrices ou plans mémoires allant généralement de 256 bits au Mégabit auxquels s'ajoute une électronique logique assurant le fonctionnement de la mémoire.

Le point mémoire ou cellule mémoire EEPROM est constitué de deux transistors de technologie MOS, le *transistor d'état* servant au stockage de l'information et le *transistor de sélection* servant à sélectionner le point mémoire au sein de la matrice.

Le transistor d'état comportent deux grilles, une *grille flottante* servant au stockage des charges constituant l'information, et une *grille de contrôle* permettant de commander l'injection de ces charges dans la grille flottante. La cellule EEPROM est une mémoire à deux états, écrit et effacé, déterminés par l'état de charge de la grille flottante. Les opérations d'écriture et d'effacement sont réalisées par injection tunnel Fowler-Nordheim de charges à travers un oxyde de grille de faible épaisseur (typiquement de l'ordre de 8nm) appelé oxyde tunnel. Par convention, une

charge positive stockée sur la grille flottante constitue l'état écrit de la mémoire, tandis qu'une charge négative constitue l'état effacé.

Deux architectures EEPROM sont couramment utilisées. La technologie *simple-poly* ne nécessite qu'un seul niveau de silicium polycristallin pour la grille flottante, la grille de contrôle étant alors reportée dans le substrat silicium et séparée de la grille flottante par un oxyde de grille d'épaisseur 20 à 30 nm. Dans la technologie dite *double-poly*, la grille de contrôle est une grille polysilicium placée au dessus de la grille flottante et séparée de cette dernière par un diélectrique interpoly de type Oxyde Niture Oxyde (ONO). La technologie simple-poly est une technologie plus bas coût mais qui, en revanche, consomme une surface de silicium plus importante que la technologie double-poly.

Durant cette thèse, nous avons étudié exclusivement des structures issues de technologies double-poly. La **Figure 2.1** présente le layout de la cellule mémoire EEPROM double poly. Les **Figure 2.2(a)** et **Figure 2.2(c)** présentent les images TEM (Microscopie Electronique à Transmission) réalisées selon les coupes AA' et BB' définies **Figure 2.1**.

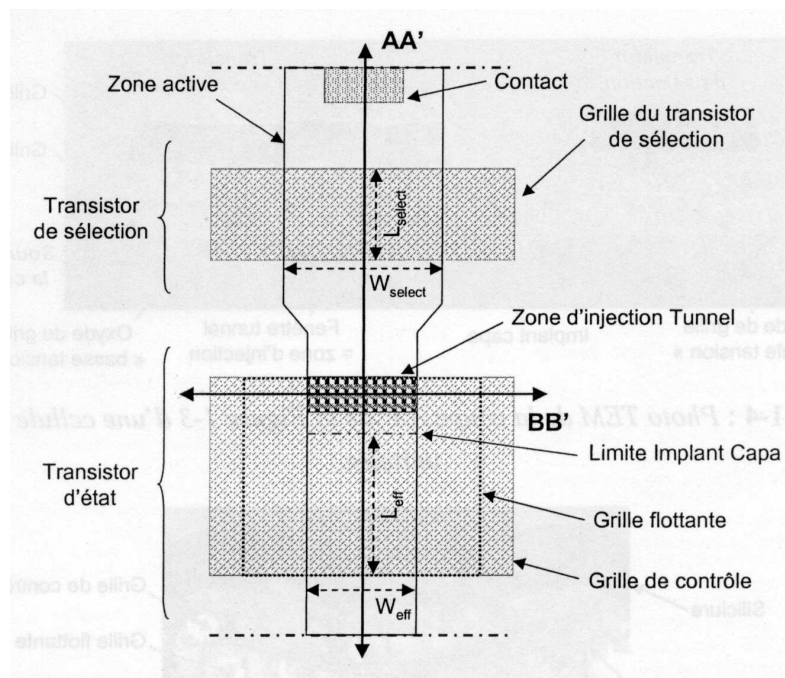
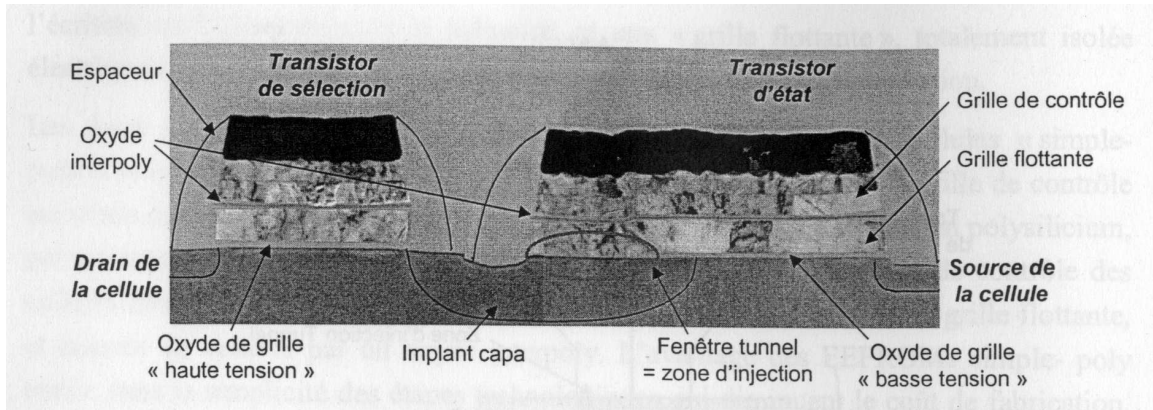
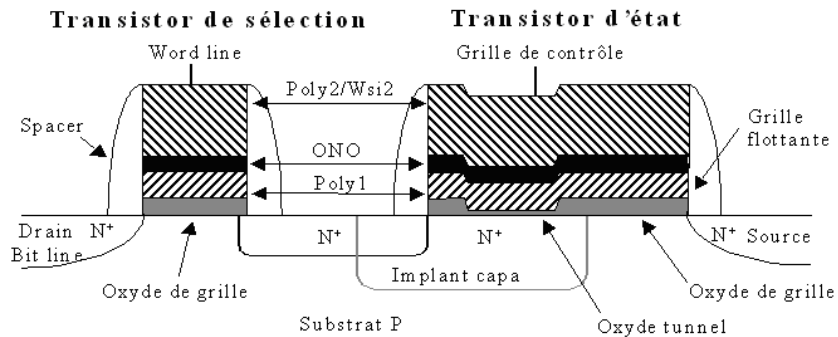


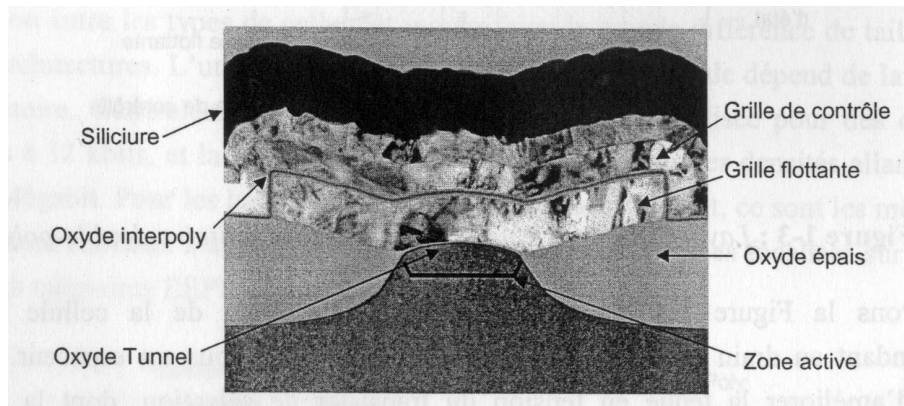
Figure 2.1: Schéma simplifié du layout de la cellule EEPROM double poly d'après [Renard 2003th].



(a) Image TEM réalisée selon la coupe AA' de la Figure 2.1.



(b) Représentation schématique de la cellule mémoire EEPROM selon la même coupe AA' qu'en (a).



(c) Photo TEM réalisée selon la coupe BB' de la Figure 2.1.

Figure 2.2: Images TEM d'un point mémoire en technologie double-poly (a) et (c), d'après [Renard 2003th] et représentation schématique (b).

2.1.1.1 Sélection du point mémoire

Les cellules mémoires, au sein d'une matrice, sont regroupées en octets pour des raisons évidentes d'adressage logique. Un exemple d'une portion de matrice formée de cellules mémoire EEPROM regroupées en deux mots (Words) de 8 bits est donné (**Figure 2.3**).

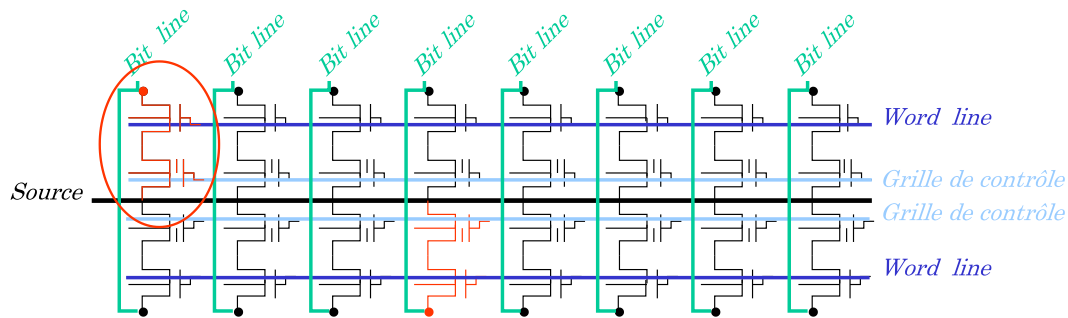


Figure 2.3: Schéma représentant une portion de matrice formée de cellules mémoire EEPROM regroupées en deux mots (Words) de 8 bits.

Dans un octet, huit cellules unitaires forment un mot de 8 bits, la grille de leur transistor de sélection étant connectée à la *Word Line* (WL ou ligne de mot). La grille de contrôle est commune aux huit cellules et chaque cellule possède sa propre *Bit Line* (BL) correspondant à une colonne de la matrice et connectant les drains des cellules de même index dans une colonne de la matrice. De cette manière, l'adresse (WL, BL) permet de sélectionner un point mémoire unique de la matrice (**Figure 2.4**).

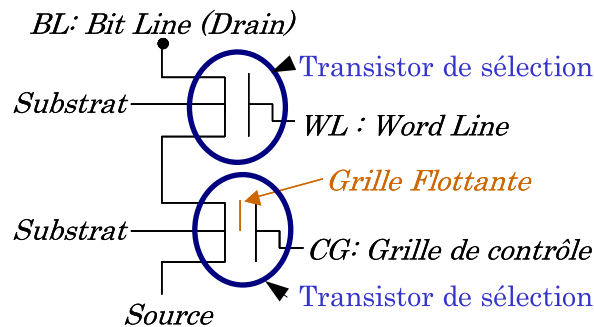


Figure 2.4: Schéma électrique équivalent d'une cellule mémoire EEPROM.

Toutes les sources des cellules mémoires sont reliées à une ligne de masse via un transistor dit de "masse commutée", qui permet d'avoir soit un potentiel de source flottant soit un potentiel nul.

Quatre tensions permettent de sélectionner, d'écrire, d'effacer ou de lire l'état du point mémoire (**Figure 2.4**) :

- V_{WL} : tension appliquée sur la Word Line, connectée à la grille du transistor de sélection,

- V_{BL} : tension appliquée sur la Bit Line, connectée au drain du transistor de sélection,
- V_{CG} : tension appliquée sur la grille de contrôle (Control Gate) du transistor d'état,
- V_S : tension appliquée sur la source du transistor d'état.

Si V_{WL} est supérieure à la tension de seuil du transistor de sélection, celui-ci devient passant et le point mémoire est sélectionné.

2.1.1.2 Programmation en écriture

Pour écrire dans un point mémoire, on applique sur la BL (drain du transistor de sélection) une impulsion de programmation V_{BL} d'amplitude $V_{pp} \# 14 V$, et une impulsion V_{WL} d'amplitude $V_{pp} + 2 V$ sur la grille du transistor de sélection. La grille de contrôle du transistor d'état est portée à un potentiel V_{CG} nul et le transistor de masse commutée est bloqué, ce qui permet de mettre la source du transistor d'état à un potentiel V_S flottant. La durée du pulse de programmation est de l'ordre de 2 à 3ms.

Ces polarisations permettent de provoquer une injection tunnel Fowler-Nordheim d'électrons de la grille flottante vers le drain et de générer une charge positive sur la grille flottante.

2.1.1.3 Programmation en effacement

Pour effacer le point mémoire, il faut injecter des électrons dans la grille flottante du transistor d'état, ce qui est réalisé en appliquant le même pulse de programmation qu'en écriture mais cette fois-ci sur la grille de contrôle, le drain étant porté à un potentiel V_{BL} nul. Le transistor de masse commutée est rendu passant de sorte que la source du transistor d'état est reliée à la masse.

2.1.1.4 Lecture de l'état du point mémoire

La charge présente sur la grille flottante induit un décalage de la tension de seuil du transistor d'état de sorte que sa caractéristique $I_{DS}(V_{CG})$ se trouve décalée en tension (voir **Figure 2.5**).

Pour une cellule vierge, la tension de seuil est proche de 0,8 V alors qu'elle se situe au voisinage de -2,5 V en mode écrit (charges positives sur la grille flottante) et de +3,0 V en mode effacé (charges négatives sur la grille flottante). L'écart entre les tensions de seuil en modes écrit et effacé est appelée fenêtre de programmation.

La lecture de l'état du point mémoire est réalisée en polarisant la grille de contrôle du transistor d'état à environ 1,2 V et la grille de contrôle du transistor de sélection à environ 5 V, de sorte que ce dernier est rendu passant et permet de sélectionner le point mémoire. Si celui-ci se trouve dans l'état écrit, le transistor d'état est alors passant ($I_{DS} \neq 0$), si la cellule est dans l'état effacé, le transistor est bloqué ($I_{DS} = 0$).

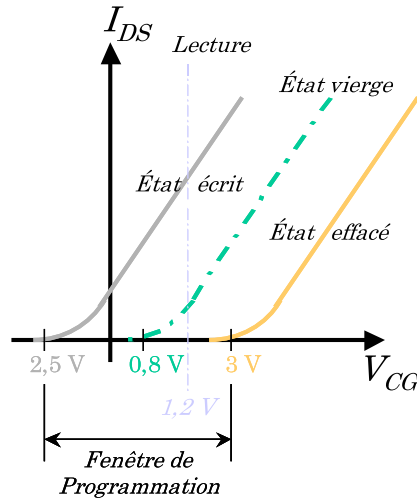


Figure 2.5: Variations de la tension de seuil du transistor d'état, induit par le chargement positif (état écrit) et négatif (état effacé) de la grille flottante.

2.1.2 Fiabilité des mémoires EEPROM

Les problèmes de fiabilité intrinsèque liée à la dégradation des propriétés de conduction de l'oxyde tunnel sont essentiellement des limitations en endurance et en rétention de charge.

2.1.2.1 Rétention de charge

Pour satisfaire aux spécifications des mémoires non volatiles à grille flottante, celles-ci doivent pouvoir conserver leur état de charge pendant une durée garantie par le fabricant, de manière à pouvoir être relues de manière fiable. La spécification donnée au client est généralement une durée de vie du produit de 40 ans pour une température de fonctionnement de 55°C.

Pour évaluer cette durée de vie, il est nécessaire de recourir à des tests de rétention accélérés. Les mesures de perte de charge sont réalisées à haute température (250°C) de manière à activer la perte de charge, puis le temps de rétention t_r à la température normale de fonctionnement est extrapolé selon une loi d'Arrhénus (ou modèle en $1/T$) de la forme :

$$t_r = t_\infty \cdot \exp \left[\frac{E_a}{kT} \right] \quad (2.1)$$

où T est la température, E_a l'énergie d'activation, t_∞ le temps de rétention pour une température "infinie" et k la constante de Boltzmann.

Le modèle d'Arrhénus en $1/T$ est le plus utilisé en milieu industriel. L'énergie d'activation E_a est déterminée expérimentalement à l'aide de mesures de temps de rétention réalisées à différentes températures T , mais toujours dans le domaine des hautes températures pour obtenir des temps de rétention relativement courts. Se pose alors le problème de la validité de l'extrapolation à

température ambiante. En effet le modèle d'extrapolation ne prend pas en compte la dépendance de l'énergie d'activation E_a avec la température. Ainsi entre 90°C et 430°C , les valeurs données dans la littérature varient entre $0,3\text{ eV}$ et $1,9\text{ eV}$. L'application de ce modèle est aujourd'hui fortement remise en question.

Des travaux plus récents ont montré qu'un "modèle en T " serait plus approprié. Le temps de rétention s'exprime alors par [De Salvo 1999, De Salvo 1999b] :

$$t_R = t_0 \cdot \exp\left[-\frac{T}{T_0}\right] \quad (2.2)$$

où t_0 est le temps de rétention à température nulle et T_0 une température caractéristique de la rétention.

La **Figure 2.6** compare des valeurs expérimentales de temps de rétention, pour une perte de charge de 15 %, aux valeurs prédites par les deux modèles. Cette comparaison montre la validité du modèle en T pour les températures comprises entre 150°C et 350°C alors que le modèle en $1/T$ diverge pour les températures inférieures à 250°C . Ceci a une incidence directe sur l'évaluation de la durée de vie de la structure. Le modèle en T donne pour une température de 125°C , une durée de vie de $3 \cdot 10^3\text{ h}$, alors qu'elle est de $3 \cdot 10^5\text{ h}$ pour le modèle en $1/T$. Ceci pose un réel problème de validation du produit, puisque la différence entre les deux modèles est de deux ordres de grandeur.

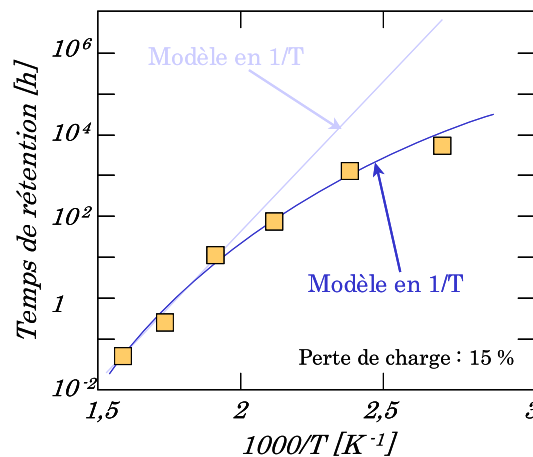


Figure 2.6: Confrontation des temps de rétention calculés par les "modèle en $1/T$ " et "modèle en T " avec des mesures expérimentales d'après [De Salvo 1999, De Salvo 1999b].

Dans les dispositifs EEPROM et Flash EEPROM, le chemin de conduction qui semble être prépondérant dans la perte des charges stockées sur la grille flottante est le courant de fuite à travers l'oxyde tunnel. Cette conduction est favorisée par les défauts générés par les contraintes électriques au cours de la répétition des cycles d'écriture/effacement de la cellule. L'accroissement des courants de fuites induits (courants SILC : Stress Induced Leakage Current) avec la réduction

de l'épaisseur de l'oxyde tunnel de 10 à 5 nm conduit à une réduction drastique des temps de rétention pour les tensions de fonctionnement classiquement utilisées. Les spécifications exigées pour les applications mémoires ne sont alors plus satisfaites. Ainsi l'épaisseur de l'oxyde tunnel SiO₂ ne peut être réduite en deçà de 7 nm.

2.1.2.2 Fenêtre de programmation et endurance

L'endurance d'une cellule mémoire peut être définie comme sa propension à conserver une largeur de fenêtre de programmation constante lorsque le nombre de cycles d'écriture-effacement qui lui sont appliqués augmente. Un exemple de fermeture de fenêtre de programmation est illustré **Figure 2.7**. On observe la diminution des tensions de seuil en modes écrit (V_{th}^w) et effacé (V_{th}^e) en fonction du nombre N_{cyc} de cycles de programmation, un cycle correspondant à une opération d'écriture suivie d'une opération d'effacement ou vice versa.

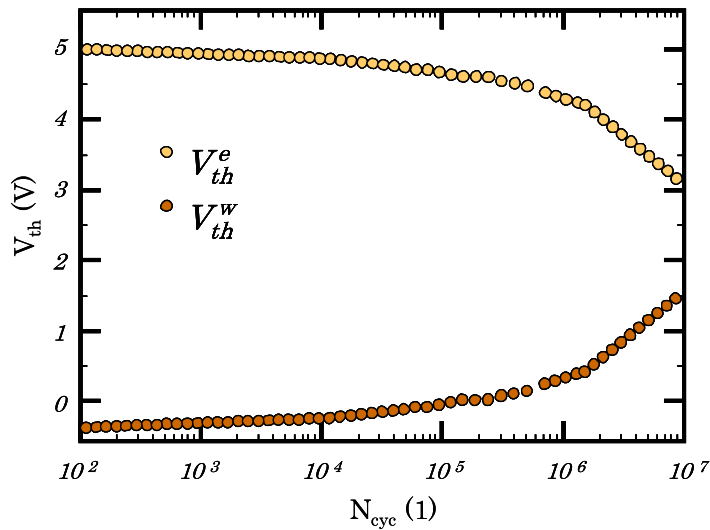


Figure 2.7: Exemple de fermeture de fenêtre de programmation avec le nombre de cycles écriture/effacement.

Il est généralement admis que la fermeture de fenêtre est directement liée à un phénomène de chargement stable de l'oxyde, et en particulier à un chargement négatif. Ce chargement induit un décalage vers les tensions plus élevées (en valeur absolue) de la loi d'injection tunnel Fowler-Nordheim. La charge injectée dans la grille flottante lors d'une opération d'écriture ou d'effacement est plus faible ce qui entraîne une réduction des tensions de seuil $V_{th}^{e/w}$ en modes écrit et effacé (voir § 4.3.3).

Une relation simple entre les décalages en tension $\Delta V^{+/-}$ de la loi d'injection Fowler-Nordheim à travers l'oxyde tunnel pour les deux polarités de grille, et les variations $\Delta V_{th}^{e/w}$ des tensions de seuil, a été récemment établie et vérifiée par BABOUX et AL [Baboux 2003].

2.2 Les courants SILC

MASERJIAN et ZALMANI [Maserjian 1982] furent les premiers en 1982 à mettre en évidence l'apparition de courants de fuite dans les oxydes SiO_2 minces ($4 - 5 \text{ nm}$) à faibles champs électriques, consécutivement à l'application de contraintes électriques à forts champs électriques. Ces courants sont communément appelés courants SILC (Stress Induced Leakage Current).

Par la suite, ce phénomène a été reporté par de très nombreux auteurs ; il existe actuellement plus de 900 références bibliographiques sur le sujet. Un consensus général s'est établi pour associer les courants SILC à des mécanismes de conduction assistés par des pièges générés dans SiO_2 durant les contraintes d'injection. Deux processus entrent en jeu :

- le premier est le ou les mécanismes de génération de défauts au cours des contraintes à forts champs électriques,
- le second est le mécanisme de conduction via ces défauts à faibles champs.

Dans ce chapitre, nous nous proposons d'effectuer une synthèse bibliographique sur le comportement phénoménologique du SILC et sur les modèles proposés dans la littérature pour les deux processus cités précédemment.

2.2.1 Comportement phénoménologique

2.2.1.1 Effet de la contrainte

Dans une structure MOS (PolySi- SiO_2 -Si), le SILC apparaît après une contrainte d'injection de porteurs froids par effet tunnel Fowler-Nordheim, que ce soit à tension constante (CVS) ou à courant constant (CCS). Le niveau de courant SILC est généralement faiblement dépendant de la polarité de mesure de courant, donc de la polarité du champ électrique dans l'oxyde. Il montre également une très faible dépendance avec la polarité de la contrainte préalablement appliquée (injection depuis la grille ou injection depuis le substrat) [Olivo 1988], [Olivo 1988b], [Dumin 1993], [Riess 1999th], [Jahan 1998th], [Bruyère 2000th]. Ce comportement laisse supposer que les pièges générés et associés à la conduction SILC sont répartis de façon relativement symétrique par rapport au milieu de la couche d'oxyde.

Aux courants de fuite SILC se superpose un phénomène de chargement de l'oxyde se manifestant par une dérive en tension de la loi d'injection Fowler-Nordheim, à l'origine de la fermeture de la fenêtre de programmation des cellules EEPROM. A très faibles quantités de charges injectées, un piégeage de charges positives dans l'oxyde se produit, très vite masqué par un piégeage plus important de charges négatives lorsque la quantité de charges injectées est augmentée. Lorsque dans la représentation I-V, on trace la différence entre le courant mesuré sur une structure dégradée et la caractéristique de la structure vierge, il apparaît un coude appelé "*kink*" (voir **Figure 2.8**), qui est la visualisation d'un piégeage de charges négatives dans l'oxyde. Le "*kink*"

a parfois été utilisé par certains auteurs [Riess 1999th] mais sa position ne donne pas de renseignement précis puisque son apparition est retardée par la génération initiale de charges positives. Il y a donc piégeage de charges négatives déjà **avant** l'apparition du "kink".

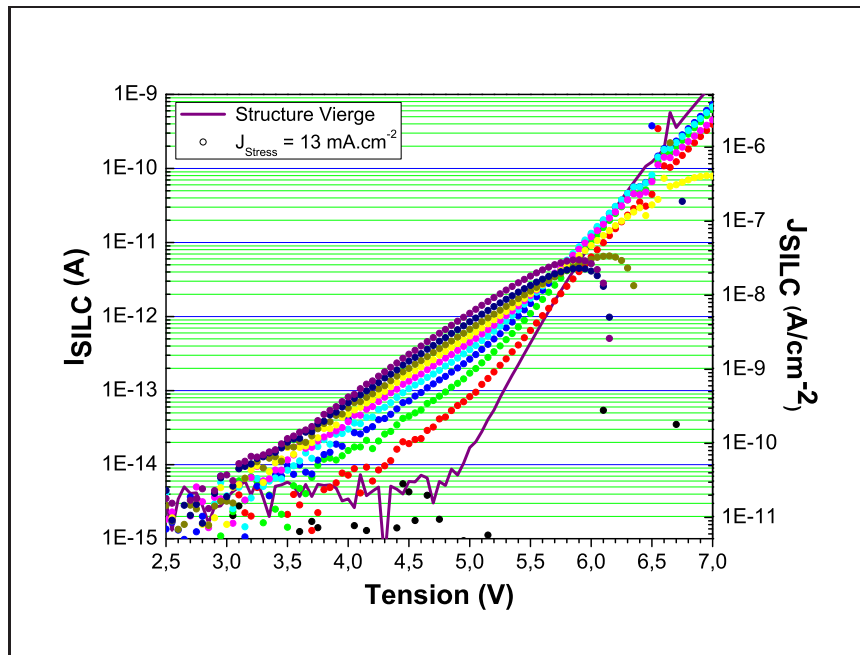


Figure 2.8: Exemple de visualisation d'un chargement global négatif de l'oxyde à travers l'apparition du kink.

A l'heure actuelle, aucun lien direct n'a pu être établi entre les défauts assistant la conduction SILC à bas champs et les pièges dans l'oxyde induisant un chargement stable de l'oxyde à forts champs électriques.

2.2.1.2 Effet de l'épaisseur d'oxyde

Les courants SILC ont été étudiés pour des épaisseurs d'oxyde SiO_2 comprises entre 3,5 et 10 nm. Dans cette gamme d'épaisseurs, l'amplitude des courants SILC ne présente pas une évolution monotone. Les courants SILC atteignent un maximum d'amplitude pour des oxydes de 4 à 5 nm, quel que soit le niveau de contrainte (courant de stress, charge totale injectée) préalablement appliqué. Pour des épaisseurs plus faibles (jusqu'à 3,5 nm) et plus élevées (jusqu'à 10 nm), l'amplitude du SILC diminue [Lai 1995], [Chou 1997], [Olivo 1988].

Épaisseurs d'oxydes supérieures à 5 nm

Pour les épaisseurs d'oxyde t_{ox} supérieures à 5 nm, le SILC diminue exponentiellement avec l'épaisseur [Olivo 1988] :

$$J_{SILC} \propto \exp\left(-\frac{t_{ox}}{e_c}\right) \quad (2.3)$$

où e_c est une longueur empirique caractéristique quasiment indépendante de la quantité de charge injectée. Toutefois, ce paramètre décroît lorsque la contrainte devient très importante, traduisant la saturation du SILC.

MOAZZAMI [Moazzami 1992] propose en 1992 un modèle pour expliquer le comportement du SILC en fonction de l'épaisseur d'oxyde pour des oxydes de 6 à 13 nm. Lors des contraintes électriques, des pièges sont générés dans l'oxyde. Le courant de fuite est dû au piégeage et au dépiégeage des électrons dans l'oxyde. Pour les oxydes les plus minces, le SILC résulte de l'équilibre entre ces deux processus. Pour les épaisseurs plus élevées, les pièges restent remplis plus longtemps, la probabilité d'émission de l'électron hors d'un piège devenant plus faible et par conséquent le niveau de courant SILC diminue lorsque l'épaisseur d'oxyde augmente.

Épaisseurs d'oxydes inférieures à 5 nm

En 1995, KAFAI [Kafai 1995] montre un changement de comportement du SILC autour d'une épaisseur critique de l'ordre de 5 nm. Lorsque l'on réduit l'épaisseur d'oxyde en deçà de cette valeur critique, le niveau de courant SILC décroît. De nombreux auteurs s'accordent à dire que le nombre de défauts générés est lié à l'énergie des charges transitant à travers l'oxyde. La diminution du SILC avec l'épaisseur d'oxyde pourrait alors être simplement expliquée par la diminution du nombre de défauts générés, les porteurs acquérant moins d'énergie au cours de leur traversée de l'oxyde [Patel 1994], [Kafai 1995], [Chou 1997], [Jahan 1998th]. Notons également que pour les oxydes d'épaisseur inférieure à 4 nm, le courant tunnel direct devient prédominant, diminuant la densité de courant lié au mode de conduction assisté par pièges.

Plusieurs auteurs s'accordent finalement à donner une origine commune au SILC pour toutes les épaisseurs d'oxyde entre 3 à 10 nm. Le niveau de courant SILC serait contrôlé par la compétition entre le mécanisme de génération des défauts lors des contraintes appliquées et les mécanismes de conduction à faibles champs via ces mêmes défauts. Ainsi pour les faibles épaisseurs d'oxyde, le SILC serait contrôlé par le nombre de défauts générés, et pour les épaisseurs les plus élevées par les mécanismes de conduction.

Notons enfin que la charge stockée dans l'oxyde diminue avec l'épaisseur. Son influence est directement visible uniquement pour les épaisseurs les plus importantes (typiquement 7 à 10 nm).

2.2.1.3 Effet de la surface

C.JAHAN [Jahan 1999] a montré que, à épaisseur d'oxyde constante, le niveau de courant SILC est proportionnel à la surface de grille, ce qui laisse supposer une répartition uniforme des défauts générés dans l'oxyde lors des contraintes électriques. Des expériences de photo-émission permettant d'observer des courants de fuite apparaissant à la surface de transistors sous tension ont été réalisées. Une contrainte d'injection à courant constant est préalablement réalisée jusqu'à

une densité de charges injectées de l'ordre de $3 C.cm^{-2}$. La mesure du SILC est réalisée à faible champ en appliquant une tension constante lors de la mesure du courant de photoémission. La sensibilité de la technique de photo-émission est de $1 mA.cm^{-2}$, ce qui permet de détecter un point lumineux dû à un courant SILC localisé sur une surface d'environ $6 mm^2$. Les mesures effectuées ne montrant pas de point lumineux localisé, C. JAHAN conclue que le SILC ne correspond pas à un point faible localisé dans l'oxyde (*weak spot*), mais plutôt à une répartition du courant SILC sur toute la surface d'oxyde.

Des études de claquage ont cependant montré l'apparition de points localisés lors de quasi-claquages, mettant en évidence l'apparition de chemins de conduction privilégiés dans l'oxyde [Lombardo 2001], [Pennetta 2001], [Pennetta 2002].

Les deux observations ne sont pas en contradiction car dans les études de C.JAHAN, la dose injectée est faible en comparaison de la dose nécessaire pour obtenir le quasi-claquage. On peut donc supposer que la génération de défauts est uniforme sur toute la surface d'oxyde, jusqu'à ce que la densité de défauts soit trop importante pour conserver une relative isotropie ; il apparaîtrait alors des chemins de conduction privilégiés conduisant au quasi-claquage.

2.2.1.4 Effet de relaxation

La méthodologie de mesure des courants SILC s'avère être un problème très délicat car le courant mesuré juste après l'application des contraintes est instable et tend à se relaxer dans le temps. Différents types d'expériences de relaxation ont été réalisés. Certaines consistent à polariser la structure uniquement durant le temps de la mesure du courant, effectuée à intervalles de temps réguliers. Le reste du temps, les électrodes sont portées à un potentiel nul, ce qui n'est pas neutre d'un point de vue électrique dans la mesure où il y a accumulation de charges dans l'oxyde.

Deux types de comportements ont été observés :

- Dans la majorité des cas, le SILC commence par diminuer exponentiellement puis plus lentement, jusqu'à atteindre 15 à 20 % du SILC initialement mesuré.
- En revanche, si l'on observe l'évolution du SILC en maintenant une tension constante sur la grille en fonction du temps, la décroissance n'atteint pas de régime permanent, la décroissance continue.

Il est donc très délicat de définir un état stationnaire pour le courant SILC, car il est en évolution constante, que la structure soit ou non soumise à une polarisation.

Si l'on considère que la relaxation du SILC provient d'un dépiégeage éventuel de charges ou bien de la relaxation des contraintes physico-chimiques engendrées par le stress, il faut déterminer préalablement si l'on veut étudier l'impact du stress sur la structure, ou bien l'état du système après un temps relativement long (plusieurs heures). Dans la plupart des cas, les auteurs ont

choisi d'étudier le SILC après une phase de stabilisation pouvant atteindre plusieurs jours et considèrent alors les défauts résiduels après relaxation du SILC. Le nombre de défauts générés par le stress peut donc être bien supérieur aux valeurs déterminées par ces auteurs.

Dans le cas des structures utilisées dans ce travail, les courants SILC présentent une décroissance rapide d'environ 13 % après l'application de la contrainte puis une quasi-saturation au bout de 1 à 2 mn. La diminution devient ensuite très lente. La décroissance initiale semble être plutôt associée à un déchargement des états lents plutôt qu'à une véritable évolution du SILC, car elle est également visible lorsque le courant est mesuré à un potentiel nul.

2.2.1.5 Effet du recuit

Plusieurs auteurs ont montré qu'il est possible de rétablir les caractéristiques des structures vierges [Naruke 1988], [Riess 1999th] après un recuit à environ 600°C. Il y a donc guérison des défauts à l'origine du SILC, qui peut être également obtenue après exposition des structures aux UV.

Les expériences de relaxation et de recuit montrent que les défauts à l'origine du SILC sont instables mais peuvent également être guéris. Ce phénomène est très similaire à la guérison partielle de matériaux par irradiation. On pourrait penser que les défauts à l'origine du SILC sont de nature physico-chimique (déplacement d'atomes, liaisons pendantes, contraintes locales, angles de liaison modifiés etc...), plutôt qu'associés à des impuretés dopantes ou contaminantes qui ne pourraient pas être guéries par des recuits basse température ou des expositions aux UV.

2.2.1.6 Effet de la température

Certains travaux ont montré que les modes de conduction associés au SILC sont thermiquement assistés. Toutefois ces expériences mettent en lumière les fortes instabilités qui règnent dans l'oxyde suite à des contraintes électriques et thermiques du matériau. En effet, l'interprétation des mesures réalisées en température se heurte à la superposition de plusieurs phénomènes et en particulier à la relaxation des contraintes conduisant à une réduction ou une augmentation du SILC durant les mesures, et pour les hautes températures ($> 600 K$) à la guérison des défauts responsables du SILC. Tous les mécanismes mis en jeu lors de variations de la température de contrainte ou de la température de mesure sont donc très difficiles à décorrélérer et cette difficulté fait que des résultats assez contradictoires peuvent être trouvés dans la littérature [Riess 1999th], [Satake 1995]. La dépendance du SILC avec la température semble néanmoins être plus importante au dessus de 300 K.

2.2.2 Mécanismes de génération des défauts associés au SILC

De nombreux travaux ont été réalisés sur le SILC, mais les mécanismes de génération des défauts à l'origine du SILC, ainsi que leur nature exacte, restent encore méconnus.

Actuellement, quatre modèles de dégradation sont retrouvés couramment dans la littérature :

1. Génération de pièges neutres par les électrons incidents,
2. Modèle de la libération d'hydrogène "*Hydrogen release*",
3. Injection de trous de la bande de valence de l'anode générant des pièges neutres,
4. Modèle de percolation

2.2.2.1 Modèle des pièges neutres générés par les électrons énergétiques

De nombreux auteurs ont suggéré que la conduction SILC est associée à des pièges neutres générés par des électrons énergétiques injectés dans l'oxyde [Moazzami 1992], [Yasuda 1994], [Rofan 1991], [Di Maria 1995b], [Kimura 1994], [Takagi 1996], [Matsukawa 1996], [Meinertzhagen 1998], [Kimura 1996]. Ces électrons interagissent avec le réseau générant ainsi des défauts servant alors de relais à la conduction.

2.2.2.2 Modèle de la libération d'hydrogène

En 1995, DIMARIA et CARTIER [Di Maria 1995b] proposent un modèle selon lequel les électrons injectés par effet tunnel Fowler-Nordheim pourraient, s'ils présentent une énergie suffisante à leur arrivée à l'anode, libérer un atome d'hydrogène qui a son tour, en migrant à travers l'oxyde serait responsable de la génération de pièges neutres à électrons [Di Maria 1995]. Une tension seuil d'apparition du SILC est obtenue expérimentalement, ce qui, pour un électron injecté dans l'oxyde, correspond à une énergie d'arrivée à l'interface anode/oxyde supérieure à $1,7\text{ eV}$. Cette hypothèse a été corroborée par une expérience d'exposition à un plasma d'hydrogène permettant d'augmenter la teneur de l'oxyde en hydrogène. Un SILC croissant apparaît alors en fonction de l'exposition subie par l'échantillon.

Plusieurs auteurs semblent cependant invalider cette hypothèse. Des mesures FTIR (Fourier Transform InfraRed spectroscopy) [Satake 1995] ou diffraction X à partir de radiations synchrotron [Hasegawa 1995] indiquent que le SILC pourrait dépendre davantage de distorsions de liaisons $\equiv\text{Si-O-Si}\equiv$ dépendantes du procédé de fabrication, et que la génération de pièges liés à des réactions chimiques avec l'hydrogène ou l'eau est peu probable [Kimura 1996].

2.2.2.3 Injection de trous de la bande de valence de l'anode

Différents auteurs tels que [Chen 1986], [Rosenbaum 1991], [Riess 1998] ont établi une corrélation entre un courant de trous injectés à partir l'anode et l'évolution du SILC. Ils proposent que les électrons énergétiques injectés par effet tunnel Fowler-Nordheim dans l'oxyde et arrivant sur l'anode transfèrent leur énergie à des électrons de la bande de valence, les excitant dans la bande de conduction de l'anode. Un trou chaud est alors formé et injecté dans l'oxyde par effet

tunnel sous l'influence du champ électrique. Ces trous seraient alors en partie piégés dans l'oxyde et généreraient des pièges à électrons.

Plusieurs variantes de ce modèle ont été proposées, faisant intervenir soit des pièges neutres soit des pièges à électrons, mais dans tous les cas, il semble que le courant de trous joue un rôle prépondérant dans la génération des défauts responsables du SILC.

2.2.2.4 Modèle de percolation

Liée aux études de claquage, Pennetta et *Al.* [Pennetta 2001], [Pennetta 2002] proposent une simulation de génération de défauts selon un modèle de percolation. Ils modélisent la couche diélectrique par une matrice de résistances élémentaires. La dégradation est alors caractérisée par la probabilité de claquage d'une résistance élémentaire à cause de l'élévation locale de température. Cette résistance devenant nulle modélise l'apparition d'un défaut localisé.

Par une méthode itérative utilisant la méthode de Monte-Carlo et en implémentant la loi de KIRCHHOFF, ils recalculent après claquage d'une résistance, les nouvelles probabilités de claquage et ainsi de suite. Ils obtiennent ainsi une distribution de défauts dans le matériau. Il faut toutefois noter que deux paramètres doivent être ajustés à partir des résultats expérimentaux : les énergies d'activation de création et de guérison de défauts qui sont respectivement trouvées égales à $0,19\text{ eV}$ et $0,13\text{ eV}$. Ce modèle suppose que localement les défauts générés servent de point de conduction à travers le matériau, mais ne prend pas en compte la possibilité de piégeage de charges pouvant modifier la répartition du champ électrique dans le matériau. Cependant, cette simulation permet de voir qu'en considérant une probabilité non négligeable de guérison, il est possible d'avoir une répartition parabolique de défauts à travers l'oxyde, ce qui est également cohérent avec la nature symétrique du SILC.

2.2.2.5 Conclusion

La plupart des auteurs s'accorde sur le fait qu'à faible quantité de charges injectées, il existe un piégeage de charges positives dans l'oxyde, et que pour des quantités de charges plus importantes, un piégeage de charges négatif est présent. Ceci pose une difficulté supplémentaire, dans la mesure où des défauts électriquement actifs cohabitent dans l'oxyde, sans pour autant avoir la même charge (+ ou -), ni la même répartition. Pourtant, la symétrie du SILC est probablement due à une distribution symétrique des défauts dans l'oxyde ; mais là encore, la raison de cette symétrie n'est pas claire, car elle apparaît même dans le cas de contraintes unipolaires [Riess 1999th].

Des défauts structurels du réseau générés par les contraintes électriques (champ électrique et/ou charges injectées) sont très probablement responsables du SILC, à l'exemple de défauts issus de liaisons Si-O tendues qui peuvent être brisées par une contrainte électrique pour donner

des centres neutres accepteurs [Balland 1986]. D'autres types de défauts ont depuis été simulés dans SiO_2 , dans Si_3N_4 ou dans les oxydes nitrurés. Par exemple des défauts tels que des centres HC_1 issus d'une liaison pendante d'un atome d'oxygène ou les défauts Si-Si se comportent tous deux comme des pièges à électrons (Voir **Annexe A**).

2.2.3 Mécanismes de transport SILC

Il semble admis que les défauts assistant la conduction SILC sont répartis dans le volume de l'oxyde. Même si les états d'interface peuvent jouer un rôle dans le mécanisme de transport en introduisant des niveaux d'énergie dans le gap du semiconducteur et en permettant l'injection de charges supplémentaires dans l'oxyde, leur contribution est secondaire en comparaison de celle des pièges en volume de l'oxyde [Jahan 1998th]. De nombreux modèles ont été successivement proposés dans la littérature, conduisant à des profils de distributions spatiale et énergétiques des défauts très variables. Des modèles basés sur des mécanismes Poole-Frenkel [Naruke 1988] ou émission Schottky [Dumin 1993], ou encore tunnel Fowler-Nordheim [Olivo 1988], [Olivo 1988b], [Kassmi 1991] ... ont été proposés. Plus récemment des modèles de transport tunnel assisté par pièges (modèles TAT) ont été largement développés et semblent trouver un consensus général. Cependant la nature élastique ou inélastique des transitions tunnel est toujours discutée.

2.2.3.1 Modèle de la hauteur de barrière de 1 eV

Parmi les modèles les plus anciens, le modèle de conduction utilisant une hauteur de barrière de 1 eV à l'interface injectante est peut-être celui qui a eu le plus d'impact sur l'orientation donnée aux recherches sur la conduction SILC. En 1988, OLIVO [Olivo 1988], [Olivo 1988b], [Kassmi 1991], au regard du comportement en tension et en température du SILC, propose un modèle où le courant SILC assisté thermiquement est expliqué par un abaissement local de la barrière de potentiel à l'interface dû à la présence de défauts positifs. Le mécanisme associé aux courants SILC est alors modélisé par une conduction utilisant une hauteur de barrière apparente réduite à 1 eV à température ambiante. Plusieurs auteurs ont également utilisé ce type de modèle, parfois en utilisant un courant Fowler-Nordheim et une hauteur de barrière de 1 eV [Kimura 1994], [Kimura 1996], [Scarpa 1997].

L'abaissement apparent de la barrière est interprété comme une conduction par saut des porteurs de piège en piège, ce qui a fait dire à de nombreux auteurs que le SILC est dû à un grand nombre de défauts répartis uniformément dans tout le volume de l'oxyde. Ce point sera en particulier discuté dans le **chapitre 5**.

Ce phénomène serait localisé à des points faibles "*weak spots*" dans l'oxyde, diminuant lo-

calement la hauteur de barrière. Ces points faibles seraient répartis sur une certaine proportion de la surface injectante, et associés à une modification locale de la structure physico-chimique de l'oxyde. Le courant total est alors donné par la somme de deux courants Fowler-Nordheim : un courant FN associé à la hauteur de barrière de $3,1 eV$, l'autre courant FN correspondant au passage des électrons vers des pièges intermédiaires, répartis uniformément dans l'oxyde et à une profondeur telle que la hauteur de barrière ϕ_B correspondante soit de $1 eV$.

2.2.3.2 Les modèles basés sur un Effet Tunnel Assisté par Pièges (ETAP)

Plus récemment des modèles de transport tunnel assisté par pièges (modèles TAT) ont été largement développés et semblent trouver un consensus général. Cependant la nature élastique ou inélastique des transitions tunnel est toujours discutée. Certains considèrent des transitions tunnel élastiques, et d'autres un effet tunnel inélastique, mettant en jeu un mécanisme de perte d'énergie des électrons durant leur transport à travers l'oxyde.

Discussion sur la nature élastique ou inélastique du SILC

Expérimentalement, les arguments avancés en faveur d'un effet tunnel inélastique est l'apparition du coude "kink" qui est obtenu par la différence entre la caractéristique I-V d'une structure stressée et la caractéristique initiale de la structure vierge. Le kink est dans ce cas compris comme étant le passage du mécanisme tunnel direct au mécanisme Fowler-Nordheim. L'argumentation est que si le mécanisme associé au SILC était élastique, ce coude kink serait mesuré à la tension d'apparition du courant Fowler-Nordheim de l'échantillon vierge, puisque la conduction ne pourrait se faire par un mécanisme mettant en jeu des conduction tunnel direct. Plusieurs auteurs ont mesuré la tension d'apparition de ce coude à des tensions supérieures à celles attendues pour un courant FN [Rosenbaum 1997], [Ceschia 1998]. Le problème de cette interprétation est que ces auteurs se placent à des niveaux de charges injectées faibles pour lesquels un décalage des caractéristiques du SILC vers les tensions plus faibles se produit, en raison d'un piégeage positif dans l'oxyde. Le coude kink apparaît donc dans ce cas obligatoirement pour des tensions plus élevées que celles attendues. De plus, ce phénomène n'est plus observable pour des fortes doses injectées.

Un autre argument avancé en faveur d'un courant tunnel inélastique est l'absence d'oscillations quantiques dans le courant SILC. La probable dispersion spatiale et énergétique des défauts dans l'oxyde peuvent cependant rendre les oscillations quantiques invisibles à l'échelle macroscopique, puisque leur observation nécessiterait une cohérence dans les interférences, ce qui est difficilement probable si un grand nombre de défauts est mis en jeu dans le mécanisme SILC (dispersion spatiale et/ou plusieurs types de défauts).

Plusieurs auteurs ont trouvé inutile d'introduire un mode de conduction inélastique dans la

modélisation du SILC

En revanche il est difficile de ne pas introduire la notion d'inélasticité dans les *mécanismes de génération* des défauts. En effet la génération d'un défaut implique une modification de la structure cristallographique à l'échelle atomique, avec un déplacement d'un atome du réseau aléatoire vers une autre position (voir **Annexe A**). Ceci met obligatoirement en jeu un phonon marquant la transition entre la position initiale et finale de l'atome déplacé. Ceci est imposé par le fait que physiquement casser une liaison signifie l'éloignement des deux atomes antagonistes de la liaison considérée. En effet, la position d'un électron n'a pas de sens réel, sinon celui de la plus grande probabilité de présence dans les orbitales électroniques. Les électrons ne sont pas liés à un seul atome mais leur probabilité de présence se situe dans tout le volume, ce qui signifie que l'on ne peut considérer une liaison comme brisée ou tendue que par le déplacement des noyaux. Ceci impose l'introduction d'un mode vibratoire atomique modifié et certainement la mise en jeu de phonons.

Les différents modèles ETAP

La nature et la distribution spatiale des défauts n'étant pas connues, un calcul exact du courant de conduction est impossible. Le mécanisme tunnel assisté par pièges est un moyen de traiter sous forme analytique des phénomènes complexes en limitant le temps de calcul.

Plusieurs modèles ETAP permettant de rendre compte d'un certain nombre de comportements du SILC ont été proposés, mais aucun ne permet de rendre compte de tous les comportements à la fois. Ils donnent cependant des indications intéressantes sur les phénomènes physiques sous-jacents. Nous présentons ici un rapide survol bibliographique.

En 1982, MASERJIAN et ZAMANI [**Maserjian 1982**] ont été les premiers à donner une interprétation du SILC, en le corrélant à la présence de charges positives dans l'oxyde (ils se plaçaient à des quantités de charges injectées dans l'oxyde inférieures à $1 C.cm^{-2}$). En 1965, SCHMIDLIN avait montré que l'impact de la charge positive sur le courant tunnel pouvait être important [**Schmidlin 1965**].

Les courants SILC ont souvent été modélisés par un mode de conduction inélastique. Des premiers exemples sont trouvés en 1994, proposés par YASUDA et *Al.* [**Yasuda 1994**] et HERMANN [**Hermann 1994**]. HERMANN introduit par la suite un traitement plus complexe, tenant compte du couplage électrons/phonons lors du piégeage, et permettant d'introduire des états virtuels, augmentant ainsi considérablement le nombre de chemins tunnel associés. SAKAKIBARA [**Sakakibara 1996**], [**Sakakibara 1997**] présente également un modèle inélastique décrivant un mécanisme tunnel assisté par pièges (ETAP), se déroulant en trois étapes :

1. injection d'un électron vers un état virtuel,
2. piégeage de la charge dans un état stable,

3. la charge doit être excitée afin de pouvoir sortir du piège par effet tunnel, vers l'anode.

En 1996, TAKAGI [Takagi 1996] présente des résultats expérimentaux tendant à démontrer que les électrons de conduction SILC sont moins énergétiques que ceux traversant l'oxyde par effet tunnel classique. L'interprétation donnée est une perte d'énergie durant l'effet tunnel, sans toutefois en préciser le mécanisme associé. L'effet tunnel inélastique a également été proposé pour expliquer la dépendance du SILC en fonction de l'épaisseur d'oxyde [Rosenbaum 1997], [Chou 1997].

CHEUNG introduit des structures appelées "funnel" qui permettraient à des électrons de se thermaliser dans des pièges, perdant ainsi une énergie de l'ordre de 1 eV [Cheung 1997]. Dès lors, cette idée a été reprise par plusieurs auteurs qui l'ont adapté au modèle ETAP [Kamohara 1998], [Larcher 1998]. KAMOHARA et Al. [Kamohara 1998] introduisent l'inélasticité durant la transition tunnel. Dans ce modèle, les électrons transitent par un état virtuel avant d'être piégés dans un état profond de l'oxyde. La perte d'énergie n'est pas constante mais dépend du niveau de l'état virtuel initial dans lequel se trouvait l'électron. Le SILC apparaissant dans les oxydes d'épaisseur inférieures à 7 nm serait alors dû à des défauts situés à une profondeur unique dans l'oxyde, alors que pour les oxydes plus épais un passage par plusieurs pièges serait nécessaire pour transiter à travers l'oxyde.

Tous ces modèles considèrent une conduction des électrons issus de la bande de conduction de l'électrode injectante. Un modèle de conduction par électrons issus de la bande de valence a également été introduit par RICCO et Al.. Ce modèle suppose une égalité de transparence tunnel des électrons entrant et sortant des pièges [Ricco 1998].

Il est cependant difficile de conclure à un mode de conduction inélastique. En effet, la diminution du rendement quantique obtenue pour une structure stressée comparée à une structure vierge par le rapport du courant drain-source et du courant de grille sur un transistor MOS [Takagi 1996] peut être expliqué par l'augmentation du courant de trous à travers la grille, probablement induit par les mêmes défauts que ceux responsables du SILC. D'autre part, le rendement quantique pour les forts champs électriques est le même que celui obtenu pour la structure vierge, ce qui n'invalide pas la possibilité d'un mode de transport tunnel élastique.

Sur cette remarque, RIESS par exemple propose un modèle de conduction ETAP élastique [Riess 1999th] à partir duquel il extrait les profils spatial et énergétique des défauts.

Conclusion

Il semblerait qu'un consensus apparaisse sur le rôle de l'injection de trous à partir de l'anode dans la génération des défauts. Cependant, le fait que l'amplitude du SILC ne soit pas corrélée au claquage semble indiquer que le processus de génération des défauts dans l'oxyde se superpose

à la conduction SILC mais ne lui est pas directement lié. En d'autres termes, il devrait être possible de traiter indépendamment la conduction SILC et la génération de défauts comme deux phénomènes distincts. Pour cette raison, nous traiterons par la suite un modèle de conduction élastique ne prenant pas en compte le couplage avec les phonons.

La plupart des modèles traite d'une conduction via à priori un grand nombre de défauts, en particulier lorsqu'ils considèrent une injection d'électrons monoénergétiques à partir d'une électrode métallique. Ce nombre important de défauts est nécessaire dans ce cas pour obtenir les niveaux de courant SILC observés. La distribution des pièges dans l'oxyde est alors uniforme dans tout l'oxyde ou parabolique. Notre approche sera différente du fait que les structures que nous utilisons présentent une grille polysilicium très fortement dopée du même type que le substrat (N^{++}). La technique de la grille flottante qui sera présentée dans le **chapitre 3** nous permettra d'accéder à des informations complémentaires quant à la conduction de structures très faiblement stressées à des niveaux de courants inaccessibles par mesures directes (voir **chapitre 5**).

Les défauts responsables du SILC n'étant pas identifiés, les niveaux d'énergie introduits par ces derniers dans l'oxyde et servant de relais à la conduction ne sont pas définis, mais des indications peuvent être trouvées à partir des modèles de conduction proposés [Chang 2001]. Nous proposerons dans le **chapitre 5** une nouvelle approche permettant d'extraire des niveaux d'énergie probables liés à ces défauts.

Enfin, la distribution spatiale des charges stockées dans l'oxyde responsables de la dérive en tension de la loi d'injection Fowler-Nordheim ainsi que leur corrélation éventuelle avec les défauts associés à la conduction SILC sont encore discutées. Nous tenterons d'apporter une réponse dans le **chapitre 6**.

Chapitre 3

Structures de test et techniques expérimentales

Introduction

Dans ce chapitre, nous présentons les structures de test utilisées, ainsi que leurs potentialités spécifiques. Nous décrivons ensuite les techniques expérimentales mises en œuvre pour étudier leur fonctionnement statique et dynamique ainsi que leur vieillissement sous contraintes électriques, plus particulièrement lié à la dégradation de l'oxyde tunnel SiO_2 . Nous porterons une attention particulière aux techniques de mesure de très faibles courants (optimisation d'une station sous pointes et mise en œuvre de la technique de grille flottante) et aux techniques de mesures dynamiques.

3.1 La structure de test "grille flottante"

Les structures de test que nous avons appelées structures "grille flottante" sont issues de filières technologiques de mémoires FLOTOX (**FLO**ating gate **Thin OX**ide) EEPROM de *ST-Microelectronics Rousset*. Elles sont implantées dans des modules de test spécifiques, situés dans les lignes de découpe des plaques "produit". Les matériaux, les procédés, de même que les budgets thermiques sont par conséquent identiques à ceux du produit. Ces structures de test ont été conçues spécifiquement pour étudier expérimentalement et modéliser le fonctionnement dynamique d'une cellule mémoire EEPROM durant des cycles écriture/effacement, ainsi que son comportement en endurance et en rétention.

Ces structures s'apparentent à des cellules EEPROM macroscopiques, de surface environ 100000 fois supérieure à celle d'une cellule mémoire réelle. Plus précisément, il s'agit de structures capacitives présentant le même empilement vertical de couches que le transistor d'état d'un point mémoire EEPROM. Les surfaces de grille importantes permettent cependant d'obtenir des

courants et des capacités accessibles à la mesure.

3.1.1 Description

Les structures de test (référencées GF_1 et GF_2) schématisées sur la **Figure 3.1**, sont réalisées sur un caisson implanté N+ (implant N+), dans un substrat silicium de type P. Elles sont constituées d'une double capacité Si/oxyde tunnel/Poly 1/ONO/Poly 2, reproduisant l'empilement vertical ("stack") du transistor d'état de la cellule mémoire.

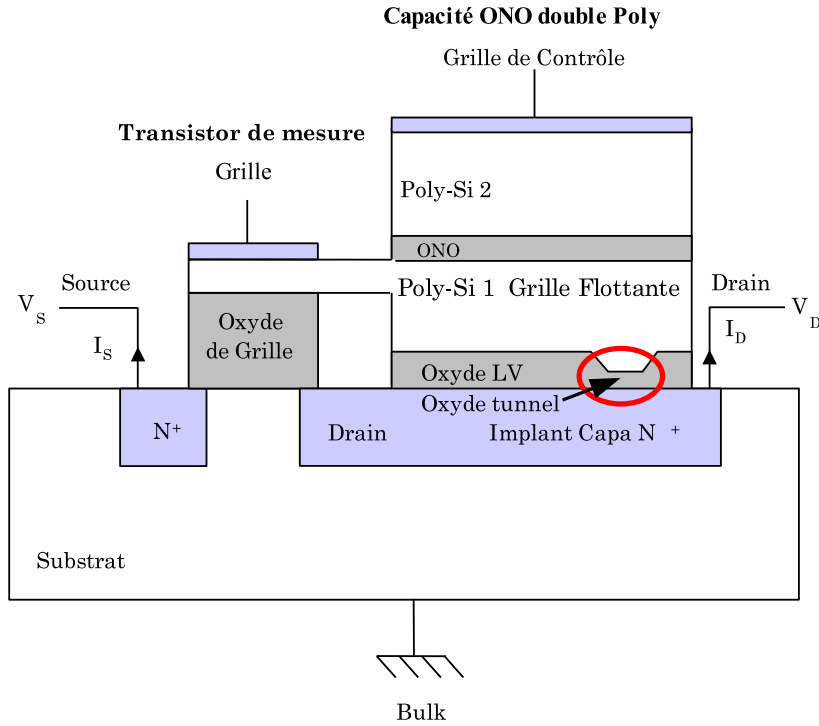


Figure 3.1: Représentation schématique des structures de test GF_1 et GF_2 .

Structures :

Grandeur	GF_1	GF_2
$S_{tun} (\mu m^2)$	19 360	56 000
$S_{LV} (\mu m^2)$	43 940	7 300
$S_{ONO} (\mu m^2)$	64 000	64 000
$t_{ox} (nm)$	# 7,7 – 8,2	# 7,7 – 8,2
$t_{LV} (nm)$	# 25	# 25
$EOT_{ONO} (nm)$	# 20	# 20

Transistor de mesures :

Grandeur	GF_1	GF_2
$W (\mu m^2)$	20	20
$L (\mu m^2)$	1,2	1,2
$t_{LV} (nm)$	# 25	# 25

Tableau 3.1: Comparatif des grandeurs caractéristiques typiques, pour les structures GF_1 et GF_2 .

Le diélectrique interpoly, de type ONO, est un tricouche $SiO_2/Si_3N_4/SiO_2$. L'implant N⁺ est équivalent au drain du transistor d'état d'un point mémoire. Le *Polysilicium 1* constitue la grille flottante, le *Polysilicium 2* la grille de contrôle (voir **Figure 3.1**). Un transistor NMOS,

appelé "transistor de mesure" est implanté en parallèle, sa grille étant reliée à la grille flottante et son drain à l'implant N^+ de la capacité double poly. Les structures de type GF_1 et GF_2 se différencient uniquement par leurs dimensions (voir **Tableau 3.1**) et plus précisément par la surface de leurs capacités tunnel et ONO. La surface tunnel de la structure GF_1 est de $19\,360\ \mu m^2$, celle de la structure GF_2 de $56\,000\ \mu m^2$.

Sur les lots de plaques les plus récents, des structures de test GF_1 comportant deux transistors de mesure CMOS complémentaires ont été implémentées. Une représentation schématique en est donnée **Figure 3.2**. Un transistor PMOS a été implanté dans un caisson de type N , sa grille comme dans le cas du NMOS étant connectée à la grille flottante de la double capacité tunnel/ONO.

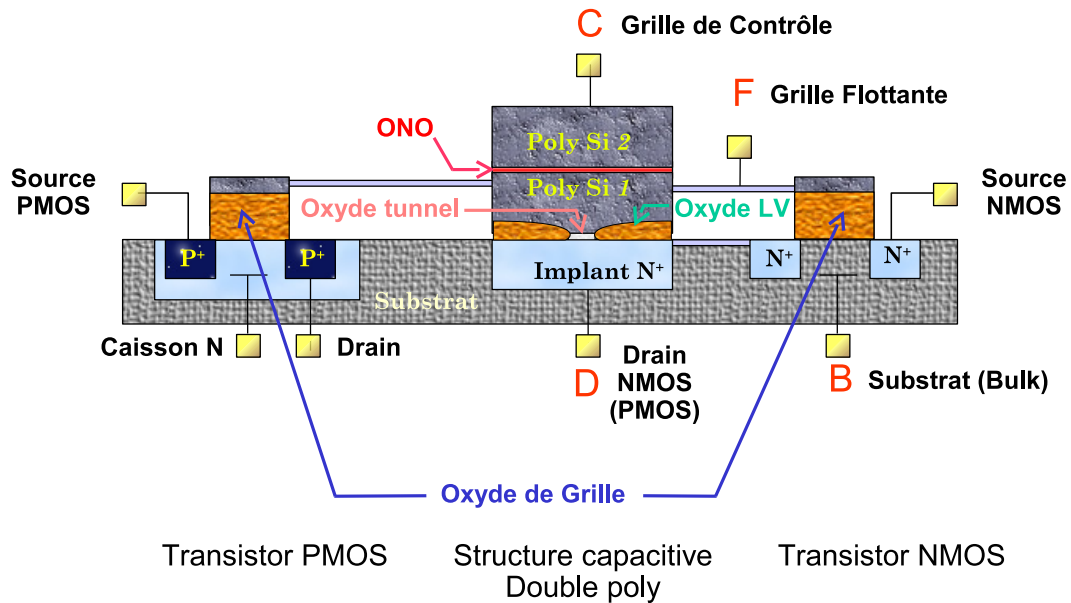


Figure 3.2: Représentation schématique de la structure de test GF_1 avec deux transistors de mesure CMOS complémentaires. Les plots de contacts sont représentés, **C** : grille de Contrôle, **F** : grille Flottante, **D** : Drain, **B** : Bulk.

Lorsque aucune polarisation n'est appliquée sur le contact (F) de grille flottante, celle-ci est isolée électriquement du reste de la structure par les différentes couches d'oxyde l'environnant et par conséquent, se trouve à un potentiel flottant. Lorsque l'on applique une différence de potentiel V_{CD} entre la grille de contrôle et le drain, celle-ci se répartit aux bornes de l'ONO, entre le Poly 2 et le Poly 1, et aux bornes de l'oxyde tunnel, entre le Poly 1 et le drain. Lorsque la charge de la grille flottante est nulle, le rapport V_{FD}/V_{CD} , V_{FD} étant la différence de potentiel entre la grille flottante et le drain définit le coefficient de couplage capacitif A_c de la structure. Ce coefficient, déterminé par les valeurs des différentes capacités, est donc fonction des surfaces et épaisseurs des différents oxydes.

La **Figure 3.3** présente une image de la zone active de la structure de test GF_1 obtenue en mi-

croscopie électronique à transmission (TEM) à haute résolution. On peut observer l'empilement vertical de l'oxyde tunnel, du Poly 1, de l'ONO et du Poly 2.

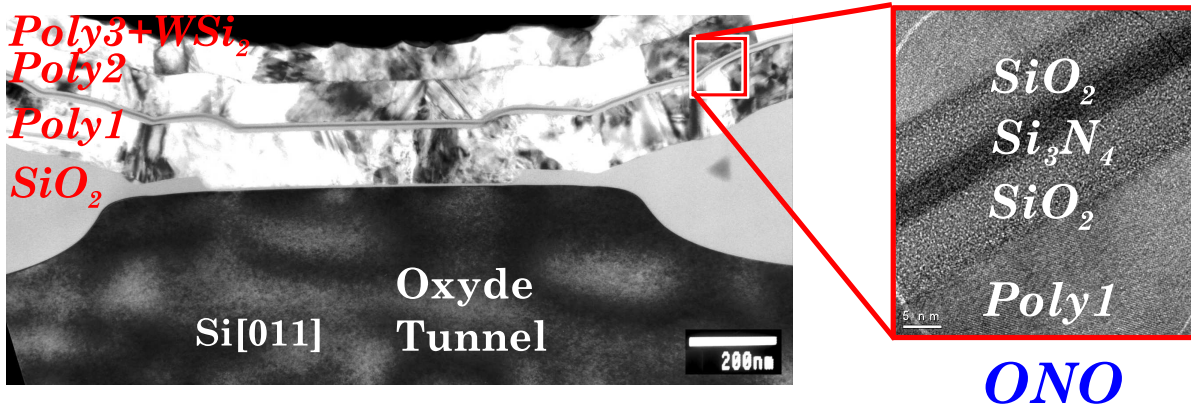


Figure 3.3: Images TEM de la zone active de la double capacité tunnel/ONO de la structure de test. L'encart présente une image de la couche ONO obtenue en haute résolution [Gautier 2003].

On observe de part et d'autre de la couche d'oxyde tunnel, et aux extrémités des oxydes d'isolement de type LOCOS (becs d'oiseaux notés SiO_2 sur l'image TEM), un oxyde de grille (plus épais que l'oxyde tunnel) s'étendant sous le *Poly 1*, appelé oxyde LV. Cet oxyde permet d'ajuster le rapport des surfaces de l'oxyde tunnel et de l'ONO, afin d'obtenir différents coefficients de couplage. Il introduit une capacité supplémentaire en parallèle avec la capacité tunnel. La valeur de la capacité LV est de l'ordre de 40% de la capacité C_{FD} mesurée entre la grille flottante et le drain dans le cas de la structure GF_1 , alors qu'elle n'est que de l'ordre de 4% dans le cas de la structure GF_2 .

3.1.2 Représentativité de la structure de test "grille flottante"

La question de la représentativité de la structure de test par rapport à une cellule mémoire EEPROM mérite d'être examinée.

Les structures de test sont réalisées sur les mêmes plaques que le produit, ce qui permet d'avoir une bonne représentativité de la structure réelle du point de vue des matériaux. Les épaisseurs d'oxyde, le dopage, de même que les paramètres physiques liés aux matériaux peuvent être considérés comme identiques à ceux du produit, puisque la structure verticale de la structure de test est la même que celle du point mémoire.

La différence essentielle provient de la différence de surface entre le point mémoire et la structure de test. Afin d'obtenir des valeurs de courants et de capacités accessibles par la mesure, la surface de la structure de test est beaucoup plus grande que celle de la cellule mémoire. La surface tunnel d'un point mémoire est de l'ordre de $0,1 \mu m^2$, alors que celles des structures de test GF_1 et GF_2 sont de $19\,360 \mu m^2$ et $56\,000 \mu m^2$ respectivement. Des images TEM réalisées en

haute résolution [Gautier 2003] montrent que l'épaisseur de l'oxyde tunnel des structures GF₁ est uniforme, avec un léger amincissement sur les bords, près de l'oxyde de grille LV. D'autres effets de bord liés par exemple au procédé d'isolation (LOCOS, STI), négligeables dans le cas des structures de test, pourraient ne plus l'être dans le cas d'une cellule élémentaire de très petite surface tunnel.

Des effets de surface pourraient également jouer un rôle différent à l'échelle d'une cellule. On peut citer par exemple les effets de rugosité d'interface, du caractère polycristallin de la grille ou encore de la répartition statistique des défauts sur la surface des plaques. Si l'on considère en effet que la dégradation peut être rapportée à une proportion de surface dégradée, et en supposant par exemple une densité statistique de 1 défaut par μm^2 , ceci correspondrait à 1 cellule (de surface $0,1 \mu m^2$) défectueuse pour 10 cellules. Le taux de dégradation pour cette cellule serait de l'ordre du rapport de la section de capture du défaut sur la surface de la cellule, la surface relative dégradée étant alors considérablement plus importante que dans le cas de la structure de test.

3.1.3 Potentialités de la structure de test "grille flottante"

La structure de test "grille flottante" est dédiée à des études représentatives du fonctionnement et du vieillissement d'une cellule mémoire EEPROM. Ses potentialités sont multiples :

- Du fait de la présence du couplage capacitif grille de contrôle - grille flottante, elle permet de se placer dans des conditions de polarisation équivalentes à celles d'un point mémoire, que ce soit en fonctionnement statique (conditions de rétention) ou en fonctionnement dynamique (conditions de programmation et d'endurance).
- Contrairement à une cellule mémoire, la structure de test permet de réaliser un contact direct sur la grille flottante. Ainsi les caractéristiques capacitives et de conduction de l'oxyde tunnel et de l'ONO sont accessibles expérimentalement.
- Un suivi indirect du potentiel de la grille flottante peut également être réalisé par l'intermédiaire des transistors de mesure. Lorsque la grille Poly 1 est laissée flottante (sans contact extérieur), les transistors de mesure peuvent être utilisés comme des convertisseurs tension-courant, permettant par la mesure de leur courant de drain de remonter au potentiel de la grille Poly 1. L'impédance d'entrée du transistor de mesure étant très grande devant celle de la double capacité, le potentiel et la charge de la grille flottante ne sont pas modifiées par la présence des transistors de mesure. Les transistors de mesure ont été utilisés pour les études en fonctionnement dynamique (programmation) (Voir § 3.4) mais également pour mettre en œuvre et exploiter la technique de la grille flottante (Voir § 3.3.2).

3.2 Techniques expérimentales

Nous ne décrivons pas dans ce mémoire les techniques classiques de caractérisation électrique (*Courant-Tension* (I-V), *Capacité-Tension* (C-V), techniques de stress *CCS* (Constant Current Stress) et *CVS* (Constant Voltage Stress)) que nous avons utilisées. En revanche, nous détaillons les apports originaux de ce travail à savoir :

- l'optimisation d'une station sous pointes pour la mesure de très faibles courants,
- la mise en oeuvre de la technique de la grille flottante,
- l'utilisation de techniques de contraintes et de mesures dynamiques.

3.2.1 Optimisation d'une station sous pointes dédiée aux mesures bas niveaux de courant

Une grande partie du travail a consisté à adapter et à optimiser les différentes techniques de mesures classiques à nos structures de tests. Une attention toute particulière a été portée à la mesure des courants, dans l'objectif d'obtenir des mesures fiables, reproductibles et présentant un très bas niveau de résolution. Une optimisation très poussée d'un banc de mesure, présentée dans les paragraphes suivants, a été réalisée et a permis d'atteindre un niveau de résolution en mesure statique de courant inférieur à 10^{-15} A.

3.2.1.1 Présentation du banc de mesure initial

Le banc de mesures initial était constitué d'une station sous pointes, placée dans une cage de Faraday simple blindage. L'ensemble était posé sur un marbre isolé du sol par un système de "silent blocs" destinés à absorber les vibrations mécaniques. La station était munie de 6 porte-pointes, les connexions électriques étant réalisées par câbles coaxiaux.

Les appareils de mesures utilisés étaient :

- Une source de tension KEITHLEY 230 pouvant délivrer une tension par pas minimal de 5 mV, et présentant une précision de 50 μ V environ,
- Un pico-ampèremètre KEITHLEY 617 possédant un calibre minimal de 2 pA et permettant d'atteindre une résolution théorique de 10^{-16} A. La tension de fluctuation en ligne introduite par cet appareil dans la chaîne de mesures (*Voltage Burden*) est inférieure au mV.

Cette configuration d'appareillages permettait, *dans les meilleures conditions*, c'est-à-dire en réinitialisant les appareils avant chaque étape d'acquisition (ce qui implique de relever les pointes), d'obtenir des mesures de courant avec une résolution de 7.10^{-15} A, comme le montre la **Figure 3.4**. La résolution maximale atteinte lors d'acquisitions successives sans recalibrage intermédiaire n'était plus que de 2.10^{-14} A, soit trois fois plus !

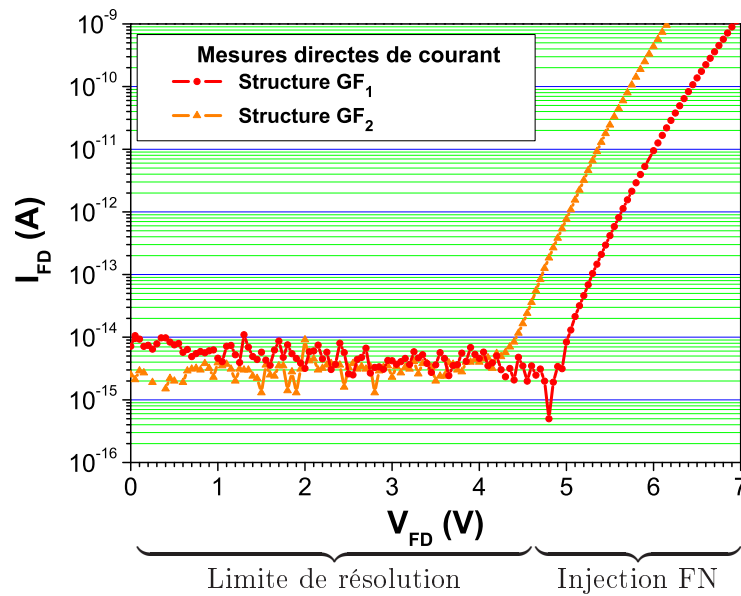


Figure 3.4 : Caractéristiques I-V de l'oxyde tunnel, réalisées avec le banc de mesures initial, sur une structure GF_2 (\blacktriangle) et sur une structure GF_1 (\bullet). Une résolution de $7 \cdot 10^{-15}$ A est atteinte. Le décalage en courant, observé entre les deux courbes en régime d'injection Fowler-Nordheim, est dû à la différence des épaisseurs et surfaces tunnel des deux types de structures.

3.2.1.2 Objectifs de l'optimisation du banc de mesures

La résolution des mesures réalisées avec la configuration initiale du banc de mesures s'est avérée insuffisante pour l'étude des phénomènes de dégradation des oxydes tunnel d'épaisseur comprise entre 7 et 8 nm.

Lorsque l'on considère les dimensions des structures étudiées et les valeurs de courants accessibles par mesures directes, la **Figure 3.4** montre que la résolution de mesure ne permet d'atteindre que 50 % de la caractéristique I-V, pour des potentiels en valeur absolue supérieurs à 4,5 V. Dans le cas des structures GF_1 ou GF_2 , ces tensions donnent accès, dans la partie significative de la caractéristique I-V, uniquement au courant d'injection Fowler-Nordheim à moyens et forts champs électriques. A faibles champs électriques, le courant FN est inférieur à la résolution de l'électromètre de mesure. Ainsi dans l'exemple de la **Figure 3.4**, les données inférieures à 10^{-14} A ne peuvent pas être considérées comme significatives.

Atteindre des valeurs de courants inférieures devait permettre d'obtenir des données expérimentales supplémentaires sur les modes de conduction mis en jeu dans ces oxydes et sur les cinétiques de dégradation des structures à faible champ électrique, en fonction des stress appliqués. Dans cette optique, gagner même une décade sur les mesures de courants devait permettre d'élargir à la fois les domaines d'investigation et de validité expérimentales.

Atteindre un meilleur niveau de résolution en mesures directes n'a été possible qu'en reconsidérant la technique de mesure elle-même et l'influence de multiples paramètres, tels que le choix des appareils, les configurations de câblages prenant en compte l'influence du premier étage d'amplification interne des appareils de mesures, le choix des câbles et des différents matériaux et points de connexion, les offsets, l'isolation, le blindage de la cage de Faraday, la climatisation ou encore les capacités parasites et autres paramètres liés aux temps d'intégration et à la mesure en général.

3.2.1.3 Identification des différentes sources de perturbations

Plusieurs sources de bruits ont été identifiées comme introduisant une perturbation sur le signal à mesurer. On peut distinguer :

les sources électriques et électromagnétiques :

- Effets électrostatiques dus aux mouvements des personnes à proximité du banc de mesures,
- Effets triboélectriques dus aux frottements de la gaine des câbles coaxiaux sur le blindage de ces mêmes câbles, induisant des charges parasites dans les gaines,
- Boucles de masse, générant des courants induits parasites se superposant au signal à mesurer et induisant des différences de potentiel entre les masses distantes,
- Perturbations électromagnétiques induites, dues à des émissions radiofréquences (antennes GSM ou relais radio placés à proximité, fours hyperfréquences, moteurs ou néons etc...),
- Non stabilité de la tension d'alimentation du secteur et parasites introduits par l'alimentation,
- Fuites de surface des charges au niveau de la plaquette sous test,

les sources mécaniques :

- Vibrations provoquées par des personnes se déplaçant à proximité de la station et se répercutant sur les pointes (micro-vibrations),
- Vibrations induites par l'ouverture et la fermeture de la cage de Faraday,

les sources thermiques :

- Variations de température pouvant atteindre plus de 15°C entre le jour et la nuit, ce qui modifie les conditions expérimentales au cours du temps lors de mesures de longue durée.

Parmi la minimisation des différentes sources de bruit identifiées ci-dessus, seule celle concernant les courants de surface au niveau de la plaquette sous test n'a pas été mise en œuvre. Nous présentons ci-dessous la solution pouvant être envisagée à terme.

3.2.1.4 Limitation des fuites de surface

Les courants de surface sont principalement induits par l'humidité de l'atmosphère ambiante. Une solution envisageable est de placer localement la structure de test et les extrémités des

pointes sous un flux laminaire d'azote de très faible pression, par le biais de micro-aiguilles placées à l'extrémité d'un micro-manipulateur. Ainsi, l'atmosphère localement saturée en azote serait rendue pratiquement exempte d'humidité. La difficulté de mise en œuvre réside essentiellement dans les points suivants :

- le flux d'azote doit être laminaire, afin de ne pas introduire de vibrations sur la plaquette,
- le flux doit être suffisamment important pour saturer localement l'atmosphère en azote, sans toutefois introduire de vibrations au niveau des pointes,
- une évacuation efficace de l'azote doit être mise en place pour des raisons évidentes de sécurité, ce qui implique également une meilleure étanchéité des parois ou l'introduction locale d'une cloche entourant plaquette et pointes de mesures.

La mise en œuvre s'avérait donc délicate, lourde et coûteuse, au vu de la consommation importante d'azote qu'auraient nécessité des mesures de longue durée. Au regard des performances finales excellentes du banc de mesure, nous avons donc considéré que cette étape n'était pas indispensable dans le cadre de ce travail.

3.2.1.5 Mise en place d'une table anti-vibratoire

De manière surprenante, le déplacement de personnes à proximité du banc de mesures provoquait des perturbations importantes sur les mesures de courants, ceci pour deux raisons évoquées précédemment, à savoir d'une part les perturbations électrostatiques dues aux mouvements des charges stockées par les personnes dans leurs vêtements (cette perturbation sera éliminée par l'utilisation d'une cage de Faraday double blindage), et d'autre part, par les vibrations mécaniques générées.

Cette dernière perturbation a pu être éliminée de façon extrêmement efficace par l'introduction d'une table anti-vibratoire, constituée d'un plateau suspendu sur coussin d'air et comportant une régulation de niveau, de sorte que le plateau même chargé reste stable dans sa position initiale de réglage. Cette table est visible sur la photographie de la station sous pointes de la **Figure 3.5** p.34.

3.2.1.6 Mise en place d'une cage de Faraday double blindage

[Analog Devices], [Counts 1991], [Mardiguian 1998],
[Mc Donald 1986], [Yeager 1998], [Keithley 2000]

La cage de Faraday initialement utilisée s'est avérée insuffisante pour limiter l'influence des sources extérieures de perturbations électromagnétiques. Nous avons donc conçu une cage de Faraday double blindage, constituée de deux caissons métalliques conducteurs, isolés l'un de l'autre par une structure en bois sec de plusieurs centimètres d'épaisseur, de sorte que les parois métal-



Figure 3.5: Photographie de la cage de Faraday conçue pour le banc de mesures bas bruit.

liques sont séparées par une épaisseur suffisamment importante pour limiter les effets capacitifs (Voir **Figure 3.5**).

L'enceinte extérieure est connectée à la *terre* du secteur, à la fois pour des raisons de sécurité évidentes, mais également pour servir de *terre* à la cage de Faraday¹ et aux appareils de mesures.

La cage intérieure est connectée via un câble de très grosse section (tresse de masse) au plan de masse de la station sous pointes. Par convention, nous utiliserons le terme *masse* pour la référence des mesures. Le potentiel de masse correspond donc au potentiel de référence des appareils de mesures, ou encore au potentiel de la cage intérieure et du plan de masse de la station sous-pointes. Le potentiel de *masse* est donc à différencier du potentiel de *terre*, correspondant au potentiel de la cage extérieure reliée à la *terre* du secteur.

La cage intérieure est gardée flottante durant toutes les mesures. De cette manière, les plans métalliques des parois extérieures absorbent la majorité des perturbations électromagnétiques, protégeant l'enceinte intérieure, mais peuvent fluctuer en potentiel réel en raison de la mauvaise

¹Voir également § 3.2.1.8.

qualité de la terre du secteur.

La cage intérieure constitue un plan de masse conséquent et une référence pour la mesure. Cependant, les câbles coaxiaux ont également leur gaine extérieure connectée au plan de masse, sans avoir, comme les câbles triaxiaux une gaine supplémentaire reliée à la cage extérieure et donc à la terre (ce qui limite l'influence des parasites extérieurs sur le câble de garde). Des perturbations parasites peuvent donc être introduites par la gaine extérieure des câbles coaxiaux, de sorte que le potentiel du plan de référence peut varier. Ceci est cependant sans conséquence sur la mesure, puisque c'est la référence des mesures toute entière qui fluctue.

Le plan de masse de référence constitue aussi la référence pour l'application des tensions de polarisation de la structure de test, de sorte que toute variation de potentiel du plan de masse décale la référence des mesures, mais aussi des sources de courant/tension. Les écarts relatifs qui seuls nous intéressent sont alors conservés. Cette méthode est aussi celle préconisée par KEITHLEY pour l'optimisation des mesures de courant [Yeager 1998].

La différence de potentiel entre les deux caissons peut varier fortement en fonction des perturbations extérieures, sans autre limitation que les sécurités prévues par les appareillages de mesures. Pour cette raison, nous avons introduit un système de sécurité, court-circuitant les deux enceintes au moment de l'ouverture des portes d'accès à la station. De cette manière, la cage intérieure, si elle est chargée, peut se décharger instantanément dans la terre.

Parmi les nombreux éléments pris en compte lors de la mise en place du banc de mesures, l'influence du changement de la cage de Faraday a été le plus remarquable sur la réduction du bruit de mesure. Changer les appareils de test a également permis de gagner en résolution de mesure, mais relativement peu en comparaison du gain réalisé par l'association des appareils de test et de la cage de Faraday double blindage.

3.2.1.7 Choix des appareils de mesures

[Keithley 1987], [Keithley 1982], [Keithley 1996], [Keithley 2000b]

Comme présenté plus haut, la source de tension KEITHLEY 230 permettait de délivrer une tension continue sur une large gamme de potentiels, mais par pas minimal de 5 mV . Ceci était limitant pour l'acquisition de caractéristiques nécessitant des pas plus petits, comme c'est le cas pour celle des caractéristiques des transistors de mesure. Ce modèle 230 est aussi une source de tension uniquement. Or, pour l'étude de nos structures dans des conditions de stress, il est nécessaire de commuter d'un mode source de tension à source de courant et vice-versa.

L'utilisation du modèle 230 comme source de tension, imposait alors de changer de source pour l'application de courants, et donc de modifier le câblage, ce qui ne pouvait se faire sans modifier la position des pointes (ce qui bien évidemment n'est ni très pratique, ni très fiable,

puisque ceci demande de nombreuses modifications de configurations de test). De plus, un tel procédé ne peut pas être automatisé (sauf utilisation d'une matrice de commutation). Finalement le modèle 230, bien que présentant une précision de $50 \mu V$, s'est avéré ne pas être suffisamment stable dans le temps, dans le cas de mesures de longue durée.

Nous avons donc remplacé cette source de tension par un multimètre KEITHLEY 2400 de la nouvelle génération d'appareils de test. Ce choix a été réalisé en considérant plusieurs avantages :

- Sa résolution en source de tension est plus faible et sa précision plus grande,
- Le modèle 2400 présente également une source de courant de bonne définition permettant de réaliser des stress en courant,
- Il dispose d'une sortie 4-fils, permettant de tenir compte de l'impédance des fils et des pertes en lignes lors de l'application de tensions. Cette fonction sera utilisée pour la polarisation de la source du transistor de mesure en *mesures grille flottante de longue durée*.
- La source 2400 s'est avérée être beaucoup plus stable dans le temps que la source 230.

L'électromètre KEITHLEY 617 a été remplacé par un modèle de nouvelle génération KEITHLEY 6517 A présentant une meilleure résolution en courant. Le second objectif visé était de diminuer la tension de flottement ("*Voltage Burden*") introduite par l'appareil au cours de mesure de courants. Un appareil parfait introduirait une tension parfaitement nulle entre les deux points de contact. Le modèle 617 introduisait une tension de flottement garantie inférieure au mV , ce qui dégradait néanmoins de façon importante les caractéristiques de la chaîne de mesure lorsqu'une source de tension précise telle que le KEITHLEY 230 présentant une précision de $50 \mu V$ était placée en série. Le modèle KEITHLEY 6517 A présente une tension de flottement garantie inférieure à $20 \mu V$, ce qui n'est plus dégradant pour la mesure. Les caractéristiques principales de ce modèle sont données **Figure 3.9** p.39.

3.2.1.8 Choix des câbles et connexions

[Counts 1991], [Mardiguan 1998]

Afin de limiter les effets triboélectriques dans les câbles et d'augmenter les performances de la chaîne de mesures, les câbles coaxiaux initiaux ont été remplacés par des câbles bas bruit, dont la tresse de masse est graphitée, afin de limiter les frottements internes de la tresse.

Parmi les sept pointes mises en place sur la station, trois ont été montées en triax bas bruit, et quatre en coax bas bruit.

La connexion aux appareils de mesures est réalisée classiquement, par des connecteurs compatibles avec les appareils de mesure. Du côté des pointes, les connexions sont réalisées en reliant le cœur des câbles coaxiaux et triaxiaux aux bras porte-pointes des micromanipulateurs. Ces bras, réalisés au laboratoire, sont constitués de deux parties en laiton, l'une servant de support,

l'autre de liaison entre le câble et la pointe. Les deux parties sont maintenues ensemble par un tube de téflon², permettant à la fois l'isolation électrique et la liaison mécanique. Les bras et les connexions sont visibles sur la photographie **Figure 3.6**.

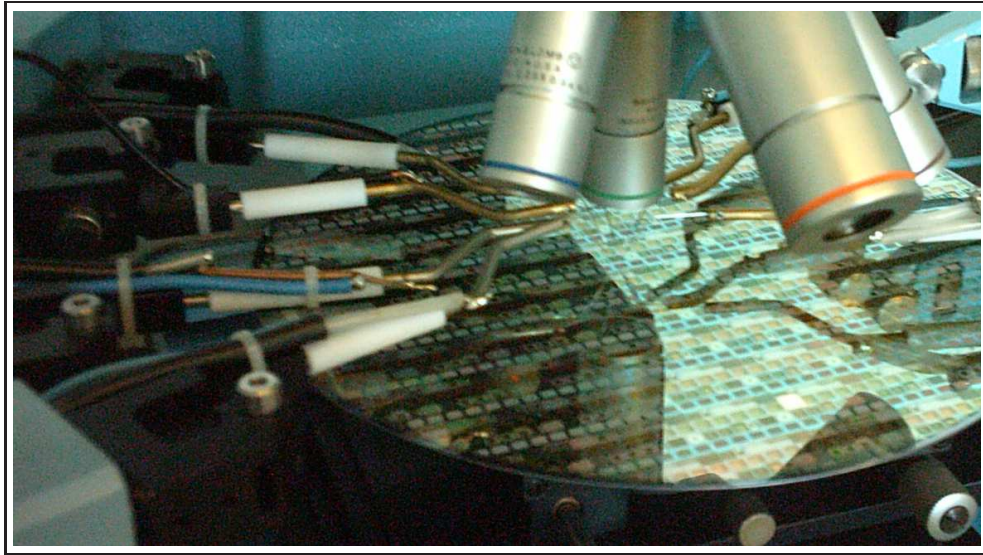


Figure 3.6: Photographie des bras portes-pointes et des connexions des câbles.

Dans le cas des câbles coaxiaux dédiés, la tresse de masse est reliée directement au potentiel de référence de la mesure. Dans le cas des câbles triaxiaux, c'est la gaine médium de garde qui sert de référence à la mesure. La tresse de masse de ces derniers est connectée à la terre via l'enceinte extérieure de la cage de Faraday. Une représentation schématique en est donnée **Figure 3.7**.

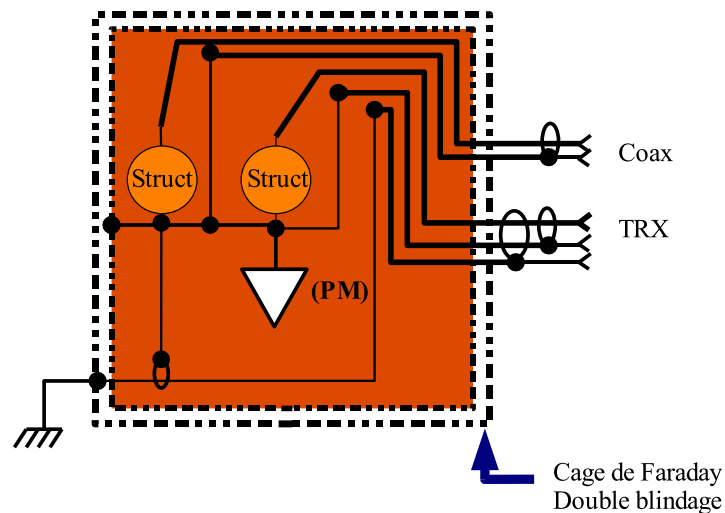


Figure 3.7: Schéma électrique représentant la connexion finale des câbles coaxiaux et triaxiaux du banc de mesures.

Afin d'éviter les boucles de masse, les six câbles dédiés voient leur gaine de référence connectée

²En blanc sur la photographie **Figure 3.6**.

au plan de masse commun (noté "(PM)" sur le schéma de la **Figure 3.7**) constitué par le support des micromanipulateurs. Ce dernier est relié à l'enceinte intérieure de la cage de Faraday par un câble de grosse section. On obtient de la sorte un branchement en étoile. Pour les même raisons, les deux gaines médium des câbles triaxiaux dédiés, sont connectés au même point (PM) de la cage intérieure, tandis que leur gaines de masse sont reliées à la cage extérieure.

Une précaution supplémentaire a été prise en isolant la portion de câble ramenant la terre de l'enceinte extérieure jusqu'aux câbles triaxiaux, par une gaine placée au potentiel de référence de la cage interne, comme montré **Figure 3.7**. Ceci évite de répercuter les fluctuations possibles du potentiel de la cage extérieure à l'intérieur de la cage. Cette précaution bien que mineure a contribué à l'amélioration les performances du banc de mesures de façon mesurable.

3.2.1.9 Élimination des boucles de masse

[Mardiguan 1998], [Counts 1991]

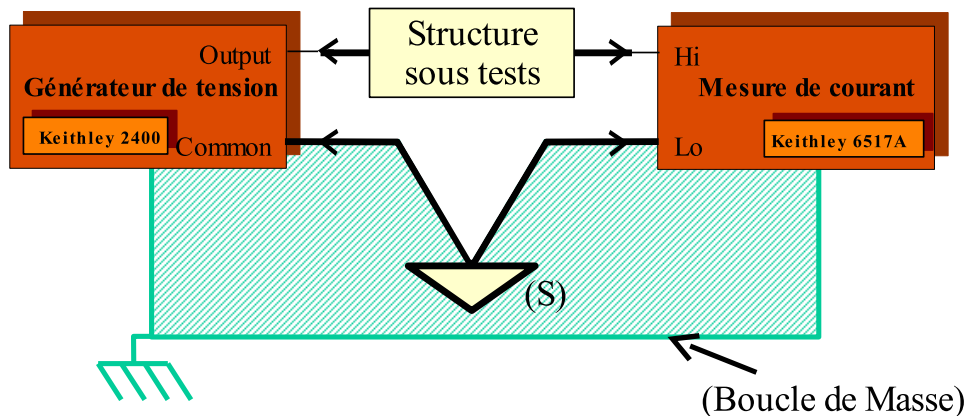


Figure 3.8: Exemple de boucle de masse introduite par le câblage des appareils de mesures (contour de la surface hachurée).

En connectant plusieurs appareils entre eux, il est possible de définir un ou plusieurs chemins de conduction réalisant des boucles fermées. Bien que nécessaires, ces boucles sont la source de perturbations électromagnétiques induites. En effet, un champ magnétique variable passant à travers une boucle induit des courants dans cette dernière. Ces courants sont d'autant plus importants que la boucle présente au champ magnétique une surface importante. Lorsque cette boucle est réalisée par les câbles et plans de masse, elle est appelée boucle de masse ou boucle de mode commun. Les courants induits sont pénalisant de deux façons :

- premièrement, ils peuvent se superposer au courant que l'on cherche à mesurer et ainsi fausser les résultats,
- deuxièmement, un conducteur n'ayant jamais une impédance nulle, les courants induits sont à l'origine d'un gradient de potentiel le long de la boucle. La référence des mesures

est ainsi faussée et les mesures s'en trouvent dégradées.

Il est donc nécessaire de veiller, dans les configurations de câblage, à éliminer ces boucles non désirées. La **Figure 3.8** donne un exemple de boucle de masse pouvant être réalisée par deux appareils de mesure. Dans le cas présenté, la masse et la terre sont reliées ensemble, au niveau des appareils de mesure, de sorte qu'une boucle de masse est réalisée entre ces derniers par les câbles.

Sur les chemins de conduction nécessaires, les câbles sont souvent torsadés, ce qui permet alors de présenter de très faibles surfaces induisant des courants opposés, avec pour effet de pratiquement annuler le courant induit résultant. Le contact des câbles les uns avec les autres introduit cependant des couplages plus importants entre fils torsadés dans le cas où des courants élevés y transitent, ce qui pour certaines applications peut s'avérer néfaste. Ceci introduit également des capacités parasites formées par les cœurs des câbles et les isolants, ce qui présente un inconvénient supplémentaire. La solution la plus efficace consiste à utiliser des câbles de faible longueur afin de diminuer la surface des boucles éventuelles, et de réaliser un branchement en étoile, en ramenant tous les fils de masse en un même point, dans notre cas sur le plan de masse de la station sous-pointes.

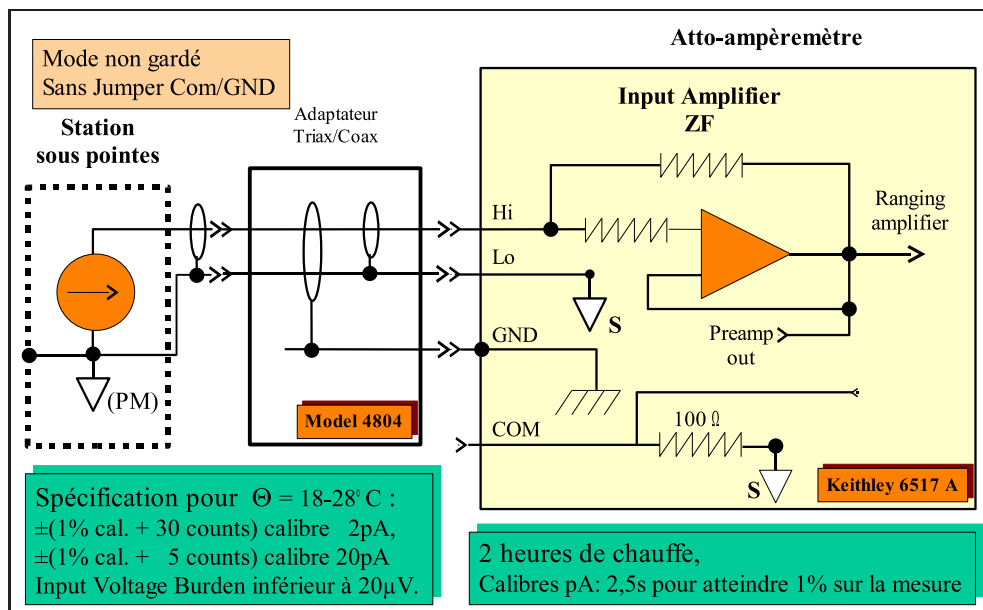


Figure 3.9: KEITHLEY 6517 A : Présentation du schéma électrique de l'étage d'entrée du mode ampèremètre et résumé des spécifications techniques.

Pour des raisons de sécurité, les châssis des appareils de test sont par défaut reliés à la terre du secteur. Si pour deux appareils, les masses de références internes sont connectées au châssis, on a par l'intermédiaire des câblages une boucle de masse comme présenté **Figure 3.8**. Les mesures ainsi réalisées sont fortement bruitées et peuvent être fluctuantes. Afin d'éviter un tel désagrément, il est possible de découpler complètement la masse de la terre. Ceci est réalisé en

débranchant sur les appareils, les deux "*ponts*" (Jumper) connectant le châssis (la terre) et la borne "*Lo*" reliée directement à la référence des mesures (masse)³ (Voir **Figure 3.9**).

La **Figure 3.9** présente en exemple, les caractéristiques principales du KEITHLEY 6517 A ainsi que le schéma de l'étage d'entrée de l'appareil en mode ampèremètre. On y remarque en particulier que le point d'entrée "*Lo*" de l'ampèremètre est directement connecté à la masse de référence "*S*". Ce plan de masse est relié via une faible résistance de $100\ \Omega$ à la borne "*COM*" ("*Common*") de l'appareil. De son côté, la terre est directement reliée au châssis et à la borne "*GND*" ("*Chassis Ground*"). Il est donc possible de relier ou non les deux bornes "*COM*" et "*GND*" suivant l'application voulue. L'appareil KEITHLEY 2400 présente la même fonctionnalité.

3.2.1.10 Mise en place d'un onduleur et de filtres secteurs

De nombreux parasites sont introduits par l'alimentation secteur (fluctuations de la tension, signaux divers, bruit important). Nous avons donc protégé les appareils de mesures de ces parasites en introduisant un filtre secteur qui est en fait un filtre passe-bande de faible largeur centré sur $50\ Hz$. Ce dernier vient en amont d'un onduleur, permettant de stabiliser la tension d'alimentation à $230\ V$. Les deux appareils se sont avérés être nécessaires. Le filtre est placé en amont pour éliminer une majorité de fluctuations pouvant se répercuter sur l'onduleur.

3.2.1.11 Mise en place d'une pointe automatisée

La technique de la grille flottante nécessite de poser une pointe sur la structure de test afin de charger la grille de la capacité tunnel, puis de relever cette même pointe afin de mettre la grille en potentiel flottant (Voir détails § 3.3.2). Afin d'éviter de perturber la structure ainsi chargée par l'influence de la lumière, de bénéficier de la cage comme protection contre les perturbations électromagnétiques et électrostatiques et d'éviter des vibrations inutiles lors de la fermeture de la porte de la cage, nous avons eu recours à l'utilisation d'un micro-manipulateur automatisé, que l'on peut actionner de l'extérieur de la cage de Faraday. Il est ainsi possible de lancer une mesure grille flottante avec la cage fermée, ce qui permet de réaliser des temps d'application du potentiel de chargement sur la grille beaucoup plus faibles et reproductibles. La structure de test est ainsi moins stressée, ce qui pour notre étude est fondamental.

3.2.1.12 Installation d'une climatisation

Lors des mesures de rétention, l'acquisition des données peut s'étaler sur une durée très longue, durant laquelle la structure, dont la grille flottante a été initialement chargée, est laissée flottante. Le courant de drain du transistor de mesure, qui représente l'image du potentiel de grille

³La masse interne ou référence interne des mesures pour les appareils de tests, est représentée par le triangle (**S**) sur la schéma de la **Figure 3.9**.

flottante, est alors mesuré en continu, et ce sur une durée qui peut aller jusqu'à plusieurs semaines (Voir § 3.3.2)(nous avons réalisé des mesures jusqu'à 50 jours). Lors des premières campagnes de mesures, nous avons observé des oscillations du courant de drain avec une période de 24 heures que nous avons rapidement pu corrélérer avec les variations de la température ambiante du laboratoire. En effet, la température influant sur les modes de conduction de l'oxyde tunnel et sur la caractéristique du transistor de mesure, ses fluctuations se répercutent directement sur le courant mesuré. L'installation d'une climatisation dans la salle de mesures a permis d'obtenir des caractéristiques grille flottante (I-t) beaucoup plus stables, conduisant à des extractions de grille flottante (I-V) plus régulières.

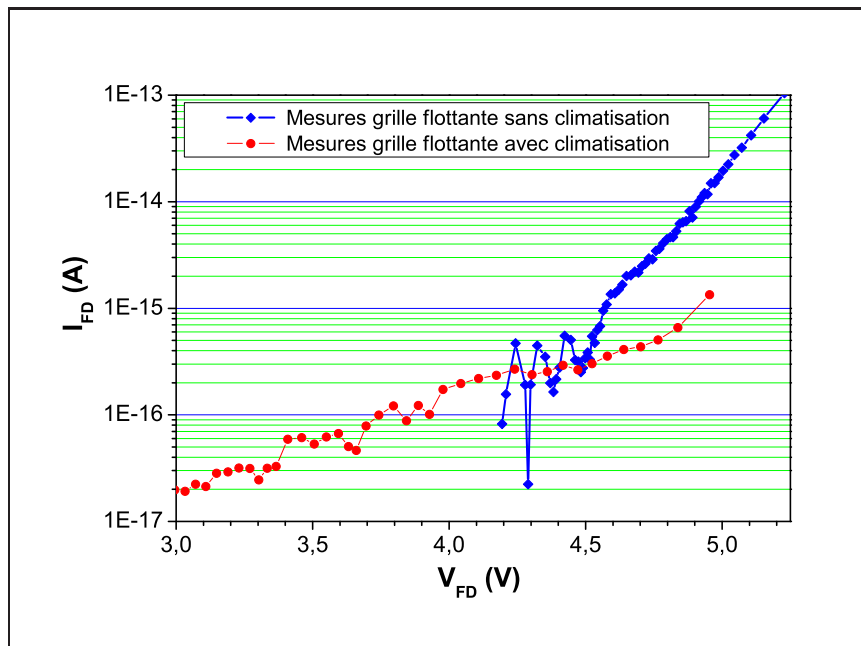


Figure 3.10: Caractéristiques obtenue par la technique de la grille flottante, avec et sans climatisation. On remarque sur la caractéristique réalisée sans la climatisation, des oscillations dont la période correspond à 24 heures de mesures. La seconde caractéristique réalisée avec climatisation présente des fluctuations moins importantes qui ne peuvent être corrélées avec des variations de température. $S = 19\,360\ \mu\text{m}^2$

La **Figure 3.10** présente les caractéristiques I-V extraites des mesures de grille flottante. Sans la climatisation, on voit très nettement les oscillations correspondant à une période de 24 heures de mesures. Après la mise en place de la climatisation, aucune corrélation entre les fluctuations résiduelles des caractéristiques et la température n'a pu être établie.

3.2.1.13 Logiciel d'acquisition

Lors de la mise en place du banc de mesures, le logiciel d'acquisition *Damarys* a été entièrement développé en vue d'optimiser les mesures et d'automatiser les acquisitions des caractéristiques I-V, de *Grille Flottante*, les acquisitions temporelles I-t, V-t, les séquences de stress

ou encore les phases d'initialisation et de contrôle des filtres des appareils de mesure. Nous ne présenterons pas de façon détaillée ce logiciel, mais plusieurs diagrammes fonctionnels de même que des captures d'écran sont présentés en **Annexe B**.

Ce logiciel, développé sous LabView™ présente une interface graphique conviviale (voir les captures d'écrans en **Annexe B Figure B.5** et **B.6** p.XII). Il est composé de deux parties indépendantes (un diagramme général présentant la structure globale du logiciel est donné en **Annexe B** p.IX et suivantes.).

- La première partie gère l'acquisition des caractéristiques $I_{DS}(t)$ pour la technique de la grille flottante entre autres, et intègre le protocole d'acquisition propre à cette technique (Voir **Figure B.3**).
- La seconde partie permet, soit l'acquisition de caractéristiques I-V, soit la réalisation de séquences Stress/I-V. Ces dernières permettent l'acquisition des caractéristiques d'évolution dans le temps I-t ou V-t durant chaque phase de stress en tension ou en courant respectivement et conduisent à l'obtention de réseaux de caractéristiques courant/tension mesurées après chaque étape de stress (Voir **Figure B.4**).

Chaque module d'acquisition fait appel à des pilotes d'appareils de mesures, via un protocole IEEE. Les pilotes ("*drivers*") ont également été développés durant ce travail sous LabView™, en vue de l'application.

3.2.2 Résultats obtenus

La mise en place du banc de mesure, le développement du logiciel d'acquisition ainsi que la mise en œuvre et la validation de la technique de la *Grille Flottante* ont nécessité plus de 18 mois de travail, d'analyses, de vérifications, d'optimisation, durant lesquels nous avons pu tester de nombreuses configurations et déterminer les conditions optimales pour l'acquisition des caractéristiques de mesures I-V en particulier, mais également pour la technique de la *Grille Flottante*, qui s'est avérée être plus exigeante que les mesures directes en termes de précautions expérimentales.

Concernant l'acquisition en mesures directes des caractéristiques I-V, le but a été atteint puisque des résolutions de quelques 10^{-16} A ont été obtenues, comme le montre la **Figure 3.11**. Il est possible d'observer sur ce graphique la quantification de la mesure réalisée par le multimètre KEITHLEY 6517 A. Ceci démontre que le banc mis en place ne limite pas la mesure de courant, puisque la résolution de l'appareil de mesure est atteinte et que les bruits parasites ont été considérablement diminués.

Les mesures directes en mode de séquençements automatiques, atteignent une résolution de 2.10^{-15} A (Voir **Figure 3.11**), soit encore inférieure aux meilleures performances obtenues en

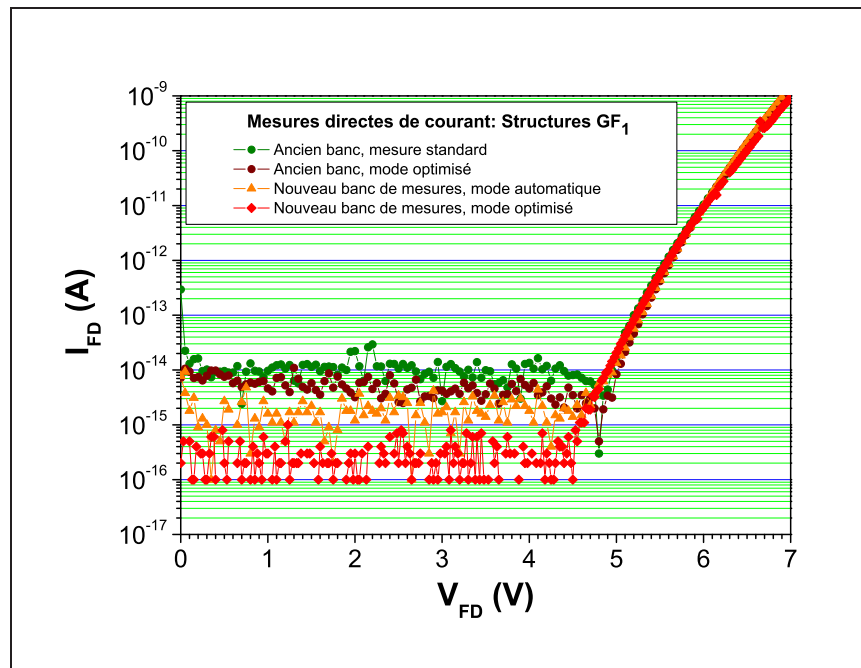


Figure 3.11: Courbes expérimentales $I_{FD}(V_{FD})$ comparant la résolution des mesures de courant tunnel obtenues sur le banc initial (\bullet) et sur le nouveau banc : en mode automatisé (\blacktriangle), et en mode optimisé (\blacklozenge). $S = 19\,360\ \mu\text{m}^2$

mode direct optimisé du banc initial, et avec une stabilité accrue à la fois du point de vue des performances (niveau de bruit régulier et stable) et dans le temps (il n'y a plus de dérive de la mesure notable dans le temps⁴).

La perte de résolution constatée pour le mode de séquençements automatiques provient de deux facteurs :

- les "Offsets" des appareils de mesures ne sont initialisés que lors de la programmation des séquences d'I-V ; le décalage relatif à vide (offset initial de la mesure) n'est pas pris en compte,
- les appareillages étant contraints de basculer du mode courant (mesure ou application) au mode tension et vice versa, les incertitudes sur les offsets internes des appareils de mesures sont augmentées.

3.2.3 Conclusion

La chaîne de mesure mise en place durant la première partie de cette thèse permet d'atteindre en mode optimisé la résolution des appareillages. Elle a permis en particulier de gagner une décade dans la mesure du courant par rapport à la configuration précédente, pour atteindre une résolution de quelques $10^{-16}\ \text{A}$ en mode optimisé. Quant aux acquisitions en mode programmé, elles présentent une grande stabilité dans le temps, de même qu'une excellente reproductibilité,

⁴Les acquisitions de réseaux I-V/Stress peuvent en effet s'étaler sur plusieurs jours en continu.

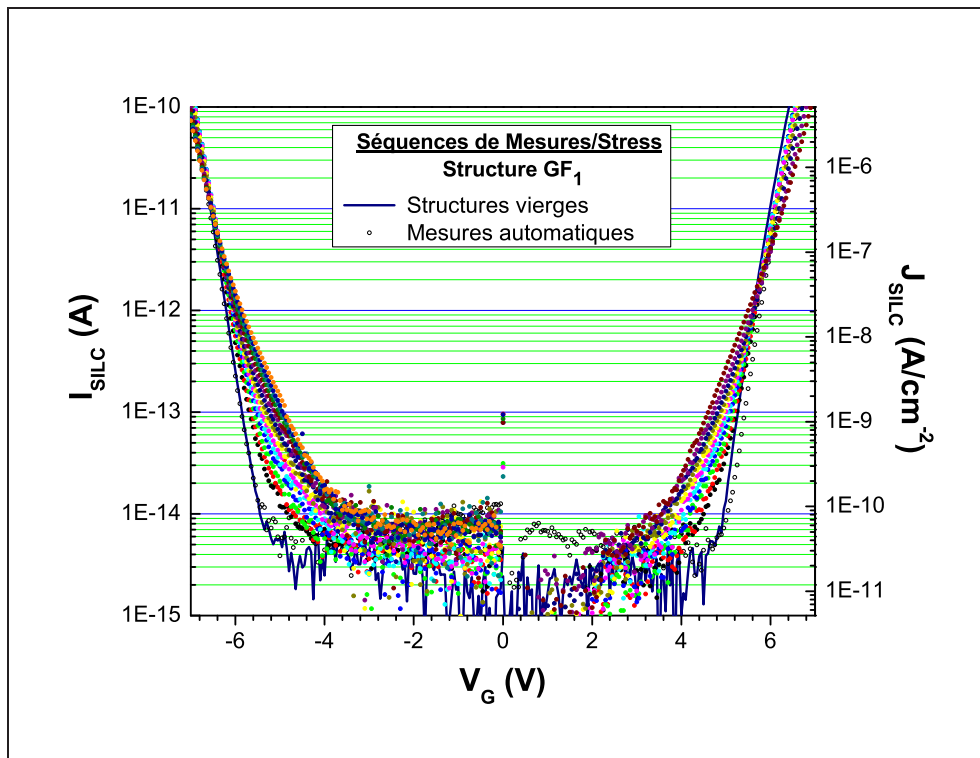


Figure 3.12: Exemple de réseaux de caractéristiques présentant des séquences d'acquisition I-V alternées avec des stress à courant constant, réalisées en mode automatique sur le nouveau banc. Les réseaux de caractéristiques pour les potentiels positifs et négatifs ont été réalisés sur deux structures différentes. $S = 19\,360\ \mu\text{m}^2$

tant pour les mesures directes que pour la technique de la grille flottante (Voir § 3.3.3).

3.3 Technique de la grille flottante

La plupart des techniques de mesures électriques développées à des fins d'analyses de phénomènes physiques est basée sur des mesures de courants ou d'impédances. Du fait de la réduction des dimensions des composants micro-électroniques, la diminution des courants et des différentes grandeurs électriques impose l'utilisation de techniques de mesures de plus en plus fines et sensibles.

Dans les mémoires EEPROM, en situation de rétention, c'est-à-dire en l'absence de polarisation extérieure, l'oxyde tunnel se trouve soumis au champ électrique généré par la charge stockée sur la grille flottante. Dans le cas de structures peu dégradées, sous l'action de ce champ qui reste faible (2 à 3 MV/cm), les courants de fuite responsables de la perte de charge sont également très faibles et inférieurs à la limite de résolution des appareillages de mesure, même pour des structures de test de grandes dimensions.

La résolution des appareils de mesures de courants les plus performants est de l'ordre de

quelques 10^{-16} A, ce qui est très remarquable. Cette résolution apparaît cependant insuffisante. Il est donc nécessaire de développer des techniques de mesures alternatives permettant d'atteindre des niveaux de courants inférieurs à l'atto-ampère. C'est dans ce but que nous avons mis en œuvre la technique de la Grille Flottante (TGF).

Dans ce chapitre, nous présentons cette technique adaptée à l'étude de nos structures capacitives de test. Nous soulignerons les forces et les faiblesses de cette technique ainsi que ses limites. Nous présenterons également les précautions à prendre tant au niveau des procédures expérimentales que du développement des algorithmes d'extraction.

3.3.1 Bref historique

A l'origine proposée par GAENSSLEN et *Al.* [Gaensslen 1980], la technique de la grille flottante a par la suite été utilisée pour étudier la dégradation des oxydes de grille et la dérive de la tension de seuil de transistors dégradés par l'injection de porteurs dans l'oxyde [Nissan-Cohen 1986]. Elle a en particulier été utilisée pour l'étude des défauts induits dans les transistors MOS [Marchetaux 1990], [Vuillaume 1992], [Vuillaume 1992b], lors de l'injection de porteurs chauds [Doyle 1993], [Saks 1986]. Elle a permis également la mesure de très faibles courants tunnel [Fishbein 1991] ou encore du potentiel électrochimique de structures capacitives à hétérostructures [Zeller 1986]. LEANG-SE et *Al.* [Leang 1995], [Leang 1995b] ont proposé une amélioration de la technique de la grille flottante dans le cas de l'étude de l'injection de porteurs chauds dans les MOSFETs, de même que THUINHOUT et *Al.* [Tuinhout 1996] dans le cadre de l'étude de structures capacitives.

Plus récemment, DE SALVO et *Al.* ont utilisé cette technique pour étudier les courants de fuites induits par les contraintes électriques sur des structures de type capacitif proches de celles que nous avons utilisées [De Salvo 1998], [De Salvo 1999], [De Salvo 1999b].

3.3.2 Principe de la technique de la grille flottante

La technique de la Grille Flottante permet d'accéder par *mesures indirectes* à des courants très faibles. Elle est basée sur la mesure du potentiel de la grille d'une capacité MOS, préalablement chargée puis rendue flottante. La mesure du potentiel de grille flottante se fait de façon indirecte grâce à un transistor CMOS dont la grille est connectée à la grille flottante. Le transistor CMOS dit "de mesure" joue alors le rôle d'un convertisseur tension-courant, les variations temporelles de son courant de drain étant en effet régies par celles de la charge stockée sur sa grille, donc sur la grille flottante de la capacité MOS d'étude.

La **Figure 3.13** illustre le principe de correspondance entre la charge stockée sur la grille flottante Q_F et le potentiel de grille flottante V_{FD} induite par les charges stockées ; à un potentiel

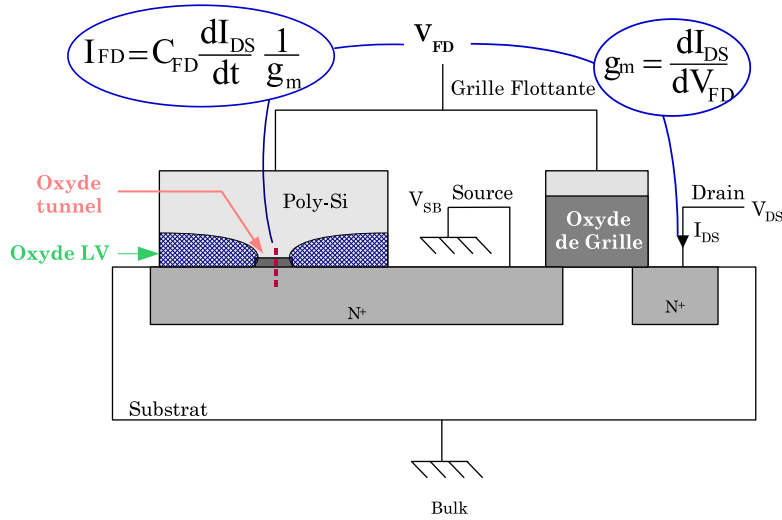


Figure 3.13: Principe de correspondance entre le potentiel V_{FD} de grille flottante, le courant de drain I_{DS} du transistor de mesure et le courant de conduction I_{FD} entre la grille flottante et le drain.

de grille flottante donné, correspond un courant de drain I_{DS} , via la transconductance g_m du transistor de mesure (à condition bien sûr, qu'une différence de potentiel V_{DS} soit appliquée entre le drain et la source de ce transistor). Ainsi, à tout instant, par la mesure du courant de drain du transistor de mesure, il est possible d'accéder au potentiel V_{FD} de la grille flottante.

Si la charge stockée sur la grille flottante Q_F s'évacue vers le drain au cours du temps t , par différents mécanismes possibles de conduction, le courant de conduction I_{FD} entre la grille flottante et le drain s'exprime par la relation donnée en (3.1),

$$I_{FD} = \frac{dQ_F}{dt} = C_{FD} \frac{dV_{FD}}{dt} + V_{FD} \frac{dC_{FD}}{dt} \quad (3.1)$$

C_{FD} est la capacité de la structure de test entre la grille flottante et le drain. Dans le cas particulier de nos structures de test, elle est formée par l'association en parallèle de la capacité d'oxyde tunnel C_{tun} , de la capacité d'oxyde de grille LV C_{LV} , et de celle du transistor de mesure C_{FB} , soit :

$$C_{FD} = C_{tun} + C_{LV} + C_{FB} \quad (3.2)$$

La capacité C_{FB} du transistor de mesure est négligeable, inférieure à 0,5% de C_{FD} . En supposant que seule la capacité de l'oxyde tunnel varie en fonction de V_{FD} , à capacité C_{LV} constante et indépendante de V_{FD} , le courant I_{FD} s'exprime par :

$$I_{FD} = \frac{dQ_F}{dt} \simeq (C_{tun} + C_{LV}) \frac{dV_{FD}}{dt} + V_{FD} \frac{dC_{tun}}{dt} \quad (3.3)$$

La **Figure 3.14** présente les différentes étapes de l'extraction du courant de grille flottante :

- Le courant de drain I_{DS} du transistor de mesure est la grandeur mesurée en fonction du temps (**Figure 3.14(a)**),
- Ce courant est lié au potentiel de la grille flottante V_{FD} par la transconductance g_m du transistor de mesure (**Figure 3.14(b)**),

$$g_m = \frac{dI_{DS}}{dV_{FD}} = \frac{dI_{DS}/dt}{dV_{FD}/dt} \quad (3.4)$$

- La valeur de la capacité C_{FD} , utilisée pour le calcul du courant I_{FD} , est extrait de l'acquisition de la courbe expérimentale ou simulée $C_{FD}(V_{FD})$, dans la gamme de potentiels V_{FD} précédemment extraits (**Figure 3.14(c)**),
- Le courant I_{FD} recherché (**Figure 3.14(d)**) est finalement calculé pour chaque potentiel V_{FD} , au cours du temps t .

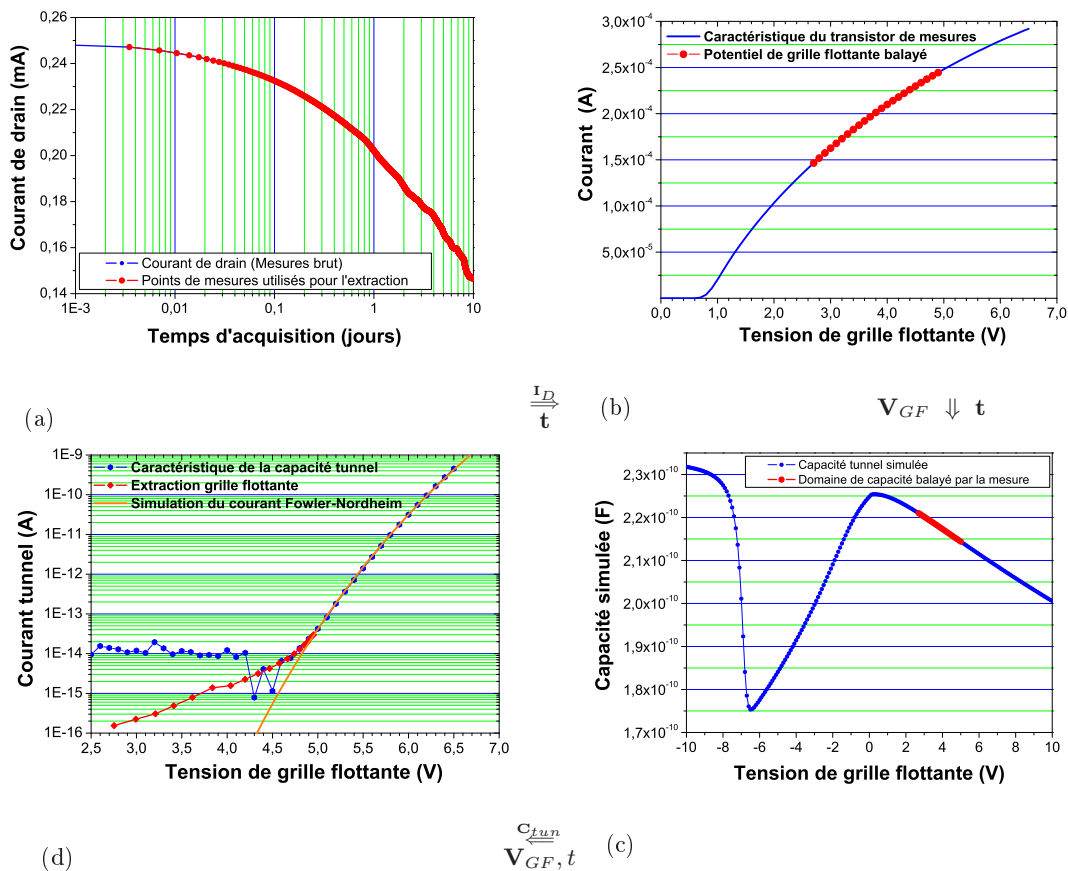


Figure 3.14: Principe de calcul du courant de fuite, extrait par la technique de la grille flottante :
 (a) Enregistrement $I_{DS}(t)$,
 (b) Correspondance courant I_{DS} /tension V_{FD} ,
 (c) Correspondance tension V_{FD} /capacité C_{FD} ,
 (d) Comparaison des caractéristiques $I_{FD}(V_{FD})$ obtenues en mesures directes et en grille flottante.
 $S = 19\,360\ \mu\text{m}^2$

L'évaluation du courant I_{FD} (**Figure 3.14(d)**) dépend donc de celle des fonctions $C_{FD}(V_{FD})$ et $I_{DS}(V_{FD})$. Lors du traitement mathématique, une première possibilité d'extraction de I_{FD}

consiste à utiliser les expressions analytiques des fonctions précédentes issues d'un modèle de capacité tunnel et d'un modèle de transistor. L'expression analytique du courant I_{FD} devient alors très complexe et dépend fortement de la précision des modèles utilisés dans le traitement.

Pour simplifier l'évaluation du courant, nous avons finalement retenu la deuxième solution consistant à utiliser directement les courbes expérimentales $C_{FD}(V_{FD})$ et $I_{DS}(V_{FD})$ pour une tension de drain V_{DS} donnée. Ces courbes sont mathématiquement lissées, afin d'obtenir par correspondance directe les valeurs de potentiel de grille flottante V_{FD} à partir des valeurs du courant de drain I_{DS} et les valeurs de capacité C_{FD} pour chaque potentiel V_{FD} considéré. Cette solution présente l'avantage de ne pas dépendre de modèles analytiques lourds, et permet une extraction précise et rapide.

3.3.3 Mise en œuvre et validation

3.3.3.1 Acquisition des caractéristiques

Au cours de la mise en œuvre de la technique de grille flottante, il est apparu que pour obtenir des mesures fiables et reproductibles, un protocole précis devait impérativement être suivi. En particulier, lorsque l'on désire analyser une structure de test vierge, aucune autre mesure ne doit avoir été réalisée antérieurement. En effet, par exemple, l'acquisition directe d'une caractéristique courant/tension de la capacité tunnel jusqu'à des tensions relativement faibles de l'ordre de 5 à 6 V suffit à générer un courant de fuite SILC observable en mesures directes dès le second balayage en tension. Lors de la réalisation de caractéristiques GF sur structure vierge, il est donc indispensable de suivre un protocole précis permettant de minimiser la dégradation occasionnée à la structure. Certains types de mesures provoquant une dégradation de la structure de test plus importante que d'autres, l'ordre choisi pour l'acquisition des différentes caractéristiques a donc également son importance. Dans le cas d'une étude complète réalisée sur une même structure de test, l'ordre des mesures réalisées est :

- ① Mesures temporelles en GF ,
- ② Acquisition directe de la caractéristique I-V de la capacité tunnel dans le sens des tensions croissantes,
- ③ Acquisition de la caractéristique $I_{DS}(V_{FD})$ du transistor de mesure pour la tension de drain utilisée lors des mesures grille flottante $I_{DS}(t)$,
- ④ Acquisition de la caractéristique C-V de la structure tunnel.
 - La mesure GF permet d'obtenir des mesures précises sur un large intervalle de potentiels, en particulier à faibles tensions.
 - La caractéristique I-V réalisée en point ② permet d'accéder aux courants à tensions élevées non explorées par la technique de la Grille Flottante.

- La caractéristique du transistor de mesures réalisée en ③, est nécessaire à l'extraction des paramètres à partir des mesures GF .
- Enfin la caractéristique C-V est réalisée en dernier point ④ car cette mesure est la moins sensible à de faibles dégradations.

Certaines précautions doivent également être prises en raison de la configuration particulière de la structure de test. Celle-ci étant une structure "*double Poly*", les mesures peuvent être faussées, lors de l'acquisition de la caractéristique $I_{DS}(t)$, si une charge non négligeable est stockée sur le *Poly 2*. En effet, en raison du coefficient de couplage capacitif A_c , cette charge peut avoir une influence sur la polarisation de la grille flottante et donc sur la mesure. De plus stocker avec précision une charge non nulle sur cette électrode de façon reproductible n'est pas possible rigoureusement. Le protocole retenu a finalement été de décharger le *Poly 2* avant chaque acquisition, en le court-circuitant au plan de masse, puis en le rendant flottant⁵.

3.3.3.2 Validation de la technique "grille flottante"

[Burignat 2001b], [Burignat 2001]

De nombreuses mesures ont été réalisées afin d'optimiser et de valider la technique de la grille flottante sur nos structures de tests.

Nous avons comparé des mesures de courant de conduction à travers l'oxyde tunnel réalisées en acquisitions directes et en acquisitions grille flottante, sur une large gamme de potentiels. Afin d'augmenter le courant de conduction à faibles champs, nous avons préalablement vieilli une structure de test afin de générer un courant SILC stable. A très forte charge injectée, une propriété du SILC est en effet qu'il atteint une "*quasi-saturation*" et reste stable dans le temps après avoir attendu un temps de relaxation suffisamment long (≥ 30 h).

Sur cette structure fortement stressée, nous avons réalisé successivement plusieurs caractéristiques GF pour des tensions initiales de grille croissantes. De cette manière, il est possible de vérifier à la fois l'équivalence des résultats dans le domaine de potentiel commun accessible par les deux méthodes, et la reproductibilité et la continuité des mesures réalisées par la technique de la grille flottante. La **Figure 3.15(a)** montre une succession de mesures GF réalisées pour des potentiels de grille flottante initiaux croissants. La dernière mesure a été réalisée sur un intervalle de tension plus large, couvrant la totalité des potentiels balayés par les mesures précédentes. Cette dernière caractéristique, ($V_G = 6,5 V$), se superpose parfaitement aux autres,

⁵La solution qui consiste à laisser durant toute la mesure le *Poly 2* à la masse, n'a pas été retenue car dans ce cas, la capacité totale est augmentée, $C_{tun} + C_{LV} + C_{FB}$ devient $C_{tun} + C_{LV} + C_{FB} + C_{CF}$. Ceci augmente la complexité à la fois de l'analyse, en imposant des mesures supplémentaires dont on peut s'affranchir et également de la modélisation, en introduisant l'influence de la capacité ONO et donc de nombreux paramètres de simulations supplémentaires. En outre, le temps nécessaire à l'acquisition de la courbe $I_{FD}(V_{FD})$, pour un même intervalle de V_{FD} , se trouve alors fortement augmenté.

ce qui permet de vérifier la reproductibilité de la technique en plus de sa continuité.

Cette dernière courbe est également comparée à la mesure directe (**Figure 3.15(b)**). La bonne conformité des courbes valide l'équivalence des résultats pour ce domaine de potentiels commun.

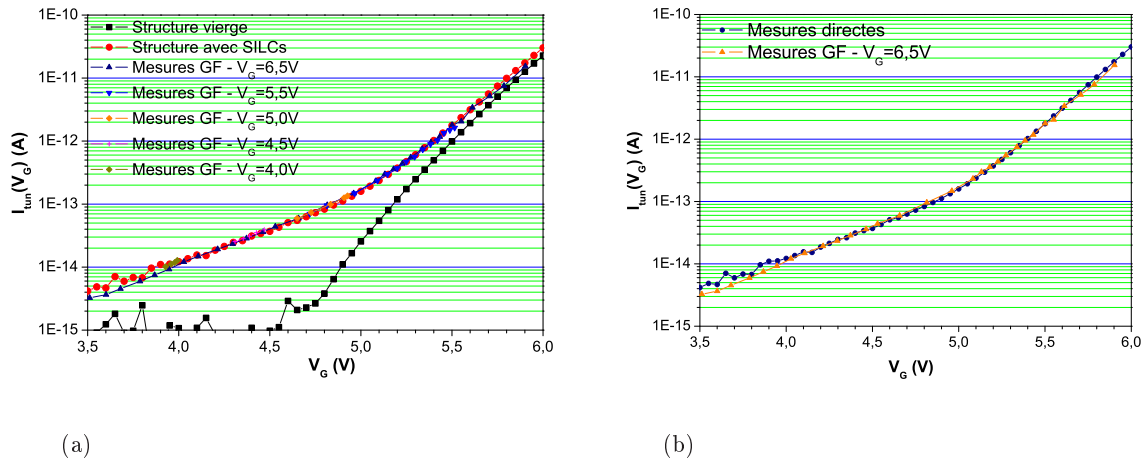


Figure 3.15: (a) Mise en évidence de la continuité de la Technique de la Grille Flottante, par réalisations successives de caractéristiques GF sur une structure préalablement stressée et relaxée.
 (b) Comparaison des mesures directes et des extractions GF.
 $S = 19\,360\ \mu\text{m}^2$

Grâce aux structures grille flottante à double transistor de mesures (NMOS et PMOS), la technique de la grille flottante peut également être utilisée pour les potentiels de grille négatifs comme présenté **Figure 3.16**. Cette dernière figure présente une caractéristique réalisée en mesures directes sur une structure vierge et une mesure grille flottante de la structure préalablement faiblement vieillie [Burignat 2000].

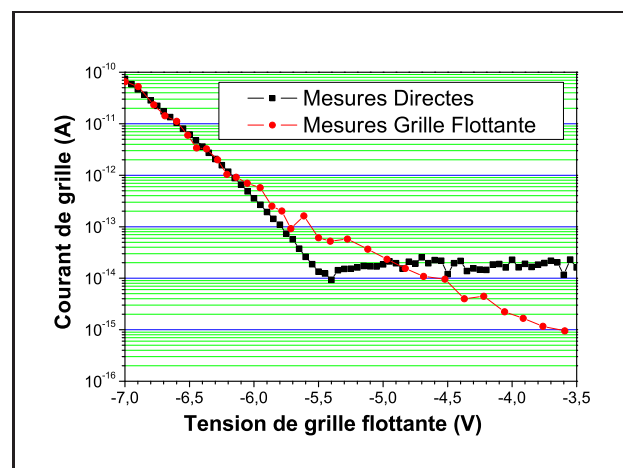
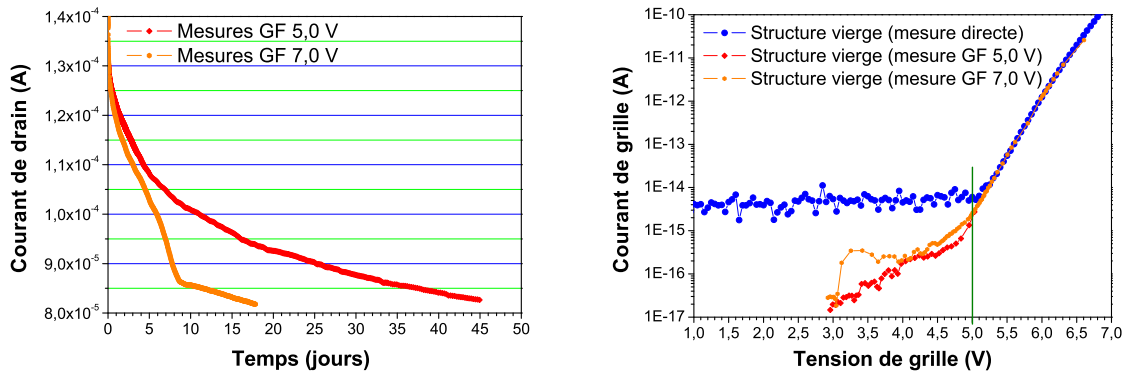


Figure 3.16: Application de la technique de la grille flottante pour le cas de potentiels de grille négatifs.
 $S = 19\,360\ \mu\text{m}^2$

3.3.4 Limitations de la Technique de la Grille Flottante

La plus grande limitation quant à l'utilisation de la technique de la grille flottante est le temps nécessaire à l'obtention des caractéristiques $I_{DS}(t)$. Étant donné qu'il est nécessaire de laisser fuir les charges stockées dans la grille flottante sous l'influence du champ électrique induit par la présence de ces mêmes charges, le temps nécessaire pour gagner en résolution devient très vite exorbitant. Par exemple, pour obtenir des caractéristiques $I_{FD}(V_{FD})$ jusqu'à un niveau de courant de 10^{-17} A sur des structures vierges, plus de 40 jours de mesures sont nécessaires.



(a) Acquisition du courant de drain du transistor de mesures, en fonction du temps.

(b) Correspondance après extraction, du courant de grille flottante, pour les caractéristiques présentées en (a).

Figure 3.17: Courant de drain du transistor de mesures lors de l'acquisition des caractéristiques GF (a) et correspondance en courant de grille extrait par TGF (b). $S = 19\,360 \mu\text{m}^2$

Pour exemple, la **Figure 3.17(a)** présente les caractéristiques d'acquisition du courant de drain du transistor de mesure, réalisées sur 45 jours et 18 jours de mesures respectivement, pour deux structures GF_1 d'une même plaquette mais à des tensions de grille de chargement initial différentes (5 et 7 V respectivement). Pour un courant de drain donné, les pentes plus importantes dans le cas de la seconde courbe traduisent des fuites plus importantes, ce qui est mis en évidence sur les courants extraits et présentés **Figure 3.17(b)**.

3.4 Techniques d'acquisition de signaux dynamiques

Un second banc de mesure, dédié à l'étude du comportement dynamique des structures EE-PROM lors de l'application de pulses de programmation en écriture et effacement, a été mis en place au laboratoire par BABOUX et *Al.* [Baboux 2004], [Baboux 2004b]. Certaines des applications utiles à notre étude sont présentées succinctement ici, en particulier la mesure du potentiel de grille flottante et du courant de programmation au cours de cycles écriture-effacement. En effet, lors des études de vieillissement réalisées sur les structures capacitatives de test GF_1 et

présentées dans le **Chapitre 6**, notre objectif était de soumettre l'oxyde tunnel à des contraintes électriques identiques à celles subies par l'oxyde tunnel au sein de la cellule mémoire lors des cycles de programmation. Il était donc nécessaire d'analyser au préalable ces contraintes.

3.4.1 Description des pulses de programmation

Lors de la programmation d'une cellule mémoire, un pulse de tension positif, tel que celui représenté sur la **Figure 3.18**, est appliqué sur la grille de contrôle lors d'une opération d'effacement, tandis qu'il est appliqué sur le drain du transistor d'état lors d'une opération d'écriture. La tension maximale V_{pp} des pulses de programmation est de l'ordre de 13 à 15 V, le coefficient de couplage capacitif entre la grille de contrôle et la grille flottante étant de l'ordre de 0,6 à 0,7.

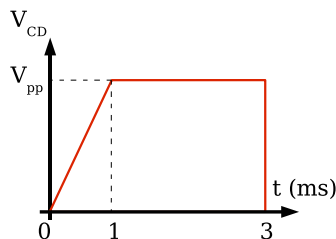


Figure 3.18: Forme générale d'un pulse de tension positif appliqué lors de la programmation d'une cellule mémoire.

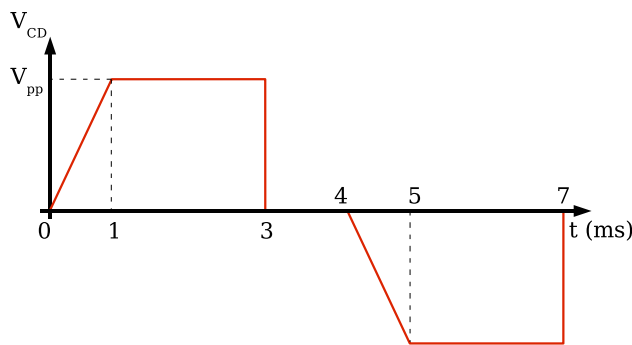


Figure 3.19: Forme générale des pulses bipolaires utilisés lors des cycles d'écriture/effacement réalisés sur la structure de test.

Dans le cas des structures de test, ce coefficient de couplage est plus faible, de l'ordre de 0,4. Pour atteindre les mêmes potentiels de grille flottante que dans une cellule, nous avons donc été amenés à appliquer des pulses dont la tension maximale atteignait 20 à 22 V. D'autre part, des pulses bipolaires symétriques représentés sur la **Figure 3.19** ont été appliqués uniquement sur la grille de contrôle (positifs pour l'effacement, négatifs pour l'écriture). Les différents paramètres temporels des pulses (temps de montée et de descente, temps de plateau) ont par contre été choisis identiques à ceux utilisés pour la programmation des cellules.

3.4.2 Mesure du potentiel de grille flottante

La grille du transistor de mesure des structures de test étant reliée directement à la grille flottante de la capacité double polysilicium, ces deux grilles se trouvent à tout instant au même

potentiel. Il est alors possible, via la caractéristique de transfert *courant de drain - tension de grille* $I_{DS}(V_{GS})$ des transistors de mesure, d'obtenir une image du potentiel de grille flottante V_{FD} , par la mesure du courant de canal des transistors de mesure.

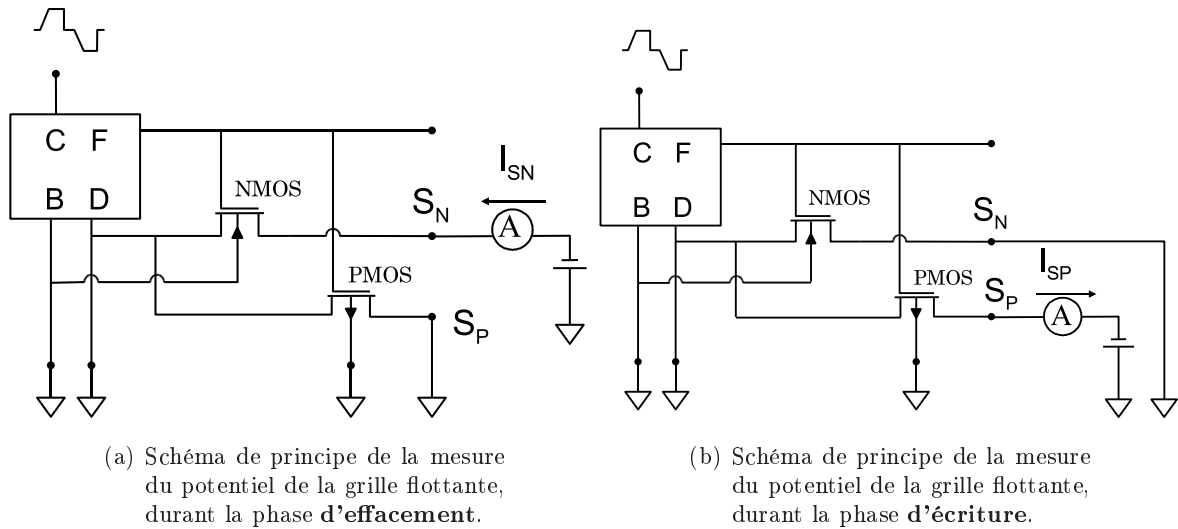


Figure 3.20: Schéma de principe de la mesure du potentiel de grille flottante en régime dynamique.

Le principe de mesure est représenté sur les schémas des **Figures 3.20(a)** et **3.20(b)**. Les terminaux (C), (F), (B) et (D), correspondent respectivement à la grille de contrôle, à la grille flottante, au substrat ("*bulk*") et au drain (implant N^+).

Le fait de disposer de deux transistors de mesure CMOS complémentaires permet de réaliser des acquisitions durant tout le cycle écriture/effacement. Durant la phase d'effacement (pulse positif : injection d'électrons depuis le drain vers la grille flottante), la grille flottante est portée à un potentiel positif ; le transistor PMOS se trouve alors bloqué tandis que le transistor NMOS est passant. Le courant de canal I_{SN} du NMOS est alors mesuré. Inversement, durant la phase d'écriture (pulse négatif : injection d'électrons depuis la grille flottante vers le drain), la grille flottante est portée à un potentiel négatif, bloquant le transistor NMOS. Le courant de canal I_{SP} du PMOS rendu passant est alors mesuré.

Les courants I_{SN} et I_{SP} sont mesurés à l'aide d'un convertisseur courant-tension rapide couplé à un oscilloscope numérique 12 bits. Le potentiel de la grille flottante V_{FD} est déduit des caractéristiques $I_{DS}(V_{GD})$ des transistors NMOS et PMOS de mesure.

3.4.3 Mesure du courant de programmation

Le drain (D) (implant N^+) étant relié au substrat (B), le courant de programmation I_{prog} est mesuré sur le drain au cours des cycles de programmation à l'aide également d'un convertisseur courant-tension rapide. Comme le montre la **Figure 3.21**, I_{prog} est la somme de plusieurs com-

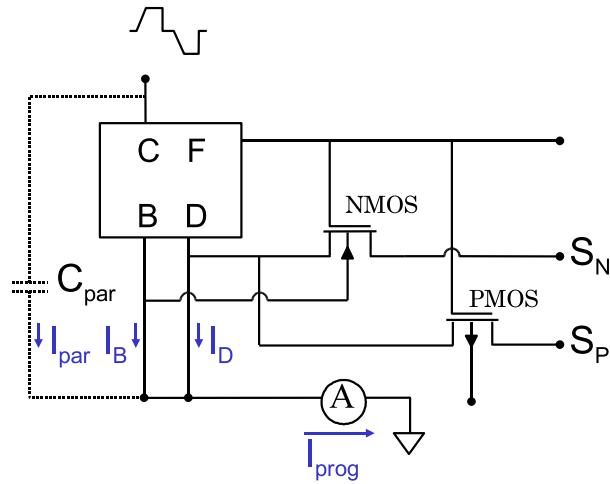


Figure 3.21: Schéma de principe de la mesure du courant de programmation.

posantes, I_B le courant de substrat, I_D le courant de drain et I_{par} un courant dû à une capacité parasite C_{par} introduite par l'utilisation d'une matrice de commutation soit :

$$I_{prog} = I_{par} + I_B + I_D \quad (3.5)$$

La capacité parasite C_{par} est accessible expérimentalement et peut atteindre quelques pF .

Conclusion

Après avoir décrit et montré la spécificité et les fortes potentialités de la structure de test EEPROM à grille flottante, les différentes techniques originales mises en oeuvre au cours de ce travail ont été présentées. Les techniques d'acquisition dynamique permettront dans le chapitre suivant d'analyser les contraintes électriques subies par l'oxyde tunnel au cours de cycles écriture-effacement. La technique de la grille flottante sera utile à l'étude expérimentale présentée dans le **Chapitre 6** et dédiée à l'analyse des courants de fuite induits par ces contraintes dans les oxydes tunnel.

Chapitre 4

Modélisations statiques et dynamiques de la structure grille flottante

Introduction

Dans ce chapitre, nous présentons les différentes modélisations de base de la structure de test "grille flottante". Elles ont été réalisées sur des structures vierges non dégradées dans l'objectif d'extraire leurs paramètres physiques. Une connaissance précise de ces paramètres est en effet nécessaire aux études consacrées à l'analyse du vieillissement de l'oxyde tunnel et de son impact sur le fonctionnement de la cellule mémoire. Seront abordées successivement :

les modélisations statiques :

- de la caractéristique capacité-tension C-V de l'empilement Implant N+/oxyde tunnel-oxyde LV/Poly1 permettant l'extraction des paramètres physiques de la structure : épaisseur électrique d'oxyde tunnel, tension de bandes plates, dopages, champ électrique dans l'oxyde,
- de la caractéristique de conduction courant-tension I-V de l'empilement Implant N+/oxyde tunnel/Poly1. Cette modélisation servira de base pour la mise en oeuvre de celle des courants SILC et du transport en présence de pièges dans l'oxyde tunnel, qui sera présentée dans le **Chapitre 5**.

la modélisation dynamique :

- de la structure de test conduisant à des expressions analytiques des variations temporelles du potentiel de grille flottante et du courant de programmation en cours de cycles écriture/effacement.

Grâce à cette dernière modélisation, les contraintes électriques subies par l'oxyde tunnel ont été analysées avec pour objectif de reproduire au mieux ces contraintes lors des études de vieillissement de l'oxyde tunnel présentées dans le **Chapitre 6**.

Il faut insister sur le fait que toutes les modélisations développées dans ce chapitre s'appliquent également au transistor d'état d'une cellule mémoire EEPROM de taille réelle à condi-

tion d'ajuster les différentes surfaces de couplage de la grille flottante avec le drain, le substrat et la grille de contrôle. En revanche, la validation de ces modélisations ne peut pas se faire directement sur une cellule car les courants et capacités mis en jeu sont trop faibles pour être mesurés, et d'autre part la grille flottante n'est pas accessible. C'est tout l'intérêt des structures de test grille flottante de grande surface décrites dans le chapitre précédent.

4.1 Généralités

4.1.1 Schéma électrique équivalent de la structure de test

La **Figure 4.1** donne le schéma électrique équivalent de la structure de test de la **Figure 3.1**, et définit les différentes notations que nous utiliserons par la suite. Chaque capacité - définie C - est affectée de deux indices qui correspondent aux lettres (C : grille de contrôle, F : grille flottante, D : drain, B : bulk) représentant chacune de ses deux électrodes. La charge Q , stockée par cette capacité, est affectée des mêmes indices, le premier indice indiquant l'électrode choisie pour la localisation de cette charge, sachant que sur l'autre électrode la charge est opposée et égale en valeur absolue.

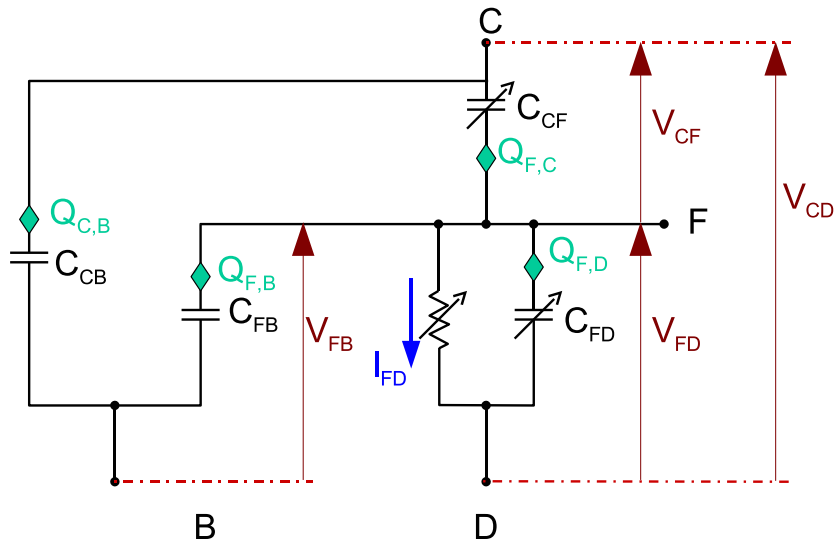


Figure 4.1: Schéma électrique équivalent de la structure de test grille flottante.

- C_{CF} correspond donc à la capacité grille de contrôle - ONO - grille flottante,
- C_{FD} à la capacité grille flottante - oxyde - drain, constituée de l'association en parallèle de la capacité tunnel C_{tun} et de la capacité d'oxyde de grille LV C_{LV} ,
- C_{FB} à la capacité grille flottante - oxyde de grille du transistor de mesure - drain,
- C_{CB} à la capacité parasite de couplage entre la grille de contrôle et le substrat.

$I_{FD}(V_{FD})$ est le courant de conduction entre le drain et la grille flottante. Les épaisseurs de l'ONO et de l'oxyde de grille du transistor de mesure étant largement supérieures à celle de l'oxyde tunnel, les courants de conduction à travers ces deux diélectriques sont négligés. Le courant à travers l'oxyde de grille LV étant également négligeable pour la même raison, le courant I_{FD} est composé uniquement du courant de conduction à travers l'oxyde tunnel.

4.1.2 Schéma de bandes et notations

Le schéma des bandes d'énergies de la structure capacitive à grille polysilicium est représenté sur la **Figure 4.2**. Il définit différentes grandeurs et notations que nous utiliserons par la suite et qui sont répertoriées dans la **Table 3** p.vii. L'indice "sc" est utilisé pour les variables relatives au substrat semiconducteur, et l'indice "G" pour celles relatives à la grille en polysilicium.

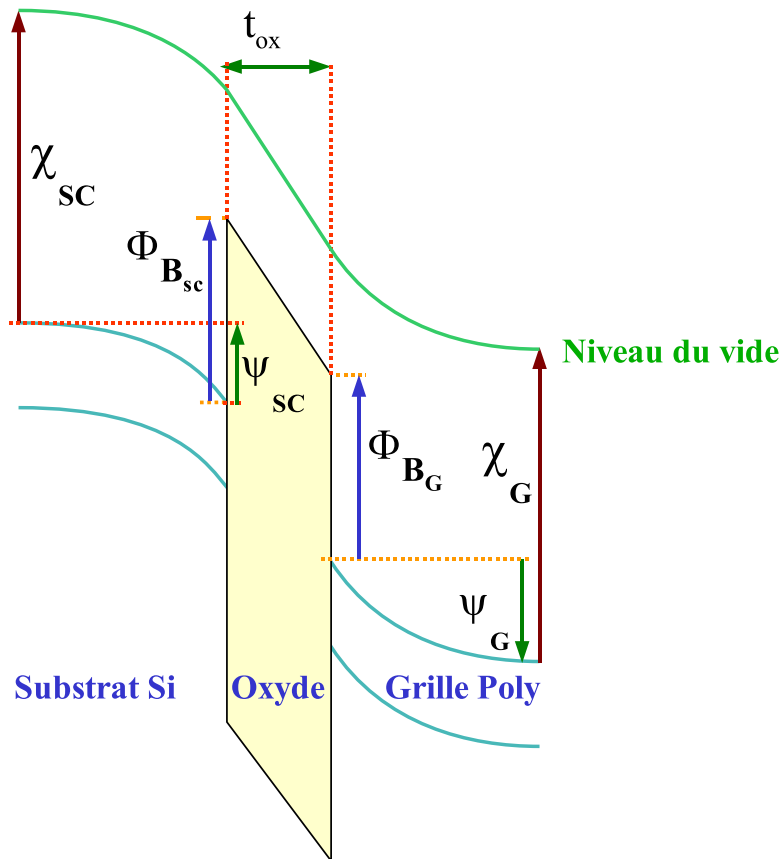


Figure 4.2: Schéma de bandes d'une structure MOS à grille polysilicium.

- t_{ox} représente l'épaisseur de l'oxyde,
- $\Phi_{B_{sc}}$ la hauteur de barrière de potentiel vue par les électrons du substrat silicium à l'interface semi-conducteur-oxyde,
- Φ_{B_G} la hauteur de barrière de potentiel vue par les électrons de la grille, à l'interface

grille-oxyde,

- Ψ_{sc} le potentiel de surface (ou courbure de bande) à l'interface substrat-oxyde,
- Ψ_G le potentiel de surface (ou courbure de bande) à l'interface grille-oxyde,

Les valeurs caractéristiques suivantes à 300 K ont été utilisées :

- $E_{g_{sc}} = 1,124 \text{ eV}$, largeur de la bande interdite du substrat silicium,
- $E_{g_G} = E_{g_{sc}}$, largeur de la bande interdite de la grille polysilicium,
- $\chi_G = 5,17 \text{ eV}$, le travail de sortie de la grille,
- $\chi_{sc} = 5,13 \text{ eV}$, le travail de sortie du silicium,
- $m_{ox} = 0,5 m_e$, masse effective d'un électron dans l'oxyde SiO_2 ,
avec $m_e = 9,1093897 \cdot 10^{-31} \text{ kg}$, masse de l'électron isolé,
- $\epsilon_{sc} = 11,9 \epsilon_0$, permittivité diélectrique du substrat silicium,
 $\epsilon_0 = 8.854187817 \cdot 10^{-12} \text{ F/m}$ étant la permittivité diélectrique du vide,
- $\epsilon_{ox} = 3,9 \epsilon_0$, permittivité diélectrique de l'oxyde SiO_2 ,
- $m_c = 1,06 m_e$, masse effective d'un électron de la bande de conduction du silicium,
- $m_v = 0,59 m_e$, masse effective d'un trou de la bande de valence du silicium.

4.2 Modélisations statiques

4.2.1 Modélisation de la capacité grille flottante - drain

Nous ne donnerons ici que les principes généraux du développement des différents calculs.

La modélisation des caractéristiques statiques capacité-tension de la structure Drain N+/oxyde tunnel-oxyde LV/Poly1 a été réalisée dans l'objectif d'extraire les différents paramètres physiques de la structure de test. Les hypothèses suivantes ont été faites :

- Les dopages du substrat et de la grille sont supposés uniformes,
- La grille en polysilicium est considérée comme un semi-conducteur homogène (sans influence des joints de grains), ayant les mêmes propriétés que le silicium, hormis le travail de sortie du matériau,
- La structure est supposée parfaitement plane et l'oxyde tunnel d'épaisseur uniforme, de sorte que la modélisation est effectuée en une seule dimension perpendiculaire aux interfaces.

De plus, l'extraction des paramètres étant réalisée à partir de la caractéristique expérimentale d'une structure vierge n'ayant préalablement subi aucune contrainte électrique de vieillissement, les approximations suivantes ont été considérées :

- La charge fixe d'oxyde est nulle,
- L'influence des états d'interface aux deux interfaces silicium/oxyde et polysilicium/oxyde

est négligeable,

- L’oxyde tunnel est considéré comme parfaitement isolant. En effet dans le domaine de potentiels explorés lors de l’acquisition des caractéristiques C-V, le courant de conduction Fowler-Nordheim à travers l’oxyde tunnel est extrêmement faible.

La modélisation n’a pas nécessité l’utilisation de modèles quantiques. Un précédent travail réalisé au laboratoire [Croci 2001th] sur des structures de test de technologie similaire avait montré que pour des épaisseurs d’oxyde de l’ordre de 7 à 8 nm, les effets quantiques ont une influence trop faible pour être décorrélés des instabilités de mesure lors de l’acquisition des caractéristiques C-V.

4.2.1.1 Dopages, niveaux de Fermi et tension de bandes plates

Les niveaux de dopage de l’implant N^+ et de la grille flottante polysilicium étant élevés, (supérieurs à 10^{19} cm^{-3}), nous avons considéré une distribution des états d’énergie des porteurs obéissant à la statistique de Fermi-Dirac et ce dans les deux électrodes silicium et polysilicium.

En modulant le dopage du semi-conducteur, la position du niveau de Fermi par rapport au milieu de la bande interdite est elle aussi modulée. L’écart énergétique entre le niveau de Fermi et le bas de la bande de conduction en volume est appelé $V_{n_{sc}}$ pour le substrat silicium, et V_{n_G} pour la grille polysilicium.

E_c , E_v et E_F sont respectivement le niveau énergétique du bas de la bande de conduction, le niveau énergétique du haut de la bande de valence et le niveau de Fermi pour l’électrode considérée.

Les valeurs de $V_{n_{sc}}$ et V_{n_G} dépendent de la statistique utilisée. Dans le cas de la statistique de Fermi-Dirac, ces valeurs sont calculées en résolvant numériquement l’équation (4.6) qui est en fait l’équation de neutralité électrique (4.1) pour chaque électrode, exprimée en fonction de l’écart des bandes de conduction au niveau de Fermi pour l’électrode considérée $V_{n_{sc}}$ et V_{n_G} .

Dans chacune des deux électrodes, l’équation de neutralité électrique s’écrit :

$$N_d - N_a - n + p = 0 \quad (4.1)$$

où :

- n est la densité d’électrons libres,
- p la densité de trous libres,
- N_d la densité d’atomes donneurs,
- N_a la densité d’atomes accepteurs.

L’intégrale de Fermi-Dirac (4.2) a été approximée par l’expression analytique proposée par BED-

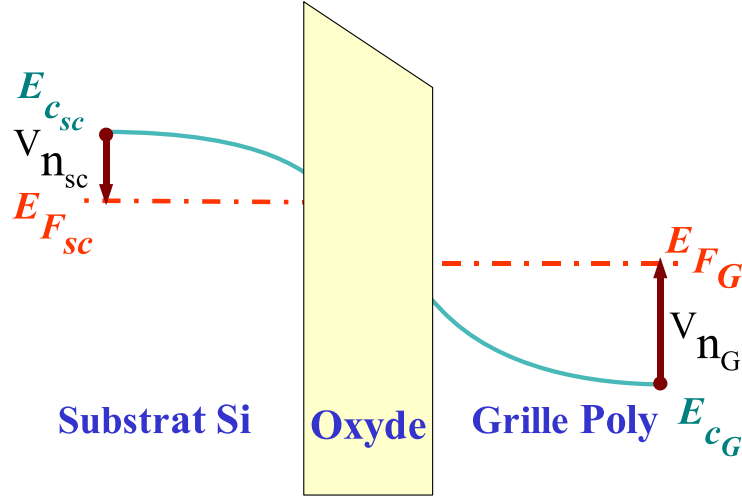


Figure 4.3: Schéma de bandes d'une structure capacitive à grille en polysilicium, montrant la position des niveaux de Fermi et leur écart au bas des bandes de conduction du substrat et de la grille respectivement.

NARCZYK et BEDNARCZYK [Vasileska 1999] exprimée par l'équation (4.3).

$$F_{\frac{1}{2}}(x) = \int_0^{\infty} \frac{\sqrt{y}}{1 + \exp(y - x)} dy \quad (4.2)$$

$$F_{\frac{1}{2}}(x) = \left[e^{-x} + \frac{3\sqrt{\pi}}{4\nu^{\frac{3}{8}}} \right]^{-1} \quad (4.3)$$

$$\text{avec : } \nu(x) = x^4 + 50 + 33,6 x [1 - 0,68 \exp[-0.17(x + 1)^2]] \quad (4.3a)$$

$$\text{et où : } x = \frac{E_F - E}{k_B T} \quad (4.3b)$$

$$\Rightarrow \begin{cases} x = \frac{E_F - E_c}{k_B T} = \frac{V_{n_{sc,G}}}{k_B T} & \text{pour la bande de conduction} \\ x = \frac{E_v - E_F}{k_B T} = -\frac{E_g - V_{n_{sc,G}}}{k_B T} & \text{pour la bande de valence} \end{cases} \quad (4.3c)$$

Dans la statistique de Fermi-Dirac, n et p s'expriment par :

$$n = N_c \cdot F_{\frac{1}{2}}\left(\frac{E_F - E_c}{k_B T}\right) = N_c \cdot F_{\frac{1}{2}}\left(\frac{V_{n_{sc,G}}}{k_B T}\right) \quad (4.4a)$$

$$p = N_v \cdot F_{\frac{1}{2}}\left(\frac{E_v - E_F}{k_B T}\right) = N_v \cdot F_{\frac{1}{2}}\left(\frac{E_g - V_{n_{sc,G}}}{k_B T}\right) \quad (4.4b)$$

Les densités statistiques d'états N_c dans la bande de conduction et N_v dans la bande de valence sont données par :

$$N_c = 2 \cdot \left(\frac{2 \cdot \pi \cdot m_c \cdot k_B \cdot T}{h^2} \right)^{3/2} \quad (4.5a)$$

$$N_v = 2 \cdot \left(\frac{2 \cdot \pi \cdot m_v \cdot k_B \cdot T}{h^2} \right)^{3/2} \quad (4.5b)$$

où :

- m_c et m_v sont les masses effectives des électrons dans la bande de conduction et des trous dans la bande de valence supposées identiques pour les deux électrodes,
- T est la température,
- k_B la constante de Boltzmann,
- h la constante de Planck.

Dans le cas particulier de nos structures d'étude, les électrodes étant de type N^{++} très fortement dopées, le terme N_a dans l'équation (4.1) peut être négligé. L'équation de neutralité électrique s'écrit alors :

$$N_{d(sc,G)} = N_c F_{\frac{1}{2}} \left(\frac{V_{n_{sc,G}}}{k_B T} \right) - N_v F_{\frac{1}{2}} \left(\frac{E_g - V_{n_{sc,G}}}{k_B T} \right) \quad (4.6)$$

Les valeurs de $V_{n_{sc}}$ et V_{n_G} sont obtenues en résolvant numériquement l'équation ci-dessus. Suivant le niveau de dopage et le degré de dégénérescence du matériau, le niveau de Fermi peut se situer soit dans la bande interdite, soit dans la bande de conduction (Voir **Figure 4.3**).

La tension de bandes plates V_{FB} , en l'absence de charges dans l'oxyde, s'exprime alors par :

$$V_{FB} = (\chi_G - V_{n_G}) - (\chi_{sc} - V_{n_{sc}}) \quad (4.7)$$

où χ_{sc} et χ_G sont les travaux de sortie du substrat silicium et de la grille polysilicium respectivement.

Typiquement dans les structures de test GF_1 , le dopage du substrat silicium de 10^{19} cm^{-3} environ positionne le niveau de Fermi dans la bande interdite, alors que le dopage de la grille polysilicium de $8.10^{19} \text{ cm}^{-3}$ environ place le niveau de Fermi dans la bande de conduction. La tension de bandes plates résultante est très faible et positive, de l'ordre de $+0,05 \text{ V}$.

4.2.1.2 Courbures de bandes et charges d'interface

Les charges d'interface sont calculées à partir du principe de conservation de la charge qui se traduit par les relations :

$$Q_{sc} = -\frac{\epsilon_{ox}}{t_{ox}} \cdot V_{ox} \quad (4.8a)$$

$$Q_G = -Q_{sc} \quad (4.8b)$$

où :

- Q_{sc} est la charge par unité de surface stockée à l'interface semi-conducteur/oxyde,
- Q_G la charge par unité de surface stockée à l'interface oxyde/polysilicium,
- V_{ox} la différence de potentiel aux bornes de l'oxyde.

Les charges d'interfaces sont également exprimées en fonction des courbures de bandes ψ_{sc} et ψ_G par la relation (4.9), ce qui permet d'en extraire les valeurs des courbures de bandes ;

$$Q_{(sc,G)} = -sgn(\psi_{(sc,G)}) \sqrt{2q \epsilon_{(sc,G)} \cdot I_{F_{\frac{1}{2}}}} \quad (4.9)$$

avec :

$$I_{F_{\frac{1}{2}}}(\psi_{(sc,G)}, N_{d_{(sc,G)}}, V_{n_{(sc,G)}}) = \left\{ -N_{d_{(sc,G)}} \psi_{(sc,G)} + \int_0^{\psi_{(sc,G)}} \left[N_c F_{\frac{1}{2}} \left(\frac{q \psi_{(sc,G)} - V_{n_{(sc,G)}}}{k_B T} \right) - N_v F_{\frac{1}{2}} \left(\frac{V_{n_{(sc,G)}} - E_g - q \psi_{(sc,G)}}{k_B T} \right) \right] d\psi \right\}^{\frac{1}{2}} \quad (4.9a)$$

4.2.1.3 Calcul de la capacité

La capacité statique basse fréquence est finalement calculée par :

$$C_{BF(sc,G)} = \frac{\partial Q_{(sc,G)}}{\partial \psi_{(sc,G)}} = sgn(\psi_{(sc,G)}) \sqrt{\frac{q \epsilon_{(sc,G)}}{2 I_{F_{\frac{1}{2}}}}} \left[N_c F_{\frac{1}{2}} \left(\frac{q \psi - V_{n_{(sc,G)}}}{k_B T} \right) - N_v F_{\frac{1}{2}} \left(\frac{V_{n_{(sc,G)}} - E_g - q \psi}{k_B T} \right) \right] \quad (4.10)$$

et en considérant une polarisation grille/substrat V_{GS} quelconque appliquée à la structure, la répartition des potentiels dans la structure s'écrit :

$$V_{GS} = V_{ox} + \psi_{sc} - \psi_G + V_{FB} \quad (4.11)$$

4.2.1.4 Poly-Désertion

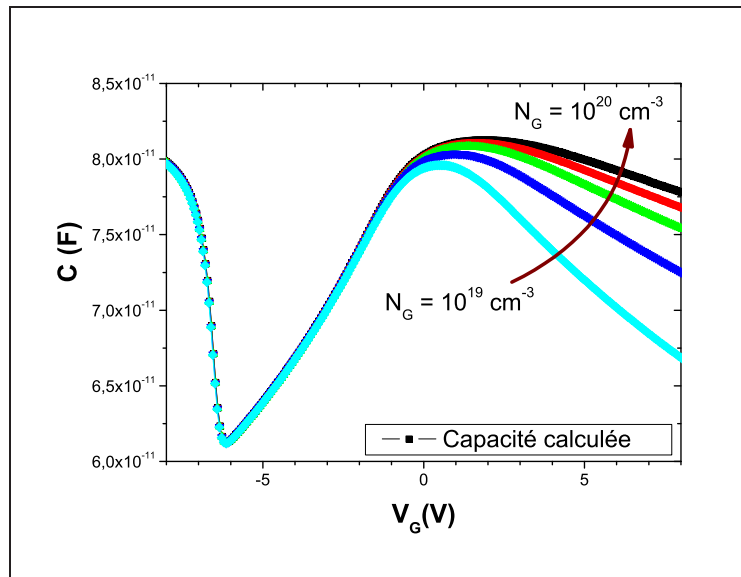


Figure 4.4: Poly-déplétion : Influence du niveau de dopage de la grille en polysilicium sur la caractéristique $C-V$.

Le phénomène de désertion dans la grille polysilicium couramment appelé "poly-déplétion", se traduit par une augmentation du potentiel de surface Ψ_G à l'interface oxyde-polysilicium (Voir **Figure 4.2**) et par une diminution de la valeur de la capacité totale avec l'accroissement des potentiels positifs, dans le cas d'une grille dopée N . Cette décroissance est d'autant plus importante que le niveau de dopage est faible. Pour les structures de test étudiées, même si le niveau de dopage de la grille est de l'ordre de quelques 10^{19} cm^{-3} , la poly-déplétion n'est pas négligeable comme le montre la **Figure 4.4**, et la courbe expérimentale C-V de la **Figure 4.7** p.65.

4.2.2 Détermination du champ électrique dans l'oxyde

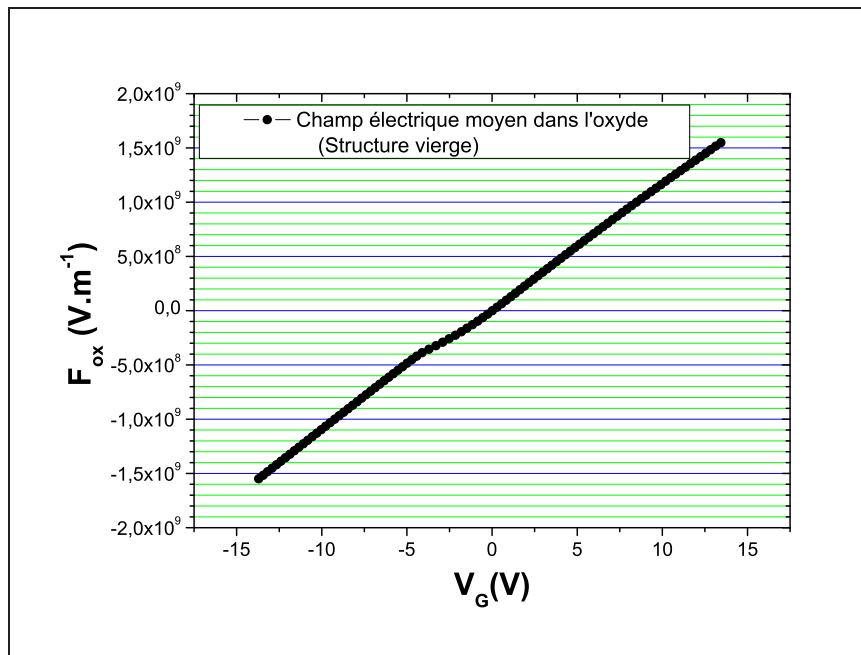


Figure 4.5: Structure GF_1 : Champ électrique moyen en fonction de la polarisation de grille, calculé à l'aide de l'équation (4.13).

L'évaluation du champ électrique moyen F_{ox} dans l'oxyde, en fonction de la tension de grille V_{GS} appliquée, est une étape délicate. Une approximation grossière souvent utilisée consiste à considérer une structure capacitive à électrodes métalliques pour laquelle les potentiels de surface dans le substrat et la grille sont négligés. Le champ électrique est alors simplement donné par :

$$F_{ox} = \frac{V_{GS} - V_{FB}}{t_{ox}} \quad (4.12)$$

Cependant, lorsque l'épaisseur d'oxyde diminue, et en présence d'un phénomène de poly-désertion, les potentiels de surface aux deux interfaces ψ_{sc} et ψ_G ne peuvent plus être négligés (Voir § 4.2.1.4). Le champ électrique moyen est alors calculé à l'aide de l'expression :

$$F_{ox} = \frac{V_{GS} - \psi_{sc} + \psi_G - V_{FB}}{t_{ox}} \quad (4.13)$$

ψ_{sc} et ψ_G étant calculés pour chaque polarisation de grille V_{GS} . Les variations du champ électrique moyen F_{ox} dans l'oxyde tunnel avec la tension V_{FD} appliquée entre la grille flottante et le drain sont visualisées sur la **figure 4.5** dans le cas d'une structure GF_1 vierge.

4.2.2.1 Champ électrique moyen en présence de charges dans l'oxyde

En présence de charges localisées dans le volume de l'oxyde, le champ électrique peut être localement modifié et par conséquent devenir non uniforme dans l'oxyde. Néanmoins lorsque la densité de charge reste suffisamment faible, le champ électrique moyen dans l'oxyde peut être approximé en prenant en compte la présence des charges dans le calcul de Q_{sc} et Q_G . On remplace alors l'expression (4.8) par :

$$Q_{sc} = -\frac{\epsilon_{ox}}{t_{ox}} \cdot V_{ox} - Q_{ot} \cdot (\bar{x} - 1) \quad (4.14a)$$

$$Q_G = \frac{\epsilon_{ox}}{t_{ox}} \cdot V_{ox} - Q_{ot} \cdot \bar{x} \quad (4.14b)$$

où :

- \bar{x} est le barycentre des charges dans l'oxyde, mesuré à partir de l'interface substrat-oxyde et normalisé par rapport à l'épaisseur d'oxyde,
- Q_{ot} la densité totale de charges dans l'oxyde.

4.2.2.2 Validation du modèle et extraction des paramètres

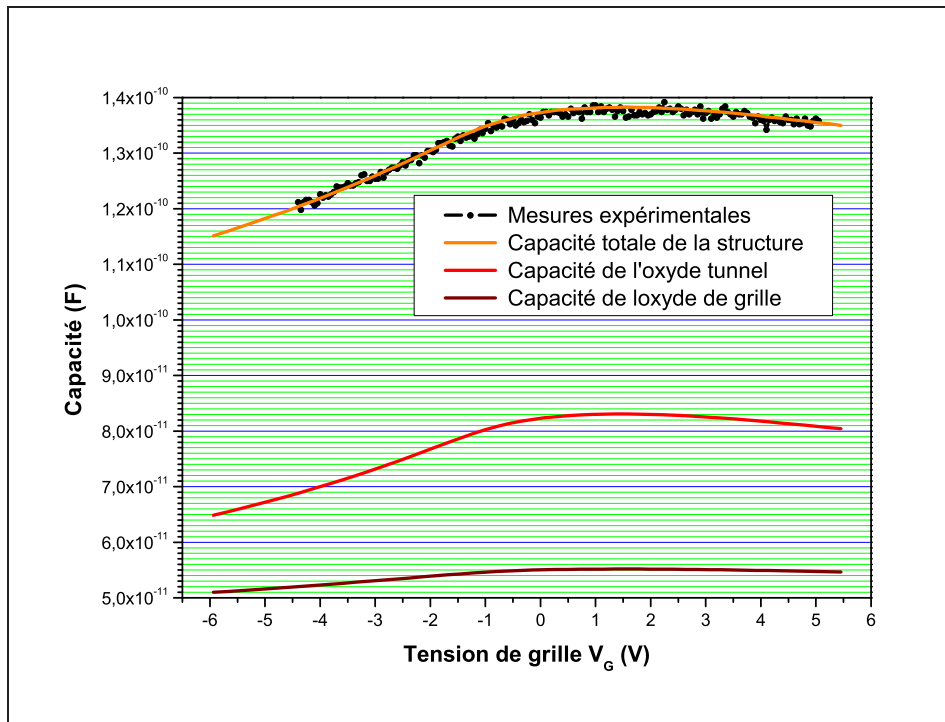


Figure 4.6: Structure GF_1 : Caractéristiques C-V expérimentale et simulée.

Paramètres de modélisations			
$t_{ox} = 7,55 \cdot 10^{-9}$	$\pm 0,05 \cdot 10^{-9} \text{ m}$	$t_{LV} = 27 \cdot 10^{-9}$	m
$S_{tun} = 19\,360$	μm^2	$S_{LV} = 43\,940$	μm^2
$N_{d_{sc}} = 1,8 \cdot 10^{19}$	$\pm 0,05 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$	$N_{d_G} = 8,0 \cdot 10^{19}$	$\pm 0,1 \cdot 10^{19}$
$V_{FB} = 0,05$	$\pm 0,007 \text{ V}$		

Tableau 4.1: Structure GF_1 : Paramètres extraits de la simulation de la caractéristique C-V **Figure 4.6.**

Dans le cas des structures de test GF_1 et GF_2 , la capacité C_{FD} entre la grille flottante et le drain est formée de la capacité C_{tun} d'oxyde tunnel en parallèle avec la capacité C_{LV} d'oxyde de grille.

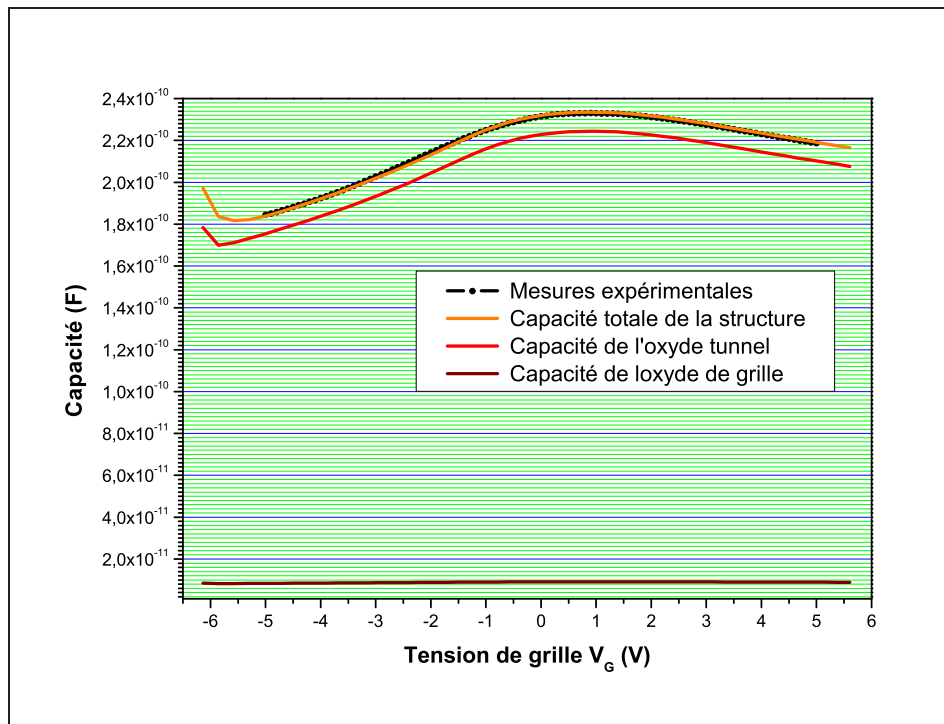


Figure 4.7: Structure GF_2 : Caractéristiques C-V expérimentale et simulée.

Paramètres de modélisations			
$t_{ox} = 8,0 \cdot 10^{-9}$	$\pm 0,05 \cdot 10^{-9} \text{ m}$	$t_{LV} = 27 \cdot 10^{-9}$	m
$S_{tun} = 56\,000$	μm^2	$S_{LV} = 7\,300$	μm^2
$N_{d_{sc}} = 1,3 \cdot 10^{19}$	$\pm 0,05 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$	$N_{d_G} = 3,9 \cdot 10^{19}$	$\pm 0,1 \cdot 10^{19}$
$V_{FB} = 0,07$	$\pm 0,005 \text{ V}$		

Tableau 4.2: Structure GF_2 : Paramètres extraits de la simulation de la caractéristique C-V **Figure 4.7.**

La capacité basse fréquence C_{tun} est elle donnée par l'association en série de la capacité

d'oxyde C_{ox} , de la capacité du substrat $C_{BF_{sc}}$ et de celle de la grille C_{BF_G} soit :

$$C_{FD} = C_{tun} + C_{LV} = \left(\frac{1}{C_{ox}} + \frac{1}{C_{BF_{sc}}} + \frac{1}{C_{BF_G}} \right)^{-1} + C_{LV} \quad (4.15)$$

$$\text{avec : } C_{ox} = \frac{\epsilon_{ox} \cdot S_{tun}}{t_{ox}} \quad (4.16)$$

La **Figure 4.6** (respectivement **Figure 4.7**) compare les caractéristiques C-V expérimentale et simulée d'une structure GF₁ (respectivement GF₂). Les contributions relatives de la capacité C_{tun} d'oxyde tunnel et de la capacité C_{LV} d'oxyde de grille LV sont également visualisées.

Les **Tableaux 4.1** et **4.2**, présentent les différents paramètres extraits des simulations précédentes. La présence de l'oxyde de grille LV introduit des paramètres de simulation supplémentaires. Cependant lorsque les structures GF₁ et GF₂ proviennent d'une même plaquette, seules les valeurs des surfaces tunnel S_{tun} et d'oxyde de grille LV S_{LV} diffèrent. Elles ont en effet les mêmes épaisseurs d'oxyde tunnel et d'oxyde LV, ce qui permet de décorréler les différents paramètres de simulation et de lever les incertitudes, en particulier sur l'épaisseur de l'oxyde tunnel.

4.2.3 Modélisation de la caractéristique statique courant-tension

4.2.3.1 Introduction

Un des objectifs de ce travail est de proposer un modèle de conduction assisté par pièges, permettant de rendre compte de l'évolution des courbes expérimentales I-V des structures de test "grille flottante", réalisées à différents niveaux de stress.

Dans cette partie, nous abordons la modélisation du transport dans l'oxyde SiO_2 . En nous référant aux travaux de thèse de S.CROCI [**Croci 2001th**] et de R.CLERC [**Clerc 2001th**], nous avons choisi d'utiliser une approche de type semi-classique dans l'approximation WKB (du nom des trois physiciens, **W**rentzel, **K**ramer, **B**rillouin qui en ont établi les bases), qui permet de proposer une solution approchée simple des problèmes quantiques ; ce choix a été orienté par les caractéristiques de nos structures d'étude dont l'épaisseur d'oxyde tunnel reste relativement élevée, de l'ordre de $8nm$.

Pour validation, ce modèle est dans un premier temps utilisé pour simuler les courbes expérimentales courant-tension des structures de test "grille flottante" vierges. Dans le **Chapitre 5**, ce modèle est repris pour prendre en compte la présence de pièges dans l'oxyde dans des structures dégradées.

4.2.3.2 Conduction Fowler-Nordheim : modèle classique

La caractéristique expérimentale courant-tension I-V de la capacité grille flottante - oxyde tunnel - drain d'une structure de test GF₁ vierge est visualisée sur la **Figure 4.8**. Le courant

d'injection par mécanisme tunnel Fowler-Nordheim est visible pour des tensions de grille supérieures à 5 V en valeur absolue. Pour les tensions plus faibles, le courant FN n'est pas détectable, car d'un niveau inférieur à la résolution de mesure.

Le modèle classique de conduction Fowler-Nordheim est développé dans le cadre de l'approximation WKB, et utilise les approximations suivantes :

- les électrons émis par l'électrode injectante proviennent d'un gaz de Fermi à trois dimensions,
- l'électrode injectante est assimilée à un métal,
- la relation de dispersion parabolique du vecteur d'onde est utilisée,
- la masse effective de l'électron (m_{ox}) dans l'oxyde est supposée unique,
- seule la probabilité tunnel normale à la surface injectante est considérée,
- seule la composante normale du moment électronique est considéré,
- l'influence de la force image est négligée.

Ce modèle ne prend pas en compte la statistique de distribution en énergie des porteurs dans l'électrode injectante et utilise une expression approchée de la transparence tunnel de la barrière de potentiel. Il conduit alors à une expression simple de la densité de courant Fowler-Nordheim J_{FN} en fonction du champ électrique dans l'oxyde F_{ox} supposé uniforme :

$$J_{FN} = A_{FN} \cdot F_{ox}^2 \cdot f_T \cdot e^{-\frac{B_{FN}}{F_{ox}}} \quad (4.17)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} A_{FN} = \frac{q^3 \cdot m_e}{16 \cdot \pi^2 \cdot \hbar \cdot m_{ox} \cdot \Phi_B} = 1.54 \cdot 10^{-6} \cdot \frac{m_e}{m_{ox} \cdot \Phi_B} \quad (A \cdot V^{-2}) \\ B_{FN} = \frac{4 \cdot \sqrt{2} \cdot m_{ox}}{q \cdot \hbar} \cdot \Phi_B^{\frac{3}{2}} = 6.83 \cdot 10^7 \cdot \sqrt{\frac{m_{ox}}{m_e}} \cdot \Phi_B^{\frac{3}{2}} \quad (V \cdot cm^{-1}) \\ f_T = \frac{\pi \cdot c_{FN} \cdot k_B \cdot T}{F_{ox} \cdot \sin\left(\frac{\pi \cdot c_{FN} \cdot k_B \cdot T}{F_{ox}}\right)} \quad \text{et } c_{FN} = 1, 12 \cdot 10^{27} \quad (C^{-1} \cdot cm^{-1}) \end{array} \right. \quad (4.17a)$$

Dans cette expression, A_{FN} et B_{FN} sont appelés coefficients Fowler-Nordheim (ou FN) et s'expriment en fonction de la masse effective m_{ox} des électrons dans l'oxyde et de la hauteur de barrière Φ_B à l'interface injectante. Le facteur f_T exprime la dépendance du courant Fowler-Nordheim avec la température.

La masse effective des électrons m_{ox} est prise égale à $0,5 m_e$ [**Croci 2001th**], [**Clerc 2001th**]. Le champ électrique dans l'oxyde en fonction de la tension de grille flottante est obtenu à partir de la simulation de la caractéristique C-V et de l'équation (4.13). Les hauteurs de barrière à l'interface drain-oxyde $\Phi_{B_{sc}}$ pour les tensions de grille positives et à l'interface grille flottante-oxyde Φ_{B_G} pour les tensions négatives constituent les seuls paramètres d'ajustement.

La **Figure 4.8** compare, pour les deux polarités de grille, les caractéristiques I-V expérimentale (en bleu) et simulée (en rouge) à l'aide du modèle classique et des hauteurs de barrière suivantes :

$$\Phi_{B_{sc}} = 3,05 \text{ eV} \quad \text{et} \quad \Phi_{B_G} = 2,80 \text{ eV}$$

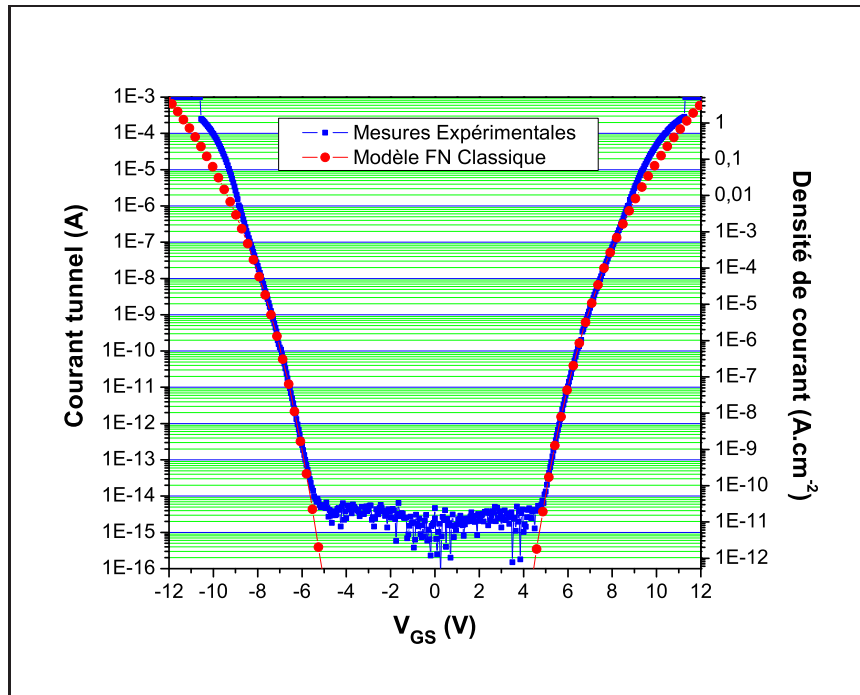


Figure 4.8: Structure GF₁ : Caractéristiques statiques I-V expérimentale et simulée à l'aide du modèle Fowler-Nordheim classique.

On constate un bon accord jusqu'à des niveaux de courants de 5.10^{-7} A. Au delà, on remarque une divergence entre la courbe expérimentale et la courbe simulée avec l'apparition d'un courant mesuré supérieur à la valeur prévue par le modèle. Dans les chapitres suivants, nous qualifierons ce comportement de sur-courant. Il sera attribué à la présence de pièges localisés très près des interfaces.

Le modèle classique de conduction Fowler-Nordheim conduit à une expression analytique très simple du courant d'injection. Il est de ce fait largement utilisé dans tous les simulateurs électriques de mémoires EEPROM.

4.2.3.3 Modélisation du courant tunnel dans une structure MOS à grille polysilicium

Notre objectif étant de développer un modèle de conduction par pièges, nous avons repris à la base l'approche semi-classique. Dans une structure MOS, la grille en polysilicium fortement dopé est souvent assimilée à un quasi-métal. L'injection des porteurs est alors limitée à des charges "froides", dont l'énergie dans la bande de conduction est faiblement répartie autour de l'énergie de $0,2 \text{ eV}$ au dessus de la bande de conduction [Cheng 1988] [Fleisher 1992] [Houng 1999]

[Chang 2001].

En limitant le niveau d'énergie des porteurs dans le polysilicium à un niveau quasi-unique, l'impact de la distribution des charges dans l'électrode injectante polysilicium ainsi que l'impact de la distribution des densités d'états de l'anode (lorsque l'injection est réalisée depuis le substrat) sont négligés (Voir **Figure 4.9**).

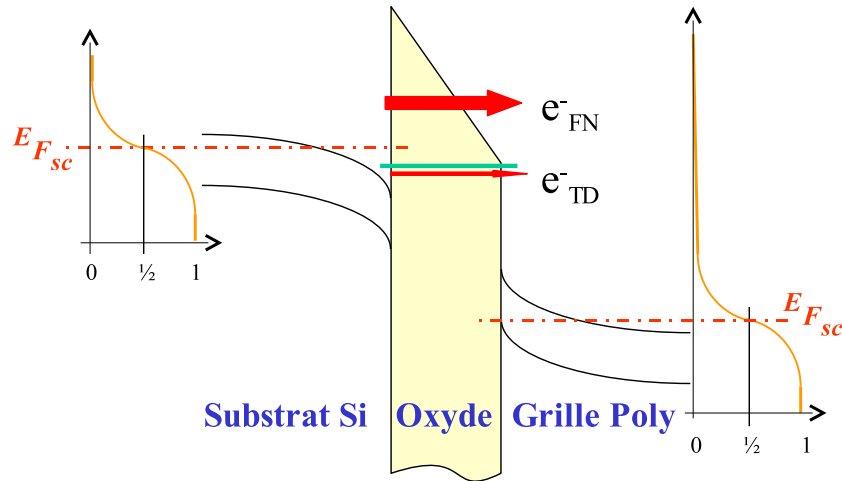


Figure 4.9: Schéma de bandes présentant les distributions d'états dans les deux électrodes.

Récemment Raphaël CLERC [Clerc 2001th] a proposé un modèle de conduction tunnel entre deux continus de niveaux d'énergie. Ce modèle tient compte de l'impact de l'électrode polysilicium.

Courant tunnel entre deux quasi-continuum de niveaux d'énergie

Dans l'approche dite semi-classique, la quantification des niveaux d'énergie dans les deux électrodes n'est pas prise en compte. Les électrons sont supposés se comporter comme un gaz d'électrons libres à trois dimensions. Leur distribution énergétique forme un quasi-continuum de niveaux d'énergie. L'occupation de ces niveaux obéit à la statistique de Fermi-Dirac. Seul l'effet quantique tunnel à travers la barrière de potentiel est considéré et caractérisé par la transparence tunnel de la barrière. L'expression semi-classique du courant tunnel est obtenue en faisant une moyenne sur toute la population de porteurs susceptibles de traverser la barrière par effet tunnel.

La notion de transparence est un concept simple, conduisant à des formules analytiques précises et utiles à la modélisation des courants tunnel dans les structures MOS [Clerc 2001th].

Dans la suite, nous donnons les principaux éléments conduisant à l'expression du courant tunnel entre deux quasi-continuum de niveaux, et à celle de la transparence tunnel.

Dans chaque électrode, l'énergie E d'un électron est la somme de son énergie potentielle E_p

et de son énergie cinétique soit :

$$E = E_p + \frac{1}{2} m_c (v_x^2 + v_y^2 + v_z^2) \quad (4.18)$$

où v , de composantes v_x, v_y, v_z , est la vitesse de la particule, E_p l'énergie potentielle constante dans chacune des électrodes, m_c la masse effective des électrons dans l'électrode. L'axe des x étant pris perpendiculaire aux interfaces, les grandeurs E_x et E_r sont définies par :

$$\begin{cases} E_x &= \frac{1}{2} m_c v_x^2 \\ E_r &= \frac{1}{2} m_c (v_y^2 + v_z^2) \end{cases} \quad (4.19)$$

Dans la suite, nous considérons que :

- Les électrons sont à l'équilibre thermodynamique,
- La masse effective des électrons est isotrope,
- La transparence tunnel est considérée comme dépendant principalement de l'énergie E_x des porteurs,
- Les niveaux de Fermi sont référencés par rapport à un niveau commun que nous avons choisi être le bas de la bande de conduction de l'électrode injectante à l'interface comme présenté **Figure 4.12** p.74.

Notons **1** les éléments relatifs à une électrode et **2** ceux qui sont relatifs à l'autre électrode. La densité de courant net J est la somme des densités de courants $J_{1 \rightarrow 2}$ de (1) vers (2) et $J_{2 \rightarrow 1}$ de (2) vers (1) ;

$$\text{soit :} \quad J = J_{1 \rightarrow 2} - J_{2 \rightarrow 1} \quad (4.20)$$

Exprimons par exemple $J_{1 \rightarrow 2}$. En appelant $P_1(E)$ la probabilité pour un électron d'énergie E dans l'électrode (1) de transiter vers un niveau de même énergie E dans l'électrode (2), $f_1(E)$ la fonction de Fermi-Dirac dans l'électrode (1), et en exprimant la fréquence d'attaque d'un électron à l'interface injectante, la densité de courant tunnel $J_{1 \rightarrow 2}$ s'exprime par [**Clerc 2001th**] :

$$J_{1 \rightarrow 2} = \frac{4\pi m_c q}{h^3} \int_0^\infty \int_0^\infty P_1(E) f_1(E) dE_r dE_x \quad (4.21)$$

L'électron d'énergie E ne pourra transiter que si il existe un état de même énergie et non occupé dans l'électrode (2). $P_1(E)$ est alors donné par le produit de la transparence $T(E_x)$ de la barrière, par la probabilité $A_2(E)$ pour qu'il y ait un état libre d'énergie E dans l'électrode (2) pouvant accueillir l'électron soit :

$$P_1(E) = A_2(E) \cdot T(E_x) \quad (4.22)$$

Si il y a un nombre suffisant d'états (densité d'états importante) dans l'électrode (2), mais que ceux-ci sont en partie occupés par une population d'électrons à l'équilibre thermodynamique,

alors :

$$A_2(E) = 1 - f_2(E) \quad (4.23)$$

où $f_2(E)$ est la fonction de Fermi de l'électrode (2). Finalement $J_{1 \rightarrow 2}$ s'écrit :

$$J_{1 \rightarrow 2} = \frac{4\pi m_c q}{h^3} \int_0^\infty \int_0^\infty (1 - f_2(E)) T(E_x) f_1(E) dE_r dE_x \quad (4.24)$$

Par analogie, $J_{2 \rightarrow 1}$ s'exprime par :

$$J_{2 \rightarrow 1} = \frac{4\pi m_c q}{h^3} \int_0^\infty \int_0^\infty (1 - f_1(E)) T(E_x) f_2(E) dE_r dE_x \quad (4.25)$$

Finalement :

$$J = J_{1 \rightarrow 2} - J_{2 \rightarrow 1} = \frac{4\pi m_c q}{h^3} \int_0^\infty T(E_x) \int_0^\infty (f_1(E) - f_2(E)) dE_r dE_x \quad (4.26)$$

A l'aide des fonctions de distribution de Fermi-Dirac $f_1(E)$ et $f_2(E)$ telles que :

$$\int_0^\infty f_1(E) dE_r = kT \cdot \ln \left[1 + \exp \left(\frac{E_{f_1} - E_x}{kT} \right) \right] \quad (4.27a)$$

$$\int_0^\infty f_2(E) dE_r = kT \cdot \ln \left[1 + \exp \left(\frac{E_{f_2} - E_x}{kT} \right) \right] \quad (4.27b)$$

L'expression finale du courant tunnel est :

$$J = \frac{4\pi m_c q kT}{h^3} \int_0^{+\infty} T(E_x) \ln \left[\frac{1 + \exp \left(\frac{E_{f_1} - E_x}{kT} \right)}{1 + \exp \left(\frac{E_{f_2} - E_x}{kT} \right)} \right] dE_x \quad (4.28)$$

Avec :

- E_{f_1} le niveau de Fermi de l'électrode injectante,
- E_{f_2} le niveau de Fermi de l'électrode réceptrice.

Calcul de la transparence $T(E)$

La transparence tunnel traduit la probabilité de passage d'un électron d'énergie totale E , de la cathode vers l'anode, à travers l'isolant. Plus précisément la transparence $T(E)$ d'une barrière tunnel est définie comme le rapport des densités de courants de probabilité sortant et entrant de la barrière [Clerc 2001th]. Elle dépend des caractéristiques de la barrière, c'est-à-dire de sa forme, elle-même dépendante du champ électrique F_{ox} dans l'oxyde, de sa hauteur, de son épaisseur et de la masse effective de la particule considérée.

Dans le cas d'une barrière tunnel sans discontinuité de pente, la transparence $T(E)$ s'exprime par :

$$T(E) = \exp \left[-\frac{2}{\hbar} \cdot \int_a^b p(x) dx \right] = \exp \left[-2 \cdot \int_a^b k(x) dx \right] \quad (4.29)$$

où $p(x)$ est la quantité de mouvement de la particule dans la barrière de masse effective m_{ox} , $k(x)$ le nombre d'onde associé, a et b les points tournants c'est-à-dire les abscisses x pour lesquelles la particule d'énergie E entre dans la barrière (a) et sort de la barrière (b).

L'énergie E d'un électron de vitesse v_x étant la somme de son énergie potentielle $E_p(x)$ et de son énergie cinétique $\frac{1}{2} m_{ox} v_x^2$ soit :

$$E = E_p(x) + \frac{1}{2} m_{ox} v_x^2 = E_p(x) + \frac{1}{2} p(x) v_x \quad (4.30)$$

on en déduit l'expression de $p(x)$ et de $k(x)$:

$$p(x) = \sqrt{2m_{ox} [E - E_p(x)]} \quad (4.31)$$

$$k(x) = \frac{p(x)}{\hbar} = \frac{\sqrt{2m_{ox}}}{\hbar} [E - E_p(x)]^{1/2} \quad (4.32)$$

$$\text{ou : } k(E) = \frac{\sqrt{2 \cdot m_{ox}}}{\hbar} (E - E_p)^{1/2} \quad (4.33)$$

Cette dernière relation constitue l'approximation parabolique de la relation de dispersion $k(E)$ du nombre d'onde.

L'expression de $T(E)$ devient :

$$T(E) = \exp \left[-2 \cdot \int_a^b \frac{\sqrt{2m_{ox}}}{\hbar} (E - E_p(x))^{1/2} dx \right] \quad (4.34)$$

L'utilisation de l'approximation parabolique de la relation de dispersion peut introduire une erreur non négligeable, en particulier lorsque les transitions tunnel se produisent entre des états d'énergie situés dans la bande interdite et loin de la bande de conduction, dans le cas de modélisations 2D et dans le cas d'oxydes très minces ($\ll 5 \text{ nm}$) [Clerc 2001th].

Dans ces différents cas, il est nécessaire d'introduire une dispersion de type FRANZ à une ou deux masses. L'oxyde tunnel des structures de test "grille flottante" ayant une épaisseur de l'ordre de 7 à 8 nm, et étant donné le peu d'incidence de l'introduction d'une relation de type FRANZ comparée à la relation de dispersion parabolique pour les modélisations 1D [Clerc 2001th], nous avons choisi de nous placer dans l'approximation parabolique avec une masse effective de l'électron dans l'oxyde de $0.5 m_e$. Ce choix correspond au cas le plus simple et limite le nombre de paramètres utilisés tout en permettant de réaliser les simulations de conduction Fowler-Nordheim les plus fiables [Weinberg 1982], [Croci 2001th], [Clerc 2001th] pour les épaisseurs d'oxyde considérées.

Suivant l'épaisseur de l'isolant, l'intensité du champ électrique dans l'oxyde et l'énergie des porteurs incidents, la barrière de potentiel vue par ces derniers est soit triangulaire, soit trapézoïdale. Si elle est triangulaire, on a alors un courant tunnel assisté par le champ électrique de type Fowler-Nordheim (FN). En revanche, si elle est trapézoïdale, on a une conduction de type

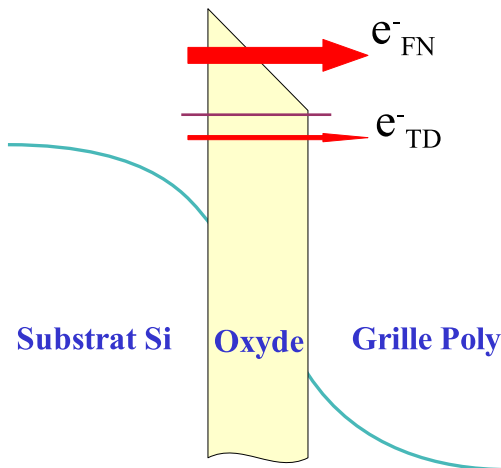


Figure 4.10: Schéma de bandes représentant les contributions des courants Tunnel Direct (TD) et Fowler-Nordheim (FN).

tunnel direct (TD). Une représentation schématique des deux types de conduction coexistants est donné sur la **Figure 4.10**.

La distribution énergétique des porteurs dans une électrode semi-conductrice étant régie par la statistique de Fermi-Dirac (voir schéma **Figure 4.11**), il faut considérer pour chaque tension de polarisation entre la grille et le substrat, tous les porteurs dans les états d'énergie supérieurs au bas de la bande de conduction. Certains porteurs peuvent alors transiter par conduction Fowler-Nordheim, d'autres par conduction tunnel direct, si toutefois la tension de polarisation est suffisamment faible pour ne pas avoir une barrière purement triangulaire.

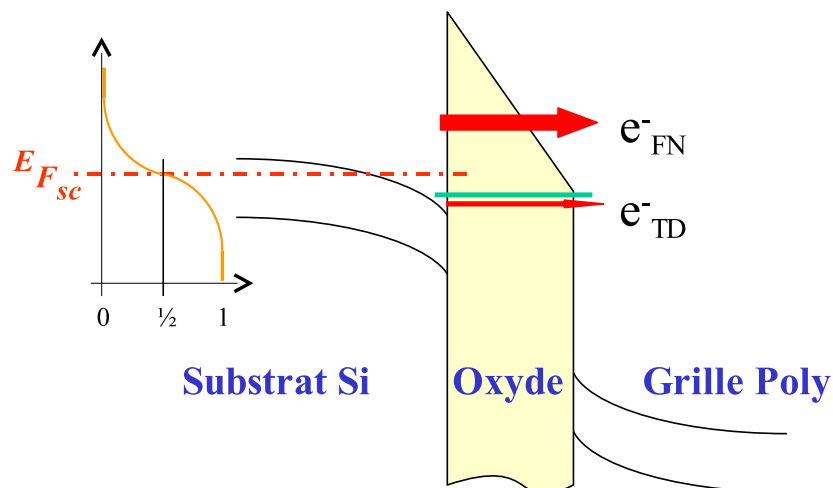


Figure 4.11: Distribution en énergie des électrons autour du niveau de Fermi à l'interface dans une électrode semiconductrice.

Pour les deux types de conduction (FN) et (TD), la transparence tunnel $T(E)$ peut être calculée analytiquement. Nous allons exprimer la transparence tunnel d'une barrière triangulaire, puis d'une barrière trapézoïdale, avant de développer dans une troisième partie, la conduction

tunnel généralisée.

Transparence d'une barrière de potentiel triangulaire

Dans le cas d'une barrière triangulaire, l'épaisseur de la barrière de potentiel vue par l'électron incident n'est pas la totalité de l'épaisseur de l'oxyde, mais la profondeur d'oxyde pour laquelle l'énergie E de la particule incidente reste inférieure à la valeur de l'énergie du bas de la bande de conduction de l'oxyde. Les points tournants de la barrière sont alors $a = 0$ et $b = X_S$ (voir **Figure 4.12**).

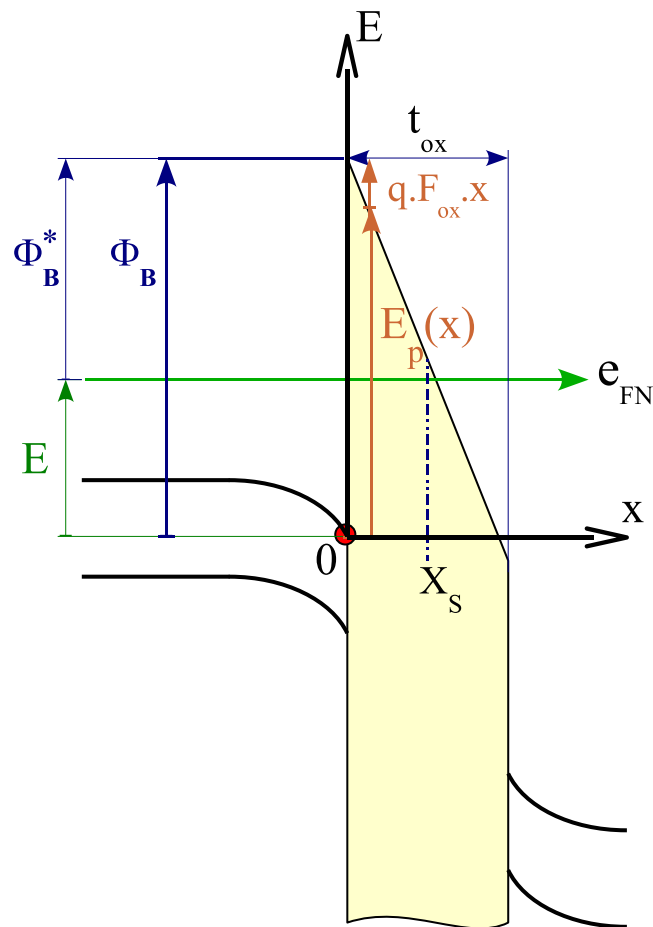


Figure 4.12: Schéma de bandes représentant l'injection Fowler-Nordheim d'un électron d'énergie E . La profondeur X_S représente l'abscisse de sortie de l'électron de la barrière tunnel sous tension de polarisation.

$$\text{On a : } E_p(x) = \Phi_B - q F_{ox} x \quad (4.35)$$

où Φ_B est la hauteur de la barrière de potentiel et F_{ox} le champ électrique uniforme dans l'oxyde.

$$\begin{cases} \text{En } x = 0 & \rightarrow E_p(x) = \Phi_B \\ \text{En } x = X_s & \rightarrow E_p(x) = E \end{cases}$$

On a alors :

$$\int_0^{X_s} k(x) dx = \int_0^{X_s} \frac{\sqrt{2 \cdot m_{ox}}}{\hbar} [E - E_p(x)]^{1/2} dx \quad (4.36)$$

$$= \int_0^{X_s} \frac{\sqrt{2 \cdot m_{ox}}}{\hbar} (\Phi_B - E - q F_{ox} x)^{1/2} dx \quad (4.36a)$$

$$= \frac{2}{3} \frac{\sqrt{2 \cdot m_{ox}}}{\hbar q F_{ox}} (\Phi_B - E)^{3/2} \quad (4.36b)$$

On obtient la transparence $T(E)$ d'une barrière de potentiel triangulaire :

$$T_{tri}(E) = \exp \left[-2 \cdot \int_0^{X_s} k(x) dx \right] \quad (4.37)$$

$$\text{d'où } \boxed{T_{tri}(E) = \exp \left[-\frac{4\sqrt{2 \cdot m_{ox}}}{3 \hbar q F_{ox}} \cdot (\Phi_B - E)^{3/2} \right]} \quad (4.38)$$

On peut définir une hauteur de barrière effective Φ_B^* vue par l'électron d'énergie incidente E par $\Phi_B^* = \Phi_B - E$ (**Figure 4.12**). La transparence de la barrière $T(E)$ dépend alors uniquement du champ électrique dans l'oxyde F_{ox} , et de la hauteur de barrière effective Φ_B^* .

Transparence d'une barrière de potentiel trapézoïdale

Pour une barrière de potentiel trapézoïdale, la probabilité de passage d'une charge à travers l'isolant, charge entrant dans la barrière à l'abscisse X_1 et en sortant à l'abscisse X_2 est calculée de manière similaire :

$$T(E) = \exp \left[-2 \cdot \int_{X_1}^{X_2} k(x) dx \right] \quad (4.39)$$

$$\text{avec : } \int_{X_1}^{X_2} k(x) dx = \int_{X_1}^{X_2} \frac{\sqrt{2 \cdot m_{ox}}}{\hbar} [E - E_p(x)]^{1/2} dx \quad (4.40)$$

$$= \int_{X_1}^{X_2} \frac{\sqrt{2 \cdot m_{ox}}}{\hbar} (\Phi_B - E - q F_{ox} x)^{1/2} dx \quad (4.40a)$$

$$= \frac{2}{3} \frac{\sqrt{2 \cdot m_{ox}}}{\hbar q F_{ox}} \left[(\Phi_B - E - q F_{ox} X_1)^{3/2} - (\Phi_B - E - q F_{ox} X_2)^{3/2} \right] \quad (4.40b)$$

On en déduit la transparence d'une barrière trapézoïdale :

$$\boxed{T_{tra}(E) = \exp \left[-\frac{4\sqrt{2 \cdot m_{ox}}}{3 \hbar q F_{ox}} \left[(\Phi_B - E - q \cdot F_{ox} \cdot X_1)^{3/2} - (\Phi_B - E - q \cdot F_{ox} \cdot X_2)^{3/2} \right] \right]} \quad (4.41)$$

Dans le cas où la barrière est constituée d'un oxyde d'épaisseur t_{ox} , on a $X_1 = 0$ et $X_2 = t_{ox}$.

Transparence généralisée - Courant Fowler-Nordheim et Courant Tunnel Direct

La transparence généralisée dépend de l'énergie E de l'électron incident, du champ électrique moyen F_{ox} et de la hauteur de barrière de l'interface injectante Φ_B (voir **Figure 4.13**). Elle est définie par l'équation (4.42) suivante :

$$T(E) = \begin{cases} T_{tri} & \text{si } E \geq [\max(\Phi_B - q.F_{ox}.t_{ox}, 0)] \\ T_{tra} & \text{si } (E \geq 0) \text{ et } E \leq [\max(\Phi_B - q.F_{ox}.t_{ox}, 0)] \end{cases} \quad (4.42)$$

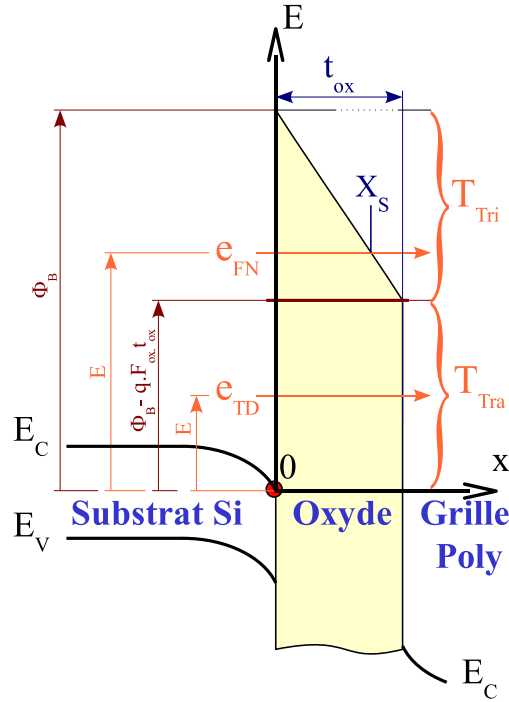


Figure 4.13: Schéma de bandes montrant les contributions Fowler-Nordheim et tunnel direct.

La densité de courant d'injection J est obtenue en intégrant l'équation (4.28) sur toute la hauteur de barrière injectante avec la transparence tunnel définie selon l'expression (4.42). Cette intégrale peut être décomposée en deux intégrales correspondant à J_{TD} et J_{FN} , suivant le type de barrière que l'électron incident d'énergie E doit traverser soit :

$$J = J_{TD} + J_{FN} \quad (4.43)$$

Pour des tensions de grille positives par exemple, la contribution du courant Fowler-Nordheim s'écrit :

$$J_{FN} = \frac{4.\pi.m_c.q.kT}{h^3} \int_{\max[\Phi_{B_{sc}} - q.F_{ox}.t_{ox}, 0]}^{\Phi_{B_{sc}}} T_{FN_{sc}}(E_x) \ln \left[\frac{1 + \exp\left(\frac{E_{f_{sc}} - E_x}{kT}\right)}{1 + \exp\left(\frac{E_{f_G} - E_x}{kT}\right)} \right] dE_x \quad (4.43a)$$

Pour la contribution du courant tunnel direct, la relation (4.28) devient :

$$J_{TD} = \frac{4\pi \cdot m_c \cdot q \cdot kT}{h^3} \int_0^{\max[\Phi_{B_{sc}} - q \cdot F_{ox} \cdot t_{ox}, 0]} T_{TD_{sc}}(E_x) \ln \left[\frac{1 + \exp\left(\frac{E_{f_{sc}} - E_x}{kT}\right)}{1 + \exp\left(\frac{E_{f_G} - E_x}{kT}\right)} \right] dE_x \quad (4.43b)$$

avec :

- $T_{FN_{sc}}$ la transparence tunnel FN calculée pour la hauteur de barrière $\Phi_{B_{sc}}$ à l'électrode injectante,
- $T_{TD_{sc}}$ la transparence tunnel direct calculée pour la même hauteur de barrière $\Phi_{B_{sc}}$.

Validation du modèle

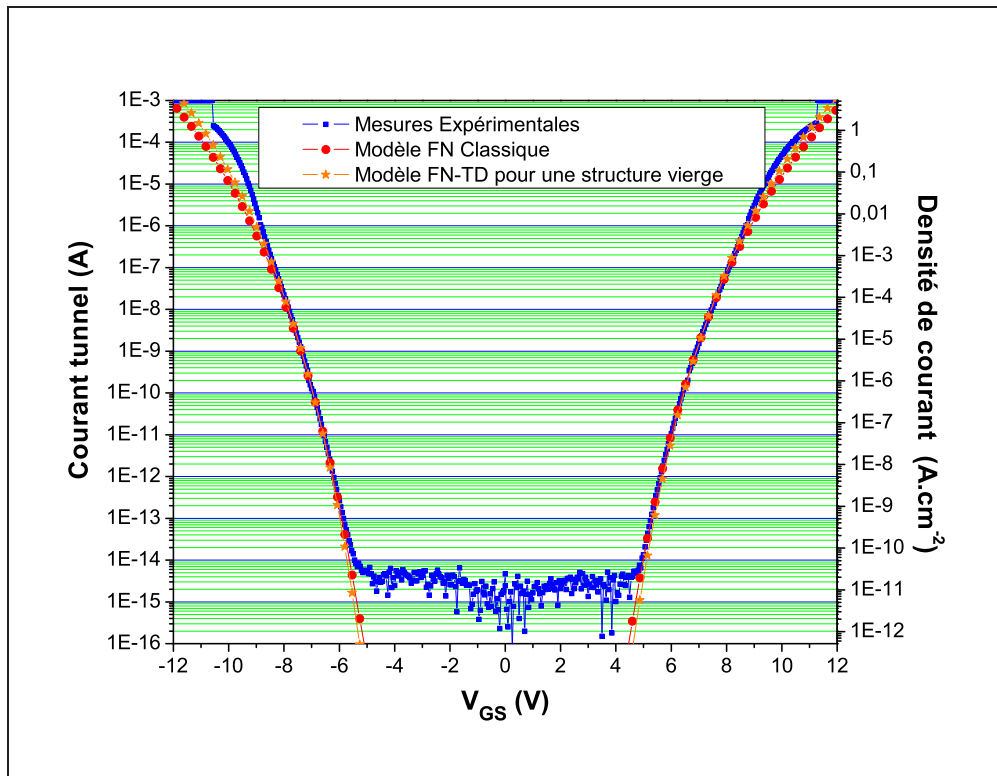


Figure 4.14: Structure GF_1 : Comparaison des modélisations du courant Fowler-Nordheim classique et du modèle physique simplifié, tenant compte de la grille polysilicium et de la transparence tunnel, pour une structure vierge.

$$S_{tun} = 19\,360 \mu\text{m}^2, \quad S_{LV} = 43\,940 \mu\text{m}^2$$

Modèle	Grille	Substrat
Classique ($\pm 0,1 \text{ eV}$)	2,80 eV	3,05 eV
Poly ($\pm 0,1 \text{ eV}$)	3,05 eV	3,15 eV

Tableau 4.3: Structure GF_1 : Comparaison des hauteurs de barrières, entre le modèle classique et le modèle prenant en compte la distribution en énergie des porteurs dans la grille polysilicium.

Afin de valider cette approche, nous avons calculé le courant de conduction de l'oxyde tunnel de nos structures de test, en tenant compte de la transparence totale d'une structure vierge et

en ajustant les hauteurs de barrière $\Phi_{B_{sc}}$ et Φ_{B_G} . Le champ électrique a été évalué en utilisant le modèle capacitif Fermi-Dirac présenté § 4.2.1.

La simulation ainsi obtenue est représentée sur la **Figure 4.14**. Le **Tableau 4.3** donne les paramètres de simulation correspondants.

On observe un bon accord avec la caractéristique expérimentale I-V, comparable avec celui obtenu par le modèle classique ne prenant pas en compte la distribution des niveaux d'énergie dans la grille polysilicium. Cette prise en compte résulte en une légère augmentation des hauteurs de barrières extraites par rapport au modèle classique. On remarquera cependant sur la **Figure 4.14** que cette modélisation ne permet pas de rendre compte du phénomène de surcourant à fort champ.

L'approche que nous venons de présenter, basée sur la transparence tunnel généralisée, permet de modéliser les caractéristiques I-V de l'oxyde tunnel en polarités positives et négatives en ne modifiant que les seules hauteurs de barrière aux interfaces injectantes. Cette approche sera reprise dans le chapitre suivant lors de la prise en compte de la présence de pièges dans l'oxyde tunnel.

4.3 Modélisation dynamique

Dans cette partie, nous développons le modèle dynamique utilisé par la suite pour simuler les étapes de programmation en écriture et en effacement de la structure "grille flottante" et analyser les contraintes électriques subies par l'oxyde tunnel. Nous modéliserons également la cinétique de décharge de la grille flottante et les temps de rétention qui en résultent.

La **Figure 4.15** rappelle le schéma électrique équivalent de la structure de test présenté **Figure 4.1**. Les variations temporelles du potentiel de grille flottante et du courant de programmation ont été établies dans l'approximation quasi-statique, c'est-à-dire en supposant la validité des relations statiques entre les différentes quantités pertinentes.

4.3.1 Potentiel de grille flottante

A tout instant t , l'évolution de la charge totale Q_F stockée sur la grille flottante est régie par le courant injecté I_{FD} à travers l'oxyde tunnel :

$$\frac{dQ_F}{dt} = -I_{FD}(V_{FD}) \quad (4.44)$$

La charge Q_F étant répartie sur les différentes surfaces de couplage entre la grille flottante et les autres terminaux de la structure, on peut écrire :

$$dQ_F = dQ_{F,D} + dQ_{F,B} + dQ_{F,C} \quad (4.45)$$

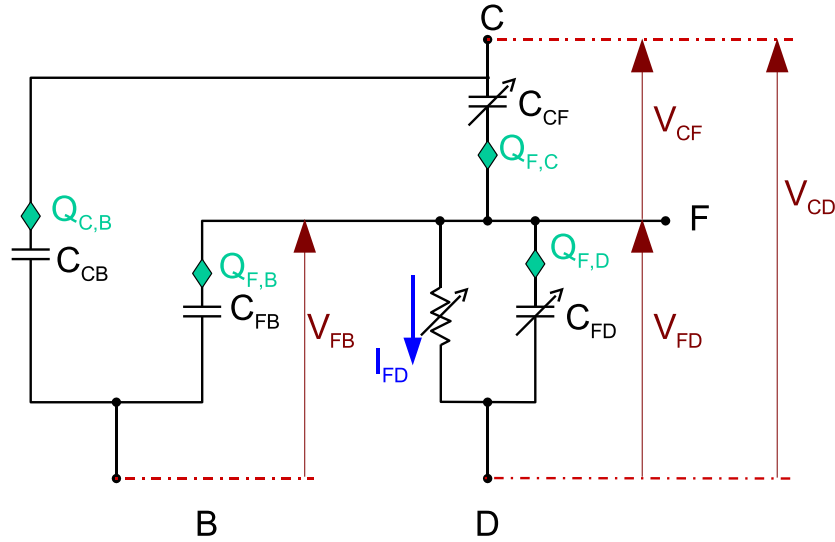


Figure 4.15: Schéma électrique équivalent de la structure de test $GF_{1,2}$.

avec :

$$\frac{dQ_{F,D}}{dV_{FD}} = C_{FD}(V_{FD}) \quad (4.46)$$

$$\text{où : } \frac{dQ_{F,B}}{dV_{FB}} = C_{FB}(V_{FB}) \quad (4.47)$$

$$\frac{dQ_{F,C}}{dV_{CF}} = -C_{CF}(V_{CF}) \quad (4.48)$$

Dans les conditions de mesure du potentiel de grille flottante, le substrat (B) et le drain (D) sont connectés ensemble, donc à tout instant $V_{FB} = V_{FD}$.

Des équations précédentes, on en déduit l'équation différentielle régissant les variations temporelles du potentiel de grille flottante V_{FD} :

$$\frac{dV_{FD}}{dt} = \frac{C_{CF}(V_{CD} - V_{FD}) \cdot \frac{dV_{CD}}{dt} - I_{FD}(V_{FD})}{C_{CF}(V_{CD} - V_{FD}) + C_{FD}(V_{FD}) + C_{FB}(V_{FD})} \quad (4.49)$$

En appelant C_T la capacité totale de la structure donnée par :

$$C_T = C_{CF} + C_{FD} + C_{FB} \quad (4.50)$$

On peut aussi écrire :

$$\frac{dV_{FD}}{dt} = \frac{1}{C_T} \cdot \left(C_{CF}(V_{CD} - V_{FD}) \cdot \frac{dV_{CD}}{dt} - I_{FD}(V_{FD}) \right) \quad (4.51)$$

$$\text{ou } \frac{dV_{FD}}{dt} = A_c \cdot \frac{dV_{CD}}{dt} - \frac{I_{FD}}{C_T} \quad (4.52)$$

$$\text{avec : } A_c = \frac{C_{CF}}{C_T} \quad (4.53)$$

où A_c est le coefficient de couplage capacitif dynamique entre la grille flottante et la grille de contrôle.

L'équation (4.51) exprime la variation temporelle du potentiel de la grille flottante V_{FD} en fonction de la variation temporelle de la tension V_{CD} imposée entre la grille de contrôle et le drain. Sa résolution numérique permet d'obtenir $V_{FD}(t)$ à condition toutefois de connaître la loi d'injection $I_{FD}(V_{FD})$ à travers l'oxyde tunnel ainsi que les valeurs des différentes capacités en fonction du potentiel de la grille flottante. En pratique, la caractéristique expérimentale $I_{FD}(V_{FD})$ est utilisée. La capacité de couplage C_{FB} ainsi que les capacités C_{CF} (ONO) et C_{FD} (oxyde tunnel + oxyde de grille LV) sont mesurées en fonction du potentiel de grille flottante V_{FD} .

4.3.2 Courant de programmation

Nous avons vu au § 3.4.3 que le courant de programmation s'exprime par l'équation (3.5)¹ rappelée ci-après :

$$I_{prog} = I_{par} + I_B + I_D \quad (3.5)$$

En accord avec le schéma de la **Figure 4.1**, ces différents courants s'expriment par :

$$I_{par} = C_{par} \cdot \frac{dV_{CD}}{dt} \quad (4.54)$$

$$I_B = C_{FB}(V_{FD}) \cdot \frac{dV_{FD}}{dt} + C_{CB}(V_{CD}) \frac{dV_{CD}}{dt} \quad (4.55)$$

$$I_D = C_{FD}(V_{FD}) \cdot \frac{dV_{FD}}{dt} + I_{FD}(V_{FD}) \quad (4.56)$$

Le courant de programmation s'écrit alors :

$$\begin{aligned} I_{prog} = & \underbrace{[C_{FD}(V_{FD}) + C_{FB}(V_{FD})] \cdot \frac{dV_{FD}}{dt} + [C_{par} + C_{CB}(V_{CD})] \cdot \frac{dV_{CD}}{dt}}_{\text{Courant de déplacement}} \\ & + \underbrace{I_{FD}(V_{FD})}_{\text{Courant d'injection}} \end{aligned} \quad (4.57)$$

I_{prog} est composé de deux contributions, un courant de déplacement (deux premiers termes) dû aux variations temporelles des potentiels de grille et le courant d'injection I_{FD} traversant l'oxyde tunnel.

Les **Figures 4.16(a)** et **4.16(b)** comparent les courbes expérimentales et simulées des variations temporelles du potentiel de grille flottante V_{FD} et du courant de programmation I_{prog} durant un cycle d'écriture (potentiels de grille négatifs) et durant un cycle d'effacement (potentiels de grille positifs).

¹Voir également la **Figure 3.21** p.54

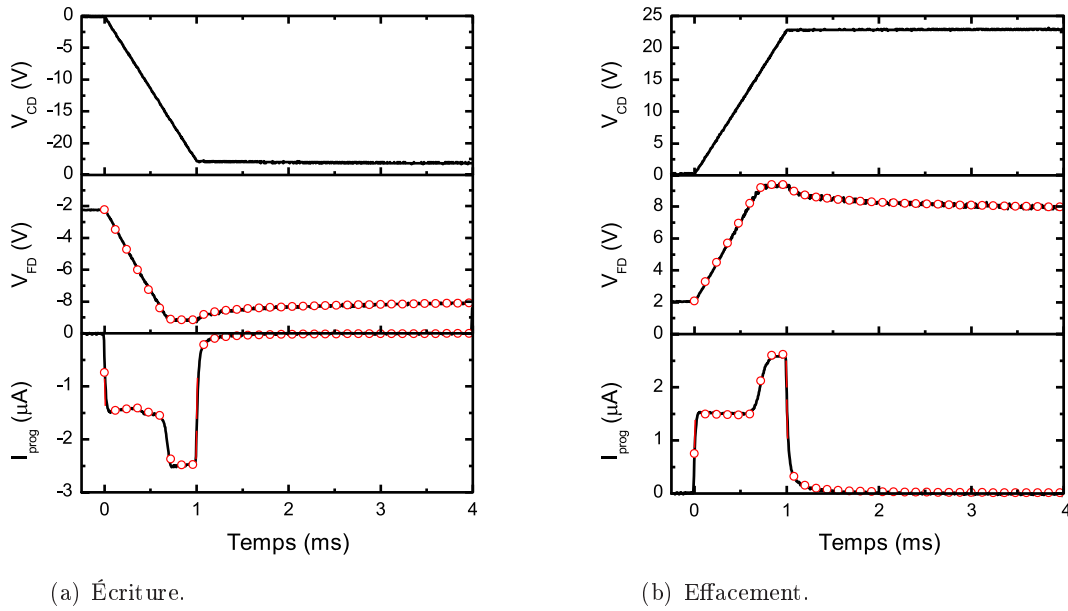


Figure 4.16: Comparaison entre mesures (-) et simulations (o) des variations temporelles du potentiel de grille flottante V_{FD} et du courant de programmation I_{prog} en fonction du potentiel appliqué sur la grille de contrôle V_{CD} lors d'une opération d'écriture (a) et d'effacement (b).

Les courbes expérimentales ont été obtenues à l'aide des techniques de mesures dynamiques décrites dans le § 3.4. Un excellent accord est obtenu validant le modèle proposé. L'approximation quasi-statique conduit donc à une très bonne description des transitoires expérimentaux, du moins pour les vitesses de rampes de tension considérées ici et qui correspondent à des pulses réalistes de programmation des cellules EEPROM. Par conséquent cette modélisation est tout à fait applicable à une cellule EEPROM élémentaire, à condition d'ajuster les différentes capacités et coefficients de couplage.

4.3.3 Analyse des contraintes subies par l'oxyde tunnel

Les variations du potentiel de grille flottante durant un cycle d'effacement (**Figure 4.16(b)**), peuvent être analysées physiquement de la façon suivante : la valeur initiale de V_{FD} (pour des temps négatifs) d'environ 2 V dans les conditions de programmation utilisées, dépend de la charge positive accumulée sur la grille flottante lors du cycle d'écriture précédent. Puisque cette valeur est inférieure à la tension seuil d'injection Fowler-Nordheim, V_{FD} augmente proportionnellement à V_{CD} .

Le coefficient de proportionnalité est le coefficient de couplage capacitif entre la grille flottante et la grille de contrôle. Lorsque le potentiel V_{FD} devient suffisant pour provoquer une injection FN, la vitesse de variation de V_{FD} commence à diminuer pour devenir nulle, au moment où V_{FD} et le courant d'injection atteignent leur valeur maximale. La dernière phase correspond à V_{CD} constant et maximal ; durant cette phase, V_{FD} décroît lentement alors que l'injection FN

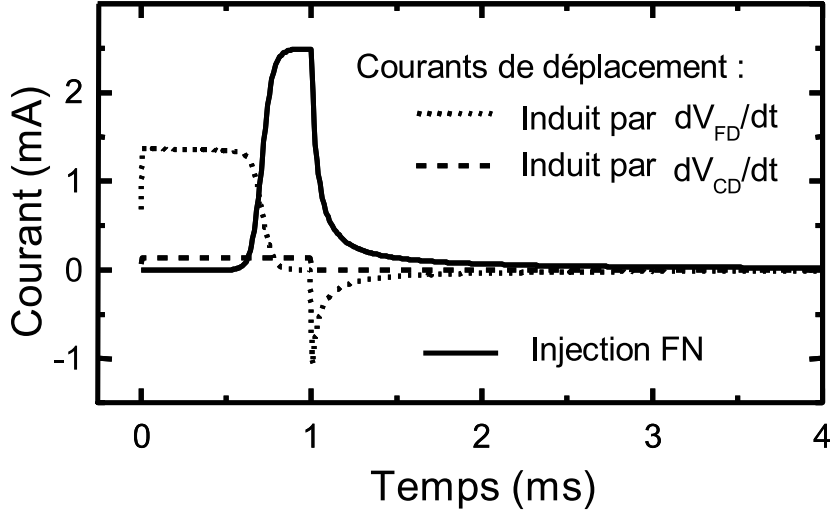


Figure 4.17: Décomposition du courant de programmation en ses différentes contributions.

continue. Puisque l'injection FN varie comme V_{FD} , la vitesse de variation de V_{FD} devient de plus en plus faible.

Le comportement du courant de programmation I_{prog} s'explique par les contributions des courants de déplacement et du courant d'injection FN. La **Figure 4.17** montre la décomposition de I_{prog} en ses différentes contributions pour la phase d'effacement. Un courant de déplacement constant est observé durant la première phase pour laquelle aucune injection FN ne se produit. Puis le courant d'injection FN augmente pour atteindre une valeur maximale. Simultanément, le courant de déplacement induit par la variation de V_{FD} décroît puis s'annule. Durant la dernière phase, le courant de programmation est formé d'une composante positive rapidement décroissante, correspondant à la décroissance du courant FN diminué du courant de déplacement négatif dû à la variation de V_{CD} . On peut observer sur la **Figure 4.16** que le courant de déplacement est quasiment constant durant la phase d'effacement, tandis qu'il varie légèrement durant la phase d'écriture. Ceci est dû à la non constance du coefficient de couplage capacitif A_c dans la gamme de potentiel V_{FD} négatifs, due à la variation de la capacité tunnel en régime de désertion.

Exprimons la valeur maximale atteinte par le courant d'injection lors d'un cycle de programmation. Comme le prédit la loi FN, le courant d'injection FN atteint sa valeur maximale $I_{FD_{max}}$ lorsque le potentiel de grille flottante est également à sa valeur maximale $V_{FD_{max}}$. On peut donc écrire :

$$V_{FD} = V_{FD_{max}} \implies \frac{dV_{FD}}{dt} = 0 \quad (4.58)$$

Soit d'après l'équation (4.52) :

$$I_{FD_{max}} = I_{FD}(V_{FD} = V_{FD_{max}}) = A_C C_T \cdot \frac{dV_{CD}}{dt} = C_{CF} \cdot \frac{dV_{CD}}{dt} \quad (4.59)$$

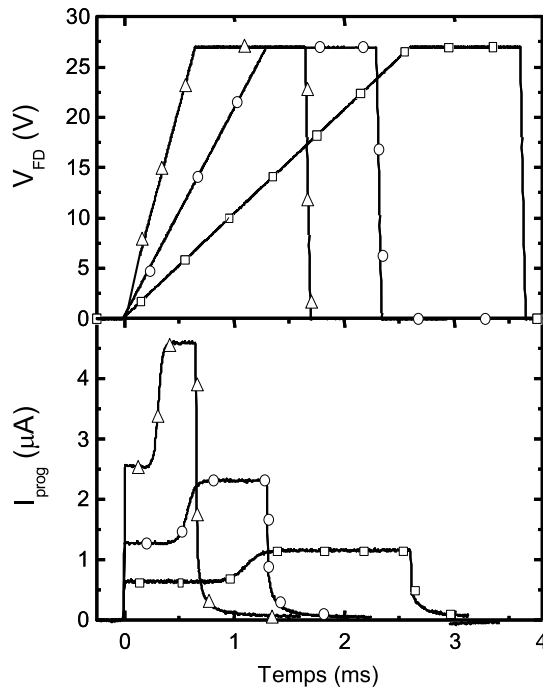


Figure 4.18: Transitoires acquis pour trois temps de montée différents (0,5 ; 1 et 2,5 ms).

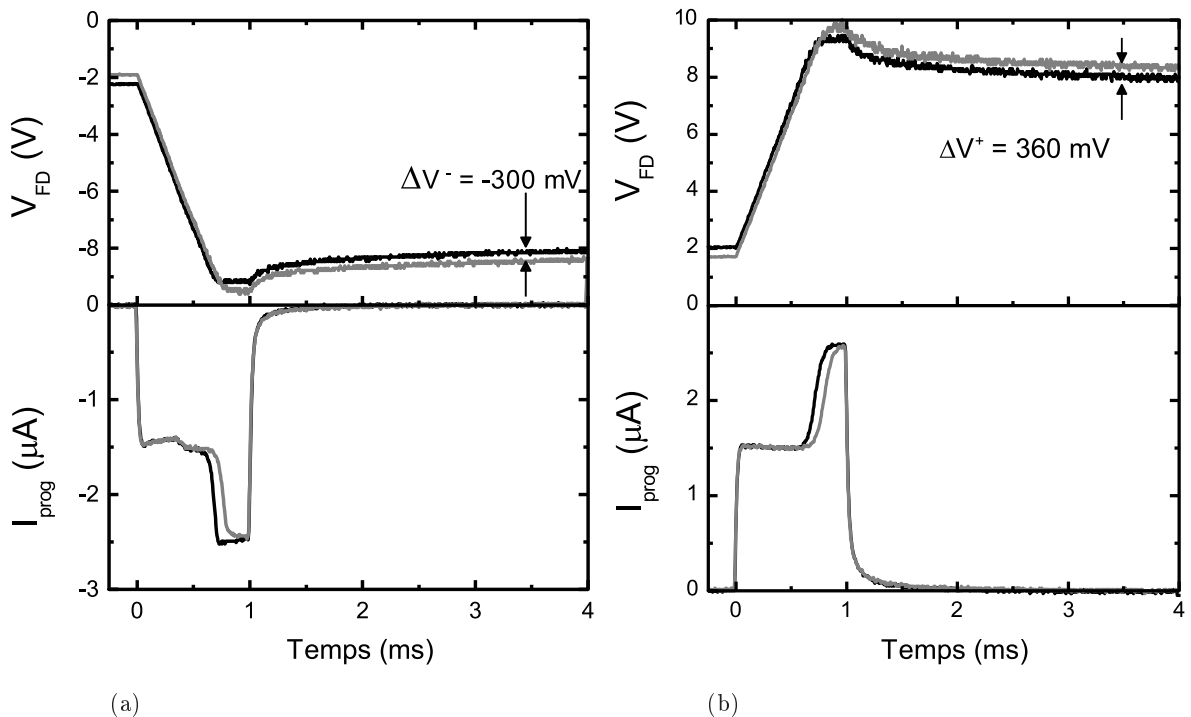


Figure 4.19: Comparaison des transitoires obtenus sur une structure vierge (courbes en noir) et sur une structure stressée (courbes en gris) lors d'un cycle d'écriture (a) et d'effacement (b).

La tension V_{CD} augmentant linéairement avec une vitesse égale à $\frac{V_{PP}}{t_r}$, où V_{PP} est la tension maximale des pulses de programmation et t_r le temps de montée, on a finalement :

$$I_{FD_{\max}} = C_{CF} \cdot \frac{V_{PP}}{t_r} \quad (4.60)$$

Cette expression de $I_{FD_{\max}}$ montre que le courant maximal d'injection n'est fonction que du coefficient de couplage C_{CF} entre la grille flottante et la grille de contrôle et des paramètres des pulses de programmation (V_{PP} et t_r). Ceci est confirmé par les acquisitions transitoires de la **Figure 4.18** réalisées pour trois temps de montée t_r différents à V_{PP} constant. $I_{FD_{\max}}$ est bien inversement proportionnel à t_r .

L'expression (4.59) montre que $I_{FD_{\max}}$ ne dépend pas a priori de l'état de charge de l'oxyde tunnel, donc de son niveau de dégradation. Ceci est confirmé par les acquisitions de la **Figure 4.19** où les transitoires obtenus sur une structure de test ayant été dégradée par une injection préalable d'une charge de $10 C.cm^{-2}$ à travers l'oxyde tunnel sont comparés à ceux d'une structure vierge. On peut observer que la seule grandeur indépendante du niveau de dégradation de l'oxyde est la valeur de $I_{FD_{\max}}$ et que par conséquent le courant maximal d'injection constitue la grandeur la plus pertinente pour décrire les contraintes subies par l'oxyde tunnel au cours de cycles de programmation successifs.

On remarque également que la fermeture de fenêtre de programmation s'explique non pas par une diminution du courant d'injection, mais par une réduction de la quantité totale de charges injectées à chaque cycle, la durée d'injection étant réduite au fur et à mesure que l'oxyde se charge.

La conclusion de cette analyse est que les contraintes les plus représentatives de celles subies par l'oxyde tunnel au sein d'une cellule EEPROM sont des contraintes d'injection à courant constant et non pas à tension constante. C'est donc ce type de contraintes que nous utiliserons dans le **Chapitre 6** lors de l'étude des courants de fuite induits.

4.3.4 Cinétique de perte de charge et temps de rétention

4.3.4.1 Cinétique de perte de charge

Considérons dans un premier temps une simple structure MOS de capacité C_{tun} que l'on charge sous une différence de potentiel V_{G_0} . La charge Q_{G_0} accumulée sur la grille est donnée par :

$$Q_{G_0} = C_{tun} V_{G_0} \quad (4.61)$$

A l'instant $t = 0$, on supprime la polarisation appliquée à la structure, la grille est donc rendue flottante. Si l'oxyde de grille présente un courant de fuite donné par la relation $I_G(V_G)$,

la charge Q_G et le potentiel V_G de la grille vont diminuer au cours du temps selon la cinétique suivante :

$$\frac{dQ_G(t)}{dt} = C_{tun} \frac{dV_G(t)}{dt} = -I_G(V_G) \quad (4.62)$$

Le temps $t_{1,2}$ nécessaire pour que le potentiel de grille varie entre deux valeurs quelconques V_{G_1} et V_{G_2} s'exprime par :

$$t_{1,2} = - \int_{V_{G_1}}^{V_{G_2}} \frac{C_{tun}}{I_G(V_G)} dV_G \quad (4.63)$$

4.3.4.2 Temps de rétention d'une cellule FLOTOX EEPROM

Appelons $V_{th}^{e/w}$ la tension de seuil d'une cellule EEPROM dans l'état effacé/écrit (e pour *erase* et w pour *write*). L'écart $\Delta V_{th}^{e/w}$ entre $V_{th}^{e/w}$ et la tension de seuil V_{th0} de la cellule vierge (charge nulle sur la grille flottante) est proportionnel à la charge $Q_F^{e/w}$ stockée sur la grille flottante.

$$\Delta V_{th}^{e/w} = V_{th}^{e/w} - V_{th0} = \frac{Q_F^{e/w}}{C_{CF}} \quad (4.64)$$

C_{CF} étant la capacité de couplage entre la grille de contrôle et la grille flottante.

Le potentiel de la grille flottante $V_{FD}^{e/w}$ est lui donné par :

$$V_{FD}^{e/w} = A_C \Delta V_{th}^{e/w} = \frac{C_{CF}}{C_T} \Delta V_{th}^{e/w} \quad (4.65)$$

A_C étant le coefficient de couplage entre la grille de contrôle et la grille flottante et C_T la capacité totale de la cellule.

Le temps de rétention d'une cellule EEPROM est défini comme le temps nécessaire à la diminution de $\Delta V_{th}^{e/w}$ de $x\%$. $\Delta V_{th}^{e/w}$ peut lui aussi être considéré comme un paramètre variable car dépendant des conditions de programmation (forme temporelle et amplitude des pulses de programmation). Nous l'appellerons donc y dans la suite. Durant le temps de rétention, consécutivement à la perte de charge de la grille flottante, le potentiel de grille flottante varie de $A_C y$ à $A_C (\frac{100-x}{100})y$.

Dans les conditions normales de rétention, aucune polarisation n'étant appliquée à la cellule, nous considérerons que tous les terminaux extérieurs de la cellule sont reliés ensemble. L'évolution temporelle du potentiel de la grille flottante est régie par l'équation différentielle suivante :

$$\frac{dV_{FD}}{dt} = - \frac{I_{FD}(V_{FD})}{C_T} \quad (4.66)$$

Le temps de rétention t_r s'exprime alors en fonction de x et $\Delta V_{th}^{e/w}$ par :

$$t_r(x, y) = - \int_{-A_C y}^{-A_C (\frac{100-x}{100})y} \frac{C_T}{I_{FD}(V_{FD})} dV_{FD} \quad (4.67)$$

Cette modélisation de la cinétique de rétention reste tout à fait valable pour les structures de test grille flottante de type GF₁ et GF₂. Cependant l'expression du temps de rétention donnée ci-dessus montre que le temps de rétention t_r , à x et y donnés, dépend de la géométrie de la structure par l'intermédiaire de A_C , C_T et I_{FD} .

4.3.4.3 Loi d'extrapolation du temps de rétention

Nous voulons ici établir la loi d'extrapolation permettant de comparer les temps de rétention de deux structures à grille flottante de géométrie différente, mais comportant un oxyde tunnel identique. Les grandeurs indépendantes de la géométrie de la structure sont la capacité par unité de surface C_{tun}^S de l'oxyde tunnel et sa caractéristique de fuite $J_{FD}(V_{FD})$, où J_{FD} est la densité de courant. Le temps de rétention t_r donné par l'équation (4.67) doit être réexprimé en fonction de ces deux grandeurs.

En introduisant

$$J_{FD} = \frac{I_{FD}}{S_{tun}} \quad (4.68a)$$

$$A_{D,tun} = \frac{C_{tun}}{C_T} \quad (4.68b)$$

$$C_{tun}^S = \frac{C_{tun}}{S_{tun}} \quad (4.68c)$$

l'expression de t_r devient :

$$t_r(x, y) = - \frac{C_{tun}^S}{A_{D,tun}} \int_{-A_C y}^{-A_C y (\frac{100-x}{100})} \frac{1}{J_{FD}(V_{FD})} dV_{FD} \quad (4.69)$$

On peut déduire de l'expression ci-dessus la règle d'extrapolation du temps de rétention d'une cellule 1 à une cellule 2, pour des fuites à travers l'oxyde tunnel identiques.

On a pour la cellule 2 :

$$t_r^2(x, y) = - \frac{C_{tun}^S}{A_{D,tun}^2} \int_{-A_C^2 y}^{-A_C^2 y (\frac{100-x}{100})} \frac{1}{J_{FD}(V_{FD})} dV_{FD} \quad (4.70a)$$

$$= \frac{A_{D,tun}^1}{A_{D,tun}^2} \left[- \frac{C_{tun}^S}{A_{D,tun}^1} \int_{-A_C^1 y (\frac{A_C^2}{A_C^1})}^{-A_C^1 y (\frac{100-x}{100}) (\frac{A_C^2}{A_C^1})} \frac{1}{J_{FD}(V_{FD})} dV_{FD} \right] \quad (4.70b)$$

et pour la cellule 1 :

$$t_r^1(x, y') = - \frac{C_{tun}^S}{A_{D,tun}^1} \int_{-A_C^1 y'}^{-A_C^1 y' (\frac{100-x}{100})} \frac{1}{J_{FD}(V_{FD})} dV_{FD} \quad (4.71)$$

Finalement, la loi d'extrapolation s'écrit :

$$t_r^2(x, y) = \frac{A_{D,tun}^1}{A_{D,tun}^2} \cdot t_r^1(x, \frac{A_C^2}{A_C^1} y) \quad (4.72)$$

Nous finirons par considérer le cas particulier où l'on compare les temps de rétention à partir d'un même potentiel initial de grille flottante V_{FD_0} . Par analogie avec l'équation (4.69), l'expression du temps de rétention se simplifie en :

$$t_r(x, V_{FD_0}) = - \frac{C_{tun}^S}{A_{D,tun}} \int_{V_{FD_0}}^{V_{FD_0} \left(\frac{100-x}{100} \right)} \frac{1}{J_{FD}(V_{FD})} dV_{FD} \quad (4.73)$$

et la règle d'extrapolation devient :

$$t_r^2(x, V_{FD_0}) = \frac{A_{D,tun}^1}{A_{D,tun}^2} \cdot t_r^1(x, V_{FD_0}) \quad (4.74)$$

On a alors un simple coefficient de proportionnalité $\frac{A_{D,tun}^1}{A_{D,tun}^2}$ entre les temps de rétention de deux structures de géométrie différente.

Les mesures de rétention en grille flottante peuvent être également réalisées sur une capacité MOS simple grille reliée à celle d'un transistor de mesure. La procédure expérimentale consiste alors à appliquer une tension donnée sur la grille, à relever la pointe de contact à l'instant $t = 0$, puis à mesurer, en fonction du temps, le courant de drain du transistor de mesure. Dans le cas de cette structure, le coefficient $A_{D,tun}$ est égal à 1. Le **Tableau 4.4** compare les coefficients de couplage d'une cellule mémoire, des structures de test grille flottante *GF1* et *GF2* et d'une structure à simple capacité MOS et donne les valeurs du coefficient d'extrapolation $\frac{A_{D,tun}^{cellule}}{A_{D,tun}}$ pour les différentes structures de test en prenant la cellule réelle comme référence.

	Capa	GF ₂	GF ₁
$A_{D,tun}$	1	0,7	0,45
$\frac{t_r}{t_r^{cellule}}$	0,14	0,2	0,31

Tableau 4.4: Comparaison des coefficients de couplage pour différentes structures de tests.

Le **Tableau 4.4** montre que, à potentiel de grille initial V_{FD_0} donné, les temps de rétention les plus courts sont obtenus pour une capacité MOS simple grille. Ainsi il est judicieux d'effectuer des mesures expérimentales sur de telles structures pour réduire les temps d'acquisition. En revanche, pour optimiser le temps de rétention d'une cellule mémoire, il est nécessaire de minimiser son coefficient de couplage $A_{D,tun}$.

Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons exposé les procédures d'extraction des paramètres physiques et structuraux des structures de test "grille flottante" à partir des caractéristiques C-V expérimentales et d'un modèle semi-classique utilisant la statistique de Fermi-Dirac. Cette modélisation

permet également d'accéder à la relation entre le champ électrique moyen dans l'oxyde et la tension de grille appliquée.

Nous avons ensuite présenté un modèle de conduction tunnel basé sur une approche classique de la distribution des porteurs dans l'électrode injectante et sur le calcul de la transparence tunnel de l'oxyde dans l'approximation d'une relation de dispersion parabolique. Ce modèle est en bon accord avec les caractéristiques expérimentales courant-tension des structures de test vierges. Il servira de base aux développements présentés dans le chapitre suivant.

Nous avons finalement présenté une approche théorique du comportement dynamique des structures de test en régime de programmation, qui a été validée par comparaison avec des mesures expérimentales. L'analyse des contraintes électriques subies par l'oxyde tunnel a permis de déterminer les conditions de vieillissement de l'oxyde tunnel les plus réalistes. La modélisation de la cinétique de perte de charges a permis d'établir l'expression du temps de rétention en fonction de la géométrie de la structure grille flottante.

Chapitre 5

Modélisation du transport dans l'oxyde SiO_2

Introduction :

Nous avons considéré dans les chapitres précédents les techniques expérimentales et les modélisations fondamentales des structures de test, en supposant des oxydes tunnel parfaits. Nous allons dans ce chapitre nous concentrer sur la modélisation du transport dans l'oxyde SiO_2 avec la prise en compte de défauts situés dans l'oxyde.

Après quelques considérations sur le comportement phénoménologique du mode de conduction SILC, nous proposerons une modélisation de ce phénomène à travers un modèle de courant assisté par des pièges dans l'oxyde. Nous présenterons l'impact des différents paramètres du modèle sur les caractéristiques courant-tension. La confrontation de ce modèle aux mesures expérimentales sera exposée dans le chapitre suivant.

5.1 Considérations générales et bref historique

Les quelques considérations et observations expérimentales suivantes nous ont permis de poser les bases et les hypothèses du modèle que nous proposons par la suite.

1. Les courants SILC montrent un comportement symétrique en tension ; à même niveau de dégradation de l'oxyde, les courants de fuite mesurés sont quasiment indépendants de la polarité de grille, donc du sens du champ électrique dans l'oxyde ; le mode de conduction associé doit par conséquent être indépendant de l'électrode injectante, silicium ou polysilicium.
2. Sur des structures quasi-vierges ou très faiblement dégradées, des courants SILC de niveau extrêmement faible ont pu être mesurés par la technique de la grille flottante. Dans le même temps, aucune dégradation de l'interface Si/SiO_2 n'a pu être mise en évidence par l'analyse

des caractéristiques C-V. De ce fait, les états d'interface ne seront pas pris en compte dans le mode de conduction SILC. Dans le cas de structures plus fortement stressées, il est impossible actuellement, à partir des mesures réalisées, de décorrélérer l'influence des états d'interfaces des phénomènes de volume. Pour ces raisons, l'influence des états d'interfaces sera ici totalement négligée.

3. Le substrat silicium d'une structure vierge comportant très peu de défauts introduisant des niveaux énergétiques dans sa bande interdite, l'injection des porteurs sera considérée comme s'effectuant uniquement à partir de niveaux situés dans la bande de conduction du silicium, pour lesquels les porteurs "voient" une barrière de potentiel plus faible que dans la bande interdite.
4. Des défauts situés dans le gap de l'oxyde et servant de relais à la conduction peuvent augmenter considérablement la transparence tunnel.

Ces différentes considérations nous ont conduit à considérer un modèle de conduction assuré par des porteurs issus de la *bande de conduction des électrodes* et assisté par *des pièges situés dans la bande interdite de l'oxyde*.

De nombreux modèles de conduction, prenant en compte des défauts dans l'oxyde servant de relais à la conduction ont été proposés dans la littérature.

En 1972 et 1973, SVENSSON et LUNDSTRÖM proposent [Lundström 1972], [Svensson 1973] un modèle de conduction à partir d'électrodes métalliques assisté par des transitions tunnel via des pièges situés dans l'oxyde. Ce modèle est appelé "Trap Assisted Tunneling (TAT)".

En 1988, CHENG et *Al.* [Cheng 1988] reprennent ce modèle en considérant des électrodes métalliques dans lesquelles l'énergie des électrons incidents est fixée à une valeur unique de $0,2 eV$, une barrière de potentiel triangulaire, un mode de conduction à un piège relais unique (A-Mode) de profondeur énergétique Φ_t fixée, et une distribution homogène de ces défauts dans tout l'oxyde.

En 1992, FLEISCHER et *Al.* [Fleisher 1992] via quelques approximations proposent un modèle analytique utilisant des intégrations numériques, obtenant ainsi moins de 2% d'écart comparé au modèle de CHENG.

Ces modèles, de même que ceux proposés plus tard par HOUNG [Houng 1999], considèrent tous une injection de porteurs issus d'une électrode en aluminium. Les charges injectées "voient" donc une barrière de potentiel inférieure à ϕ_B , avec une énergie de départ E_e dans le métal supposée égale à $0,2 eV$.

Ce modèle a également été appliqué à des structures MOS comportant une grille en polysilicium fortement dopée, mais toujours en considérant la grille comme un quasi-métal

[Chang 2001].

Nous avons adapté la démarche proposée par ces auteurs en considérant :

- un mode de conduction réalisé entre deux continuums de niveaux d'énergie dans les électrodes semi-conductrices, comme présenté dans le chapitre précédent,
- et une conduction tunnel assistée par des pièges relais distribués énergétiquement dans la bande interdite de l'oxyde et non uniformément répartis sur l'épaisseur de la couche.

5.2 Prise en compte de défauts dans l'oxyde

Modèle à un piège (ou SILC A-Mode)

Dans notre approche visant à mesurer des courants de conduction sous faibles champs électriques, donc de très faibles niveaux, nous avons utilisé des structures dites quasi-vierges mais qui en réalité sont inévitablement très faiblement stressées par le fait même de polariser la structure pour pouvoir mesurer ces mêmes courants. Cette approche permet d'aborder l'étude de structures comportant un nombre de défauts intrinsèques ou générés extrêmement faible, un des objectifs étant de les mettre en évidence et de les caractériser. Ces défauts de nature encore inconnue à ce jour, pourraient être à l'origine de la perte de charge des mémoires EEPROM.

A faibles niveaux de dégradation pour lesquels la concentration de défauts dans l'oxyde est peu importante, il est légitime de considérer un mode de conduction assisté par pièges de type "*relais unitaire*" ou "*A-mode*" pour lequel une charge injectée dans l'oxyde transite via un seul et unique piège. Cette approche simple permet de se placer dans une modélisation unidimensionnelle et nous verrons à posteriori qu'elle reste valide sur une large gamme de quantité de charges injectées, représentative à la fois du stress subi par la structure et de son vieillissement.

Cette approche n'est évidemment plus valide pour des structures très fortement stressées, proches du claquage ou du quasi-claquage ; il serait alors nécessaire de considérer un mode de conduction mettant en jeu un nombre de défauts important, de sorte qu'une modélisation unidimensionnelle ne pourrait plus être considérée, pas plus qu'un mode de conduction à relais unitaire. Ceci constitue donc une première limitation du modèle que nous allons proposer maintenant.

5.2.1 Calcul de la transparence tunnel avec prise en compte de défauts dans l'oxyde ; modèle à un piège

L'introduction d'un défaut dans l'oxyde nécessite de modifier la transparence tunnel utilisée dans le calcul du courant. Cette transparence, dont nous allons établir l'expression, n'est applicable qu'aux charges transitant via le piège et non pas à la totalité des charges injectées. En effet, l'influence du piège étant limitée à sa section de capture, ce n'est pas la totalité de la

surface injectante de la structure qui est concernée par la présence des pièges, mais seulement les portions de surface de l'électrode injectante en regard des sections de capture des défauts. Nous reviendrons sur ce point au § 5.2.2.

Introduire un piège relais à la conduction dans l'oxyde nécessite de définir les deux étapes de transition d'un électron injecté : de l'électrode injectante vers le piège puis du piège vers l'électrode réceptrice. A chacune de ces deux étapes, notées **1** et **2**, est associée une probabilité de passage de l'électron. Ces probabilités dépendent de l'énergie E de la particule incidente :

étape₁ : électrode injectante \rightarrow Piège \Rightarrow **Probabilité** $\zeta_1(E)$

étape₂ : Piège \rightarrow électrode réceptrice \Rightarrow **Probabilité** $\zeta_2(E)$

Un exemple de transition tunnel via un piège relais est donné **Figure 5.1** pour le cas particulier d'une barrière triangulaire.

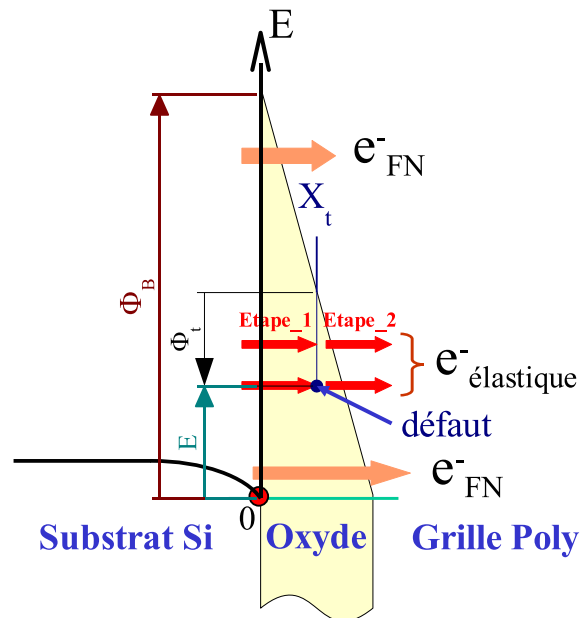


Figure 5.1: Schéma de bandes présentant un piège relais dans une barrière triangulaire.

Dans le cadre de la mécanique quantique, si l'on considère qu'un piège dans l'oxyde constitue un puits de potentiel, il est nécessaire, pour qu'une charge transite via ce piège relais, qu'une résonance tunnel ait lieu, c'est-à-dire que l'énergie de la particule incidente corresponde exactement au niveau d'énergie quantifié non occupé (vide) dans le puits et à un niveau d'énergie vide dans l'électrode réceptrice. Or, comme l'ont constaté plusieurs auteurs [Riess 1999th] [Clerc 2001th], l'occurrence d'une telle configuration est peu probable dans des oxydes d'épaisseur supérieure à 7 nm . De plus, la transparence tunnel pour de telles épaisseurs d'oxyde est également faible, ce qui contribue à réduire le courant tunnel résonnant qui devient quasiment nul, sauf si un nombre exorbitant de défauts est considéré.

Étant donné que la nature même des pièges n'est pas connue, nous avons donc choisi de

considérer que chaque piège se comporte pour l'électron incident comme un continuum de niveaux d'énergie, sur toute la hauteur du "puits" de potentiel induit par le défaut, et sur une surface correspondant à sa section de capture. Ceci revient à considérer que toute transition tunnel à niveau d'énergie compris entre le niveau du fond du puits et celui du bas de la bande de conduction de l'oxyde est équiprobable comme le présente la **Figure 5.2**¹.

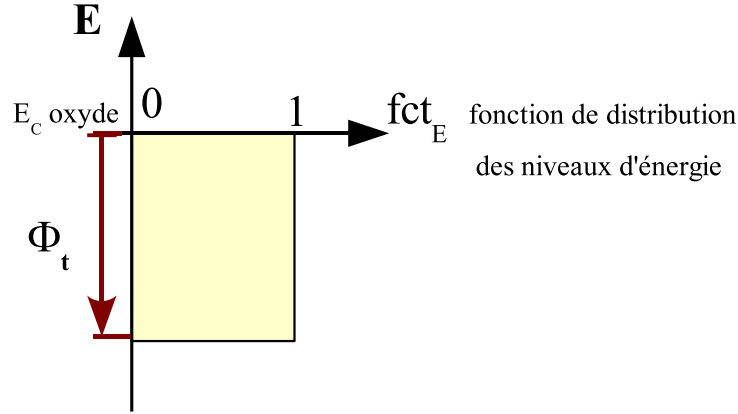


Figure 5.2: Fonction de distribution des niveaux d'énergie dans le piège de profondeur Φ_t .

Une autre vision de cette approche est de considérer que l'énergie que la charge injectée dans le piège pourrait perdre pour atteindre le fond du puits, lui est restituée instantanément et en totalité, de sorte que la charge transite via le relais sans perte d'énergie (transition élastique).

Rappelons également que la distribution en énergie des porteurs disponibles à l'injection dans l'électrode injectante est régie par la statistique de Fermi-Dirac et qu'elle est modulée par la tension appliquée à la structure, celle-ci modifiant également le champ électrique dans l'oxyde.

Appelons :

- $T_{1,2}$ les transparences tunnel des électrons pour l'étape₁ (respectivement étape₂),
- f la probabilité d'occupation d'un piège par un électron,
- N_t le nombre de pièges,
- f_1 la probabilité d'occupation du niveau d'énergie E dans l'électrode injectante,
- f_2 la probabilité d'occupation du niveau d'énergie E dans l'électrode réceptrice.

Le nombre de pièges occupés est donné par $f \cdot N_t$ et le nombre de pièges vides par $(1 - f) \cdot N_t$.

A tout instant t , on peut donc définir les probabilités de transition entrante et sortante ζ_1 et ζ_2 des charges dans les pièges par :

$$\zeta_1 = f_1 \cdot T_1 \cdot (1 - f) \quad (5.1a)$$

$$\zeta_2 = f \cdot T_2 \cdot (1 - f_2) \quad (5.1b)$$

¹Ceci constitue une première approximation d'une fonction de distribution en énergie des pièges dans l'oxyde (Voir **Figure 5.2**). Cette première approche conduira à maximiser le courant ainsi calculé.

A ce niveau, nous considérerons que l'électrode injectante constitue un réservoir de porteurs disponibles à l'injection, et l'électrode réceptrice un réservoir de niveaux non occupés, suffisamment importants pour que le nombre de charges injectées ne soit pas limité par les électrodes. On a alors :

$$f_1 \simeq 1 \quad (5.2a)$$

$$f_2 \simeq 0 \quad (5.2b)$$

Les probabilités de transition entrante et sortante ζ_1 et ζ_2 deviennent :

$$\zeta_1 \simeq T_1 \cdot (1 - f) \quad (5.3a)$$

$$\zeta_2 \simeq f \cdot T_2 \quad (5.3b)$$

La variation $\frac{\partial f}{\partial t}$ du taux d'occupation des pièges est alors définie par :

$$\frac{\partial f}{\partial t} = \zeta_1 - \zeta_2 \simeq T_1 \cdot (1 - f) - f \cdot T_2 \quad (5.4)$$

En supposant qu'il n'y a pas de génération de pièges durant le temps de la mesure² et en considérant un mode de conduction élastique, nous pouvons écrire que, en régime stationnaire³ (c'est-à-dire à courant d'injection constant), le taux d'occupation des pièges est constant soit :

$$\frac{\partial f}{\partial t} = 0 \implies T_1 \cdot (1 - f) - f \cdot T_2 = 0 \quad (5.5)$$

$$\iff f = \frac{T_1}{T_1 + T_2} \quad (5.6)$$

D'après l'équation (5.5), on en déduit que les probabilités ζ_1 et ζ_2 sont égales et que la probabilité tunnel ζ totale, en régime stationnaire, s'écrit :

$$\zeta = \zeta_1 = \zeta_2 = f \cdot T_2 = \frac{T_1 \cdot T_2}{T_1 + T_2} \quad (5.7)$$

Les transparences tunnel élémentaires T_1 et T_2 sont données par les expressions (4.38) et (4.41) p.75 suivant la forme de la barrière de potentiel, triangulaire ou trapézoïdale respectivement, vue par l'électron pour chacune des deux étapes de transition via le piège.

Le calcul étant réalisé numériquement, il est possible de tenir compte, pour chaque énergie de porteur injecté, du cas de figure précis lui correspondant selon la tension appliquée à la structure et selon la profondeur spatiale X_t et énergétique Φ_t du piège. Dans l'exemple de la **Figure 5.3**, on a successivement, pour les porteurs d'énergie E comprise entre 0 à Φ_B :

²La génération de pièges est en réalité présente dans tout le domaine de potentiels exploré par nos techniques de mesures. Cependant, dans le cas de mesures réalisées à faibles potentiels, la cinétique de génération est suffisamment lente pour être négligée au cours d'une acquisition de caractéristique courant-tension.

³Ce qui est le cas lorsque les acquisitions sont réalisées par mesures directes ou par technique de la grille flottante à faibles potentiels de grille.

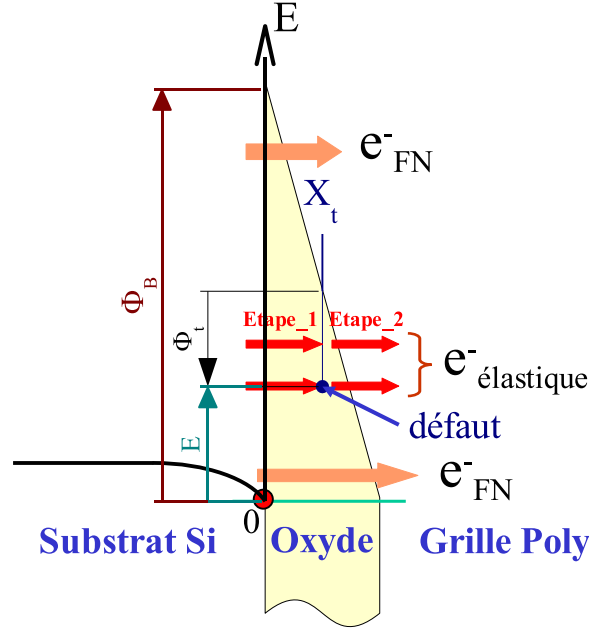


Figure 5.3: Exemple de différents modes de conduction à considérer en fonction de l'énergie E de la particule incidente.

- une injection Fowler-Nordheim (barrière triangulaire seule) pour :

$$0 < E < \Phi_B - qF_{ox}X_t - \Phi_t \quad (5.8)$$

- un mode de conduction assisté par piège présentant une barrière trapézoïdale suivie d'une barrière triangulaire pour :

$$\Phi_B - qF_{ox}X_t - \Phi_t < E < \Phi_B - qF_{ox}X_t \quad (5.9)$$

- une injection Fowler-Nordheim (barrière triangulaire seule) pour :

$$\Phi_B - qF_{ox}X_t < E < \Phi_B \quad (5.10)$$

Dans cet exemple, les modes de conduction tunnel direct (barrière trapézoïdale seule) et assistés par pièges présentant une barrière trapézoïdale suivie d'une seconde barrière trapézoïdale ne sont pas rencontrés, mais seraient présents dans le cas de potentiels de grille plus faibles.

L'expression numérique de la transparence tunnel généralisée prend en compte tous les cas de figure possibles pour chaque potentiel. Elle est notée $\Xi(E_x)$.

5.2.2 Calcul du courant

Nous avons considéré que tous les pièges sont de même nature, c'est-à-dire de même section de capture σ_t et de même profondeur énergétique Φ_t .

Dans un premier temps, nous supposons qu'ils sont tous situés dans un même plan de l'oxyde, parallèle aux interfaces, à la profondeur $x = X_t$. Dans un second temps, nous introduirons

un profil spatial de pièges dans l'oxyde. Enfin dans un dernier temps, nous introduirons une répartition énergétique des niveaux possibles dans le puits de potentiel associé aux pièges.

L'expression de la densité de courant tunnel, calculée pour chaque polarisation de grille et tenant compte de l'influence des électrodes semiconductrices, a été définie au **Chapitre 4** par la relation (4.28) [**Clerc 2001th**] rappelée ci-dessous :

$$J = \frac{4.\pi.m_c.q.kT}{h^3} \int_0^{+\infty} T(E_x) \ln \left[\frac{1 + \exp\left(\frac{E_{f1} - E_x}{kT}\right)}{1 + \exp\left(\frac{E_{f2} - E_x}{kT}\right)} \right] dE_x \quad (5.11)$$

Par analogie, la densité de courant J_{SILC} associée à la transition d'un porteur via un défaut unique devient :

$$J_{SILC} = \frac{4.\pi.m_c.q.kT}{h^3} \int_0^{+\infty} \Xi(E_x) \ln \left[\frac{1 + \exp\left(\frac{E_{f1} - E_x}{kT}\right)}{1 + \exp\left(\frac{E_{f2} - E_x}{kT}\right)} \right] dE_x \quad (5.12)$$

avec $\Xi(E_x)$ la transparence tunnel généralisée.

Cette densité correspond à la densité de courant traversant la section de capture σ_t d'un défaut unique, mais également de tous les défauts puisque nous les avons supposé tous identiques et situés à une même profondeur X_t de l'interface injectante, donc associés à la même transparence tunnel $\Xi(E_x)$.

Si pour une surface S , N_t est le nombre total de ces défauts, la surface totale associée à J_{SILC} est $N_t.\sigma_t$, et le courant total I_{SILC} s'exprime par :

$$I_{SILC} = \frac{4.\pi.m_c.q.kT}{h^3} \int_0^{+\infty} N_t.\sigma_t.\Xi(E_x) \ln \left[\frac{1 + \exp\left(\frac{E_{f1} - E_x}{kT}\right)}{1 + \exp\left(\frac{E_{f2} - E_x}{kT}\right)} \right] dE_x \quad (5.13)$$

Le facteur $N_t.\sigma_t$ correspond à la portion de surface S_t de la structure mettant en jeu le mode de conduction par pièges. Si S est la surface totale de la structure, on peut définir un paramètre ρ , correspondant à la proportion de surface influencée par les pièges par :

$$\rho = \frac{S_t}{S} = \frac{N_t.\sigma_t}{S} \quad (5.14)$$

La densité de courant total J_{tot} s'exprime alors par :

$$J_{tot} = \frac{I_{tot}}{S} = \rho.J_{SILC} + (1 - \rho).J_{vierge} \quad (5.15)$$

où J_{vierge} est la densité de courant calculée pour une structure vierge sans pièges (**équation** (4.43)).

Rappelons que cette approche n'est valable que dans la mesure où les pièges sont tous situés dans un même plan, défini par son abscisse X_t .

5.2.3 Introduction d'un profil spatial de défauts

Dans le cas où les défauts considérés sont répartis non uniformément dans l'oxyde, on peut définir un profil de défauts à l'aide d'une fonction $fct_t(x)$ où x représente la profondeur dans l'oxyde, référencée par rapport à l'interface injectante et perpendiculairement à cette dernière.

Cette fonction particulière est exprimée en $[cm^{-1}]$ du fait de la définition du modèle en une dimension. Cette densité correspond au nombre de défauts présents entre les deux plans d'abscisses x et $x + dx$, de sorte que :

$$\int_0^{t_{ox}} fct_t(x) dx = N_t \quad (5.16)$$

Le courant I_{SILC} s'exprime alors par :

$$I_{SILC} = \frac{4.\pi.m_c.q.kT}{h^3} \int_0^{t_{ox}} \sigma_t . fct_t(x) \cdot \int_0^{+\infty} \Xi(E_x, x) . \ln \left[\frac{1 + \exp\left(\frac{E_{f1} - E_x}{kT}\right)}{1 + \exp\left(\frac{E_{f2} - E_x}{kT}\right)} \right] dE_x dx \quad (5.17)$$

La densité de courant J_{SILC} est donnée par :

$$J_{SILC} = \frac{I_{SILC}}{\sigma_t . N_t} \quad (5.18)$$

Le paramètre ρ devient :

$$\rho = \frac{\sigma_t . N_t}{S} = \frac{\sigma_t}{S} \cdot \int_0^{t_{ox}} fct_t(x) dx \quad (5.19)$$

On a toujours la densité de courant total (5.15) rappelée ci-dessous :

$$J_{tot} = \frac{I_{tot}}{S} = \rho . J_{SILC} + (1 - \rho) . J_{vierge} \quad (5.20)$$

5.2.4 Introduction d'un profil de niveaux d'énergie dans les pièges

Considérer une distribution énergétique constante pour toutes les énergies supérieures au niveau le plus bas du piège revient à ajouter des niveaux d'énergie inexistant dans le puits de potentiel lié au défaut, ce qui conduit à sous-estimer le nombre de pièges dans la structure ; autrement dit, en limitant la distribution énergétique des niveaux d'énergie possibles, un plus grand nombre de pièges est nécessaire pour obtenir le même niveau de courant SILC.

D'autre part, l'influence d'une distribution non uniforme de niveaux d'énergie dans les pièges est dépendante du potentiel appliqué à l'oxyde, car ce dernier modifie la position relative de ces niveaux par rapport à l'énergie de porteurs injectés, distribués selon la statistique de Fermi-Dirac.

Au cours de nos investigations expérimentales, nous avons observé des phénomènes apparents de résistances négatives sur de nombreuses caractéristiques I-V expérimentales, sur lesquels nous reviendrons plus particulièrement dans le chapitre suivant⁴. Or l'approximation d'une distribution énergétique constante ne permet pas de rendre compte de ces phénomènes.

Nous avons donc considéré de façon générale, une distribution non uniforme des niveaux énergétiques dans les pièges en introduisant une fonction de densité de probabilité de transmission des charges $fct_E(E)$ (**Figure 5.4**). Cette fonction représente la probabilité qu'une charge d'énergie incidente E traverse, à énergie constante, le puits de potentiel généré par la présence d'un défaut dans l'oxyde. La fonction $fct_E(E)$ n'a donc pas de dimension. De façon empirique, cette fonction nous servira par la suite à ajuster la distribution énergétique des niveaux pour rendre compte des caractéristiques expérimentales I-V.

Le courant SILC donné par l'expression (5.17) est modifié⁵ pour prendre en compte la distribution de probabilité $fct_E(E)$. La **Figure 5.4** présente deux exemples de distributions de probabilité en énergie dans un piège. La première distribution (en jaune) est la distribution uniforme unitaire présentée précédemment ; la seconde (en bleu) présente une distribution non uniforme de même type que celle qui sera utilisée dans le **Chapitre 6**.

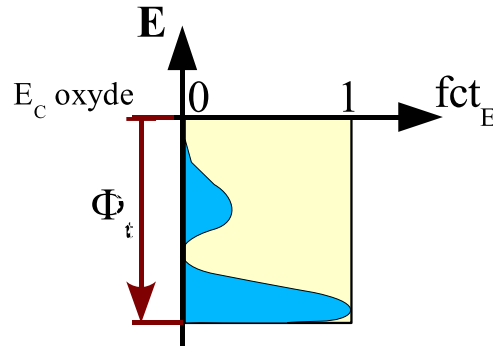


Figure 5.4: Exemples de distributions de probabilité en énergie dans un piège.

On a alors :

$$I_{SILC} = \frac{4 \cdot \pi \cdot m_c \cdot q \cdot kT}{h^3} \int_0^{t_{ox}} \sigma_t \cdot fct_t(x) \cdot \int_0^{+\infty} fct_E(E_x) \cdot \Xi(E_x, x) \cdot \ln \left[\frac{1 + \exp\left(\frac{E_{f1} - E_x}{kT}\right)}{1 + \exp\left(\frac{E_{f2} - E_x}{kT}\right)} \right] dE_x dx \quad (5.21)$$

Le paramètre ρ n'est dans ce cas pas modifié.

⁴Voir par exemple **Figure 6.4(a)** § 6.1.2.1 p.119.

⁵L'équation (5.17) considérait une distribution de probabilité constante de 1 pour toute énergie comprise entre le fond du puits de potentiel et le bas de la bande de conduction de l'oxyde.

5.2.5 Modélisations non élastiques

Nous avons considéré deux autres modèles, reposant sur les mêmes principes que ceux décrits précédemment, mais utilisant des transitions en énergie de la charge dans le piège différentes. Ces deux modèles ainsi que le modèle élastique sont représentés sur la **Figure 5.5** avec :

- Φ_t , la profondeur énergétique des pièges dans l'oxyde,
- \bar{X}_t , la position moyenne en profondeur des pièges,
- E_{loss} , l'énergie de perte constante .

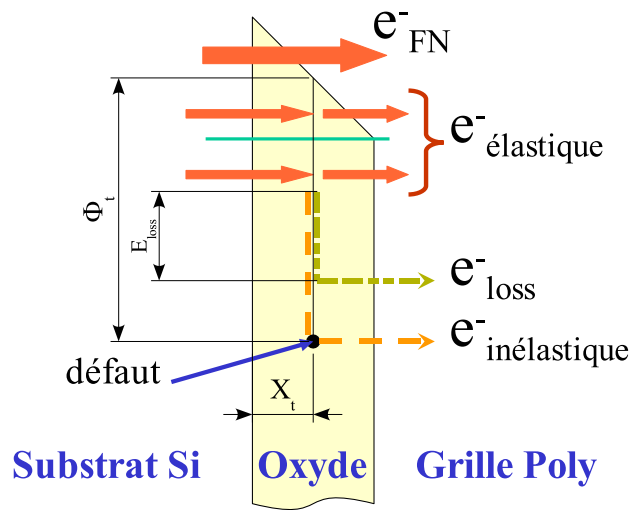


Figure 5.5: Représentation schématique des types de transitions considérées pour la modélisation du courant tunnel.

Les différents types de transition sont :

- une transition élastique : la charge piégée est instantanément réémise avec son énergie d'incidence (sans perte),
- une transition inélastique : la charge est instantanément thermalisée dans le piège, puis réémise avec l'énergie correspondant à celle du fond du piège,
- une transition avec perte d'énergie constante : seules les charges ayant une énergie incidente supérieure à l'énergie du piège augmentée de l'énergie de perte constante E_{loss} peuvent transiter via le piège. Lorsque la charge est piégée, elle perd instantanément l'énergie E_{loss} puis est réémise avec son énergie incidente diminuée de l'énergie de perte E_{loss} .

D'un point de vue mathématique, la différence pour le calcul du courant entre les différents modèles consiste à modifier d'une part les bornes d'intégration de l'intégrale (5.17), afin de tenir compte des charges incidentes pouvant participer à la conduction, et d'autre part, la transparence tunnel de la seconde étape (calcul de $T_2(E)$ dans $\Xi(E_x, x)$), afin de tenir compte de la perte d'énergie de la charge considérée lors de la thermalisation de celle-ci dans le piège.

Seul le modèle élastique nous a permis de simuler convenablement nos courbes expérimentales sur une très large gamme de courants et de potentiels. L'introduction de transitions avec perte d'énergie constante donne des résultats de simulations assez semblables, à condition d'introduire une profondeur de pièges plus importante pour une perte d'énergie E_{loss} toutefois très limitée (de quelques dixièmes d'eV maximum). De plus, les modèles avec perte d'énergie se sont avérés applicables sur une gamme moins importante de courants et de potentiels que le modèle élastique. Nous utiliserons donc par la suite uniquement le modèle élastique sans perte d'énergie dans le piège relais.

5.3 Analyse générale du modèle

A partir du modèle présenté précédemment, nous présentons dans cette partie une analyse de l'influence de la position spatiale moyenne des défauts. Nous envisagerons plus spécifiquement des défauts situés au centre de l'oxyde, puis proche des interfaces. La fonction de distribution de probabilité en énergie $f_{ct_E}(E)$ sera dans les deux cas considérée égale à 1, c'est-à-dire avec une distribution énergétique unitaire constante dans les pièges, car nous n'avons aucune donnée permettant à ce niveau de l'étude, de définir un profil énergétique quelconque (une distribution en énergie sera proposée § 6.1.2.2).

5.3.1 Introduction de défauts au centre de l'oxyde

L'introduction de défauts localisés près des interfaces a une influence sur le courant tunnel pour des potentiels très faibles ou très élevés (voir exemple du sur-courant § 5.3.2), mais ne permet pas de modéliser convenablement les courants SILC observés sur un relativement large domaine de tensions, à faibles et moyens champs électriques (entre 2 et 6 MV.cm^{-1}). De plus, le comportement quasi-symétrique en tension du SILC laisse supposer une certaine symétrie de la distribution spatiale des défauts par rapport au centre de l'oxyde. Nous avons donc introduit une distribution spatiale de défauts $f_{ct_t}(x)$ dont le profil est défini par une fonction de type gaussien dont l'exposant est à la puissance 4.

Cette fonction de distribution est exprimée par l'Équation (5.22), où N_{max} est la valeur maximale exprimée en cm^{-1} , x_1 l'abscisse du maximum et Δx_1 la largeur de la distribution à $\frac{N_{max}}{e}$. Un exemple de cette fonction de distribution est donné sur la Figure 5.6 avec $x_1 = \frac{t_{ox}}{2}$ et $\Delta x_1 = \frac{t_{ox}}{15}$ et comparé à une distribution gaussienne définie par les mêmes paramètres x_1 et Δx_1 .

$$f_{ct_t}(x) = N_{max} \cdot \exp \left[-\frac{(x - x_1)^4}{\Delta x_1^4} \right] \quad (5.22)$$

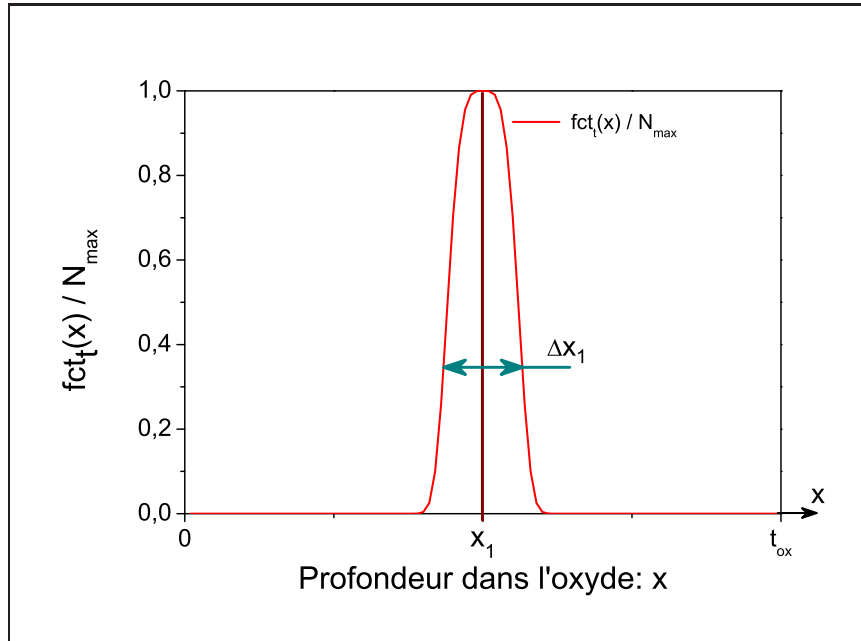


Figure 5.6: Partie exponentielle de la fonction de distribution $fct_t(x)$, comparée à une fonction gaussienne définie avec les mêmes paramètres x_1 et Δx_1 .

La fonction $fct_t(x)$ permet d'obtenir une meilleure localisation des défauts qu'une simple fonction gaussienne, la queue de la distribution devenant très vite négligeable⁶.

Dans les paragraphes suivants, nous montrons succinctement l'influence des différents paramètres (N_{\max} , x_1 , Δx_1) du profil de distribution $fct_t(x)$. Pour pouvoir se fixer un domaine de variation de ces paramètres, nous utilisons une caractéristique I-V expérimentale obtenue par la technique de la grille flottante qui nous servira donc de référence. Les paramètres de simulations de cette caractéristique de référence sont donnés dans le **Tableau 5.1**.

Paramètres de distribution des défauts		
N_{\max}	=	$9.10^{14} \quad cm^{-1}$
x_1	=	$0,5 \quad t_{ox}$
Δx_1	=	$0,27 \quad nm$
σ_t	=	$1,7 \cdot 10^{-13} \quad cm^{-3}$
Φ_t	=	$2,2 \quad eV$

Tableau 5.1: Structure GF_1 : Paramètres des défauts et de leur distribution spatiale utilisés pour simuler la caractéristique I-V expérimentale de référence.

⁶La fonction $fct_t(x)$ est relativement proche d'une fonction de type porte, tout en étant analytique. Les défauts ainsi considérés sont de taille limitée et localisée. Pour le calculateur, la gaussienne s'étend sur environ trois fois la largeur de référence Δx_1 alors que l'étendue de la fonction $fct_t(x)$ est inférieure à deux fois Δx_1 .

5.3.1.1 Influence du paramètre N_{\max}

Dans l'expression générale du courant SILC (équation (5.21)), le paramètre N_{\max} étant placé directement en facteur du nombre de défauts, il est possible de le sortir de l'intégrale. Il devient donc un simple coefficient de proportionnalité. La **Figure 5.7** montre qu'en augmentant N_{\max} , la caractéristique I-V dans le domaine de conduction SILC se décale quasiment parallèlement à elle-même vers les courants plus élevés (représentation en échelle log).

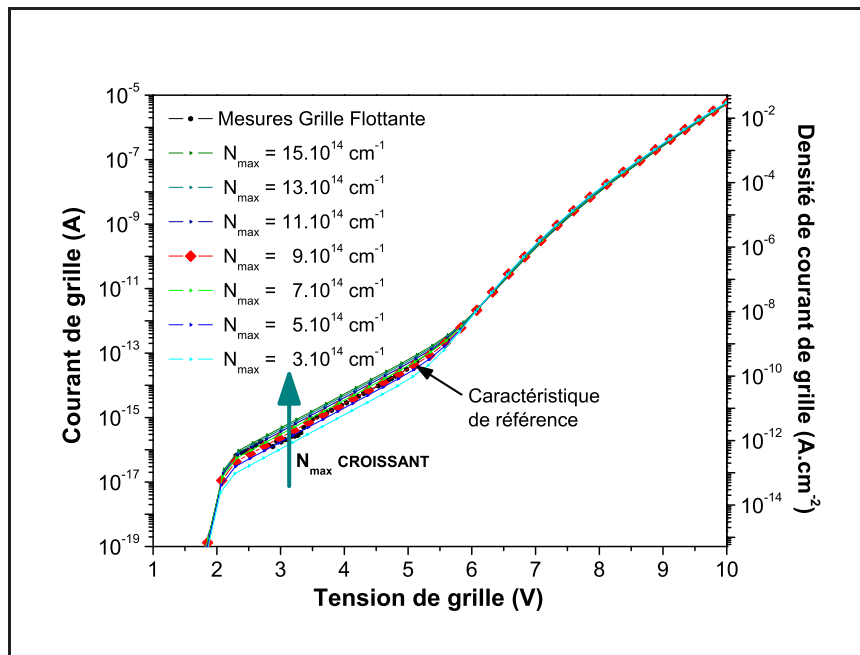


Figure 5.7: Évolution du courant SILC simulé en fonction du paramètre N_{\max} , dans la représentation semi-logarithmique.

Logiquement, l'accroissement du paramètre N_{\max} est significatif d'une augmentation du nombre de défauts dans l'oxyde et donc du nombre de chemins de conduction tunnel possibles ; le courant résultant augmente donc dans la même proportion que N_{\max} .

5.3.1.2 Influence du paramètre x_1

La **Figure 5.8** présente l'impact du paramètre x_1 à N_{\max} et Δ_{x_1} constants, ce qui revient à décaler la position du pic de défauts à même quantité totale de pièges relais et pour un profil de défauts identique. La position x_1 du pic a un impact très important sur la caractéristique I-V.

Examinons l'effet de la diminution de x_1 à partir du centre de l'oxyde ($x_1 = \frac{t_{ox}}{2}$). La position moyenne des pièges se rapprochant de l'interface injectante, le courant résultant augmente, et la pente de la partie quasi-linéaire de la courbe diminue. Ceci s'explique simplement par le fait que la diminution de la distance des pièges à l'interface injectante augmente la probabilité de passage des charges dans les pièges (étape 1). La transparence tunnel totale est alors augmentée,

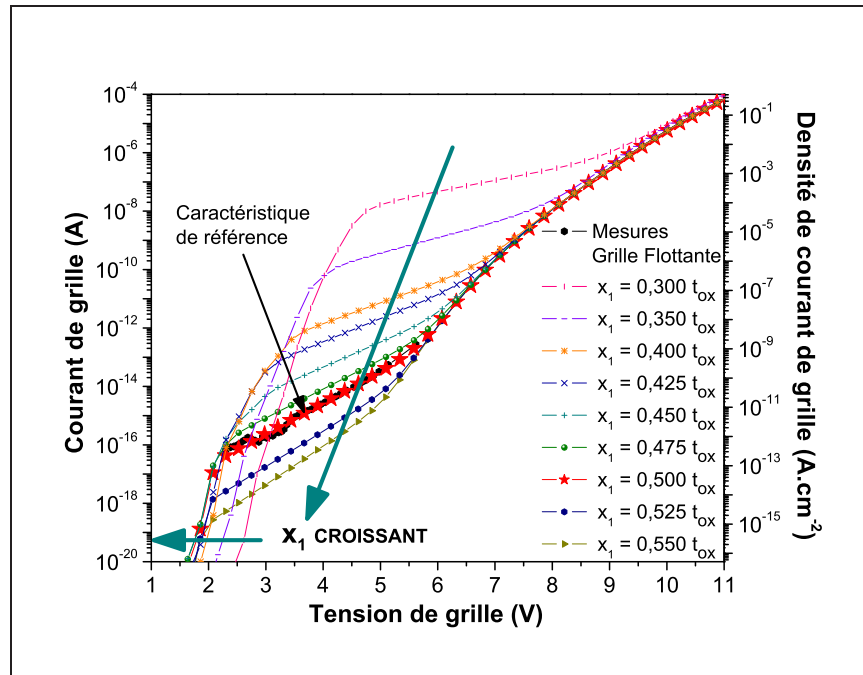


Figure 5.8: Évolution du courant SILC simulé en fonction du paramètre x_1 .

de même que le courant résultant.

Cette tendance reste vraie tant que la position moyenne des pièges reste relativement proche du centre de l'oxyde (jusqu'à $x_1 = 0,4 t_{ox}$). Si l'on considère des variations de x_1 plus importantes ($x_1 = 0,35 t_{ox}$ et $x_1 = 0,3 t_{ox}$) en direction de l'interface injectante, la transparence tunnel de l'étape relais 2 devient limitante, de sorte que l'influence des pièges devient visible uniquement pour des potentiels plus élevés comme le montre la **Figure 5.8**.

Si x_1 augmente, c'est l'étape₁ qui devient limitante pour le courant, de sorte que les pièges sont moins accessibles aux charges injectées, même pour les potentiels les plus élevés. Le courant diminue donc.

5.3.1.3 Influence du paramètre Δx_1

L'influence du paramètre Δx_1 est illustrée sur la **Figure 5.9**. Une augmentation de Δx_1 , à N_{max} constant, conduit à une augmentation du nombre total de défauts. Cependant, ces défauts étant répartis de façon symétrique de part et d'autre de la position moyenne x_1 , ceci revient à superposer l'influence d'un nombre de défauts total augmenté et celle d'un décalage de la position moyenne des défauts en direction de l'interface injectante, puisque les pièges relais ajoutés entre la position moyenne et l'interface injectante ont un impact plus important sur l'évolution de la caractéristique que ceux qui en sont plus éloignés (voir § 5.3.1.2).

Il en résulte, outre une augmentation du courant, une diminution de la pente de la partie

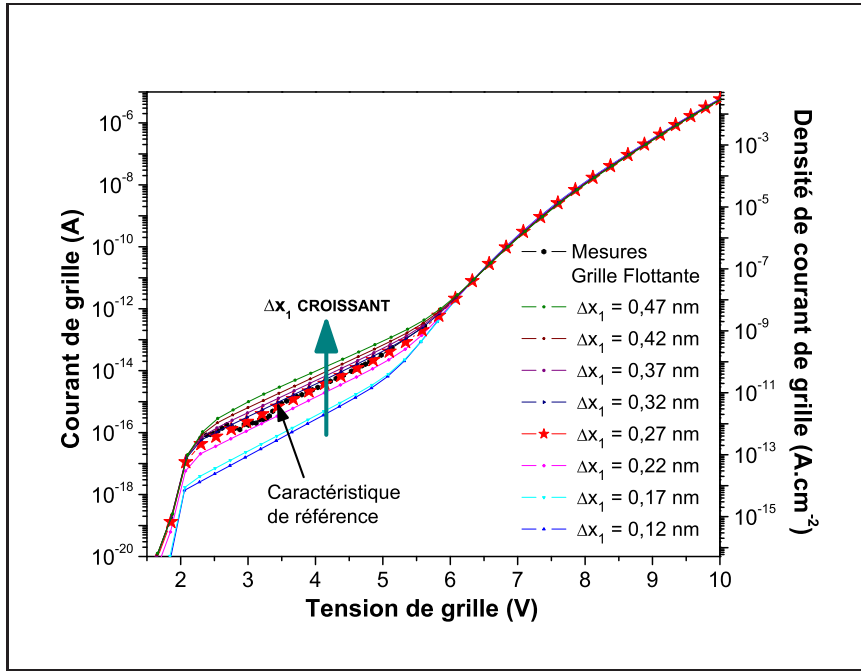


Figure 5.9: Évolution du courant simulé en fonction du paramètre Δx_1 , pour les potentiels moyens ($x_1 = 0,5 t_{ox}$).

quasi-linéaire de la caractéristique I-V lorsque le paramètre Δx_1 augmente.

5.3.2 Introduction de défauts près des interfaces ; Modélisation du sur-courant à forts champs électriques

Nous envisageons maintenant la présence supplémentaire de défauts situés près des deux interfaces. La fonction générale de distribution des pièges relais dans l'oxyde $fct_t(x)$ est maintenant constituée de trois pics de défauts, définie par la relation (5.23).

$$fct_t(N_i, x_i, x)_{i=0,1,2} = \left[N_0 \cdot e^{-\frac{(x-x_0)^4}{\Delta x^4}} + N_1 \cdot e^{-\frac{(x-x_1)^4}{\Delta x^4}} + N_2 \cdot e^{-\frac{(x-x_2)^4}{\Delta x^4}} \right] \quad (5.23)$$

où :

- N_0 est la densité maximale de défauts pour le pic situé côté substrat,
- N_2 la densité maximale de défauts pour le pic situé côté polysilicium,
- N_1 la densité maximale de défauts pour le pic de défauts situé dans le volume de l'oxyde entre les deux pics précédents,
- $x_{i=0,1,2}$ les abscisses respectives des trois pics de défauts,
- Δx le paramètre d'étalement de la fonction, pris identique pour chaque pic.

Le profil présenté **Figure 5.10** et rapporté à une concentration de défauts considérée localement dans l'oxyde est le profil obtenu pour la simulation des caractéristiques I-V expérimentales de la structure de test GF₁ vierge.

Les caractéristiques présentées **Figures 5.11** mettent en évidence la bonne conformité des caractéristiques simulées⁷.

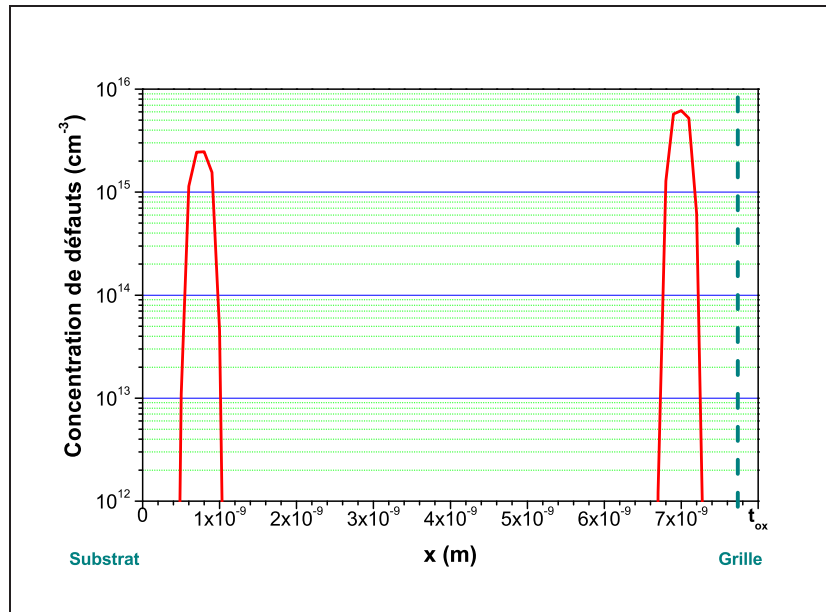


Figure 5.10: Structure GF_1 : Profil des défauts servant de relais pour la conduction dans l'oxyde, calculé pour une structure vierge. Seuls les pièges responsables du sur-courant à fort champ électrique sont représentés ($N_1 = 0$).

Le sur-courant à forts champs électriques pourrait donc être attribué à des défauts localisés très près des interfaces, à une distance moyenne d'environ 1 nm , et avec une profondeur énergétique ϕ_t de $2,0\text{ eV}$ référencée par rapport au bas de la bande de conduction de l'oxyde.

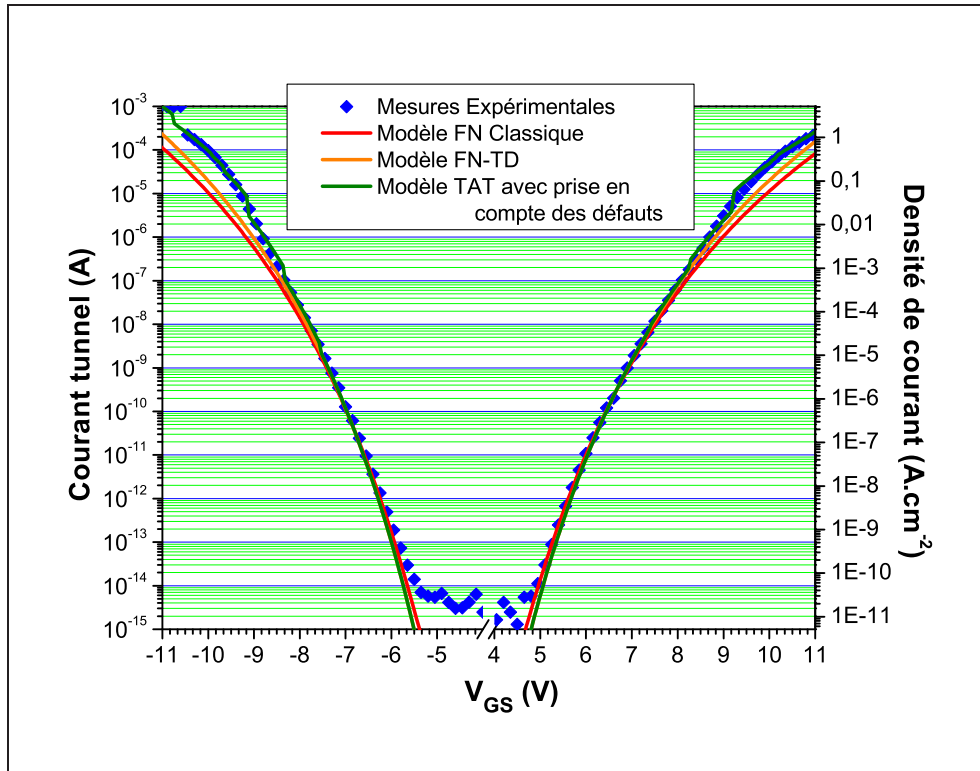
En fixant la section de capture des pièges à $\sigma_t = 1,3 \cdot 10^{-15}\text{ cm}^2$, la concentration de défauts est de l'ordre de quelques 10^{15} cm^{-3} , ce qui correspond à une proportion de courant TAT de $\rho = 8 \cdot 10^{-4}$. Cette densité considérée localement n'est pas négligeable, mais représente globalement un nombre de défauts relativement faible. De plus, la valeur de la section de capture utilisée est proche de la limitation spatiale d'un effet de résonance tunnel [Riess 1999th], ce qui conduit à maximiser le nombre de défauts calculé.

Ce résultat est à rapprocher de celui obtenu par SORBIER et *Al.* [Sorhier 2001], qui pour des structures de test similaires, ont simulé le sur-courant en considérant une barrière non triangulaire, présentant deux puits de potentiel, situés approximativement à $2,5\text{ nm}$ des interfaces. Ces puits de potentiel dans la barrière tunnel ont été attribués à la présence de charges positives distribuées non uniformément dans l'oxyde. L'origine physique de ces défauts n'est pas identifiée.

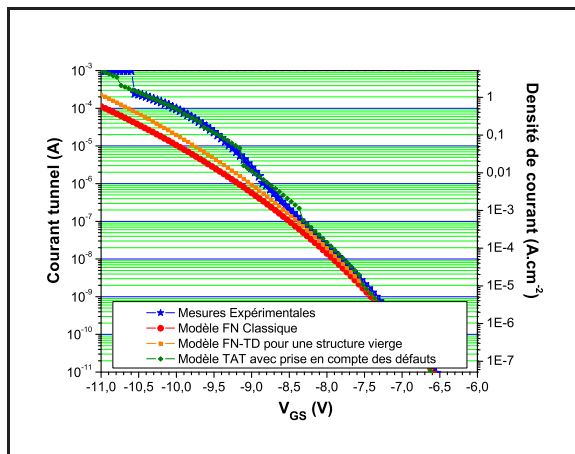
⁷Les discontinuités en forme de "marches d'escalier" présentes par endroits sont dues aux erreurs d'arrondis lors du calcul numérique. En effet, le modèle nécessitant d'enchaîner plusieurs simulations complexes, ces erreurs se propagent et sont amplifiées. Ceci n'affecte que très peu le résultat, qui oscille autour de la caractéristique expérimentale. Une attention particulière a été portée à chaque étape du calcul, afin de réduire ces oscillations, mais nous arrivons dans ce cas aux limites des outils informatiques utilisés.

Du fait de leur situation proche des interfaces, ces défauts pourraient être dus à la présence de dopants, de défauts de structure ou encore de contraintes locales.

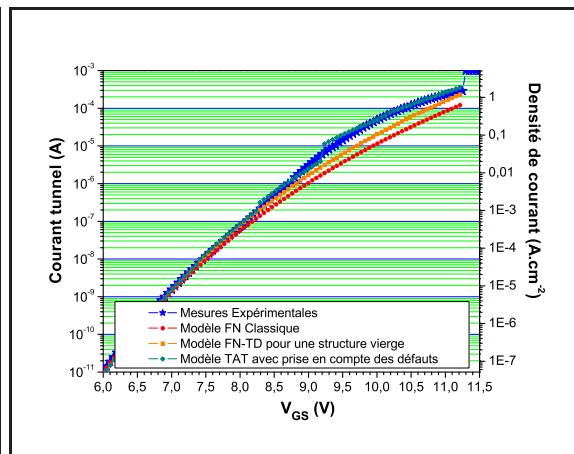
Examinons maintenant de manière succincte l'évolution des courbes simulées du sur-courant, en fonction des paramètres du modèle. Nous nous intéresserons plus particulièrement aux paramètres déterminant le profil des défauts dans l'oxyde.



(a) Structure GF_1 : Comparaison entre le modèle classique (Fig.4.8), le modèle tenant compte de la transparence (Modèle FN-TD) (Fig.4.14) et le modèle tenant compte de la transparence et des défauts (Modèle TAT).



(b) Agrandissement de la zone de sur-courant pour les potentiels négatifs.



(c) Agrandissement de la zone de sur-courant pour les potentiels positifs.

Figure 5.11: Application du modèle TAT au calcul du sur-courant.

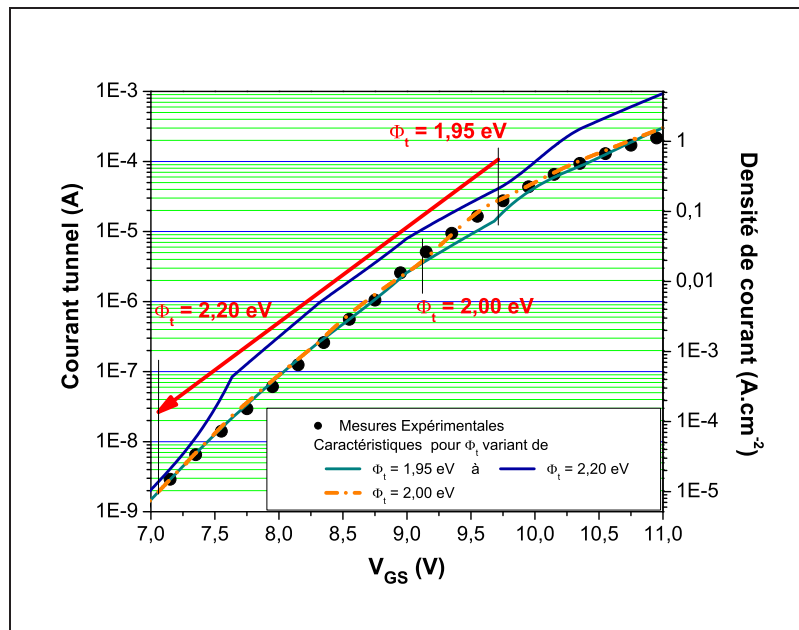
5.3.2.1 Influence de la profondeur énergétique ϕ_t des pièges

Figure 5.12: Évolution de la courbe simulée, en fonction du paramètre Φ_t .

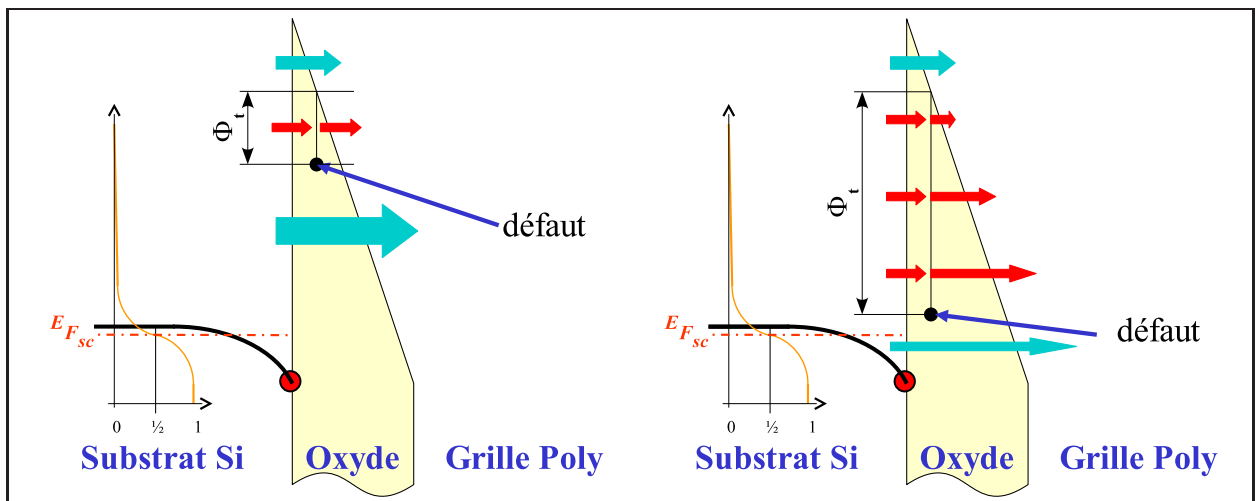


Figure 5.13: Schémas de bandes présentant l'influence de la profondeur ϕ_t des pièges. L'augmentation de ϕ_t accroît le domaine d'énergie des charges incidentes pouvant transiter par le piège.

L'augmentation de la profondeur énergétique des pièges dans la bande interdite de l'oxyde se répercute sur les courbes simulées par une apparition du sur-courant pour des tensions plus faibles (Figure 5.12). Ceci est cohérent avec le résultat attendu et dont le principe est présenté Figure 5.13.

Lorsque ϕ_t augmente, la largeur de la bande d'énergie des électrons incidents pouvant transiter par le piège est élargie. Il s'ensuit une augmentation du courant total, d'autant plus importante que la bande d'énergie des pièges est large ($\Leftrightarrow \phi_t$ est grand) et qu'elle se trouve en regard du bas de la bande de conduction de l'électrode injectante, où la densité de porteurs est la

plus importante (en raison de la distribution statistique de Fermi-Dirac). Le potentiel appliqué à l'oxyde pour atteindre le même niveau de courant sera donc d'autant plus faible que la profondeur du piège sera grande.

Ceci reste vrai à condition cependant que l'énergie relative du piège par rapport au bas de la bande de conduction de l'électrode injectante, soit positive et inférieure à la hauteur de barrière pour tout potentiel considéré. Autrement dit si l'on a des pièges légers.

5.3.2.2 Influence du paramètre Δx

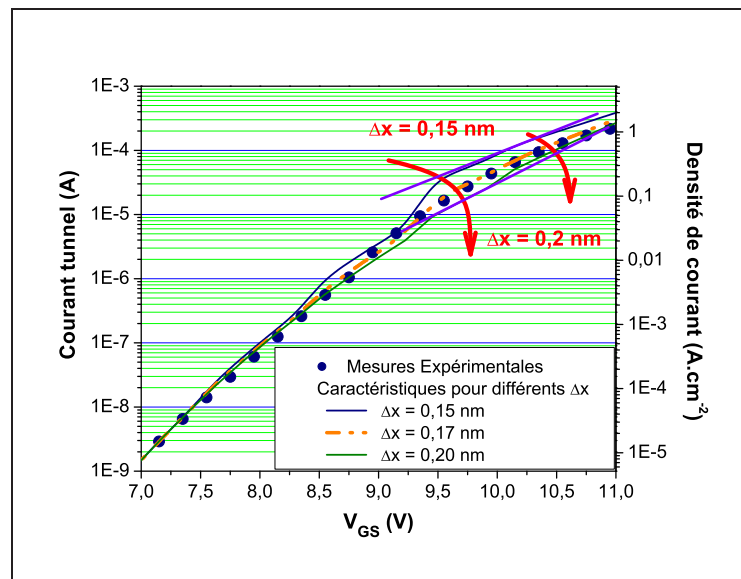


Figure 5.14: Évolution de la courbe simulée en fonction du paramètre Δx .

Le paramètre Δx correspond à l'étalement des pics de densités de défauts. La valeur de ce paramètre donne, comme dans le cas d'une fonction gaussienne, la valeur de la demi-largeur à $\frac{1}{e}$ de la valeur maximale du pic (voir équation 5.23).

L'augmentation de ce paramètre, à nombre total de défauts constant⁸, traduit un étalement de la courbe de profil de défauts, en même temps que la diminution de son amplitude. Ceci se traduit sur la caractéristique I-V par une diminution de la bosse du sur-courant (influence des facteurs N_i) et par une diminution de sa pente (influence de l'étalement⁹), comme présenté Figure 5.14.

5.3.2.3 Influence du paramètre ρ

Comme le montre l'équation (5.14) p.96, le paramètre ρ est directement lié à la surface correspondant à la somme des sections de capture de tous les défauts. Le courant assisté par les

⁸Ceci est différent de l'approche adoptée § 5.3.1.3 où seul Δx_1 variait.

⁹Voir § 5.3.1.3

pièges est donc directement proportionnel à ce paramètre.

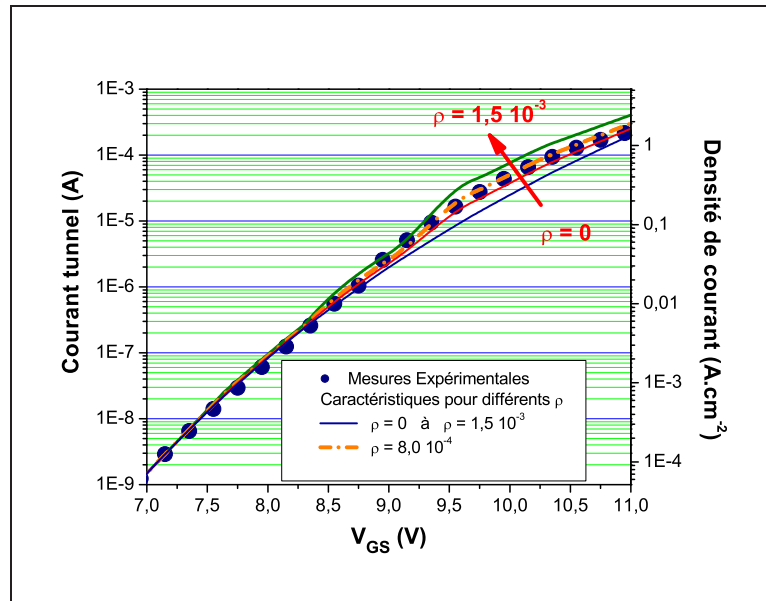
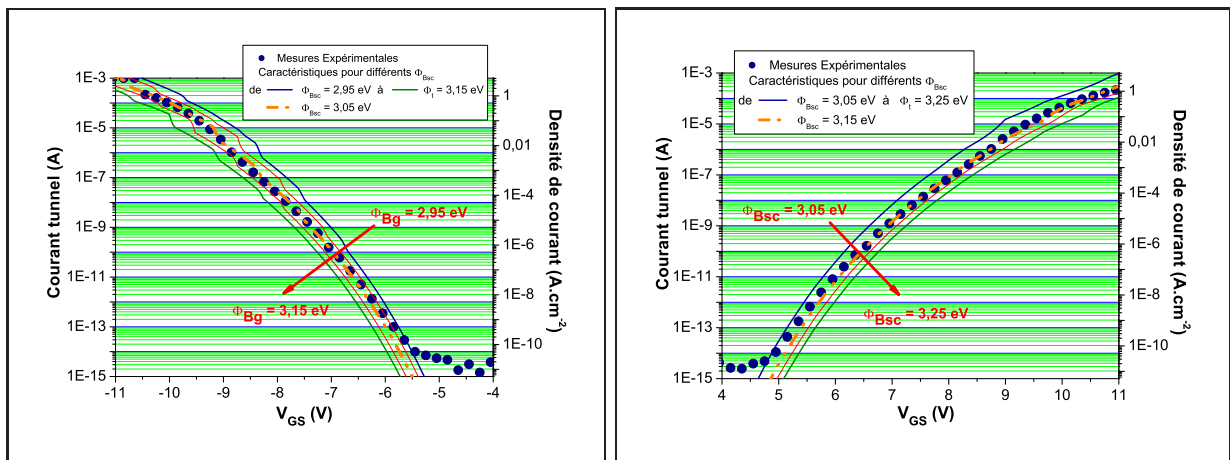


Figure 5.15: Évolution de la courbe simulée en fonction du paramètre ρ .

5.3.2.4 Influence des paramètres $\Phi_{B_{sc}}$ et Φ_{B_G}



(a) Évolution de la courbe simulée en fonction du paramètre Φ_{B_G} .

(b) Évolution de la courbe simulée en fonction du paramètre $\Phi_{B_{sc}}$.

Figure 5.16: Évolution de la courbe simulée en fonction des paramètres (a) Φ_{B_G} et (b) $\Phi_{B_{sc}}$.

L'influence des hauteurs de barrières n'est pas directement liée à la particularité du modèle de conduction tunnel assisté par des pièges. Nous le présentons cependant ici à des fins de comparaison.

La Figure 5.16 montre que l'influence des hauteurs de barrières se répercute sur l'ensemble de la caractéristique I-V, ce qui n'est pas le cas des paramètres précédents qui ne la modifient

que localement.

Dans le cas d'un abaissement des barrières de potentiel, c'est la probabilité tunnel de tous les porteurs de l'électrode injectante qui est augmentée, ce qui bien évidemment n'était pas le cas précédemment.

5.3.3 Conclusion sur l'analyse générale du modèle

Les simulations présentées précédemment ont permis d'identifier l'influence spécifique des différents paramètres du modèle de conduction tunnel assisté par pièges, facilitant ainsi l'interprétation qualitative des courbes expérimentales. Ces paramètres ayant une influence différente sur la caractéristique courant-tension résultante, ils peuvent donc être décorrélés, à l'exception toutefois des deux paramètres N_t et σ_t . Le courant tunnel est en effet sensible au coefficient $\rho = \frac{\sigma_t \cdot N_t}{S}$, représentant la proportion de surface injectante mettant en œuvre le mode de conduction assisté par pièges. La nature exacte des pièges donc leur section de capture σ_t n'étant pas connue, il n'est pas possible de décorréler σ_t et le nombre total de pièges relais N_t .

La localisation spatiale des pièges dans l'oxyde détermine le domaine de champs électriques pour lequel le courant tunnel est affecté ; lorsque les pièges se situent au centre de l'oxyde, le courant SILC est augmenté pour les champs électriques moyens ($< 6 \text{ MV/cm}$). Inversement, lorsque qu'ils sont situés près des interfaces, ils ne peuvent jouer un rôle relais qu'à très forts champs électriques.

Conclusion

Nous avons introduit, dans le modèle de conduction assisté par pièges, une distribution spatiale de défauts dans l'oxyde jouant le rôle de pièges relais pour les charges tunnel. Nous avons montré que les paramètres de ce modèle peuvent être décorrélés les uns des autres de manière satisfaisante, et qu'il est alors possible, grâce à cette approche, de définir un profil de distribution de défauts dans l'oxyde permettant de simuler convenablement le sur-courant mesuré à forts champs électriques sur des structures capacitives faiblement dégradées. Ce sur-courant peut être interprété comme le résultat de l'augmentation de la transparence tunnel induite par la présence de défauts proches des interfaces.

Dans le chapitre suivant, nous appliquons ce modèle à diverses mesures expérimentales de courants SILC obtenues sur structures quasi-vierges et vieilles, par mesures directes et par la technique de la grille flottante. Nous proposerons en outre une méthode pour obtenir le profil de distribution des niveaux d'énergie dans les pièges et finalement une amélioration possible du modèle sera présentée.

Chapitre 6

Courants SILC et rétention

Introduction

Dans ce chapitre, nous utilisons le modèle de conduction tunnel assisté par pièges pour modéliser les courbes expérimentales I-V obtenues sur les structures grille flottante GF_1 . L'évolution des paramètres du modèle (densité de défauts, distributions spatiale et énergétique) est étudiée en fonction de la contrainte électrique préalablement subie par la structure de test.

Dans la seconde partie de ce chapitre, nous discutons de la possibilité de corrélérer la quantité de défauts responsable du SILC à faibles champs électriques et le phénomène de piégeage responsable des dérives Fowler-Nordheim à forts champs électriques.

Enfin dans la dernière partie, nous donnons les résultats de quelques simulations des temps de rétention d'une cellule EEPROM, extrapolés à l'aide du modèle présenté en fin de **Chapitre 4**.

6.1 Etude expérimentale et modélisation des courants SILC

Pour les faibles niveaux de dégradations (structures quasi-vierges ou très faiblement stressées) induisant des courants SILC très faibles, les données expérimentales I-V ont été obtenues par la technique de la grille flottante. Dans le cas de niveaux de dégradation plus élevés, les caractéristiques I-V ont été acquises par mesures directes.

6.1.1 Étude expérimentale

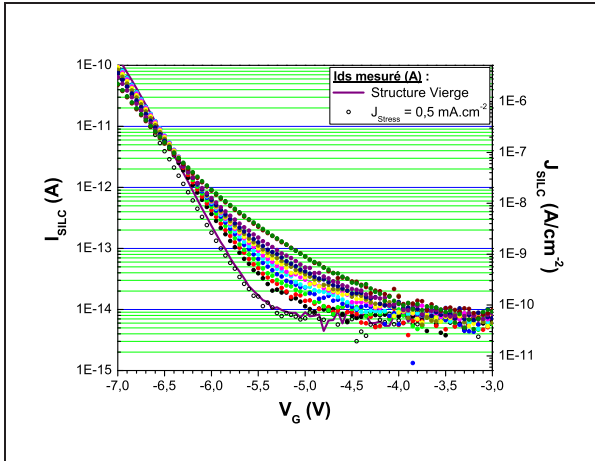
Toutes les structures de test utilisées sont issues de plaquettes d'un même lot, afin de s'affranchir d'éventuelles variations technologiques, notamment au niveau de l'épaisseur d'oxyde tunnel.

6.1.1.1 Conditions expérimentales en mesures directes

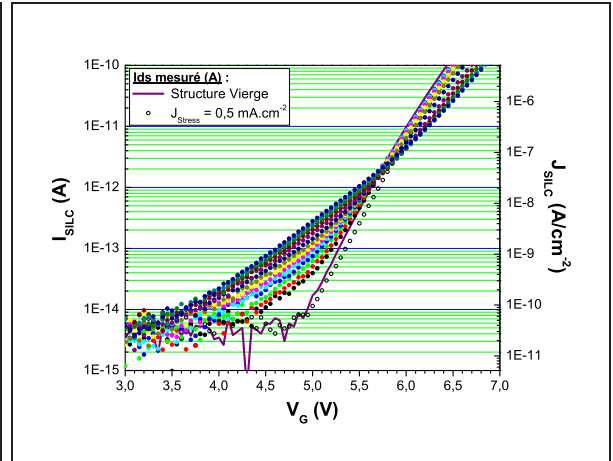
Comme nous l'avons montré dans le **Chapitre 4**, les contraintes les plus représentatives de celles subies par l'oxyde tunnel au sein d'une cellule mémoire EEPROM sont des contraintes d'injection à courant constant. Nous avons donc utilisé la technique CCS (Constant Current Stress) pour réaliser des injections Fowler-Nordheim à courant constant. Les deux grandeurs représentatives de la contrainte électrique subie par la structure de test sont la densité de courant d'injection J_{Stress} et la densité de charges injectées Q_{inj} à travers l'oxyde tunnel, avec $Q_{inj} = J_{Stress} \cdot t_{Stress}$ si t_{Stress} est la durée du stress CCS.

Pour une densité de courant J_{Stress} fixée, un réseau de caractéristiques I-V est obtenu par acquisitions successives après des étapes cumulées de contrainte d'injection. Chaque réseau est réalisé en mode automatisé sur une même structure de test. Dans ce mode de mesure, la résolution maximale atteinte est approximativement de $3 \cdot 10^{-15} A$ (voir § 3.2.2). Les valeurs expérimentales que nous pouvons considérer comme fiables, avec une incertitude de l'ordre du %, sont environ une décade plus élevées, soit supérieures à $10^{-14} A$.

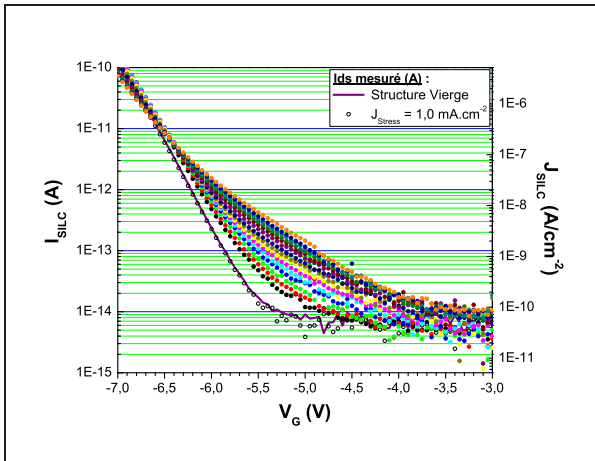
Les réseaux obtenus sont regroupés sur la **Figure 6.1**, pour J_{Stress} variant entre 0,5 et $50 mA \cdot cm^{-2}$ et pour les deux polarités de stress. Pour les stress positifs, les acquisitions sont réalisées en tensions de grille positives et inversement pour les stress négatifs. Afin de limiter les contraintes électriques en cours d'acquisitions I-V, celles-ci sont réalisées pour des tensions de grille inférieures à 7,0 V en valeur absolue. Pour chaque réseau, la première caractéristique acquise est celle de la structure vierge pour laquelle seule la conduction Fowler-Nordheim est visible. La seconde courbe est acquise après l'injection CCS d'une densité de charges de $500 C \cdot m^{-2}$, puis cette quantité de charges est doublée à chacune des étapes de stress suivantes ($1000 C \cdot m^{-2}$, $2000 C \cdot m^{-2}$, ...). La dernière courbe correspond à la caractéristique I-V ayant pu être enregistrée avant le claquage destructif de l'oxyde tunnel.



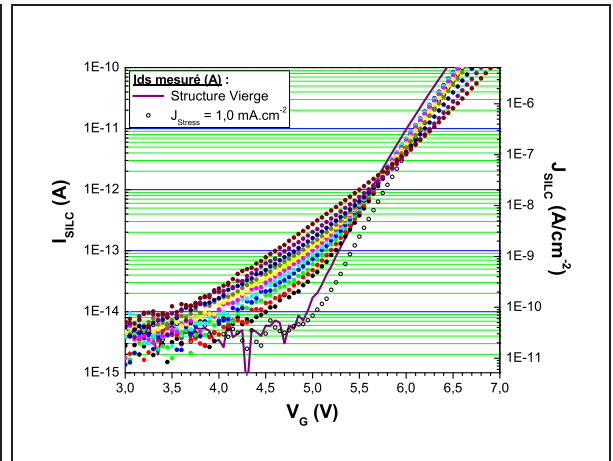
(a)



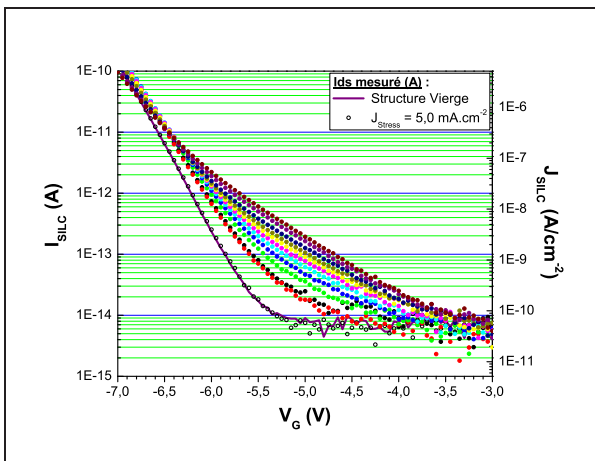
(b)



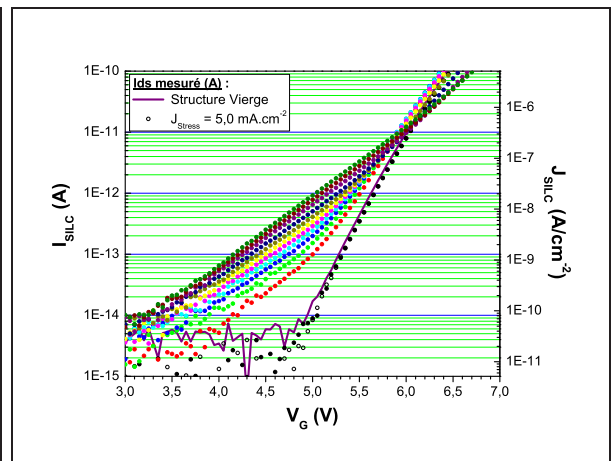
(c)



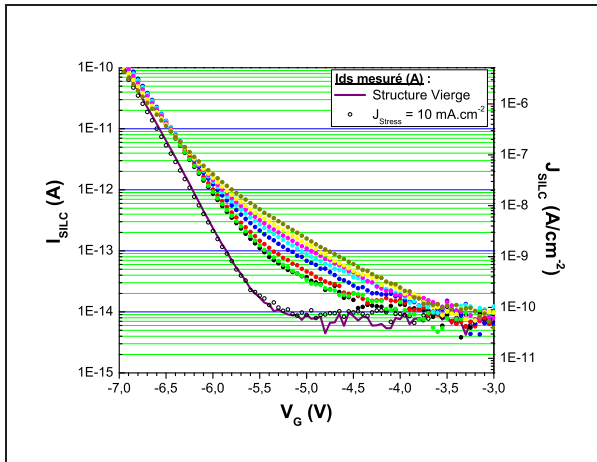
(d)



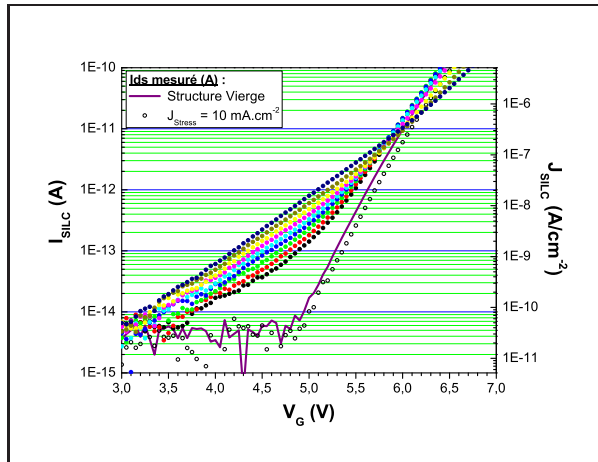
(e)



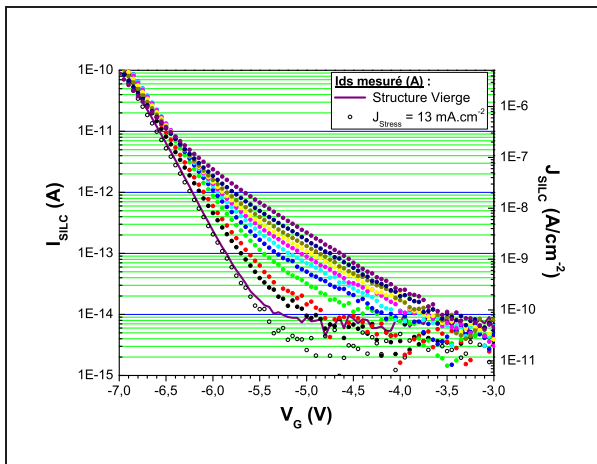
(f)



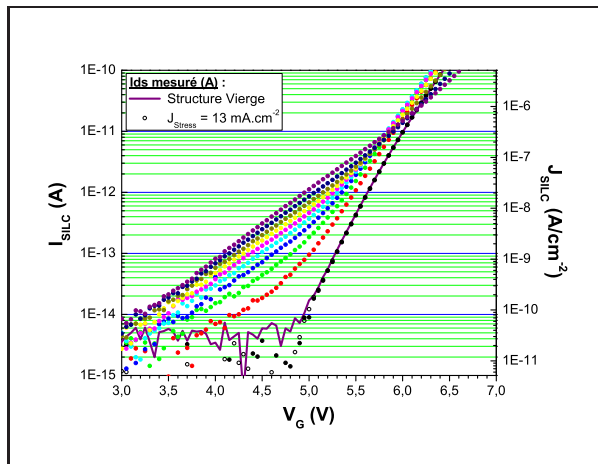
(g)



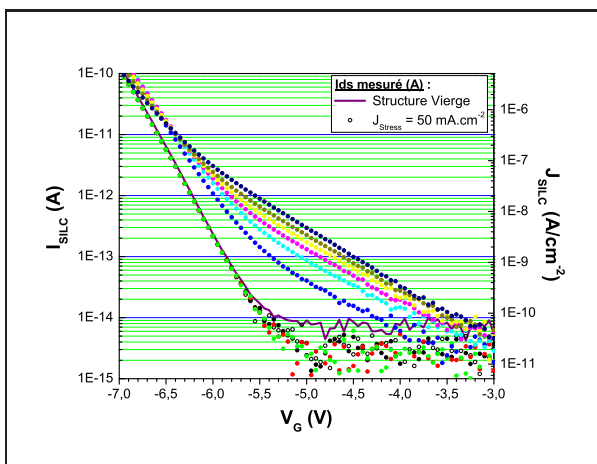
(h)



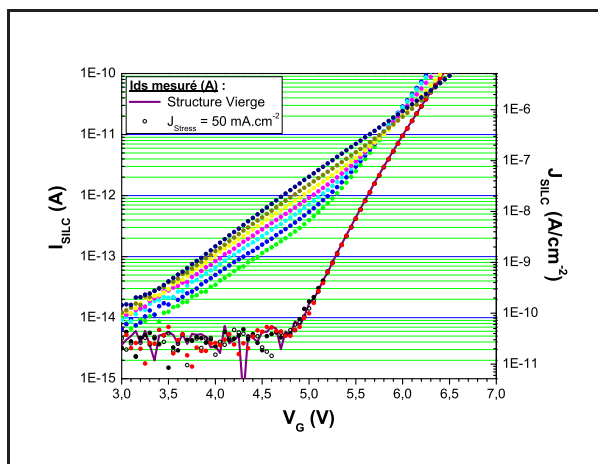
(i)



(j)



(k)



(l)

Figure 6.1: Réseaux de caractéristiques I-V pour des stress positifs et négatifs. Chaque réseau correspond à une densité de courant de stress constante. Les différentes courbes de chaque réseau correspondent à des quantités de charges injectées croissantes.

Pour toutes les valeurs de J_{Stress} , le courant de fuite SILC mesuré pour des tensions de grille inférieures à 6 V augmente avec la charge injectée. Inversement à forts champs électriques, on observe une diminution du courant FN à tension donnée ou, en d'autres termes, une augmentation de la tension de grille à courant d'injection donné. Or le champ électrique proche de l'interface injectante détermine la densité de courant d'injection FN. Dans le cas d'une contrainte CCS, cette densité J_{Stress} étant imposée et maintenue constante, le champ électrique, reste constant durant toute la durée de la contrainte. Par conséquent, la dérive des caractéristiques FN à forts champs électriques pour lesquels le courant de conduction tunnel assistée par les pièges est négligeable, doit être attribuée à une évolution de la charge stockée dans le volume de l'oxyde.

On peut d'autre part observer que lorsque la densité de courant de stress J_{Stress} augmente, la valeur à saturation J_{Sat} du courant SILC avant claquage augmente, bien que cette saturation soit atteinte pour des quantités cumulées de charges injectées $Q_{inj_{max}}$ décroissantes. L'accroissement de J_{Stress} conduit à un claquage plus rapide de l'oxyde tunnel en fonction de la charge injectée.

Un modèle empirique de génération du courant SILC, en fonction de la charge injectée et de la densité de courant de stress, a été proposé par SCARPA-GHIBAUDO. Ce modèle est présenté succinctement en **Annexe C** ainsi que sa confrontation avec nos résultats expérimentaux. Ce modèle s'avère satisfaisant, tout au moins pour des potentiels de grille supérieurs à 3,5 V. Pour des potentiels plus faibles qui constituent les potentiels effectifs dans les cellules EEPROM en situation de rétention, cette confrontation est impossible car les niveaux de courant sont trop faibles pour être accessibles avec précision par mesures directes. Nous verrons par la suite que la conduction de l'oxyde tunnel dans ce domaine de potentiel ne peut être exploré qu'à partir de la simulation.

6.1.1.2 Conditions expérimentales en mesures grille flottante

Les caractéristiques I-V obtenues par la technique de la grille flottante ont été réalisées sur des structures vierges ou très faiblement stressées. Utiliser la technique CCS pour obtenir des quantités de charges injectées très faibles s'est avéré trop délicat, car nécessitant des temps de stress trop courts pour permettre aux générateurs de se stabiliser et par conséquent pour maîtriser la charge injectée. Nous avons donc choisi de réaliser des contraintes d'injection à tension de grille constante (CVS), de niveau relativement faible, entre 5 et 7 V. La charge injectée est calculée par intégration du courant mesuré pendant la phase de stress. Cependant les durées de stress restant relativement courtes, aucune variation significative du courant d'injection n'est observée. On peut donc considérer que dans ces conditions (tension faible, durée courte), le stress à tension constante est équivalent à un stress à courant constant.

Atteindre des niveaux de courant de fuite de 10^{-17} A par la technique de grille flottante nécessite plusieurs semaines d'acquisitions par caractéristique ; c'est pourquoi nous n'avons pas

été en mesure d'obtenir un grand nombre de caractéristiques, mais néanmoins en nombre suffisant pour analyser la continuité comportementale du SILC sur un large domaine de charges injectées.

Des exemples typiques de caractéristiques I-V obtenues par la technique de grille flottante sont présentées **Figure 6.2**, pour des densités de charges injectées variant entre $1 \cdot 10^{-7} \text{ C/m}^2$ et $2 \cdot 10^{-2} \text{ C/m}^2$. On peut observer que l'une des caractéristiques présente un comportement singulier avec une augmentation abrupte du courant pour une tension seuil de l'ordre de 3 à 3,5 V suivie d'un plateau ou même d'un phénomène apparent de résistance différentielle négative se traduisant par une légère diminution du courant avec la tension de grille entre 3,5 et 4 V. Ce phénomène a été observé sur de nombreuses caractéristiques.

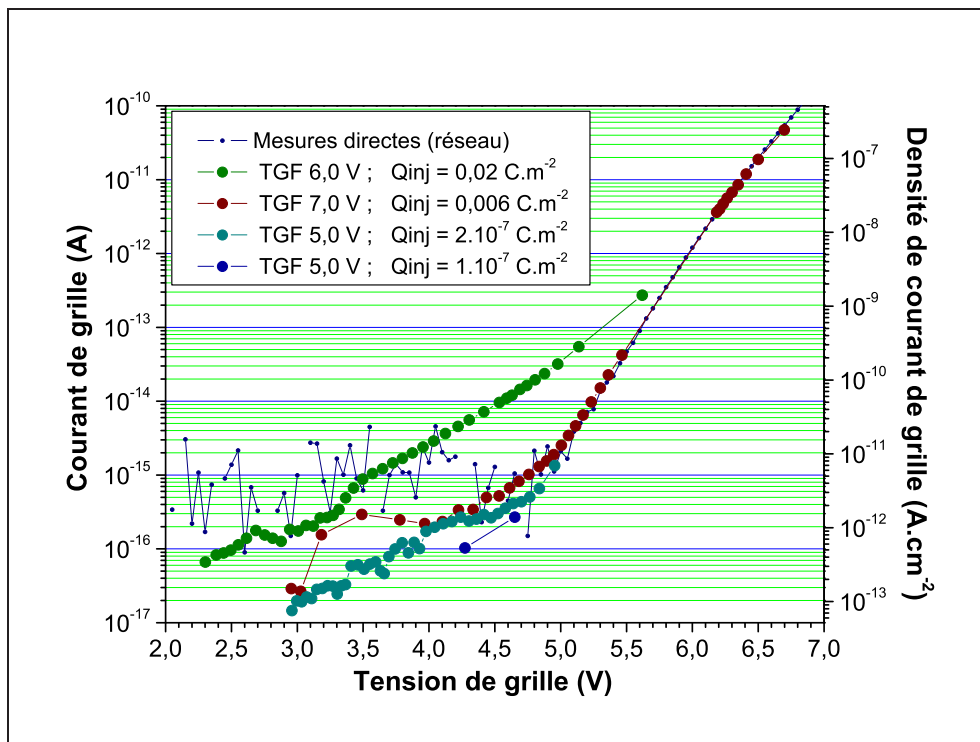


Figure 6.2: Réseau de caractéristiques obtenu par la technique de la grille flottante, pour différentes quantités de charges injectées et différentes tensions de stress.

6.1.2 Modélisation des courants SILC

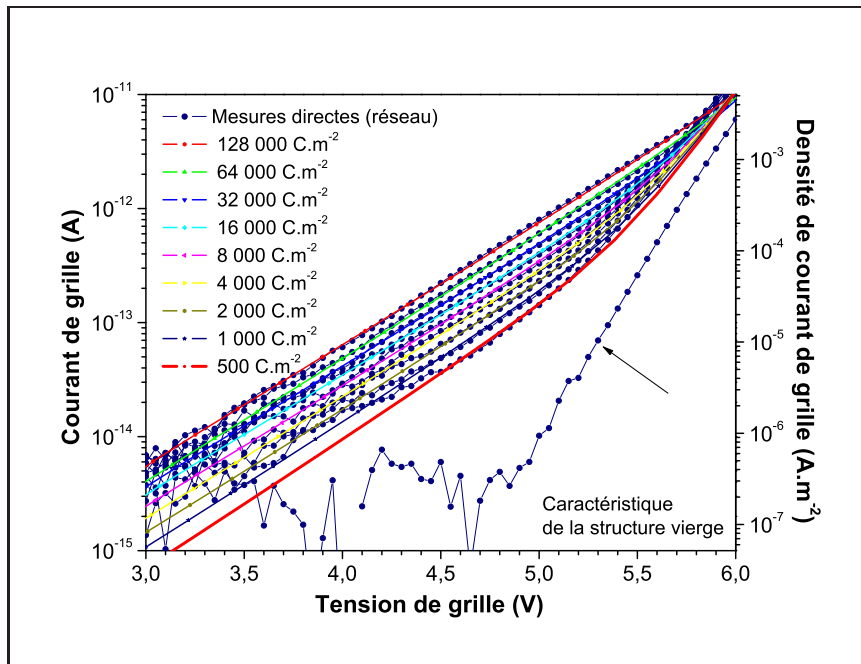
Les simulations ont été réalisées à l'aide du modèle de conduction assisté par pièges présenté dans le **Chapitre 5**. Le champ électrique moyen, considéré constant sur toute l'épaisseur de l'oxyde, s'exprime en fonction de la charge fixe piégée dans le volume de l'oxyde. Après chaque étape de stress, la charge fixe est déduite de la mesure des décalages ΔV_{FN} à forts champs électriques. Suite à l'analyse générale du modèle effectuée dans le **Chapitre 5**, nous avons introduit un profil spatial de défauts localisés au voisinage du centre de l'oxyde représenté par l'équation 5.22. Nous avons considéré, dans un premier temps, une distribution énergétique

constante des niveaux permis dans ces défauts. La densité de courant est calculée à l'aide de l'équation (5.20) p.97.

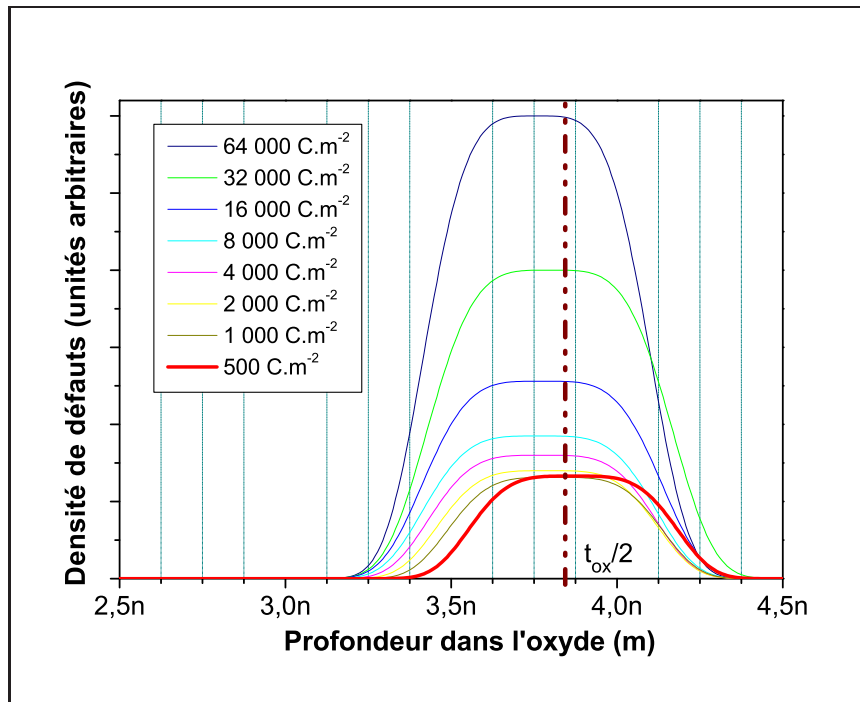
6.1.2.1 Présentation des résultats

A titre d'exemple, nous présentons sur la **Figure 6.3(a)** les résultats de simulation du réseau de caractéristiques obtenu en mesures directes pour $J_{Stress} = 10 mA.cm^{-2}$. La profondeur énergétique des défauts, obtenue par ajustement avec les courbes expérimentales est $\Phi_t = 1,78 eV$. L'évolution du profil spatial de défauts en fonction de la charge injectée variant entre $500 C.m^{-2}$ et $1,28.10^5 C.m^{-2}$ est représentée sur la **Figure 6.3(b)**. Qualitativement, on observe que le profil de défauts s'élargit tout d'abord du côté de l'électrode injectante en même temps que sa valeur maximale augmente. L'abscisse moyenne x_1 se rapproche de l'interface injectante. Dans un deuxième temps, la densité augmente fortement sans élargissement conséquent, ce qui conduit le paramètre x_1 à se rapprocher à nouveau du centre de l'oxyde.

Les caractéristiques I-V expérimentales obtenues en grille flottante et simulées à l'aide du même modèle sont présentées **Figure 6.4(a)**, la charge injectée variant entre $1.10^{-7} C.m^{-2}$ et $2.10^{-2} C.m^{-2}$. L'évolution du profil de défauts est montré sur la **Figure 6.4(b)**. Pour comparaison le profil obtenu en mesures directes pour $Q_{inj} = 500 C.m^{-2}$ a été reporté sur la même figure. On remarque que la position moyenne x_1 des défauts reste très proche de $0,5 t_{ox}$, sauf pour les deux valeurs les plus faibles de Q_{inj} , de 1.10^{-7} et $2.10^{-7} C.m^{-2}$, pour lesquelles les mesures ont été réalisées sur des structures vierges avec un potentiel de grille initial de $5V$. On remarque également sur la **Figure 6.4(a)** que le phénomène apparent de résistance différentielle négative obtenu sur la courbe $Q_{inj} = 2.10^{-2} C.m^{-2}$ n'est pas du tout reproduit par les hypothèses du modèle considéré ici, à savoir un profil énergétique uniforme dans les défauts. Nous reviendrons sur ce point dans le paragraphe suivant.

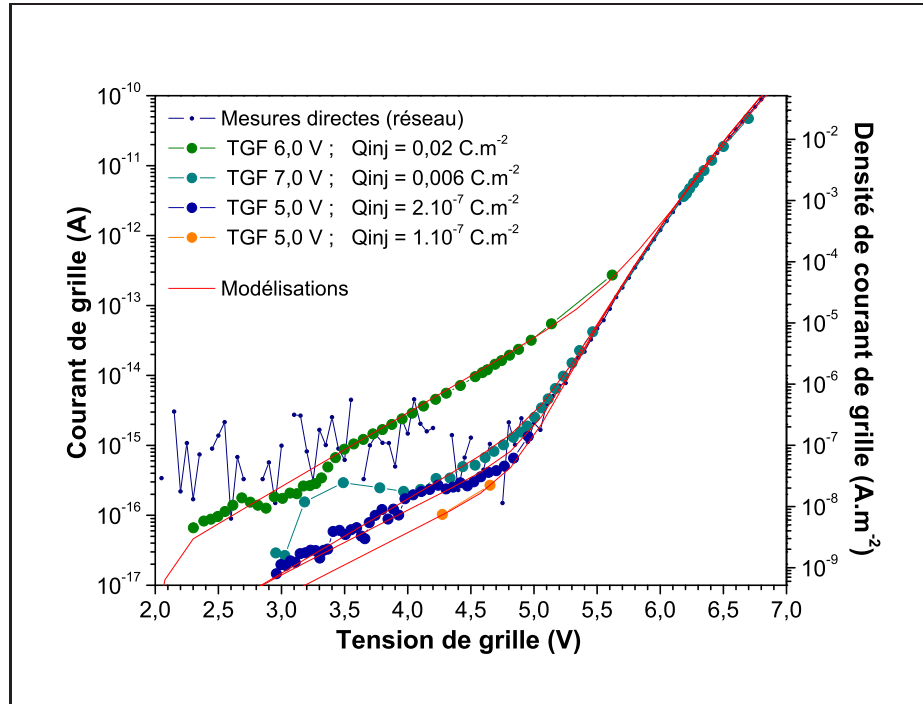


(a) Simulation du réseau de caractéristiques obtenu avec les profils de défauts présentés en (b)

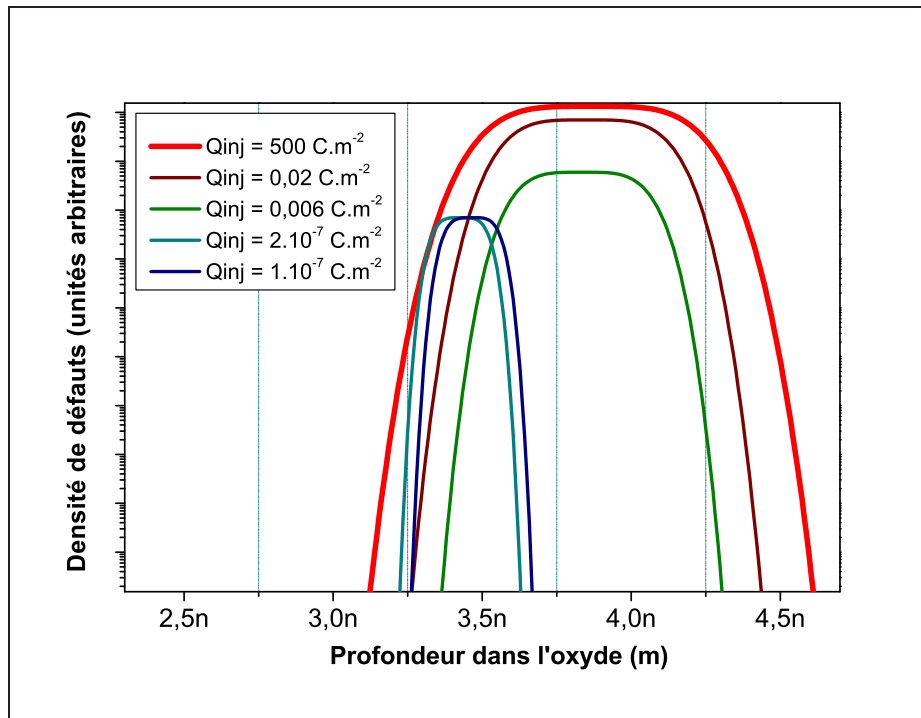


(b) Profil de défauts extraits des mesures directes.

Figure 6.3: Réseau de caractéristiques expérimentales et simulées I-V obtenu pour $J_{Stress} = +10\text{mA.cm}^{-2}$ et profil spatial des défauts dans l'oxyde en fonction de la charge injectée.



(a) Évolution du SILC mesuré par la technique de la grille flottante pour différentes densités de stress positives, et simulations des caractéristiques obtenues avec les profils de défauts présentés en (b)



(b) Évolution du profil de défauts extrait des caractéristiques grille flottante présentées en (a), comparé au profil de défauts extrait des mesures directes pour $J_{Stress} = 10 \text{ mA.cm}^{-2}$ et $Q_{inj} = 500 \text{ C.m}^{-2}$ présenté **Figure 6.3(b)**.

Figure 6.4: Évolution du profil de défauts dans l'oxyde extrait des mesures grille flottante, en fonction de la charge injectée.

L'évolution des paramètres du profil de défauts, sur toute la gamme de charges injectées explorée tant en mesures directes qu'en mesures grille flottante, est synthétisée sur la **Figure 6.5** qui regroupe les variations de la position moyenne x_1 , de la largeur Δx_1 , et de la proportion ρ de surface injectante dégradée, pour laquelle la conduction tunnel est assistée par les défauts. La variation du décalage FN à forts champs est également représentée.

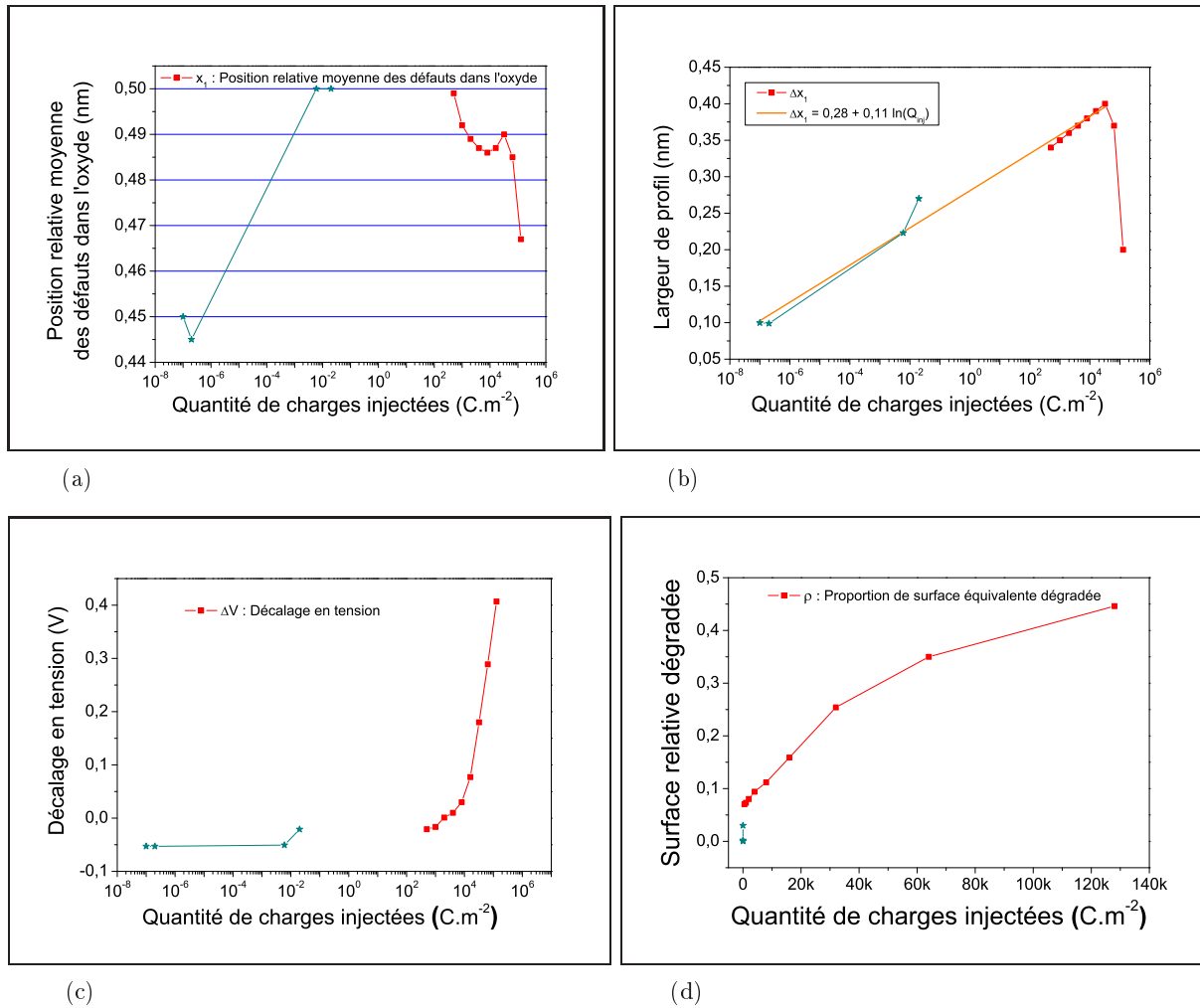


Figure 6.5: Évolution des paramètres des défauts pour le réseau de caractéristiques obtenu en mesures directes à $J_{Stress} = +10 mA.cm^{-2}$, en fonction de la quantité de charges injectées (■) et pour les mesures grille flottante présentées **Figure 6.4 (a)** (*).

Hormis pour les valeurs extrêmes de charges injectées (les deux plus faibles et les deux plus élevées) qui présentent un comportement particulier, on observe une bonne continuité dans l'évolution des différents paramètres. La position moyenne x_1 des défauts varie peu autour du centre de l'oxyde. L'évolution de Δx_1 est remarquable par la fonction semi-logarithmique, marquant l'élargissement du pic de défauts en $\ln(Q_{inj})$ jusqu'à des quantités de charges injectées de $10^4 C.m^{-2}$. L'évolution de ρ apparaît également quasi-linéaire en fonction de Q_{inj} .

Les deux derniers points des caractéristiques correspondant aux quantités de charges injectées les plus élevées s'écartent fortement des évolutions décrites précédemment. La densité de défauts

à considérer pour ces deux derniers cas est très élevée, la proportion de surface dégradée étant supérieure à 30%. Il est probable que le modèle utilisé atteigne ses limites et que la conduction ne soit plus réalisée via un piège unique, mais que plusieurs pièges relais soient mis en jeu.

Pour les deux valeurs les plus faibles de Q_{inj} , de l'ordre de $10^{-7} C.m^{-2}$, les mesures réalisées sur des structures quasi-vierges avec un potentiel de grille initial de 5V, sont très peu dégradantes. Selon DiMaria [Di Maria 1992], pour des oxydes de 5 à 8 nm, aucun SILC n'apparaît au dessous d'une tension seuil correspondant à une énergie critique pour les électrons de 1,7 eV, seuil correspondant à l'énergie des électrons chauds nécessaire pour la création de pièges à électrons dans le volume de l'oxyde. Or dans le cas de nos structures, cette énergie est atteinte pour 100% des électrons injectés, à partir d'une tension de grille de 5,6 V environ. A 5,5 V, seuls 1% des électrons injectés peuvent atteindre cette énergie, et il n'en reste plus que $5,8 \cdot 10^{-7} \%$ à 5,0 V!. On peut donc supposer que le profil de défauts extrait des mesures grilles flottante, réalisées pour des potentiels de grille initiaux de 5,0 V, correspond non pas à une dégradation occasionnée par la contrainte électrique, mais à des défauts intrinsèques de la structure. Ceci est cohérent avec l'évolution des paramètres de simulations présentés **Figure 6.5**, où l'on peut voir une bonne continuité entre l'évolution des paramètres pour les simulations des mesures réalisées par mesures directes et les deux caractéristiques grille flottante réalisées pour 6,0 V et 7,0 V, potentiels très supérieurs au seuil nécessaire pour générer des défauts dans la structure. Cette continuité n'est plus réalisée pour les mesures grille flottante obtenues à 5,0 V, en particulier pour le paramètre ρ . Cette discontinuité comportementale ne peut pas être attribuée à l'approximation du profil énergétique uniforme dans les pièges. Nous avons vérifié que l'introduction d'un profil énergétique ne suffirait pas à rendre compte des écarts obtenus sur les paramètres du profil de défauts.

6.1.2.2 Introduction d'une distribution énergétique

Nous avons remarqué précédemment, sur la **Figure 6.4(a)**, une caractéristique I-V obtenue par la technique de la grille flottante et présentant un comportement apparent de résistance différentielle négative dans le domaine de potentiels compris entre 3,5 V et 4,2 V. Ce phénomène s'est avéré reproductible dans cette même gamme de potentiels sur de nombreuses structures de test provenant de plaquettes de lots différents dont les épaisseurs d'oxyde tunnel n'étaient pas exactement identiques (variable entre 7,3 et 7,7 nm). Quelques exemples de telles caractéristiques sont regroupés sur la **Figure 6.6**.

Ce phénomène est encore visible sur les caractéristiques I-V obtenues par mesures directes sur les structures les plus faiblement stressées présentées **Figure 6.3(a)**, et une fois encore, dans la même gamme de potentiels. Ces "bosses" de courant apparaissent à la limite de résolution des appareils de mesures, ce qui empêche toute tentative de simulation et de plus elles s'estompent lorsque la quantité de charges injectées augmente. En revanche, la technique de la grille flottante

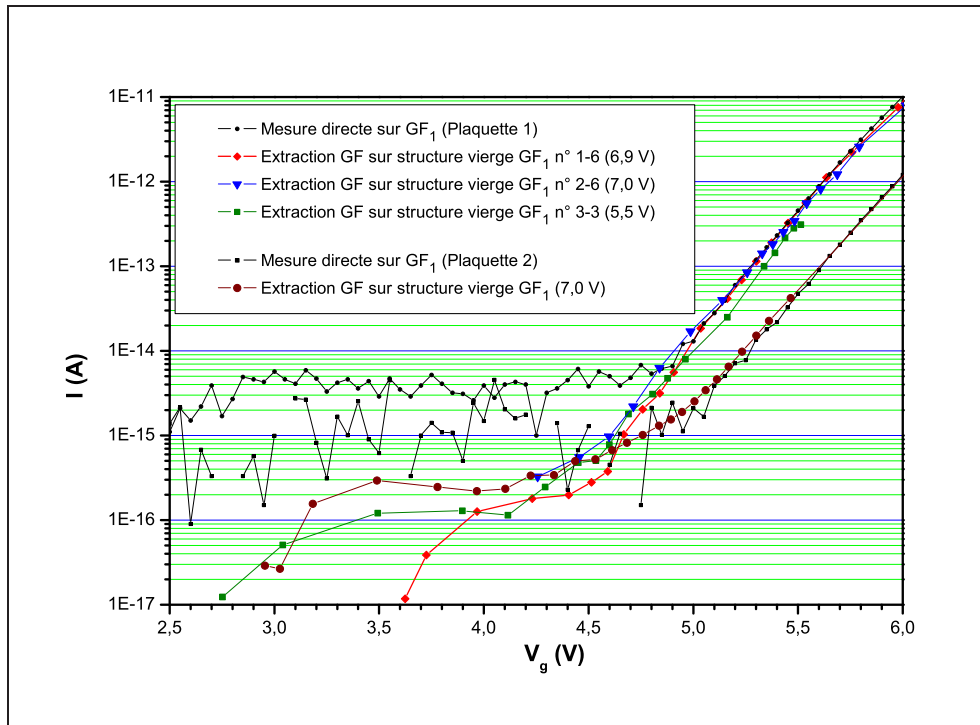


Figure 6.6: Différents exemples de caractéristiques I-V grille flottante présentant un comportement apparent de résistance différentielle négative. $S = 19\,360\ \mu\text{m}^2$

permettant d'accéder de manière fiable aux faibles courants permet une étude plus complète de ce phénomène. Nous avons vu dans le paragraphe précédent que, en supposant une distribution énergétique uniforme sur toute la profondeur du puits de potentiel associé à chaque défaut, le modèle de conduction tunnel assisté par pièges ne permet pas de rendre compte d'un tel comportement.

Sur la **Figure 6.6**, deux tensions de coupure pour les "bosses" de courant SILC peuvent être identifiées. Comme montré dans le **Chapitre 5**, à ces tensions de coupure correspondent des profondeurs de pièges¹ (paramètre Φ_t du modèle décrit § 5.3.2.1).

- La tension de coupure de $3,8\ \text{V}$ correspond à une profondeur de piège de $1,45\ \text{eV}$ environ, pour une épaisseur d'oxyde de $7,3\ \text{nm}$ (Plaquette 1, GF₁ 1-6),
- La tension de coupure de $3,0\ \text{V}$ correspond à une profondeur de piège de $1,78\ \text{eV}$ environ, pour une épaisseur d'oxyde de $7,7\ \text{nm}$, (Plaquette 2).

Nous avons donc introduit dans le modèle différents profils de distribution de niveaux d'énergie tels que ceux décrits dans le § 5.2.4. La **Figure 6.7** présente les trois types de profils utilisés à savoir :

- le profil unitaire constant pour toute énergie comprise entre le fond du piège et la bande de conduction de l'oxyde,

¹Les profondeurs de pièges sont données à partir de la bande de conduction de l'oxyde. Les énergies sont référencées sur les schémas à partir du niveau de la bande de conduction de l'électrode injectante et à l'interface.

- un profil unitaire constant mais limité en hauteur à partir du fond du piège,
- un profil non constant, dépendant de la profondeur en énergie dans le gap de l'oxyde, représenté par la fonction $f_{ct_E}(E)$.

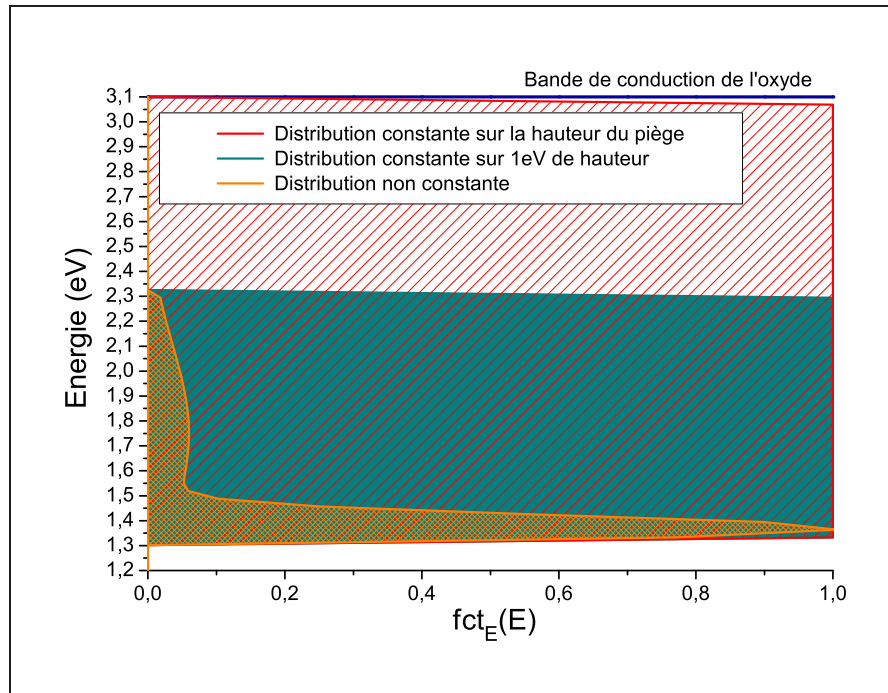


Figure 6.7: Présentation des profils de distributions des niveaux d'énergies permis dans les pièges et utilisés pour la modélisation.

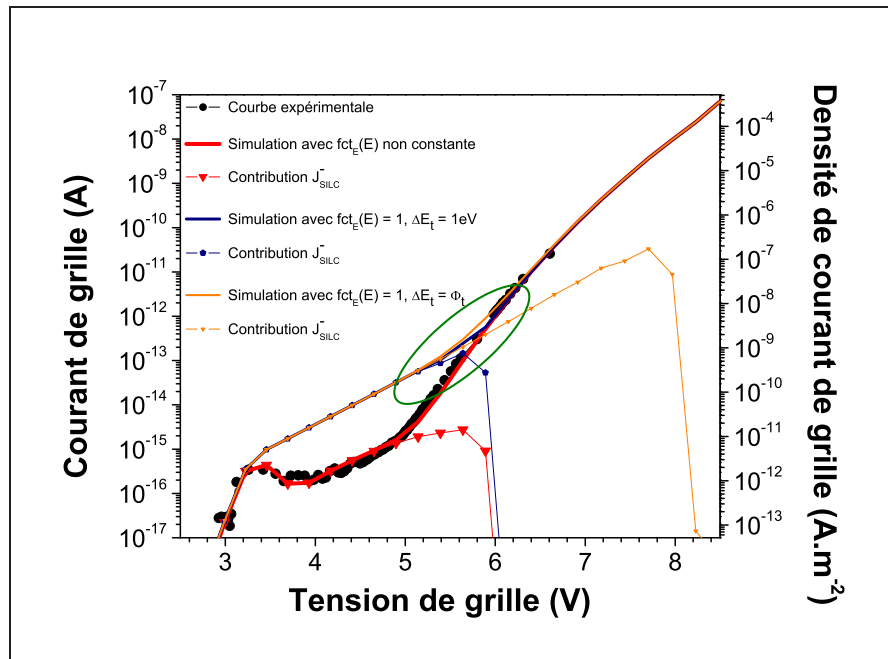


Figure 6.8: Structure GF_1 , plaquette 2 : caractéristiques expérimentale et simulées montrant l'influence de la fonction de distribution en énergie $f_{ct_E}(E)$ sur la contribution du courant J_{SILC} .

Si l'on compare les simulations de la **Figure 6.8** correspondant aux différents profils énergé-

tiques, on remarque que considérer un profil en énergie constant mais limité à $1,0\text{ eV}$ de hauteur à partir de l'énergie de référence du fond du piège, ne modifie que très peu la caractéristique du courant total simulé. En effet, seule la contribution du courant SILC pour les potentiels supérieurs à $5,0\text{ V}$ est modifiée. Or, pour cette tension, la contribution du courant SILC devient négligeable devant la contribution du courant Fowler-Nordheim (**Figures 6.8 et 6.9**). C'est donc seulement autour de $5,0\text{ V}$ que les contributions du courant SILC et du courant Fowler-Nordheim sont du même ordre de grandeur et où il apparaît alors un très faible écart² entre les deux caractéristiques simulées.

Deux exemples de modélisations complètes mettant en œuvre des profils d'énergies non constants sont donnés **Figure 6.10**. Ces modélisations tiennent compte du profil de distribution spatiale des défauts dans l'oxyde **Figure 6.10(a)** et de la distribution énergétique liée à ces mêmes défauts **Figure 6.10(b)**. La contribution des différents courants composant le courant total pour l'exemple de la structure GF_1 de la plaquette 2 est présenté **Figure 6.9**.

L'introduction d'un profil d'énergie non constant dans la simulation permet de modifier très fortement la forme de la caractéristique simulée, dans le domaine des courants assistés par les pièges relais, de sorte que les phénomènes de résistance différentielle négative peuvent être convenablement modélisés.

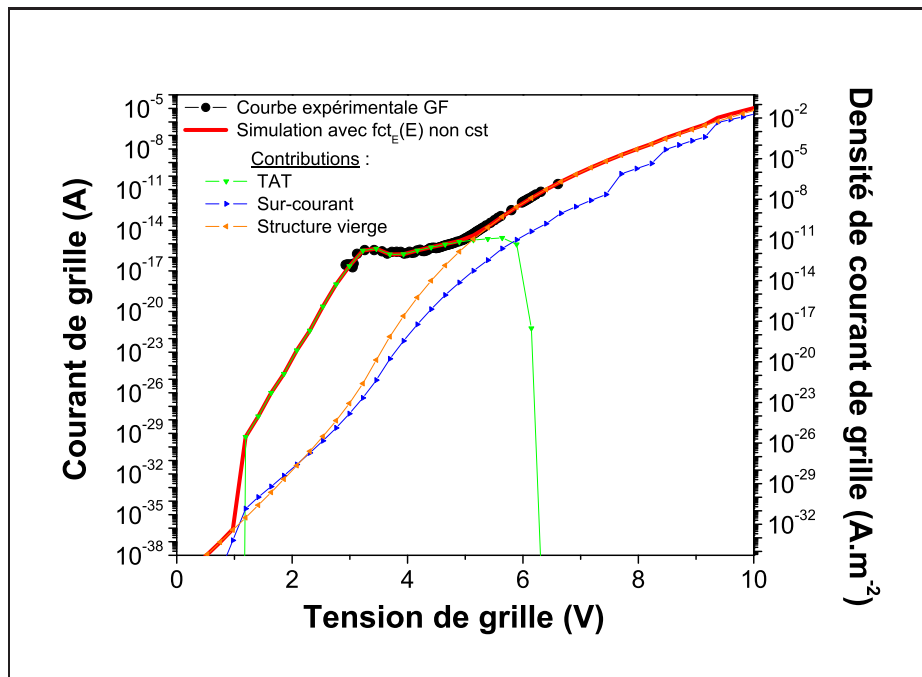
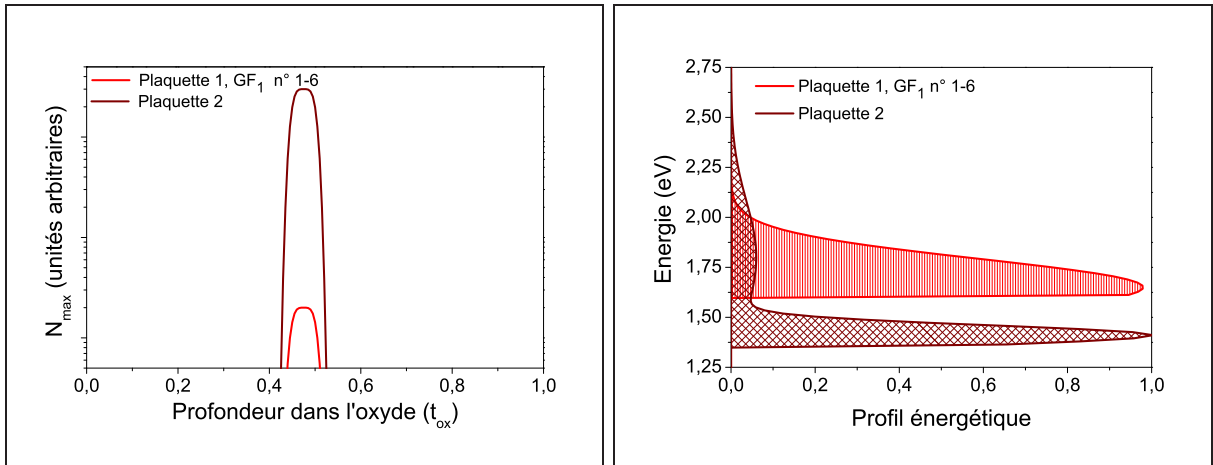


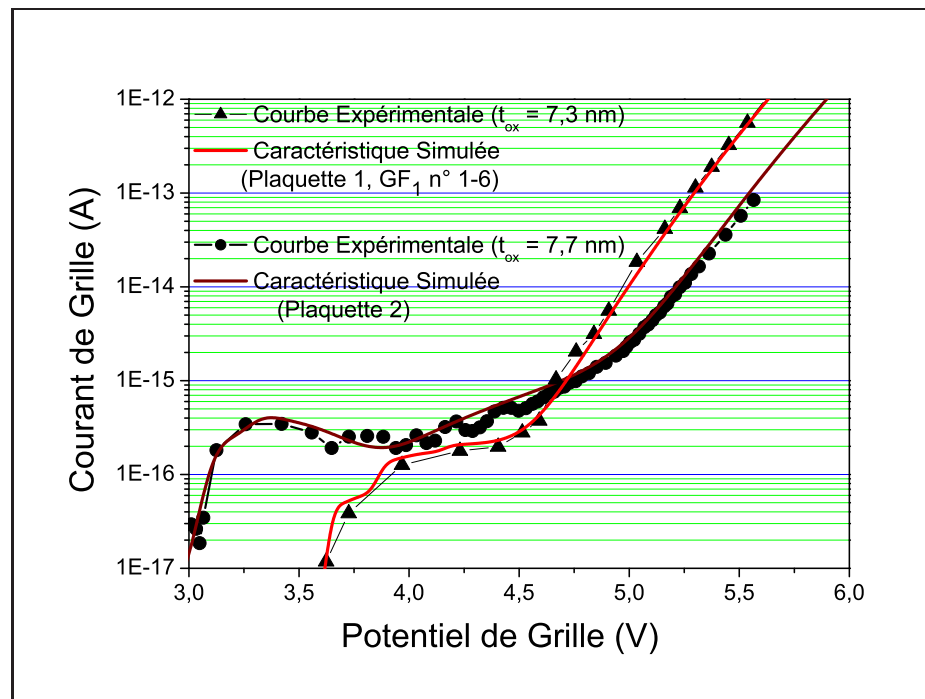
Figure 6.9: Caractéristiques expérimentale et simulée de la structure GF_1 de la plaquette 2 et les différentes contributions au courant simulé.

²Encerclé sur la **Figure 6.8**



(a) Profils spatiaux des défauts dans l'oxyde.

(b) Profils énergétiques de ces mêmes défauts.



(c) Résultats de simulations.

Figure 6.10: Simulation de deux caractéristiques GF présentant un comportement de résistance différentielle négative. Les profils spatiaux et énergétiques sont présentés en (a) et (b) respectivement. $S = 19\,360\ \mu\text{m}^2$

6.1.2.3 Résumé de la méthodologie de caractérisation des défauts assistant la conduction SILC

La continuité des techniques expérimentales d'acquisition des caractéristiques I-V (mesures directes et grille flottante) permet d'obtenir un réseau complet de caractéristiques I-V, chaque technique étant adaptée au niveau de courant SILC à mesurer, lui-même dépendant du stress imposé préalablement à la structure de test.

A partir des réseaux de caractéristiques obtenues par mesures directes (alternance de mesures I-V et de stress à courant constant) et en considérant une distribution énergétique uniforme dans les pièges, il est possible d'extraire pour chaque courbe la profondeur moyenne et le profil spatial des défauts dans l'oxyde ($fct_t(x)$).

Pour des structures quasi-vierges ou très faiblement stressées, la technique de la grille flottante permet l'obtention d'une caractéristique très bas courant, donnant des informations sur des défauts que l'on peut considérer comme indépendants. Connaissant le profil spatial des défauts, il est alors possible d'extraire un profil énergétique lié à ces mêmes défauts. En effet, la tension de coupure de la caractéristique I-V, pour les faibles potentiels, est directement liée à la profondeur du piège relais utilisé. En attribuant les écarts entre la caractéristique expérimentale et la courbe asymptotique simulée à l'approximation du profil de distribution en énergie constant et unitaire, il est possible d'extraire le profil de distribution en énergie $fct_E(E)$, caractéristique des défauts dans l'oxyde.

6.1.2.4 Interprétation des résultats

Il est surprenant de constater que toutes les caractéristiques I-V grille flottante que nous avons obtenues sur des structures de test quasi-vierges ou très faiblement stressées présentent un même phénomène apparent de résistance différentielle négative, et ce dans les mêmes gammes de potentiels, entre $3,5 V$ à $4,0 V$ en polarité positive et entre $4,0 V$ à $4,5 V$ en polarité négative (voir **Figure 6.1**). La densité de défauts étant très faible, ceux-ci peuvent être considérés sans influence les uns sur les autres. Deux interprétations peuvent alors être avancées concernant les profils énergétiques extraits de ces mesures. Plusieurs types de défauts pourraient coexister dans l'oxyde, les profils de distribution en énergie étant alors représentatifs des contributions et des caractéristiques de chacun de ces défauts. A l'inverse, si un seul type de défauts est responsable de la conduction dans l'oxyde, le profil de distribution pourrait alors être considéré comme une signature de ces derniers en présentant des niveaux énergétiques relativement bien définis (tels que les profils de la **Figure 6.10(b)**).

Sur des structures dégradées, nous avons vu que le phénomène apparent de résistance différentielle négative s'atténue puis disparaît au fur et à mesure que le nombre de défauts générés

augmente, les caractéristiques I-V pouvant alors être modélisées à l'aide d'une distribution uniforme des niveaux énergétiques dans les pièges. Malgré l'orientation aléatoire des clusters SiO_4 , les caractéristiques du SiO_2 natif conservent une relative isotropie. En revanche, l'influence de contraintes différentes ou un couplage entre défauts, lorsque ceux-ci sont en grande concentration, peuvent influencer sur les caractéristiques d'un même type de défauts ; il est alors possible que les niveaux d'énergie ne soit plus clairement définis, mais que des bandes d'énergies permises les remplacent (voir **Annexe A**).

6.2 Chargement de l'oxyde et SILC

6.2.1 Dérives Fowler-Nordheim

Dans la modélisation des courants SILC présentée précédemment, l'évolution du décalage FN mesuré pour les potentiels supérieurs à $7,0\text{ V}$ a été intégrée dans le calcul du champ électrique moyen dans l'oxyde. Ce phénomène de dérive de la caractéristique FN, reporté depuis de très nombreuses années dans la littérature, est classiquement attribué à un chargement stable de l'oxyde à forts champs électriques. Ce phénomène de chargement est mis en évidence sur les réseaux de caractéristiques obtenus par alternance de mesures I-V et de stress à courant constant comme présenté **Figure 6.11(a)**, ou encore par la mesure du potentiel de grille en fonction du temps (V-t), au cours d'un stress à courant constant. (**Figure 6.11(b)**).

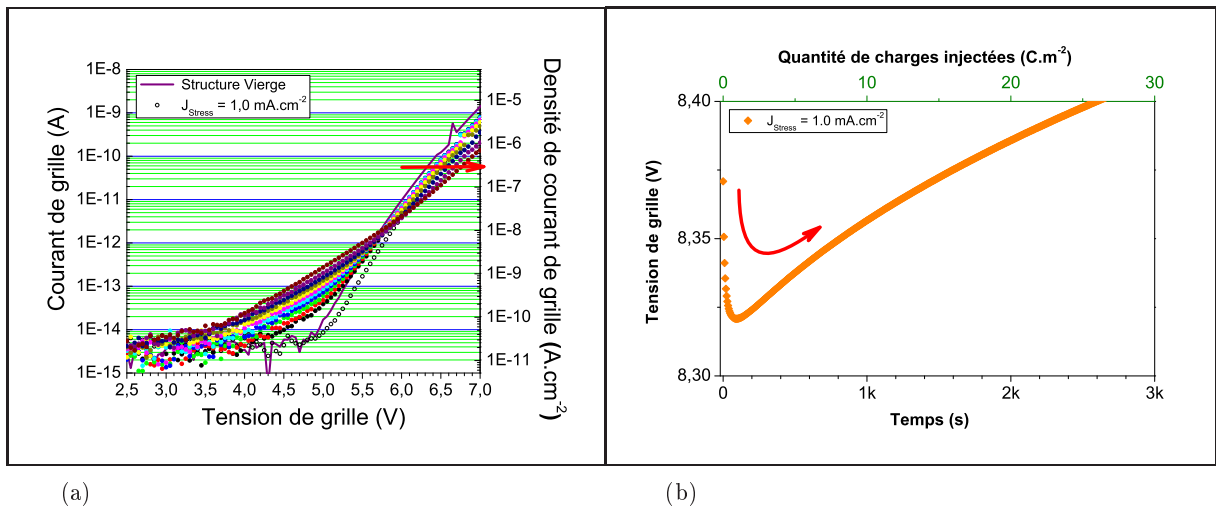


Figure 6.11: Mise en évidence du chargement négatif de l'oxyde, par le décalage en tension dans le domaine Fowler-Nordheim des caractéristiques I-V, (a), et par l'enregistrement de la caractéristique V-t au cours d'un stress à courant constant (b).

Dans un premier temps, pour les très faibles valeurs de charges injectées, un décalage FN en tension dans le sens négatif, d'amplitude très faible, révèle un chargement positif de l'oxyde (**Figure 6.11(b)**). Dans un second temps, lorsque la charge injectée augmente, ce chargement devient négatif, induisant un décalage en tension FN de plus en plus important dans le sens des

potentiels croissants en valeur absolue.

La question que l'on peut se poser et qui demeure à l'heure actuelle sans réponse est : Existe-t-il un lien entre les défauts chargés induisant les dérives FN à forts champs électriques et les défauts assistant la conduction SILC à faibles champs électriques ?

Pour tenter de répondre à cette question, une première idée est de comparer en nombre et en profil l'évolution de ces deux types de défauts avec la charge injectée.

Nous avons donc fait l'hypothèse, à priori, que le profil spatial de charges positives $Q_{ot}^+(x)$ est le même que celui des défauts proches des deux interfaces à l'origine du sur-courant à champs très élevés (voir **chapitre 4**), et que le profil des charges négatives $Q_{ot}^-(x)$ est le même que celui des défauts responsables du courant SILC à bas champs. La validité physique de ce postulat sera étudiée et discutée ultérieurement au § 6.2. L'influence du profil $Q_{ot}^+(x)$ étant faible et effective qu'à très forts champs électriques, nous avons utilisé le profil obtenu sur une structure vierge et considéré qu'il n'évoluait pas avec la quantité de charges injectées. La démarche consiste alors à calculer le décalage de tension FN induit par ces profils de charges.

Exprimons par exemple les décalages Fowler-Nordheim ΔV_{FN} des caractéristiques I-V en polarités positives sur la grille, en fonction du barycentre \bar{X} des charges piégées dans l'oxyde mesuré depuis le substrat et Q_{ot} la densité totale de charge dans l'oxyde :

$$\Delta V_{FN} = - \frac{(t_{ox} - \bar{X})}{\epsilon_{ox}} \cdot Q_{ot} \quad (6.1)$$

En introduisant les fonctions $fct_{t_+}(x)$ et $fct_{t_-}(x)$ de distributions spatiales des pièges positifs et négatifs respectivement en fonction de la profondeur x dans l'oxyde à partir du substrat, \bar{X} et Q_{ot} s'écrivent :

$$Q_{ot} = \frac{q}{S} \cdot \int_0^{t_{ox}} (fct_{t_+}(x) - fct_{t_-}(x)) dx \quad (6.2)$$

$$\bar{X} = \frac{q}{S} \frac{\int_0^{t_{ox}} x [fct_{t_+}(x) - fct_{t_-}(x)] dx}{Q_{ot}} \quad (6.3)$$

Les courbures de bandes ψ_S et ψ_G tiennent compte de la charge stockée dans l'oxyde Q_{ot} , à travers le calcul des charges d'interface dans le substrat et dans la grille, Q_{sc} et Q_G respectivement. On a :

$$Q_{sc} + Q_G = -Q_{ot} \quad (6.4)$$

soit :

$$Q_{sc} = -\frac{\epsilon_{ox}}{t_{ox}} V_{ox} - Q_{ot} \left(1 - \frac{\bar{X}}{t_{ox}}\right) \quad (6.5)$$

$$Q_G = +\frac{\epsilon_{ox}}{t_{ox}} V_{ox} - Q_{ot} \frac{\bar{X}}{t_{ox}} \quad (6.6)$$

Les décalages FN sont fonction du nombre de pièges N_t mais ne dépendent pas de leur section de capture σ_t . Le courant SILC dépend lui du paramètre $\rho = \frac{(N_t \cdot \sigma_t)}{S}$ et sa simulation seule ne permet pas de décorrélérer les deux paramètres. Si l'on suppose que les pièges chargés et les défauts associés au SILC ont le même profil, il doit donc être possible de simuler l'ensemble d'un réseau de caractéristiques I(V) à l'aide d'une section efficace σ_t unique et en faisant évoluer le nombre de défauts N_t en fonction de la charge injectée. C'est effectivement le résultat que nous avons obtenu à l'aide d'une section efficace unique de $\sigma_t = 1,7 \cdot 10^{-13} \text{ cm}^2$, la profondeur énergétique des pièges étant toujours $\Phi_t = 1,78 \text{ eV}$. Les simulations obtenues pour le réseau de caractéristiques I-V obtenu à $J_{Stress} = 10 \text{ mA.cm}^{-2}$ sont visualisées sur la **Figure 6.12**. L'évolution du nombre de pièges au cours de la contrainte électrique permet de rendre compte à la fois de l'amplitude du SILC et de celle du décalage FN.

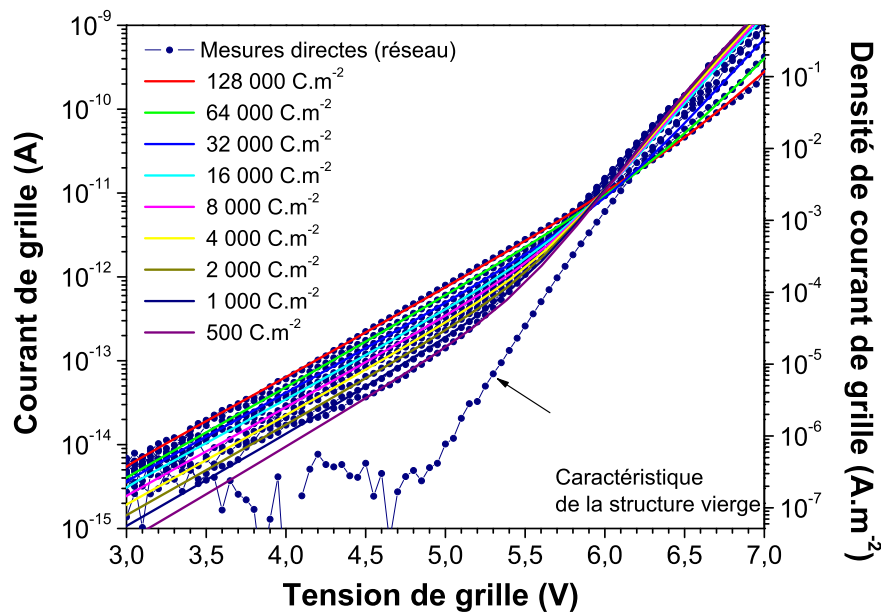


Figure 6.12: Simulation du réseau de caractéristiques ($J_{Stress} = 10 \text{ mA.cm}^{-2}$) prenant en compte le chargement des pièges.

Le fait d'obtenir une valeur de σ_t unique pour toutes les courbes d'un même réseau laisse supposer qu'un seul type de défauts est responsable à la fois du SILC et du décalage FN.

6.2.2 Mécanisme de piégeage à forts champs

D'après l'analyse précédente, il apparaît qu'il existe une corrélation entre les concentrations et les profils spatiaux des défauts assistant la conduction SILC et des charges stockées dans l'oxyde. La première hypothèse pouvant être émise est que les défauts générés acquièrent une charge

négative stable à forts champs électriques et sont responsables des décalages FN. Nous allons discuter maintenant de la validité physique d'un phénomène de chargement stable de l'oxyde, en calculant les probabilités de piégeage des électrons en fonction du potentiel appliqué et de la position des défauts dans l'oxyde.

La probabilité d'occupation d'un niveau énergétique E d'un piège situé dans le gap de l'oxyde est définie par la fonction f présentée en (5.6) p.94 :

$$f = \frac{T_1}{T_1 + T_2} \quad (5.6)$$

f dépend des transparences tunnel T_1 et T_2 et donc de la forme des barrières de potentiel que la charge doit traverser (triangulaire ou trapézoïdale) suivant le potentiel appliqué à la structure. Le taux de piégeage varie donc en fonction de la tension appliquée et de plus la position des charges stockées influe sur le profil du champ électrique dans l'oxyde. La problématique de cette approche est alors de prendre en compte l'influence du taux de piégeage dépendant du potentiel appliqué à la structure, à la fois sur les courbures de bandes dans les électrodes et sur le profil de champ électrique.

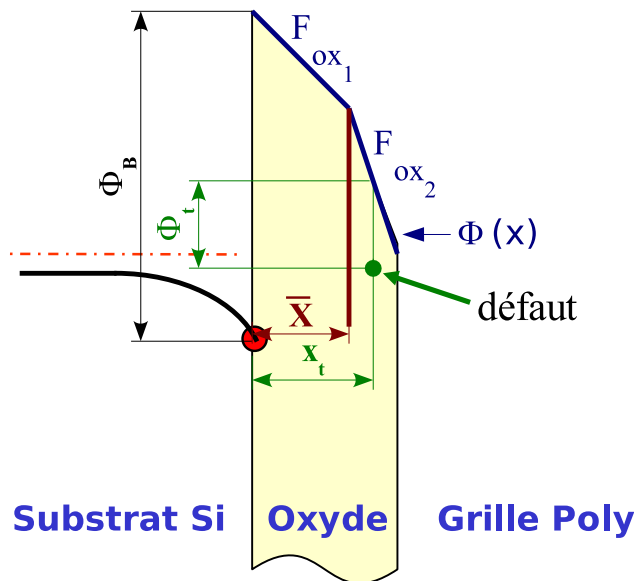


Figure 6.13 : Diagramme de bandes présentant l'influence des charges rapportées à leur barycentre \bar{X} sur la forme de la barrière Φ_B et les deux champs électriques moyens F_{ox_1} et F_{ox_2} .

Nous appellerons \bar{X} le barycentre des charges négatives stockées dans l'oxyde mesuré depuis le substrat et introduisant une déformation du champ électrique moyen. Attention, \bar{X} dans ce cas ne doit pas être confondu avec le paramètre x_1 qui est la position moyenne des pièges physiques assistant la conduction SILC. La densité de charge totale Q_{ot} stockée dans l'oxyde et \bar{X} dépendent du taux de chargement de ces mêmes pièges.

Nous avons considéré deux champs électriques F_{ox_1} et F_{ox_2} pour x inférieur et supérieur à \bar{X}

respectivement (voir **Figure 6.13**). On a alors :

$$F_{ox_1} = \frac{V_{ox}}{t_{ox}} + \frac{Q_{ot}}{\epsilon_{ox}} \cdot \left(1 - \frac{\bar{X}}{t_{ox}}\right) \quad (6.7a)$$

$$F_{ox_2} = \frac{V_{ox}}{t_{ox}} - \frac{Q_{ot}}{\epsilon_{ox}} \cdot \frac{\bar{X}}{t_{ox}} \quad (6.7b)$$

La présence de deux valeurs de champs électriques modifie la forme de la barrière de potentiel de part et d'autre de la position moyenne \bar{X} des pièges, sur une surface correspondant à la somme de toutes les sections de capture des pièges relais chargés. Le potentiel Φ dans l'oxyde s'exprime en fonction de x par :

$$\Phi(x) = \begin{cases} \Phi_B - q \cdot F_{ox_1} \cdot x & \text{si } x \leq \bar{X} \\ \Phi_B - q \cdot F_{ox_1} \cdot \bar{X} - q \cdot F_{ox_2} \cdot (x - \bar{X}) & \text{si } x > \bar{X} \end{cases} \quad (6.8)$$

La probabilité d'occupation $f(E, x_t)$ d'un piège dépend de l'énergie E , de la position x_t du piège et des deux champs électriques F_{ox_1} et F_{ox_2} selon :

$$f(E, x_t) = \frac{T_1(E, x_t, F_{ox_1}, F_{ox_2})}{T_1(E, x_t, F_{ox_1}, F_{ox_2}) + T_2(E, x_t, F_{ox_1}, F_{ox_2})} \quad (6.9)$$

La densité totale Q_{ot} de charges piégées et leur position moyenne \bar{X} dépendent du taux de piégeage, de la distribution spatiale des défauts $fct_{t-}(x)$ et de la distribution énergétique des niveaux permis $fct_E(E)$ non uniforme, extraite des mesures grille flottante. Pour chaque potentiel de grille, on a alors³ :

$$Q_{ot} = \frac{q}{\Phi_B \cdot S} \int_0^{t_{ox}} |fct_{t-}(x)| \int_0^{\Phi_B} fct_E(E) \cdot f(E, x) dE dx \quad (6.10)$$

$$\bar{X} = \frac{1}{t_{ox} \cdot \Phi_B} \cdot \frac{\int_0^{t_{ox}} x \cdot |fct_{t-}(x)| \int_0^{\Phi_B} fct_E(E) \cdot f(E, x) dE dx}{\int_0^{t_{ox}} |fct_{t-}(x)| dx} \quad (6.11)$$

Il est nécessaire de recalculer les courbures de bandes Ψ_{sc} et Ψ_G dans les électrodes et la chute de potentiel dans l'oxyde V_{ox} en fonction de la tension V_{GS} appliquée à la structure, en tenant compte des nouvelles valeurs de Q_{ot} et \bar{X} .

Nous allons évaluer successivement :

- La probabilité qu'un électron puisse participer à la conduction en fonction de sa position x_t et de la tension appliquée V_{GS} ,
- La même probabilité prenant en compte la distribution énergétique de Fermi-Dirac des électrons dans l'électrode injectante,
- La probabilité de chargement de ce piège,
- Et enfin la localisation des défauts distribués selon le profil $fct_t(x)$ et ayant une probabilité non nulle de rester chargés.

$\int_0^{t_{ox}} fct_{t-}(x) dx$	→ Le nombre total de défauts dans la structure
$\frac{1}{S} \int_0^{t_{ox}} fct_{t-}(x) dx$	→ La densité surfacique de défauts
$\frac{1}{\Phi_B} \int_0^{\Phi_B} fct_E(E, x_t) dE$	→ La probabilité de conduction d'un piège de profondeur x_t calculé pour V_{GS} donné
$\frac{1}{\Phi_B} \int_0^{\Phi_B} fct_E(E, x_t) \cdot f(E, x_t) dE$	→ La probabilité de chargement d'un piège de profondeur x_t calculé pour V_{GS} donné
$\frac{1}{\Phi_B} \int_0^{t_{ox}} fct_{t-}(x) \int_0^{\Phi_B} fct_E(E, x) \cdot f(E, x) dE dx$	→ Nombre de pièges chargés dans la structure calculé pour V_{GS} donné

Tableau 6.1: Représentation mathématique des principales fonctions utilisées.

Un résumé des fonctions utilisées est présenté dans le **Tableau 6.1**.

La **Figure 6.14** présente la distribution de probabilité de conduction d'un piège exprimée en (6.12), en fonction de sa profondeur x_t dans l'oxyde et du potentiel de grille appliqué.

Cette probabilité ne tient pas compte de la distribution en énergie des électrons dans l'électrode injectante.

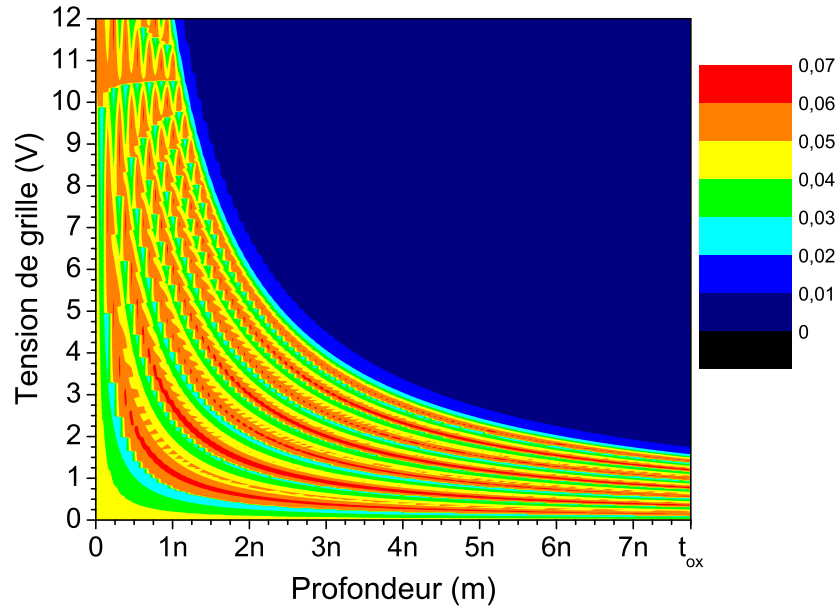


Figure 6.14: Distribution de probabilité de conduction d'un piège en fonction de sa position dans l'oxyde et du potentiel de grille appliqué.

$$P_{Conduction}(x_t, V_{GS}) = \frac{1}{\Phi_B} \int_0^{\Phi_B} fct_E(E, x_t) dE \quad (6.12)$$

Pour les potentiels inférieurs à 2 V, tout piège, quel que soit sa profondeur dans l'oxyde, a

³Voir équations (6.2) et (6.3) à fins de comparaison.

une forte probabilité de participer à la conduction élastique. Mais pour les potentiels au delà de 2 V, seuls les pièges relais proches de l'interface injectante peuvent y participer, en raison de l'inflexion de la barrière (voir Figures 6.15 et 6.16a).

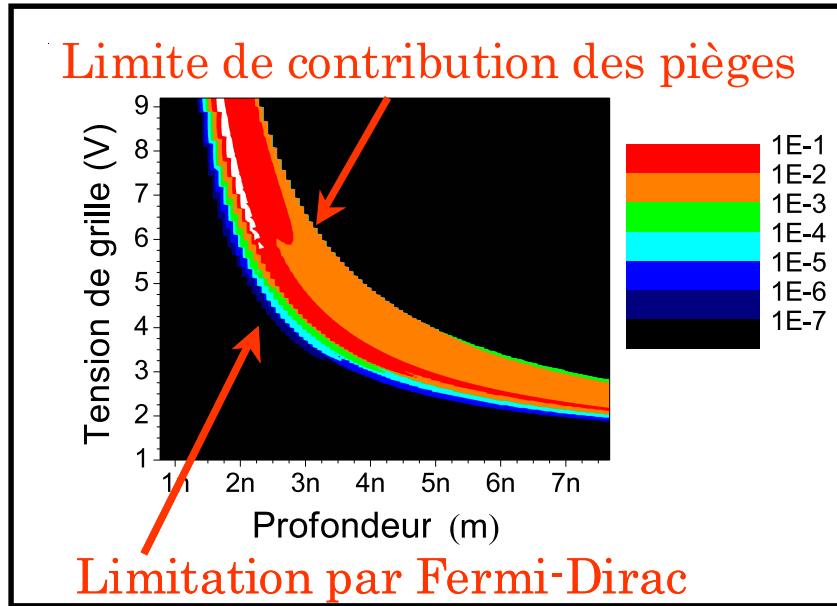


Figure 6.15: Distribution de probabilité de conduction d'un piège en fonction de sa position dans l'oxyde et du potentiel de grille appliqué à la capacité et définition des domaines de limitation de la conduction.

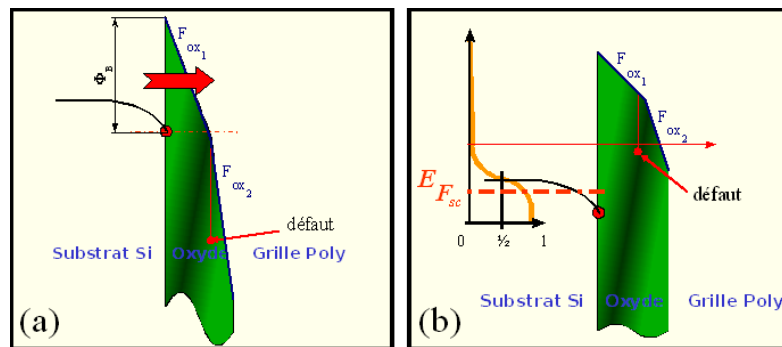


Figure 6.16: Diagrammes de bandes montrant l'origine des zones de limitation de la conduction des pièges présentées Figure 6.15
a) Limite de contribution des pièges par inflexion de la barrière.
b) Limitation par la statistique de Fermi-Dirac.

La prise en compte de la distribution en énergie des électrons incidents est réalisée en introduisant la distribution statistique de Fermi-Dirac selon l'équation (6.13). La distribution de probabilité de conduction des pièges est alors modifiée de façon notable comme le montre les Figures 6.15 et 6.16b.

$$P_{Conduction}(x_t, V_{GS}) = \frac{1}{\Phi_B} \int_0^{\Phi_B} f_{ctE}(E, x_t) \cdot \ln \left[\frac{1 + \exp\left(\frac{E_{f_1} - E_x}{kT}\right)}{1 + \exp\left(\frac{E_{f_2} - E_x}{kT}\right)} \right] dE \quad (6.13)$$

En résumé, deux phénomènes limitent la contribution des pièges à la conduction :

- Une limitation par inflexion de la courbure de bande (les électrons injectés ont une énergie trop élevée pour "voir les pièges"),
- Une limitation par la statistique de Fermi-Dirac (les charges incidentes ayant une énergie correspondant à celle des pièges sont minoritaires selon la distribution statistique de Fermi-Dirac).

La probabilité de *chargement* d'un piège situé à la profondeur x_t pour un potentiel de grille V_{GS} est présentée **Figure 6.17**. Elle tient compte de la distribution en énergie $fct_E(E, x_t)$ et du taux de piègeage dépendant du potentiel de grille $f(E, x_t, V_{GS})$. Elle est exprimée par (6.14).

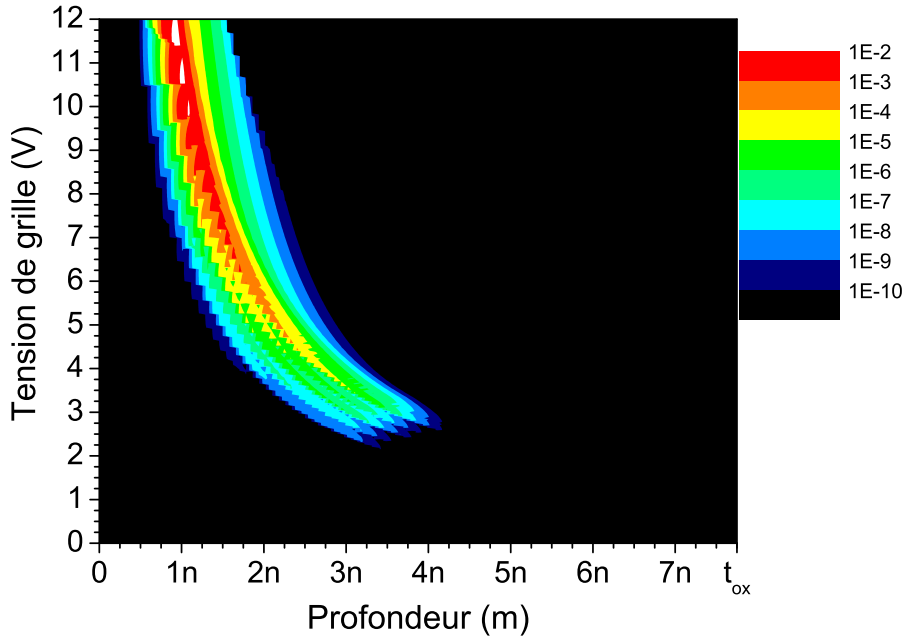


Figure 6.17: Probabilité de stockage d'une charge par un piège, en fonction de sa position dans l'oxyde et du potentiel de grille appliqué.

$$P_{\text{Chargement}}(x_t, V_{GS}) = \frac{1}{\Phi_B} \int_0^{\Phi_B} f(E, x_t, V_{GS}) \cdot fct_E(E, x_t) \cdot \ln \left[\frac{1 + \exp\left(\frac{E_{f1} - E_x}{kT}\right)}{1 + \exp\left(\frac{E_{f2} - E_x}{kT}\right)} \right] dE \quad (6.14)$$

La distribution des charges stockées dans l'oxyde pour les pièges répartis selon le profil $fct_t^-(x)$ est exprimée par (6.15) et présenté **Figure 6.18**.

$$D_t(x, V_{GS}) = \frac{|fct_t^-(x)|}{\Phi_B} \int_0^{\Phi_B} f(E, x, V_{GS}) \cdot fct_E(E, x) \cdot \ln \left[\frac{1 + \exp\left(\frac{E_{f1} - E_x}{kT}\right)}{1 + \exp\left(\frac{E_{f2} - E_x}{kT}\right)} \right] dE \quad (6.15)$$

Les défauts étant localisés au centre de l'oxyde, la distribution des charges stockées est très localisée aux faibles potentiels (1,5 V à 5 V). Pour les potentiels supérieurs à ces valeurs, le taux

de piégeage est très faible, en raison de la valeur élevée de la transparence T_2 puis du fait que, pour les potentiels très élevés, aucune charge ne peut être injectée par conduction élastique dans les niveaux d'énergie probables (inflexion de la barrière).

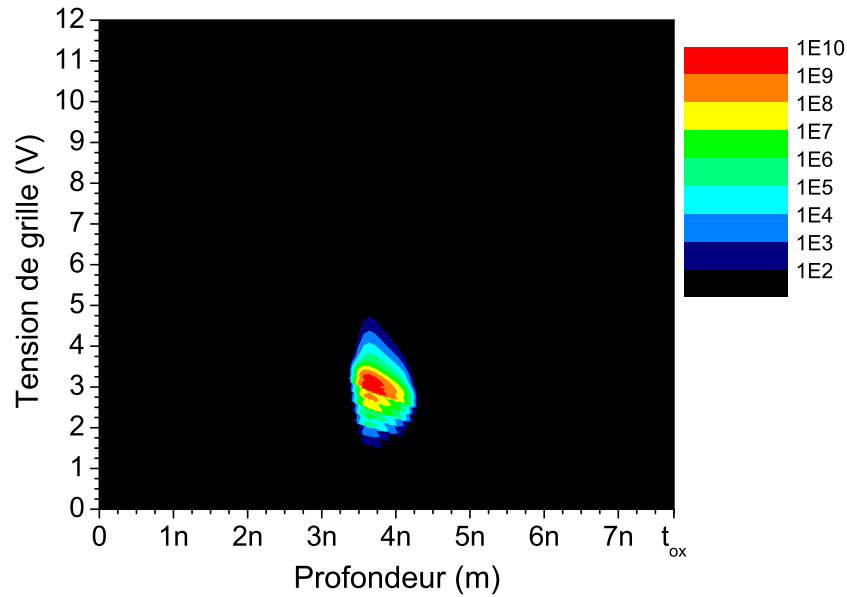


Figure 6.18: Distribution des charges stockées en fonction de la position dans l'oxyde et du potentiel de grille appliqué, pour une distribution des niveaux en énergie $fct_E^-(x)$ non constante.

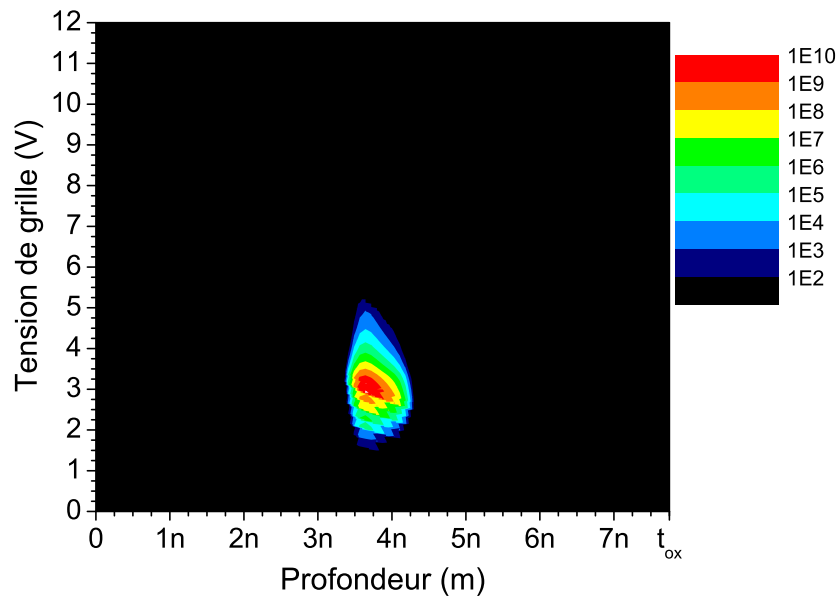


Figure 6.19: Distribution des charges stockées en fonction de la position dans l'oxyde et du potentiel de grille appliqué, pour une distribution des niveaux en énergie constante et uniforme sur un intervalle limité.

Comme le montre la **Figure 6.19** (voir également § 6.1.2.2), le même type de résultat est obtenu lorsque, pour un nombre de défauts plus important, on considère une distribution en énergie unitaire et constante sur un intervalle d'énergie limité.

La **Figure 6.20** présente la distribution des charges stockées en fonction de la position dans l'oxyde et du potentiel de grille appliqué en prenant en compte les pièges positifs et négatifs.

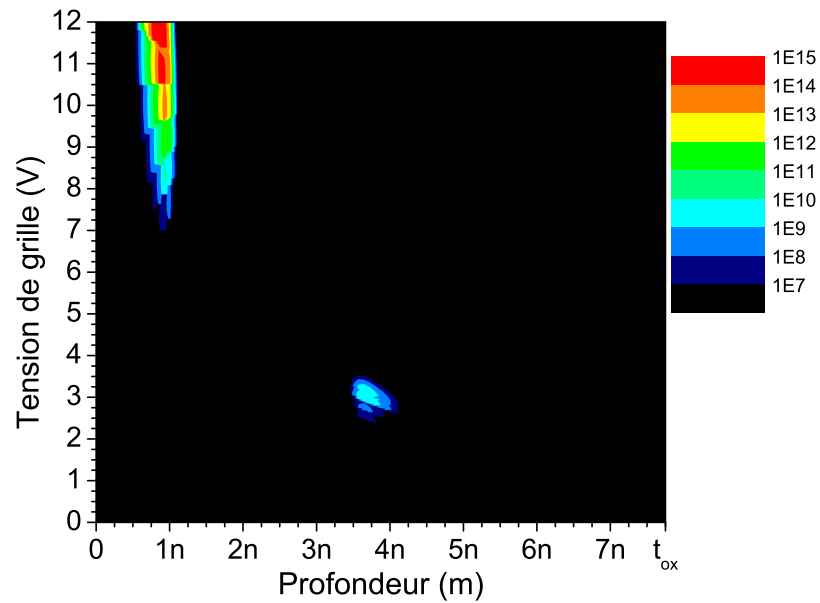


Figure 6.20: Distribution des charges stockées en fonction de la position dans l'oxyde et du potentiel de grille appliqué, tenant compte des profils spatiaux (voir **Figure 6.21**) et énergétiques des pièges chargés positivement et négativement.

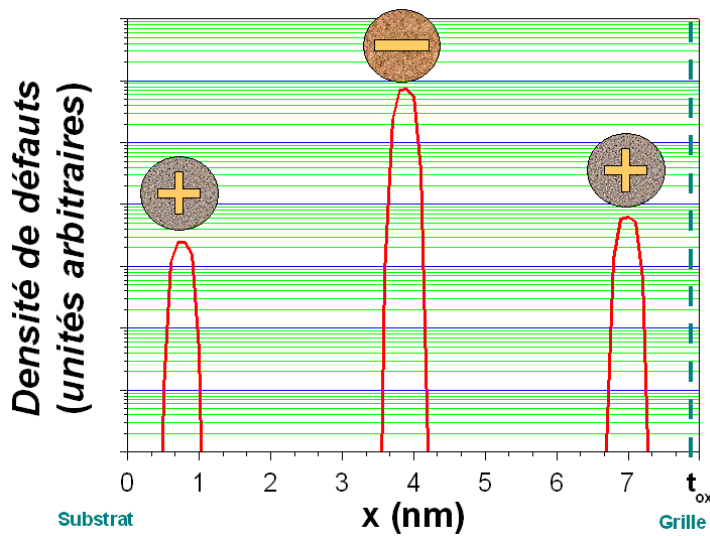


Figure 6.21: Profils spatiaux des pièges chargés positivement et négativement utilisés lors du calcul de la distribution des charges stockées représenté **Figure 6.20**.

La distribution des charges stockées en fonction de la position dans l'oxyde et du potentiel de grille appliqué, lorsque l'on tient compte des profils spatial et énergétique des pièges chargés positivement et négativement est superposé à la distribution spatiale de ces mêmes défauts dans

l'oxyde. Cette représentation est donnée **Figure 6.21**. On retrouve les deux pics de défauts correspondants aux pièges relais responsables du sur-courant à fort champ proche des interfaces et le pic central auquel est attribué le courant SILC. Seuls les défauts situés du côté de l'électrode injectante sont chargés, le dernier ne pouvant être chargé du fait de la limite de contribution des pièges.

La charge totale susceptible d'être piégée dans l'oxyde apparaît cependant beaucoup trop faible pour rendre compte des décalages FN.

L'approche décrite ci-dessus qui considère que :

- la conduction élastique est le seul mode de conduction,
 - les défauts sont de simples "réservoirs" relais ne pouvant contenir que la seule charge y transitant,
 - les défauts relais neutres se chargent négativement lors du passage des électrons selon une probabilité f régie par les transparences tunnel,
 - la quantité de charges négatives stockées dans l'oxyde est dépendante du taux de piégeage.
- ne permet pas de rendre compte du chargement de l'oxyde à fort champ induisant les décalages Fowler-Nordheim mesurés.

Nous proposons plusieurs pistes d'étude qui ne pourront pas être développées durant cette thèse mais qui nous semblent intéressantes :

- Un mécanisme supplémentaire d'injection de charges dans les pièges, de type hopping ou Poole-Frenkel, associé à un temps de dépiégeage dans les défauts non nul, pourrait maintenir un taux de chargement des pièges dans l'oxyde élevé à fort champ électrique.
- Les défauts sont souvent considérés comme des réservoirs dans lesquels des charges transitent, modifiant logiquement leur état de charge (un électron apporte une charge négative, un trou une charge positive). Si cette approche est valide pour un certain nombre de défauts, elle apparaît trop simpliste dans le cas de certains défauts pour lesquels l'apport (ou le retrait) d'une charge, modifie également la configuration électronique et parfois également la forme des liaisons (voir **Annexe A**) comme c'est le cas par exemple pour le centre E' ou d'autres configurations plus complexes (tels que des groupements hydrogénéoïdes ou des liaisons peroxydes par exemple). Il est possible que ce soit un tel type de défaut qui soit à l'origine à la fois du SILC et du décalage FN, ce type de défaut conservant sous fort champ électrique une charge globale négative et pouvant à faible champ conserver cette même charge ou avoir un état de charge différent (voir également **Figure 6.22**).

L'introduction d'un temps de dépiégeage en revanche, même s'il pourrait permettre d'augmenter le taux de chargement des défauts dans l'oxyde, ne permettrait pas d'expliquer le décalage FN puisque à forts champs la majorité des pièges se trouvent en dessous du niveau d'énergie du bas de la bande de conduction de l'électrode injectante. Ces pièges ne peuvent donc pas être

remplis.

En revanche, si l'on considère des défauts négativement stables à champs électrique élevés et neutres à bas champ - ce qui suppose un changement de configuration électronique des défauts en fonction de leur état de charge ou un mode de remplissage additionnel des pièges pour les forts potentiels - on peut remplacer $f(E, x, V_{GS})$ par 1 dans la zone de limitation de contribution des pièges pour toutes les équations précédentes. On a alors :

$$P_{Chargement}(x, V_{GS}) = 1 \text{ si défaut dans la zone de limitation de contibution des pièges (6.16)}$$

$$= f(E, x, V_{GS}) \text{ sinon} \quad (6.17)$$

La distribution de charges obtenue est alors modifiée. Le résultat de simulation est présenté pour illustration **Figure 6.22**.

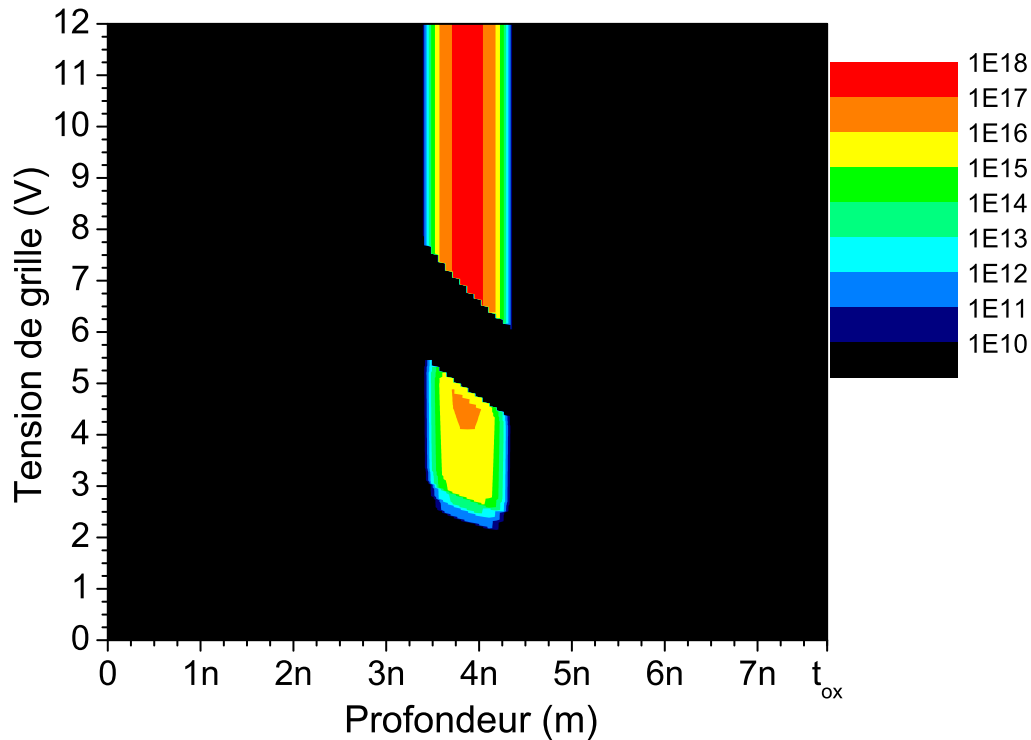


Figure 6.22: Distribution des charges stockées en fonction de la position dans l'oxyde et du potentiel de grille appliqué, pour une distribution des niveaux en énergie constante et uniforme sur un intervalle limité.

Le décalage en tension de la caractéristique I-V pour les forts potentiels est dans ce cas effectivement obtenu conformément à l'expérimentation. Le décalage en tension est alors équivalent au décalage FN obtenu lors de la modélisation du réseau de caractéristiques **Figure 6.3(a)**, pour lequel le stockage des charges négatives était assimilé à la distribution des défauts dans l'oxyde.

Ces exemples confirment bien la validité d'une telle démarche, qui demanderait bien entendu d'être approfondie et associée à une étude plus importante concernant la structure physique des

défauts dans l'oxyde. On peut toutefois se risquer à suggérer un mécanisme global de génération de défauts en remarquant le fait qu'une partie du SILC peut être annihilée par l'application d'un potentiel opposé à la tension de contrainte ce qui laisse penser qu'une partie de ces pièges pourrait être constituée de liaisons qui sous l'effet du champ électrique seraient contraintes, tendues ou brisées par le déplacement local d'un atome les constituant et qui sous l'effet de la polarisation inverse retrouveraient leur configuration d'origine.

On peut proposer le type de mécanisme suivant : les liaisons Si-O en particulier peuvent facilement être brisées [Balland 1986] pour donner deux structures Si-O* et $O_3 \equiv Si^*$ qui sont séparément des pièges à électrons [Gritsenko 2001]. Si les deux structures restent proches (ce qui est probablement le cas juste après la rupture), les deux défauts forment un centre E' qui est un piège à trou [Pacchioni 2000]. La structure aura donc tendance à se charger positivement. Sous la contrainte électrique, on imagine facilement que d'autres liaisons Si-O puissent se briser causant des déformations dans le réseau, l'association de défauts tels que $O_3 \equiv Si^* + Si^* \equiv \rightarrow \equiv Si:+Si \equiv$ [Gritsenko 2001] ou des vacances d'oxygènes. Globalement, les centres E' seraient "consommés" par ce mécanisme de dégradation pour laisser la place à des pièges à électrons Si-O* ou des structures neutres Si-O-O [Griscom 1985]. On aurait alors globalement un chargement négatif de l'oxyde.

Un tel comportement pourrait à la fois expliquer l'évolution de la tension de décalage Fowler-Nordheim obtenue en fonction de la contrainte appliquée et le fait que le claquage définitif de la structure ne soit pas corrélé à un nombre de pièges responsables de la conduction SILC dans la structure [Jahan 1998th], [Riess 1999th]. Les défauts précédemment décrits ne sont pas les seuls possibles et doivent être associés à de nombreux autres pièges introduisant des niveaux d'énergie dans le gap de l'oxyde et pouvant servir à la conduction.

On peut penser qu'une densité critique d'un défaut particulier ($\equiv Si:+Si \equiv$ peut-être) touchant à l'intégrité même des liaisons Si-O intrinsèques à l'oxyde provoquerait son claquage localement. Un recuit [Naruke 1988] suffirait alors pour guérir ces défauts structuraux en régénérant les liaisons brisées.

6.3 Courants SILC et rétention

6.3.1 Etude expérimentale sur capacités MOS

Afin d'obtenir un ordre de grandeur des temps de rétention d'une cellule réelle extrapolés à partir de mesures réalisées sur des structures de test, nous avons réalisé une étude expérimentale sur des capacités MOS simple grille à oxyde tunnel. La structure de test comporte un transistor de mesure NMOS permettant d'utiliser la technique de la grille flottante. La surface tunnel est de $10^6 \mu m^2$.

Afin d'augmenter le courant de fuite et par conséquent d'accélérer la perte de charge, la structure a été préalablement stressée par injection CCS ($I_{stress} = 130 \mu A$ pendant $500s$), ce qui correspond à une charge injectée de $6,5 \cdot 10^4 C \cdot m^{-2}$.

La structure a ensuite été polarisée et chargée sous une tension de grille de $5V$, puis isolée à l'instant $t = 0$, instant à partir duquel les variations du courant de drain I_D du transistor de mesure sont enregistrées. A l'aide de la caractéristique $I_D(V_G)$ du transistor, les variations temporelles de la charge et du potentiel de la grille, puis la caractéristique de fuite $J_G(V_G)$ de la capacité sont extraites. La **Figure 6.23** illustre les résultats obtenus pour trois températures de mesure ($25, 100, \text{ et } 177^\circ C$) et sur une durée d'acquisition atteignant $100h$ soit plus de 4 jours . Sur la **Figure 6.23**, la fonction accélératrice de la température sur la perte de charge est mise en évidence, due à une augmentation du courant de fuite de l'oxyde tunnel avec la température.

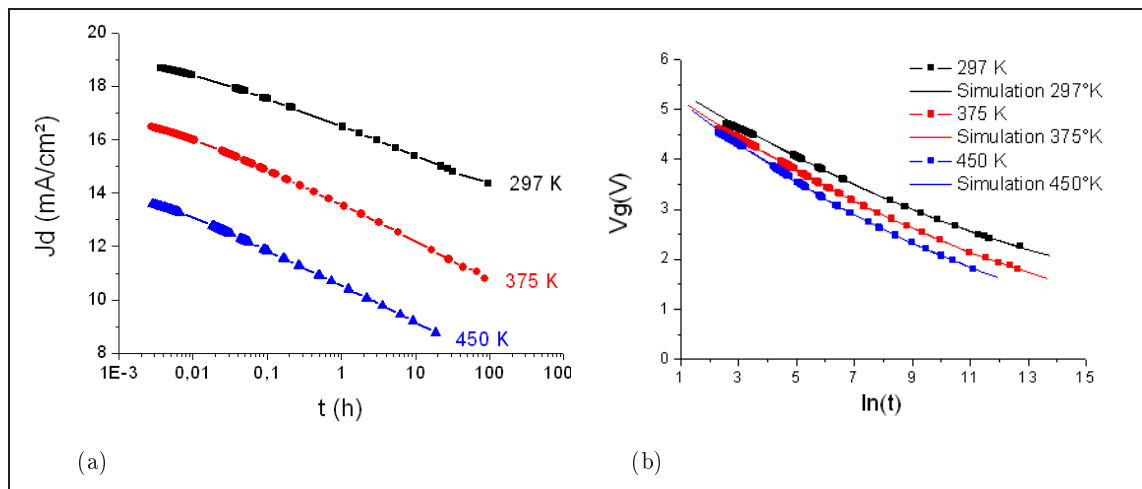


Figure 6.23: Évolution de la densité de courant de drain du transistor de mesure (a) et de la perte de charge dans la grille flottante en fonction du temps (b).

Dans cette étude, nous n'avons pas cherché à établir un modèle physique de conduction en fonction de la température. Nous avons utilisé une loi empirique reproduisant les variations temporelles expérimentales du potentiel de grille flottante :

$$V_{FD}(t, T) = a(T) - b(T) \ln(t) + c(T)(\ln(t))^2 \quad (6.18)$$

où a, b, c sont trois paramètres de "fit", fonction de la température.

La **Figure 6.23(b)** montre les courbes simulées des variations temporelles du potentiel de grille flottante par un polynôme d'ordre 2.

A partir de cette modélisation et de la loi d'extrapolation du temps de rétention donnée par l'équation, nous avons calculé les temps de rétention à 10% de perte de charge d'une cellule pour laquelle $A_{D,tun} = 1/7$, $A_C = 2/3$, et pour des tensions de seuil initiales V_{th} de $3,75V$, $3,3V$, et $3V$. Les résultats obtenus sont donnés dans le **Tableau 6.2**.

T \ V _{GF}	2,5 V	2,2 V	2,0 V
450 K	0,5 jours	1,5 jours	3,5 jours
375 K	2 jours	7 jours	16 jours
297 K	19 jours	94 jours	264 jours

Tableau 6.2: Temps de rétention estimés d'une cellule EEPROM pour trois températures de fonctionnement et trois potentiels de grille flottante initiaux.

On peut remarquer d'une part que, quelle que soit la température, le temps de rétention croît très vite lorsque la tension de seuil initiale décroît, et d'autre part, que pour une même tension de seuil initiale, le temps de rétention décroît drastiquement lorsque la température augmente. Par exemple, pour $V_{th} = 2V$, le temps de rétention passe de 1 an à température ambiante à 15 jours à 100°C ($V_{GF} = 2V$).

6.3.2 Simulation des cinétiques de rétention sur structures grille flottante

À l'aide du modèle de rétention développé dans le **chapitre 5**, nous avons extrapolé les temps de rétention d'une cellule EEPROM à partir des caractéristiques I-V de l'oxyde tunnel des structures de test GF₁. Nous avons considéré les caractéristiques d'une structure quasi-vierge et d'une structure stressée ($Q_{inj} = 16\,000\text{ C.m}^{-2}$) représentées sur la **Figure 6.24**.

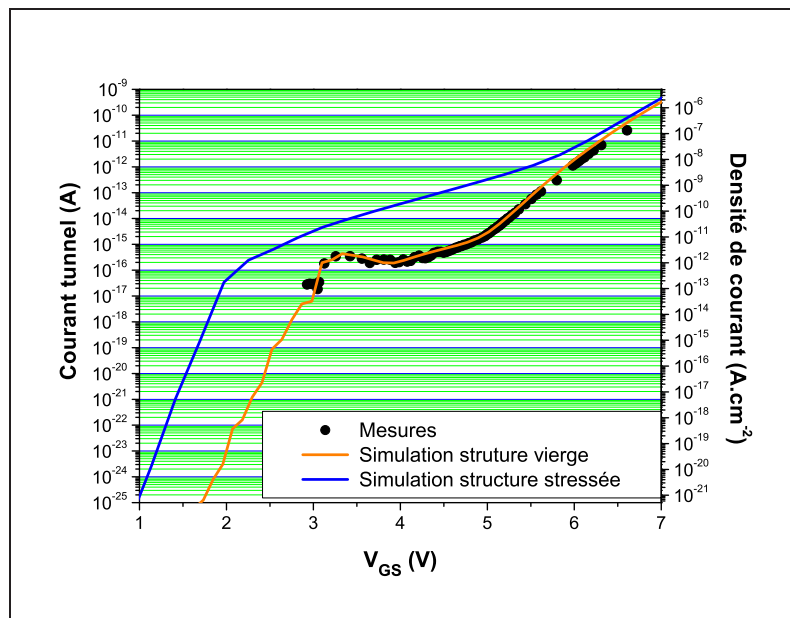


Figure 6.24: Caractéristiques I-V d'une structure GF₁ quasi-vierge et stressée à $Q_{inj} = 16\,000\text{ C.m}^{-2}$.

La **Figure 6.25** donne les temps de rétention pour une perte de charge de 20% à partir d'un

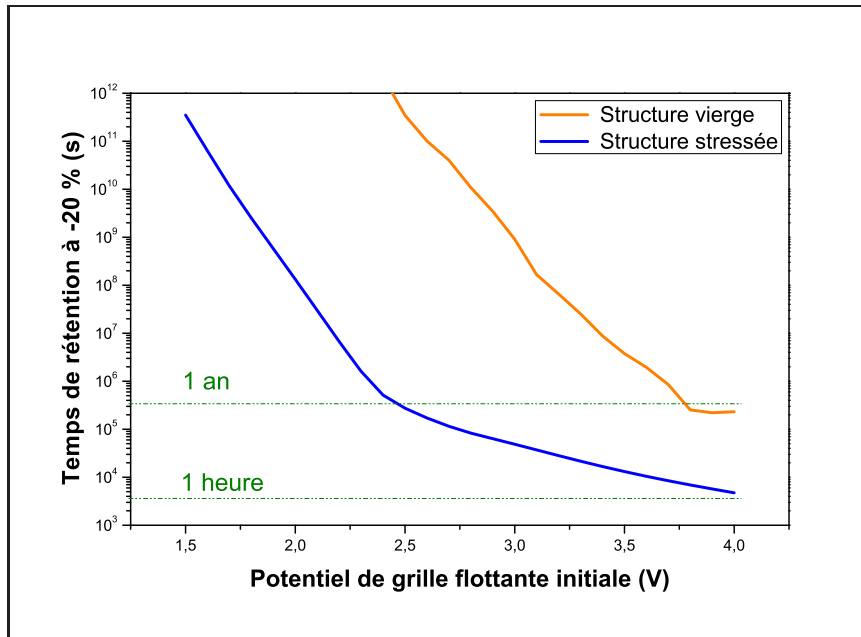


Figure 6.25: Comparaison des temps de rétention à -20% en fonction du potentiel de grille flottante initiale calculés à partir des caractéristiques de la Figure 6.24.

potentiel de grille flottante variant entre 1,5 et 4,0 V.

Le **Tableau 6.3** donne quelques exemples de valeurs caractéristiques de temps de rétention extrapolés pour la cellule EEPROM.

Ces simulations mettent en évidence une réduction drastique des temps de rétention lorsque l'oxyde tunnel a été dégradé. Pour la structure stressée, les temps de rétention sortent des spécifications pour des tensions de seuil initiales supérieures à 3,5 V.

GF ₁	V _{FD} initial (V)	V _{FD} final (V)	t _r _{capacité} à -20%	V _{th} initial (V)	t _r _{cellule} à -20%
Vierge	4	3,2	2,7 jours	5,7	22,5 jours
	3	2,4	28 ans	4,3	233 ans
	2	1,6	$5,7 \cdot 10^6$ ans	2,9	$4,4 \cdot 10^7$ ans
	1,5	1,2	$5,7 \cdot 10^9$ ans	2,1	$4,7 \cdot 10^{10}$ ans
Stressée	4	3,2	1,3 heures	5,7	8,33 heures
	3	2,4	13,5 heures	4,3	4,7 jours
	2	1,6	4 ans	2,9	33 ans
	1,5	1,2	11 000 ans	2,1	91 600 ans

Tableau 6.3: Temps de rétention extrapolés d'une cellule EEPROM pour différentes tensions de seuil initiales.

Conclusion

Dans la première partie de ce chapitre, nous avons appliqué le modèle de conduction tunnel assisté par pièges à l'étude du SILC, en comparant les mesures expérimentales obtenues par mesures directes et par la technique de la grille flottante. En tenant compte des spécificités de chacune de ces techniques, nous avons proposé une méthodologie permettant d'extraire un profil spatial de défauts dans l'oxyde, puis un profil de distribution énergétique lié à ces mêmes défauts. L'évolution des paramètres de simulation nous a permis de montrer la bonne continuité comportementale des caractéristiques obtenues par les deux techniques. La possibilité d'étudier les courants de fuite SILC générés par des étapes de stress mais également celle de caractériser des défauts intrinsèques non générés par le stress, et candidats possibles au rôle de précurseurs à la génération de défauts, a été mise en évidence. Enfin, nous avons proposé une interprétation qualitative du comportement du SILC et de son évolution à partir des résultats de simulations.

Dans une seconde partie, nous avons étudié la possibilité de corrélérer le décalage Fowler-Nordheim aux profils spatial et énergétique des défauts responsables des conceptions SILC et sur-courant. Nous avons montré que le décalage Fowler-Nordheim pouvait être interprété comme provenant d'un chargement négatif des pièges situés au centre de l'oxyde et responsable du courant SILC et que le décalage FN initial généralement attribué à un chargement positif de l'oxyde de même que le sur-courant, pouvaient tous deux être interprétés comme provenant de pièges chargés positivement et situés à proximité des interfaces.

A partir de ces résultats, un mécanisme de génération de défauts basé sur une étude bibliographique des défauts de structures dans SiO_2 a été proposé, suggérant l'implication de liaisons Si-O brisées générant des centres E' et l'association de complexes $\equiv\text{Si}^*$ isolant des pièges à électrons SiO^* .

Dans la dernière partie, nous avons évalué les temps de rétention d'une cellule EEPROM qui serait le siège de courants de fuite SILC de même densité que celle mesurée sur les structures de test. Nous avons montré que les temps de rétention diminuent fortement lorsque l'oxyde tunnel est dégradé et plus particulièrement pour les potentiels de chargement de la grille flottante supérieurs à $2V$.

Chapitre 7

Conclusion générale et perspectives

7.1 Conclusion générale

Ce travail de thèse a été consacré à l'étude expérimentale et à la modélisation des mécanismes de transport dans les couches d'oxyde SiO_2 utilisées dans les mémoires non volatiles à grille flottante de technologie FLOTOX. La fiabilité liée à la dégradation des propriétés de conduction de l'oxyde tunnel est un élément primordial pour le bon fonctionnement des dispositifs et pour leur durée de vie. En particulier, les fuites induites par les contraintes électriques appliquées lors des opérations d'écriture/effacement des cellules mémoires est un facteur limitant le temps de rétention de l'information et empêchant toute réduction de l'épaisseur de l'oxyde tunnel SiO_2 en deça de 7 nm .

La première partie de ce travail, consacrée à la mise en œuvre d'un banc de mesure très bas niveau, a permis d'atteindre en mesures directes la résolution des appareillages de mesure les plus performants actuellement sur le marché. La technique de la grille flottante, également implémentée durant la première partie de cette thèse, a donné accès à des niveaux de courants de quelques 10^{-17} A , inaccessibles par les techniques de mesures directes.

Dans une deuxième phase, une modélisation du transport dans l'oxyde SiO_2 a été développée. Basée sur des modèles de transport tunnel assistés par pièges issus de la littérature, ceux-ci ont été adaptés aux spécificités des composants EEPROM comportant un substrat silicium et une grille polysilicium très fortement dopées (de type N^{++}).

L'utilisation des deux techniques de mesures directes et grille flottante a permis de proposer une nouvelle approche pour étudier le comportement des courants SILC. Les mesures directes permettent la réalisation de réseaux de caractéristiques courant-tension en fonction du niveau de dégradation, d'où l'on peut extraire un profil de distribution spatiale des défauts dans l'oxyde. Les mesures réalisées par la technique de la grille flottante, à très faibles quantités de charges injectées, ont montré un comportement du SILC de type "résistance différentielle négative"

pour les faibles potentiels. En utilisant le profil de distribution spatiale des défauts, nous avons interprété ce comportement par un mode de conduction tunnel assisté par des pièges relais et associé à des niveaux d'énergie introduits par les défauts générés par les contraintes électriques.

Nous avons ainsi montré qu'il n'est pas nécessaire d'avoir une grande dispersion des défauts dans l'oxyde, pas plus qu'un grand nombre de défauts pour avoir un niveau de courant SILC important, contrairement à ce qui est souvent supposé. Un profil de distribution de défauts très localisés avec un nombre relativement faible de pièges situés à proximité du centre de l'oxyde permet de modéliser les mesures expérimentales. La profondeur énergétique commune de ces défauts est de $1,75 \pm 0,1 eV$ au dessus du bas de la bande de conduction de l'électrode injectante et à l'interface. Les acquisitions en mesures directes font également apparaître un sur-courant non prédit par la loi d'injection Fowler-Nordheim, et ce pour les potentiels les plus élevés proches de la tension de claquage de l'oxyde. Nous avons montré que ce courant pouvait être interprété comme provenant de défauts localisés près des interfaces et servant de relais à la conduction. Ces défauts présentent une profondeur de pièges de $2,0 eV$ par rapport à la bande de conduction de l'oxyde.

En dernier lieu, nous avons tenté de corrélérer les distributions de défauts à l'origine du SILC et du sur-courant au décalage en tension observé à forts champs et responsable de la fermeture de la fenêtre de programmation. Il apparaît que si l'on considère des pièges chargés positivement pour la distribution de défauts proches des interfaces et que l'on considère des pièges chargés négativement pour les défauts au centre de l'oxyde, il est possible de modéliser les courbes expérimentales I-V dans tous les domaines de potentiels.

Une étude bibliographique portant sur les défauts dans les oxydes SiO_2 et nitrurés a également été réalisée. Elle nous conduit à supposer que les défauts proches des interfaces sont des pièges stables chargés positivement du type silène, centres E' , K^+ , N^+ ou double silicium tri-coordonné que l'on trouve en plus grande probabilité au voisinage des interfaces et que les défauts au centre de l'oxyde seraient plutôt dus à des pièges à électrons du type liaisons Si-Si tendues, silicium tri-coordonné, centres N^- ou plus probablement des liaisons Si-O brisées générant des centres E' accompagnés de l'association de complexes $\equiv Si^*$ isolant des pièges à électrons SiO^* .

Une étude du comportement électrique des structures grille flottante en régime dynamique a été réalisée. L'influence des pulses de programmation sur les différentes grandeurs électriques dans les cellules mémoires a été analysée. Un modèle d'extrapolation à partir de mesures réalisées sur des structures de test a permis d'obtenir les temps de rétention des cellules mémoires en fonction du niveau de dégradation de l'oxyde tunnel.

7.2 Perspectives

Expérimentation

- Étude de la conduction en température

Une étude expérimentale de l'influence de la température sur les courants de conduction à travers l'oxyde tunnel permettrait de dégager de nouvelles informations sur le comportement du SILC et d'affiner le modèle physique de transport tunnel assisté par pièges. Elle permettrait également d'apporter des données supplémentaires nécessaires à l'élaboration d'un modèle d'extrapolation des temps de rétention des cellules EEPROM à température ambiante à partir de mesures réalisées à haute température.

- Stress en pulses de courant : des contraintes plus réalistes

Les contraintes de vieillissement utilisées durant ce travail de thèse étaient de type CVS ou CCS (Constant Voltage Stress ou Constant Current Stress respectivement). Il a été montré que des stress réalisés en pulses de courant seraient plus réalistes car plus proches des contraintes subies par l'oxyde tunnel au sein d'une cellule mémoire au cours des cycles de programmation. La comparaison des différents types de contraintes (unipolaires ou bipolaires) permettraient d'obtenir de nouvelles informations sur les mécanismes de génération/guérison des défauts responsables des courants SILC.

- Mesures grille flottante sur structures stressées : évolution de la tension de coupure ?

L'acquisition des caractéristiques I-V de l'oxyde tunnel par la technique de la grille flottante sur des structures très faiblement stressées, a mis en évidence des phénomènes de résistance différentielle négative et de tension de coupure en courant. Si les phénomènes de résistance différentielle négative ont pu être correctement modélisés, une analyse complète de l'évolution des tensions de coupure, qui semblent être directement liées à la position spatiale et énergétique des défauts dans l'oxyde, nécessiterait de réaliser de nouvelles mesures grille flottante en fonction du niveau de stress.

- Prédiction du temps de rétention d'une cellule EEPROM

Nous avons présenté dans le dernier chapitre un modèle permettant d'extrapoler et de prédire les temps de rétention d'une cellule élémentaire EEPROM à partir des niveaux de courants de fuite mesurés sur structures de test. Ce modèle reste à être validé par des mesures de rétention réalisées directement sur cellules produit.

Modélisation

Le second aspect concerne la modélisation des phénomènes de conduction à travers l'oxyde tunnel. Plusieurs points restent à être approfondis, en particulier :

- Influence de la densité du courant de stress

L'influence de la densité du courant de stress sur la cinétique de génération du SILC n'a pas été physiquement identifiée. Ce paramètre pourrait être déterminant dans les mécanismes de génération des défauts. En effet, la distribution en énergie des électrons injectés évoluant en fonction du champ électrique et donc en fonction de la densité de courant d'injection, différents types de mécanismes de génération pourraient co-exister.

- Cellule réelle : 1 ou 2 pièges ?

Les structures de test utilisées dans ce travail présentent une grande surface tunnel et par conséquent un grand nombre de défauts intrinsèques. La présence d'un défaut unique ou d'un petit nombre de défauts dans une cellule mémoire réelle de très petite surface pourrait présenter des manifestations fort différentes, qui pourraient peut-être être mises en évidence à l'aide du modèle de conduction développé dans ce travail.

- Identification des défauts à l'origine du TAT

La nature physico-chimique des défauts à l'origine du SILC n'est pas identifiée. Les techniques de mesures utilisées durant cette thèse alliées à la modélisation physique de la conduction ont permis d'obtenir de nouvelles données en mettant en évidence de possibles comportements phénoménologiques des défauts et de donner de nouveaux arguments en faveur de certains types de défauts ou précurseurs. L'identification de ces défauts est un préalable à la modélisation physique de la dégradation de l'oxyde et du transport SILC, et demandera encore de nombreux efforts de recherche et d'investigations en faisant appel à différents types de techniques d'analyse tant électriques que physico-chimiques ainsi qu'à la modélisation moléculaire et chimique des défauts.

Publications personnelles

Publications

- [Baboux 2003] N. BABOUX, C. BUSSETERET, C. PLOSSU, S. BURIGNAT, B. BALLAND, AND P. BOIVIN, *Towards a model linking tunnel oxide degradation to programming window closure in EEPROM cells*, Journal Of Non-Crystalline Solid, **322** (2003), pp. 240–245.
- [Busseret 2003] C. BUSSETERET, 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** (2003), pp. 191–198.
- [Crocì 2003] S. CROCI, C. PLOSSU, AND S. BURIGNAT, *Capacitance and current-voltage simulation of EEPROM technology highly doped MOS structures*, Journal of Materials Science : Materials in Electronics, **14** (2003), pp. 311–314.

Conférences nationales et internationales

- [Baboux 2002] N. BABOUX, C. BUSSETERET, C. PLOSSU, S. BURIGNAT, B. BALLAND, AND P. BOIVIN, *Towards a model linking tunnel oxide degradation to programming window closure in FLOTOX EEPROM cells*, Trento, Italy, (2002), 4th Symposium on SiO₂ and advanced Dielectrics.
- [Burignat 2002] S. BURIGNAT, S. CROCI, C. PLOSSU, AND P. BOIVIN, *Extraction of MOS capacitance in fowler-nordheim regime using the floating gate technique*, Hanasaari Cultural Center, Espoo, Finland, (2002), 4th International Conference on Material for Microelectronics and Engineering (MFMN).
- [Busseret 2002] C. BUSSETERET, N. BABOUX, C. PLOSSU, S. BURIGNAT, AND P. BOIVIN, *Quantitative study of charge trapping in SiO₂ during bipolar fowler-nordheim injection*, 4th Symposium on SiO₂ and advanced Dielectrics, (2002).
- [Crocì 2002] S. CROCI, C. PLOSSU, S. BURIGNAT, AND P. BOIVIN, *Capacitance and current-voltage simulation of EEPROM technology highly doped MOS structure*, Hanasaari Cultural Center, Espoo, Finland, (2002), 4th International Conference on Material for Microelectronics and Engineering (MFMN).

Rapports

- [Burignat 2000] S. BURIGNAT, *Mise en oeuvre de la technique de la grille flottante et application à la mesure des courants de fuite induits (SILCs) dans les dispositifs MOS*, rapport de stage de DEA, Institut National de Sciences Appliquées de Lyon (INSA), Villeurbanne, France, (2000).
- [Burignat 2001] S. BURIGNAT, *Technique de la grille flottante - validation de la technique de mesure*, Rapport d'activité Contrat STSI 01.2.93.0796 (Convention 2001/2002), Institut National de Sciences Appliquées de Lyon (INSA), Laboratoire de Physique de la Matière (LPM), Unité Mixte de Recherche UMR CNRS 5511, Villeurbanne, France, (2001).
- [Burignat 2001b] S. BURIGNAT, *Technique de la grille flottante - validation du banc de mesures*, Rapport d'activité Contrat STSI 01.2.93.0796 (Convention 2001/2002), Institut National de Sciences Appliquées de Lyon (INSA), Laboratoire de Physique de la Matière (LPM), Unité Mixte de Recherche UMR CNRS 5511, Villeurbanne, France, (2001).
- [Plossu 2001] C. PLOSSU, S. CROCI, AND S. BURIGNAT, *Développement de modèles de dégradation des oxydes tunnel et ONO dans les mémoires de type EEPROM et flash EEPROM*, Rapport Annuel Phase 4 Convention STSI 00.2.93.0600, Institut National des Sciences Appliquées de Lyon, Unité de Recherche Mixte CNRS 5511, (2001).
- [Plossu 2002] C. PLOSSU, N. BABOUX, C. BUSSERET, AND S. BURIGNAT, *Fiabilité des oxydes dans les mémoires de type EEPROM*, Rapport Annuel Phase 5 Convention STSI 01.2.93.0796, Institut National des Sciences Appliquées de Lyon, Unité de Recherche Mixte CNRS 5511, (2002).
- [Plossu 2003] C. PLOSSU, N. BABOUX, , S. BURIGNAT, AND P. FERRANDIS, *Qualification et fiabilité des oxydes dans les applications mémoires - fiabilité des EEPROM*, Rapport Annuel Phase 6 Convention STSI 03.2.93.0295, Institut National des Sciences Appliquées de Lyon, Unité de Recherche Mixte CNRS 5511, (2003).
- [Plossu 2004] C. PLOSSU, N. BABOUX, AND S. BURIGNAT, *Modélisation du vieillissement des isolants - nouvelles méthodes de test fiabilité*, Rapport Phase 1 Convention de Coopération LPM - L2MP Marseille, Institut National des Sciences Appliquées de Lyon, Unité de Recherche Mixte CNRS 5511, (2004).

Références

Bibliographie du Chapitre 2

- [Baboux 2003] N. BABOUX, C. BUSSET, C. PLOSSU et al., *Towards a model linking tunnel oxide degradation to programming window closure in EEPROM cells*, Journal Of Non-Crystalline Solid, Vol. **322**, (2003), pp.240–245.
- [Balland 1986] B. BALLAND, *Defects in Silica Films - Their Nature - Their Electrical Properties*, Vol. 1, Elsevier Science Publishers B. V., North-Holland, (1986), ch.2, pp.101–153.
- [Bruyère 2000th] S. BRUYÈRE, *Étude des mécanismes de dégradation et de défaillance des oxydes ultra-minces - application à la fiabilité des technologies CMOS SUB-0.25 μm* , thèse de 3^{ème} cycle, Institut National Polytechnique de Grenoble, Grenoble, (2000).
- [Ceschia 1998] M. CESCHIA, A. PACCAGNELLA, A. CESTER et al., *Radiation induced leakage current and stress induced leakage current in ultra-thin gate oxides*, IEEE Transactions on Nuclear Science, Vol. **45** n°6 pt.1, (1998), pp.2375–82.
- [Chang 2001] W. J. CHANG, M. P. HOUNG et Y. H. WANG, *Simulation of stress-induced leakage current in silicon dioxides : A modified trap-assisted tunneling model considering gaussian-distributed traps and electron energy loss*, Journal of Applied Physics, Vol. **89** n°11, (2001), pp.6285–6293.
- [Chen 1986] I. C. CHEN, S. HOLLAND, K. K. YOUNG et al., *Substrate hole current and oxide breakdown*, Applied Physics Letters, Vol. **49** n°11, (1986), pp.669–671.

- [Cheung 1997] K. P. CHEUNG, J. I. COLONELL, C. P. CHANG et al., *Energy funnels-a new oxide breakdown model*, Symposium on VLSI Technology. 10-12 June 1997; Kyoto, Japan, **In** : *Digest of Technical Papers (IEEE Cat. No.97CH36114)*, AT&T Bell Labs. Murray Hill NJ USA, Japan Society of Applied Physics, Tokyo Japan, (1997), pp.xv+162.
- [Chou 1997] A. I. CHOU, L. KAFAI, K. KUMAR et al., *Modeling of stress-induced leakage current in ultrathin oxides with the trap-assisted tunneling mechanism*, Applied Physics Letters, Vol. **70** n°25, (1997), pp.3407–3409.
- [De Salvo 1999] B. DE SALVO, G. GHIBAUDO, G. PANANAKAKIS et al., *Experimental and theoretical investigation of nonvolatile memory data-retention*, IEEE Transaction on Electron Devices, Vol. **46** n°7, (1999), pp.1518–1524.
- [De Salvo 1999b] B. DE SALVO, G. GHIBAUDO, G. PANANAKAKIS et al., *A new extrapolation law for data-retention time-to-failure of nonvolatile memories*, IEEE Electron Device Letters, Vol. **20** n°5, (1999), pp.197–199.
- [Di Maria 1995] D. J. DI MARIA et E. CARTIER, *Mecanism for stress induced leakage current in thin oxyde films*, Journal of Applied Physics, Vol. **78** n°6, (1995), p.3883.
- [Di Maria 1995b] D. J. DI MARIA, *Stress induced leakage currents in thin oxides*, Microelectronic Engineering, Vol. **28** n°1-4, (1995), pp.63–6.
- [Dumin 1993] D. DUMIN et J. MADDUX, *Correlation of stress-induced leakage current in thin oxides with trap generation inside the oxides*, IEEE Transactions on Electron Devices, Vol. **40** n°5, (1993), pp.986–93.
- [Hasegawa 1995] E. HASEGAWA, A. ISHITANI, K. AKIMOTO et al., *SiO₂/Si interface structures and reliability characteristics*, Journal of Electrochemical Society, Vol. **142** n°1, (1995), p.273.
- [Hermann 1994] M. HERMANN, M. CIAPPA et A. SCHENK, *Long term charge loss in EPROMs with ONO interpoly dielectric*, **In** : *IEEE/IRPS*, (1994), p.368.
- [Jahan 1998th] C. JAHAN, *Etude des mécanismes de défaillance des diélectriques de grille minces pour les technologies CMOS avancées*, thèse de 3^{ème} cycle, INPG, Grenoble, (1998).

- [Jahan 1999] C. JAHAN et K. BARLA, *Effect of boron penetration on the stress induced leakage current in PMOS structures with P⁺ doped polysilicon gate*, Journal of Non Crystalline Solids, Vol. **245**, (1999), pp.33–40.
- [Kafai 1995] L. KAFAI, C. WEI MING, H. MING YIN et al., *"Turn-around" effects of stress-induced leakage current of ultrathin N₂O-annealed oxides*, Applied Physics Letters, Vol. **67** n°5, (1995), pp.673–5.
- [Kamohara 1998] S. KAMOHARA, D. PARK et C. HU, *Deep-trap SILC (stress induced leakage current) model for nominal and weak oxides*, 36th IEEE International Reliability Physics Symposium, **In** : 1998 IEEE International Reliability Physics Symposium Proceedings, IEEE ELECTRON DEVICES SOCIETY et IEEE RELIABILITY SOCIETY eds., New York NY USA, IEEE, (1998), pp.vii+421.
- [Kassmi 1991] K. KASSMI, J. L. PROM et G. SARRABAYROUSE, *Electrical conduction in MOS capacitors with an ultra-thin oxide layer*, Solid State Electronics, Vol. **34** n°5, (1991), pp.509–14.
- [Kimura 1994] M. KIMURA et H. KOYAMA, *Stress-induced low-level leakage mechanism in ultrathin silicon dioxide films caused by neutral oxide trap generation*, **In** : Proceedings of 1994 IEEE International Reliability Physics Symposium. 11-14 April 1994; San Jose, CA, USA. Sponsored by : IEEE Electron Devices Soc. ; IEEE Reliability Soc, ULSI Lab. Mitsubishi Electr. Corp. Hyogo Japan 1994 IEEE International Reliability Physics Proceeding. 32nd Annual (Cat. No.94CH3332-4). IEEE New York NY USA, (1994), pp.xi+505.
- [Kimura 1996] M. KIMURA et T. OHMI, *Conduction mechanism and origin of stress-induced leakage current in thin silicon dioxide films*, Journal of Applied Physics, Vol. **80** n°11, (1996), pp.6360–9.
- [Lai 1995] K. LAI, W. M. CHEN, M. HAO et J. LEE, *Turnaround effect of stress induced leakage current of ultrathin N₂O-annealed oxides*, Applied Physics Letter, Vol. **67**, (1995), p.673.
- [Larcher 1998] L. LARCHER, A. PACCAGNELLA, A. SCARPA et G. GHIDINI, *A new model of tunnelling current and SILC in ultra-thin oxides*, International Electron Devices Meeting 1998, San Francisco, CA, USA, Dipt.

- di Elettronica e Inf. Padova Univ. Italy International Electron Devices Meeting 1998. Technical Digest (Cat. No.98CH36217). IEEE Piscataway NJ USA, (1998), p.1080.
- [Lombardo 2001] S. LOMBARDO, *Intrinsic dielectric breakdown of ultra-thin gate oxides*, Microelectronic-Engineering, Vol. **59** n°1-4, (2001), pp.33–42.
- [Maserjian 1982] J. MASERJIAN et N. ZAMANI, *Behavior of the Si/SiO₂ interface observed by fowler-nordheim tunnelling.*, Journal of Applied Physics, Vol. **53** n°1, (1982), pp.559–67.
- [Matsukawa 1996] N. MATSUKAWA, S. YAMADA, K. AMEMIYA et H. HAZAMA, *A hot hole-induced low-level leakage current in thin silicon dioxide films*, IEEE Transactions on Electron Devices, Vol. **43** n°11, (1996), pp.1924–9.
- [Meinertzhagen 1998] A. MEINERTZHAGEN, C. PETIT, M. JOURDAIN et F. MONDON, *Stress-induced leakage current reduction by a low field of opposite polarity to the stress field*, Journal of Applied Physics, Vol. **84** n°9, (1998), pp.5070–5079.
- [Moazzami 1992] R. MOAZZAMI et H. CHENMING, *Stress-induced current in thin silicon dioxide films*, International Electron Devices Meeting, **In** : *Proceedings of IEEE International Electron Devices Meeting, Technical Digest (Cat. No.92CH3211-0)*, IEEE ELECTRON DEVICES SOCIETY (NEW YORK USA) ed., San Francisco, CA, USA, Adv. Products Res.Dev. Lab. Motorola Inc. Austin TX USA, (1992), p.1022.
- [Naruke 1988] K. NARUKE, S. TAGUCHI et M. WADA, *Stress induced leakage current limiting to scale down EEPROM tunnel oxide thickness*, **In** : *Toshiba Corp. Kawasaki Japan International Electron Devices Meeting. Technical Digest (IEEE Cat. No.88CH2528-8)*. IEEE New York NY USA, (1988), p.902.
- [Olivo 1988] P. OLIVO, T. N. NGUYEN et B. RICCO, *High-field-induced degradation in ultra-thin SiO₂ films*, IEEE Transactions on Electron Devices, Vol. **35** n°12, (1988), pp.2259–67.
- [Olivo 1988b] P. OLIVO, T. N. NGUYEN et B. RICCO, *High-field-induced degradation in ultra-thin SiO₂ films*, IEEE Transactions on Electron Devices, Vol. **35**, (1988), pp.2259–2267.

- [Patel 1994] N. K. PATEL et A. TORIUMI, *Stress-induced leakage current in ultrathin SiO₂ films*, Applied Physics Letters, Vol. **64** n°14, (1994), pp.1809–11.
- [Pennetta 2001] C. PENNETTA, L. REGGIANI, G. TREFAN et al., *A percolative approach to reliability of thin film interconnects and ultra-thin dielectrics*, VLSI-Design, Vol. **13**, (2001), pp.363–367.
- [Pennetta 2002] C. PENNETTA, L. REGGIANI et G. TREFAN, *A percolative model of soft breakdown in ultrathin oxides*, Physica-B, Vol. **314** n°1-4, (2002), pp.400–3.
- [Renard 2003th] S. RENARD, *Caractérisation et simulation du fonctionnement de la fiabilité de cellules élémentaires de mémoires EEPROM à haute densité d'Intégration*, thèse de 3^{ème} cycle, Université de Provence, Marseille, (2003).
- [Ricco 1998] B. RICCO, G. GOZZI et M. LANZONI, *Modeling and simulation of stress induced leakage current in SiO₂ oxides*, IEEE Transaction on Electron Devices, Vol. **45** n°7, (1998), pp.1554–1560.
- [Riess 1998] P. RIESS, G. GHIBAUDO, G. PANANAKAKIS et J. BRINI, *Annealing kinetics and reversibility of stress-induced leakage current in thin oxides*, Applied Physics Letters, Vol. **72** n°23, (1998), pp.3041–3043.
- [Riess 1999th] P. RIESS, *Etude de la fiabilité des oxydes minces : Analyse des mécanismes de transport et de génération du SILC*, thèse de 3^{ème} cycle, INPG, Grenoble, (1999).
- [Rofan 1991] R. ROFAN et C. HU, *Stress-induced oxide leakage*, IEEE Electron Device Letters, Vol. **12** n°11, (1991), pp.632–4.
- [Rosenbaum 1991] E. ROSENBAUM, R. ROFAN et C. HU, *Effect of hot-carrier injection on n- and p-MOSFET gate oxide integrity*, IEEE Electron Device Letters, Vol. **12** n°11, (1991), pp.599–601.
- [Rosenbaum 1997] E. ROSENBAUM et L. F. REGISTER, *Mechanism of stress-induced leakage current in MOS capacitors*, IEEE Transactions on Electron Devices, Vol. **44** n°2, (1997), pp.317–23.
- [Sakakibara 1996] K. SAKAKIBARA, N. AJIKA, M. HATANAKA et H. MIYOSHI, *A quantitative analysis of stress induced excess current (siec) in SiO₂ films.*, **In** : IEEE/IRPS, (1996), p.100.

- [Sakakibara 1997] K. SAKAKIBARA, N. AJIKA, K. EIKYU et al., *A quantitative analysis of time-decay reproducible stress-induced leakage current in SiO₂ films*, IEEE Transactions on Electron Devices, Vol. **44** n°6, (1997), pp.1002–8.
- [Satake 1995] H. SATAKE et A. TORIUMI, *Common origin for stress-induced leakage current and electron trap generation in SiO₂*, Applied Physics Letters, Vol. **67** n°23, (1995), pp.3489–90.
- [Scarpa 1997] A. SCARPA, P. RIES, G. GHIBAUDO et al., *Stress induced leakage current dependence on oxide thickness, technology and stress level*, Proceedings of the 27th European Solid State Device Research Conference (ESSDERC '97), Stuttgart, Germany, (1997), pp.xvi+767.
- [Schmidlin 1965] F. SCHMIDLIN, *Enhanced tunneling through dielectric films due to ionic defects*, Journal of Applied Physics, Vol. **37** n°7, (1965), p.2823.
- [Takagi 1996] S. TAKAGI, N. YASUDA et A. TORIUMI, *Experimental evidence of inelastic tunneling and new I-V model for stress-induced leakage current*, International Electron Devices Meeting, **In** : *International Electron Devices Meeting. Technical Digest (Cat. No.96CH35961)*, IEEE NEW YORK (USA) ed., San Francisco, CA, USA, ULSI Res. Center Toshiba Corp. Kawasaki Japan, (1996), p.960.
- [Yasuda 1994] H. YASUDA, N. IKEDA, K. HAM et al., *Relation between stress-induced leakage current and dielectric breakdown in SiN-based antifuses*, **In** : *32th Proceedings of 1994 IEEE International Reliability Physics Symposium. San Jose, CA (Cat. No.94CH3332-4)*, IEEE ELECTRON DEVICES SOCIETY et IEEE RELIABILITY SOCIETY eds., Semicond. Device Eng. Lab. Toshiba Corp. Kawasaki Japan, (1994), pp.xi+505.

Bibliographie du Chapitre 3

- [Baboux 2004] N. BABOUX, C. PLOSSU et P. BOIVIN, *Dynamic fowler-nordheim injection in EEPROM tunnel oxides at realistic time scales*, **In** : *WODIM 2004*, WODIM ed., Cork, WODIM, (2004).
- [Baboux 2004b] N. BABOUX, C. PLOSSU et P. BOIVIN, *A new structure to monitor electrical transients during programming of EEPROM memory*

- cells*, **In** : *ESREF 2004, Soumis à Microelectronics Reliability*, ESREF ed., Zurich, ESREF, (2004).
- [Burignat 2000] S. BURIGNAT, *Mise en oeuvre de la technique de la grille flottante et application à la mesure des courants de fuite induits (SILCs) dans les dispositifs MOS*, rapport de stage de DEA, Institut National de Sciences Appliquées de Lyon (INSA), Villeurbanne, France, (2000).
- [Burignat 2001] S. BURIGNAT, *Technique de la grille flottante - validation de la technique de mesure*, Rapport d'activité Contrat STSI 01.2.93.0796 (Convention 2001/2002), Institut National de Sciences Appliquées de Lyon (INSA), Laboratoire de Physique de la Matière (LPM), Unité Mixte de Recherche UMR CNRS 5511, Villeurbanne, France, (2001).
- [Burignat 2001b] S. BURIGNAT, *Technique de la grille flottante - validation du banc de mesures*, Rapport d'activité Contrat STSI 01.2.93.0796 (Convention 2001/2002), Institut National de Sciences Appliquées de Lyon (INSA), Laboratoire de Physique de la Matière (LPM), Unité Mixte de Recherche UMR CNRS 5511, Villeurbanne, France, (2001).
- [Counts 1991] COUNTS et KITCHIN, *Instrumentation Amplifier Application Guide*, Analog Devices, Vol. **2nd Edition**, (1991).
- [De Salvo 1998] B. DE SALVO, G. GHIBAUDO, G. PANANAKAKIS et B. GUILLAUMOT, *Investigation of low field and high temperature SiO₂ and ONO leakage currents using the floating gate technique*, Journal of Non Crystalline Solid, (1998).
- [De Salvo 1999] B. DE SALVO, G. GHIBAUDO, G. PANANAKAKIS et B. GUILLAUMOT, *Investigation of low field and high temperature SiO₂ and ONO leakage currents using the floating gate technique*, 2nd Franco-Italian Symposium on SiO₂ and Advanced Dielectrics - 15-17 June 1998, Vol. **245**, L'Aquila, Italy, (1999), pp.104–109.
- [De Salvo 1999b] B. DE SALVO, G. REIMBOLD, G. GHIBAUDO et al., *Study of stress induced leakage current by using high resolution measurements*, 10th European Symposium on Reliability of Electron Devices, Failure Physics and Analysis. 5-8 Oct. 1999 ; Arcachon, France, Vol. **39**, (1999), pp.797–802.
- [Doyle 1993] B. S. DOYLE, D. VUILLAUME, J. FARICELLI et K. R. MISTRY, *Characterization of oxide trap and interface trap creation during*

- hot-carrier stressing of n-MOS transistors using the floating-gate technique*, IEEE Electron Device Letters, Vol. **14** n°2, (1993), pp.63–65.
- [Fishbein 1991] B. FISHBEIN, D. KRAKAUER et B. DOYLE, *Measurement of very low tunneling current density in SiO₂ using the floating-gate technique*, IEEE Electron Device Letters, Vol. **12** n°12, (1991), pp.713–715.
- [Gaensslen 1980] F. H. GAENSSLEN et J. M. AITKEN, *Sensitive technique for measuring small mos gate currents*, IEEE Electron Device Letters, Vol. **1** n°11, (1980), pp.231–233.
- [Gautier 2003] E. GAUTIER, V. DASHTIZADEH, T. ÉPICIER et al., *Analyse de dispositifs en microélectronique par microscopie électronique en transmission à haute résolution*, La Revue de Métallurgie-CIT/Science et Génie des Matériaux, (2003), pp.477–494.
- [Keithley 1982] KEITHLEY, *Model 220/230*, Programming Manual 220-900-01B, KEITHLEY LTD., 28775 Aurora Road, Cleveland, Ohio 44139, (1982).
- [Keithley 1987] KEITHLEY, *Model 617 programmable electrometer*, Instruction Manual 617-901-01 Rev.D, KEITHLEY LTD., 28775 Aurora Road, Cleveland, Ohio 44139, (1987).
- [Keithley 1996] KEITHLEY, *Model 6517 A electrometer*, User's Manual 6517A-900-01 Rev.A, KEITHLEY LTD., 28775 Aurora Road, Cleveland, Ohio 44139, (1996).
- [Keithley 2000] KEITHLEY, *Making ultra-low current measurements with the low-noise model 4200-SCS semiconductor characterization system*, **In** : *Model 4200-SCS CD Documentation*, KEITHLEY INSTRUMENTS, INC. ed., no. 2241-08005KDCI, 28775 Aurora Road, Cleveland, Ohio 44139, KEITHLEY Instruments, Inc./Instrumentats Division/Instrumentats Division, (2000).
- [Keithley 2000b] KEITHLEY, *Model 2400 series SourceMeter*, User's Manual 2400S-900-01 Rev.E, KEITHLEY LTD., 28775 Aurora Road, Cleveland, Ohio 44139, (2000).
- [Leang 1995] S. E. LEANG, W. K. CHIM et D. S. H. CHAN, *A new gate current measurement technique for the characterization of hot-carrier induced degradation in MOSFETs*, Solid State Electronics., Vol. **38** n°10, (1995), pp.1791–1798.

- [Leang 1995b] S. E. LEANG, *A new gate current measurement technique for the characterization of hot-carrier-induced degradation in MOS-FETs*, IEEE Region 10 International Conference on Microelectronics and VLSI., **In** : 'Asia-Pacific Microelectronics 2000'. *Proceedings. 6-10 Nov. 1995; Hong Kong*, IEEE TENCON ed., USA, IEEE TENCON, (1995), pp.266–269.
- [Marchetaux 1990] J. C. MARCHETAUX, *Application of the floating-gate technique to the study of the n-MOSFET gate current evolution due to hot-carrier aging*, IEEE Electron Device Letters, Vol. **11** n°9, (1990), pp.406–408.
- [Mardiguian 1998] MARDIGUIAN, *Grounding and Bonding*, Interference Control Technologies Inc., Gainesville, Virginia, USA, Vol. **2**, (1998).
- [Mc Donald 1986] J. MC DONALD, *Sensors and Cable Shielding*, Analog Devices Inc., (1986), ch.9, pp.85–97.
- [Nissan-Cohen 1986] Y. NISSAN-COHEN, *A novel floating-gate method for measurement of ultra-low hole and electron gate currents in MOS transistors*, IEEE Electron Device Letters, Vol. **7** n°10, (1986), pp.561–563.
- [Saks 1986] N. S. SAKS, G. J. DECLERCK, P. L. HEREMANS et al., *Observation of hot-hole injection in NMOS transistors using a modified floating-gate technique*, IEEE Transactions on Electron Devices, Vol. **33** n°10, (1986), pp.1529–1534.
- [Tuinhout 1996] H. P. TUINHOUT, F. POSTMA, H. ELZINGA et J. T. H. BRUGMAN, *The floating gate measurement technique for characterization of capacitor matching*, IEEE Transactions on Semiconductor Manufacturing, Vol. **9** n°1, (1996), pp.2–8.
- [Vuillaume 1992] D. VUILLAUME, *Characterization and physical properties of defects induced in submicron MOS transition by hot-carrier injection*, Journal-de-Physique-III-(Applied-Physics,-Materials-Science,-Fluids,-Plasma-and-Instrumentation)., Vol. **2** n°5, (1992), pp.777–804.
- [Vuillaume 1992b] D. VUILLAUME et B. S. DOYLE, *Properties of hot carrier induced traps in MOSFETs characterized by the floating-gate technique*, Solid State Electronics., Vol. **35** n°8, (1992), pp.1099–1107.

- [Yeager 1998] J. YEAGER ET M. A. HRUSCH-TUPTA eds., *Low Level Measurement 5th Edition*, KEITHLEY Instruments, Inc./Instrumentats Division, 28775 Aurora Road, Cleveland, Ohio 44139, keithley ed., (1998), pagination multiple.
- [Zeller 1986] R. T. ZELLER, F. F. FANG, B. B. GOLDBERG et al., *Floating-gate technique applied to two-dimensional systems*, Physical Review B (Condensed-Matter)., Vol. **33** n°2, (1986), pp.1529–1532.
- [Analog Devices] ANALOG DEVICES, *Practical analog design techniques*.

Bibliographie du Chapitre 4

- [Chang 2001] W. J. CHANG, M. P. HOUNG et Y. H. WANG, *Simulation of stress-induced leakage current in silicon dioxides : A modified trap-assisted tunneling model considering gaussian-distributed traps and electron energy loss*, Journal of Applied Physics, Vol. **89** n°11, (2001), pp.6285–6293.
- [Cheng 1988] X. R. CHENG, Y. C. CHENG et B. Y. LIU, *Nitridation-enhenced conductivity behavior and current transport mechanism in thermally nitrated SiO₂*, Journal of Applied Physics, Vol. **63** n°3, (1988), pp.797–802.
- [Clerc 2001th] R. CLERC, *Etude des effets quantiques dans les composants CMOS à oxydes de grille ultra-minces - modélisation et caractérisation*, thèse de 3^{ème} cycle, INPG, Grenoble, (2001).
- [Croci 2001th] S. CROCI, *Caractérisation et modélisation des propriétés des couches de SiO₂. Application aux têtes de lecture-écriture pour disques durs et aux mémoires EEPROM.*, thèse de 3^{ème} cycle, Institut National des Sciences Appliquées de Lyon, (2001).
- [Fleisher 1992] S. FLEISHER, P. T. LAI et Y. C. CHENG, *Simplified closed-form trap-assisted tunneling model applied to nitrated oxide dielectric capacitors*, Journal of Applied Physics, Vol. **72** n°12, (1992), pp.5711–5715.
- [Houng 1999] M. P. HOUNG, Y. H. WANG et W. J. CHANG, *Current transport mechanism in trapped oxides : A generalized trap-assisted tunneling model*, Journal of Applied Physics, Vol. **86** n°3, (1999), pp.1488–1491.
- [Vasileska 1999] D. VASILESKA, *The influence of space-quantization effects and poly-gate depletion on the threshold voltage, inversion layer and total gate*

capacitance in scaled Si-MOSFETs, Journal of Modeling and Simulation of Microsystem, Vol. 1 n°1, (1999), pp.49–56.

[Weinberg 1982] Z. A. WEINBERG, *On tunneling in metal-oxide-silicon structures*, Journal of Applied Physics, Vol. 53 n°7, (1982), pp.5052–5056.

Bibliographie du Chapitre 5

[Chang 2001] W. J. CHANG, M. P. HOUNG et Y. H. WANG, *Simulation of stress-induced leakage current in silicon dioxides : A modified trap-assisted tunneling model considering gaussian-distributed traps and electron energy loss*, Journal of Applied Physics, Vol. 89 n°11, (2001), pp.6285–6293.

[Cheng 1988] X. R. CHENG, Y. C. CHENG et B. Y. LIU, *Nitridation-enhanced conductivity behavior and current transport mechanism in thermally nitrated SiO₂*, Journal of Applied Physics, Vol. 63 n°3, (1988), pp.797–802.

[Clerc 2001th] R. CLERC, *Etude des effets quantiques dans les composants CMOS à oxydes de grille ultra-minces - modélisation et caractérisation*, thèse de 3^{ème} cycle, INPG, Grenoble, (2001).

[Fleisher 1992] S. FLEISHER, P. T. LAI et Y. C. CHENG, *Simplified closed-form trap-assisted tunneling model applied to nitrated oxide dielectric capacitors*, Journal of Applied Physics, Vol. 72 n°12, (1992), pp.5711–5715.

[Houng 1999] M. P. HOUNG, Y. H. WANG et W. J. CHANG, *Current transport mechanism in trapped oxides : A generalized trap-assisted tunneling model*, Journal of Applied Physics, Vol. 86 n°3, (1999), pp.1488–1491.

[Lundström 1972] I. LUNDSTRÖM et C. SVENSSON, *Tunneling to traps in insulators*, Journal of Applied Physics, Vol. 43 n°12, (1972), pp.5045–5047.

[Riess 1999th] P. RIESS, *Etude de la fiabilité des oxydes minces : Analyse des mécanismes de transport et de génération du SILC*, thèse de 3^{ème} cycle, INPG, Grenoble, (1999).

[Sorbier 2001] J. P. SORBIER, C. PLOSSU, S. CROCI et al., *Extraction of band diagram parameters from fowler-nordheim model in silicon dioxide*, Journal-of-Non-Crystalline-Solids, Vol. 280 n°1-3, (2001), pp.96–102.

- [Svensson 1973] C. SVENSSON et I. LUNDSTRÖM, *Trap-assisted charge injection in MNOS structure*, Journal of Applied Physics, Vol. 44 n°10, (1973), pp.4657–4663.

Bibliographie du Chapitre 6

- [Balland 1986] B. BALLAND, *Defects in Silica Films - Their Nature - Their Electrical Properties*, Vol. 1, Elsevier Science Publishers B. V., North-Holland, (1986), ch.2, pp.101–153.
- [Di Maria 1992] D. J. DI MARIA, D. ARNOLD et E. CARTIER, *Degradation and breakdown of silicon dioxide films on silicon*, Applied Physics Letters, Vol. 61 n°19, (1992), pp.2329–2331.
- [Griscom 1985] D. L. GRISCOM, *Defect structure of glasses - Some outstanding questions in regard to vitreous silica*, Journal-of-Non-Crystalline-Solids, Vol. 73 n°1-3, (1985), pp.51–77.
- [Gritsenko 2001] V. A. GRITSENKO, Y. N. NOVIKOV, A. V. SHAPOSHNIKOV et Y. N. MOROKOV, *Numerical simulation of intrinsic defects in SiO₂ and Si₃N₄*, Semiconductors, Vol. 35 n°9, (2001), pp.1041–1049.
- [Jahan 1998th] C. JAHAN, *Etude des mécanismes de défaillance des diélectriques de grille minces pour les technologies CMOS avancées*, thèse de 3^{ème} cycle, INPG, Grenoble, (1998).
- [Naruke 1988] K. NARUKE, S. TAGUCHI et M. WADA, *Stress induced leakage current limiting to scale down EEPROM tunnel oxide thickness*, In : Toshiba Corp. Kawasaki Japan International Electron Devices Meeting. Technical Digest (IEEE Cat. No.88CH2528-8). IEEE New York NY USA, (1988), p.902.
- [Pacchioni 2000] G. PACCHIONI et D. ERBETTA, *Charge transfert and charge conversion of K and N defect centers in Si₃N₄*, Physical Review B, Vol. 61, (2000), p.15005.
- [Riess 1999th] P. RIESS, *Etude de la fiabilité des oxydes minces : Analyse des mécanismes de transport et de génération du SILC*, thèse de 3^{ème} cycle, INPG, Grenoble, (1999).

Annexe A

Défauts de Structure dans SiO_2

[Balland 1986] [De Novion 1993] [Limoge 2001]

A.1 Structures physico-chimiques de SiO_2

La silice SiO_2 existe sous formes cristalline, vitreuse ou amorphe. Lorsque la silice présente une structure ordonnée sur une très faible distance, elle est sous forme vitreuse. Lorsque la silice ne présente pas d'arrangement de la maille cristalline, la structure est dite amorphe. C'est sous cette forme que la silice est utilisée dans les applications microélectroniques.

A.2 Structure de base de la silice amorphe

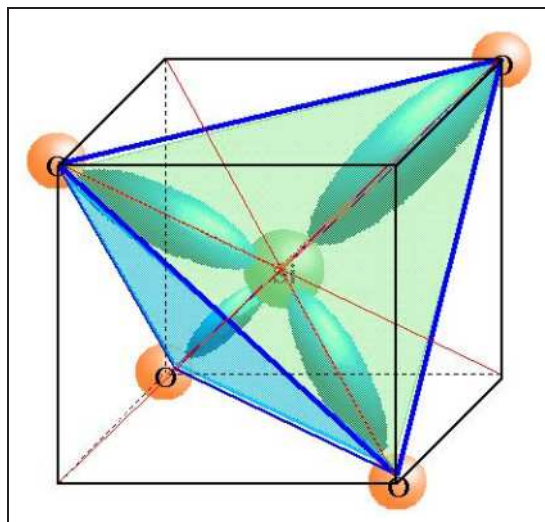


Figure A.1: Forme de base de l'oxyde SiO_2 : le tétraèdre SiO_4 (ici inscrit dans un cube).

La structure de base de toutes les formes solides de SiO_2 est le tétraèdre SiO_4 dont le centre est occupé par un atome de silicium et les sommets par des atomes d'oxygène. Chaque atome d'oxygène est lié à deux atomes de silicium. Le SiO_2 peut être défini comme un **réseau aléatoire continu de tétraèdres SiO_4** . La distance inter-atomique entre l'atome Si et l'atome O est de $1,6 \text{ \AA}$.

Cette structure de base se retrouve dans toute structure cristallographique de la silice. Ceci est remarquable, car même dans le cas de la *forme amorphe* qui nous intéresse et malgré la réduction des épaisseurs, cette structure de base donne au matériau les propriétés particulières nécessaires à l'obtention d'un schéma de bandes d'énergie.

Plusieurs modèles de réseaux aléatoires continus de SiO_2 sans défauts ont été calculés ; ces modèles présentent des cycles de 3 à 8 atomes de silicium, alors que dans le SiO_2 cristallin, les cycles comportant 6 atomes de silicium sont prédominants. Il faut souligner que dans le cas de la silice amorphe, le réseau d'atomes est peu dense, ce qui facilite la diffusion d'atomes ou d'ions dans le volume.

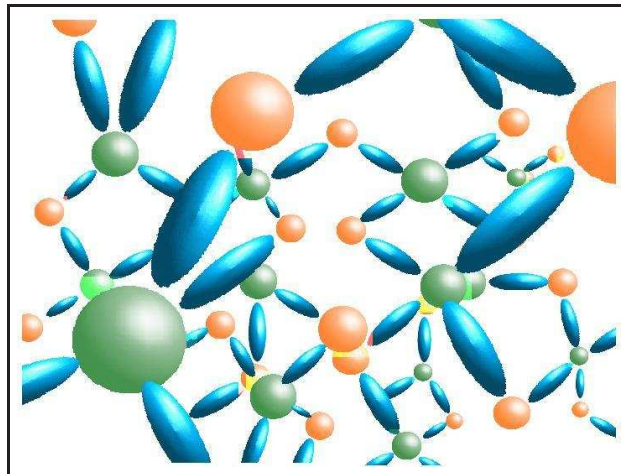


Figure A.2: Exemple de réseau aléatoire continu de tétraèdres SiO_4 .

A.2.1 Propriétés électroniques de SiO_2

L'atome d'oxygène O comporte 8 électrons, avec une configuration électronique $1s^2 2s^2 2p^2 3s^2$. L'atome de silicium Si en comprend quatorze $1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^2$.

La structure électronique de SiO_2 vitreux est similaire à celle de la structure cristalline du α -quartz. Il s'agit d'un isolant comportant des liaisons iono-covalentes mixtes (la liaison Si-O a une nature à la fois ionique et covalente). Sa densité d'états électroniques est constituée

principalement par l'orbitale O 2s; la bande de valence contient des états liants Si-O entre -12 et -5 eV , l'orbitale O 2p non liante se situe entre -4 et 0 eV , la bande de conduction (anti-liante) est constituée par les états atomiques Si 3s et 3p ainsi que O 2p et 3s (Cf. Figure A.3).

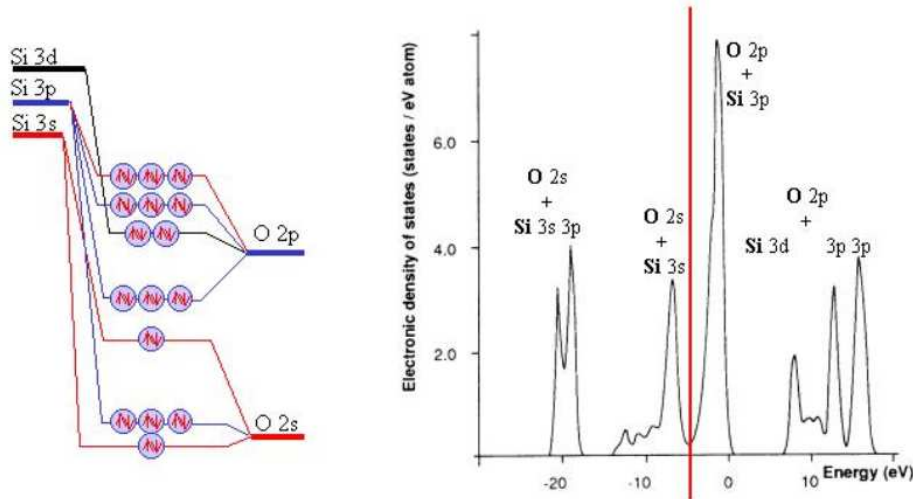


Figure A.3: a) Diagramme d'énergie des orbitales moléculaires pleines dans le tétraèdre SiO_4 (d'après [Balland 1986])
b) Densité d'états électroniques en fonction de l'énergie calculée pour le SiO_2 vitreux (d'après [Gupta 1985])

Le gap du SiO_2 est de 8.9 eV .

Le silicium a une orbitale sp^3 hybride provenant de la combinaison linéaire des orbitales 3s et 3p, fournissant 4 directions de liaison vers les sommets du tétraèdre où sont situés quatre atomes d'oxygène (Cf. Figure A.4).

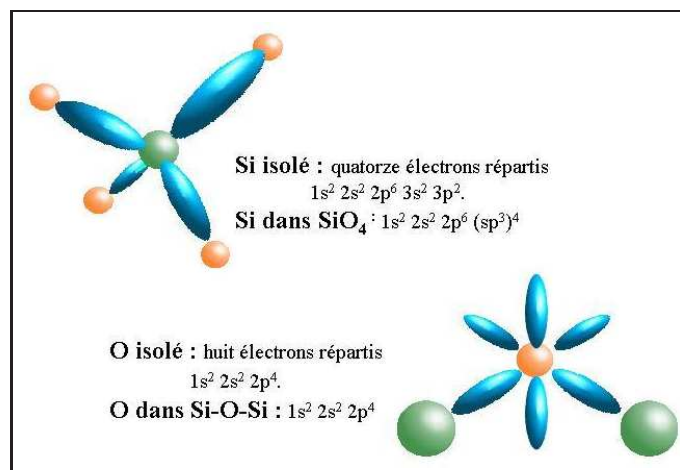


Figure A.4: Représentation des orbitales de liaisons pour Si et O respectivement.

A.2.2 Nature de la liaison Si-O

La liaison Si-O est le résultat de résonance entre les liaisons ioniques et covalentes. La composante π participe pour 32 % de la liaison et la composante σ pour 27 %. La composante σ est ionique à 41 % et donc à 59 % covalente, alors que la composante π est 100 % covalente.

L'angle Si-O-Si θ ferait dans le cas d'une liaison σ 90° , et dans le cas d'une liaison π 180° . En tenant compte des différentes composantes intervenant dans la liaison Si-O, l'angle calculé fait 138° . La charge localisée sur l'atome O est alors d'environ 0,66 unités électroniques (ue) pour un angle formé de 140° .

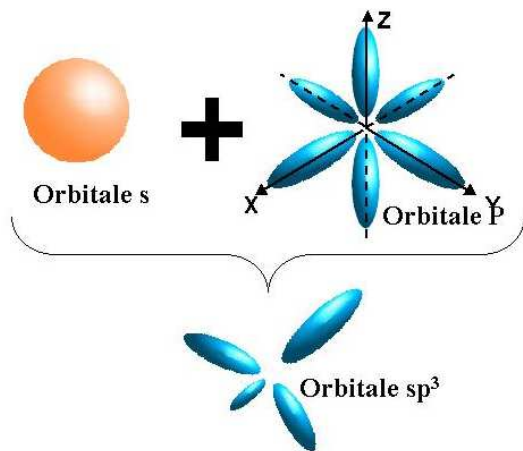


Figure A.5: Schéma représentant l'hybridation de type sp^3 .

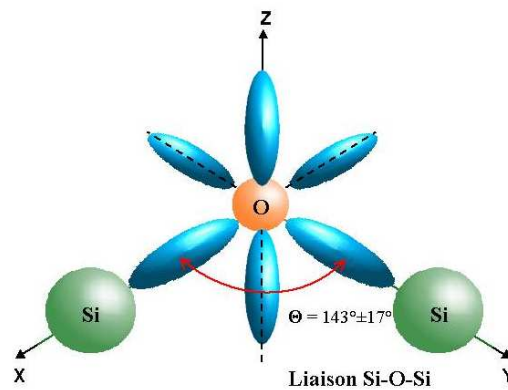


Figure A.6: Les orbitales p de l'Oxygène sont représentées, ainsi que l'angle Si-O-Si.

A.2.3 Défauts courants dans SiO_2

Les défauts les plus couramment rencontrés sont :

- les défauts ponctuels,
- les liaisons pendantes,
- les impuretés.

Dans les défauts ponctuels, on peut trouver une lacune d'oxygène, une liaison peroxyde (O-O), un radical peroxyde (Si-O-O), une lacune de silicium, ou un ion placé en interstitiel.

Les défauts de valence sont généralement obtenus lorsqu'une liaison Si-O est brisée pour éventuellement former une nouvelle liaison :

1. La liaison peroxyde est électriquement neutre, mais peut facilement être brisée par les radiations ou des contraintes électriques, pour faire place à un radical peroxyde comportant

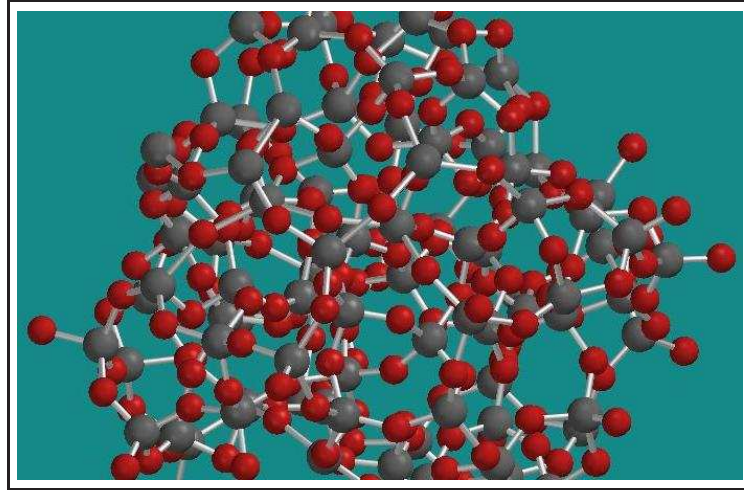


Figure A.7: Représentation de l'oxyde SiO_2 par un réseau aléatoire de clusters SiO_4 .

une charge négative du fait du manque d'une liaison covalente. On a alors la structure Si-O^* qui est un piège à électron [Gritsenko 2001].

2. Si un cation (+) est déplacé vers un cation substitutionnel omo-valent, l'ensemble peut alors apporter une charge positive dans le réseau. Si avant le déplacement du cation, ce dernier était électrostatiquement rattaché à un atome O, alors son déplacement laissera l'atome O avec une liaison pendante ; on a alors un centre HC1 constituant un piège à trou.
3. Si un cation substitutionnel hétéro-valent est lié à un cation interstitiel, le départ du cation interstitiel laissera alors une charge correspondant au cation substitutionnel.

Un changement d'état de charge du réseau est souvent suivi par une distorsion de la structure. Expérimentalement, seuls les vacances d'oxygène, les radicaux peroxydes et les liaisons brisées d'oxygène ont été observées (par EPR). Cependant, comme les défauts de valence nécessitent la rupture d'une seule liaison Si-O alors que la régénération d'une vacance d'oxygène requiert la formation de deux liaisons, certains auteurs ont proposé que les défauts de valence soient les défauts diamagnétiques prédominants dans le SiO_2 vitreux. On estime à $2,7 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ la concentration de liaisons peroxyde dans la silice vitreuse, ce qui correspond à la formation de paires de Frenkel d'énergie de l'ordre de $2,3 \text{ eV}$ [Griscom 1985].

Parmi les défauts les plus connus, notons :

les pièges à trous :

- les centres silène $=\text{Si}$: (**Figure A.8(b)**)
- les centres E' : $\text{O}_3 \equiv \text{Si}^*$ (**Figure A.8(a)**),

Les pièges à électrons :

- les liaisons Si-Si (**Figure A.9(a)**)
- l'atome d'oxygène mono-coordonné Si-O* (**Figure A.9(b)**)
- le silicium trois fois coordonné $\equiv \text{Si}^*$

Les pièges amphotères :

- les liaisons Si-Si (**Figure A.9(a)**)

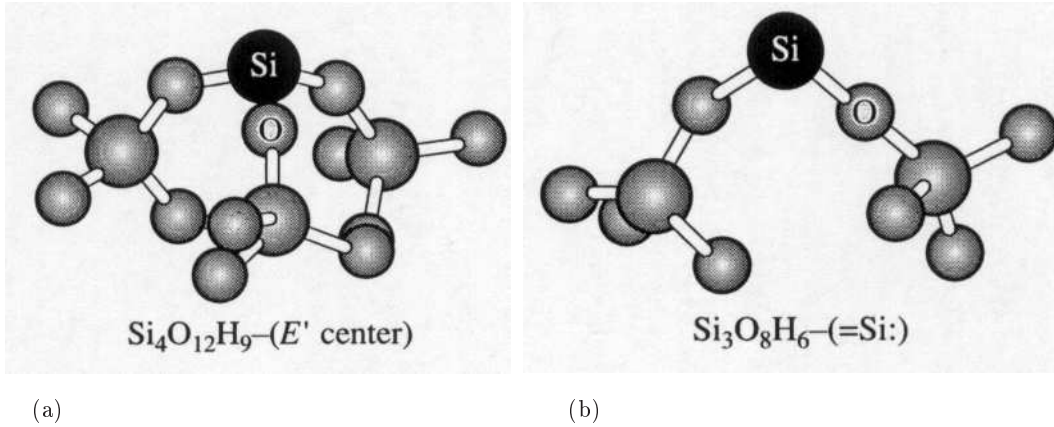


Figure A.8: Centre E' (a) et Centre Silène (b).

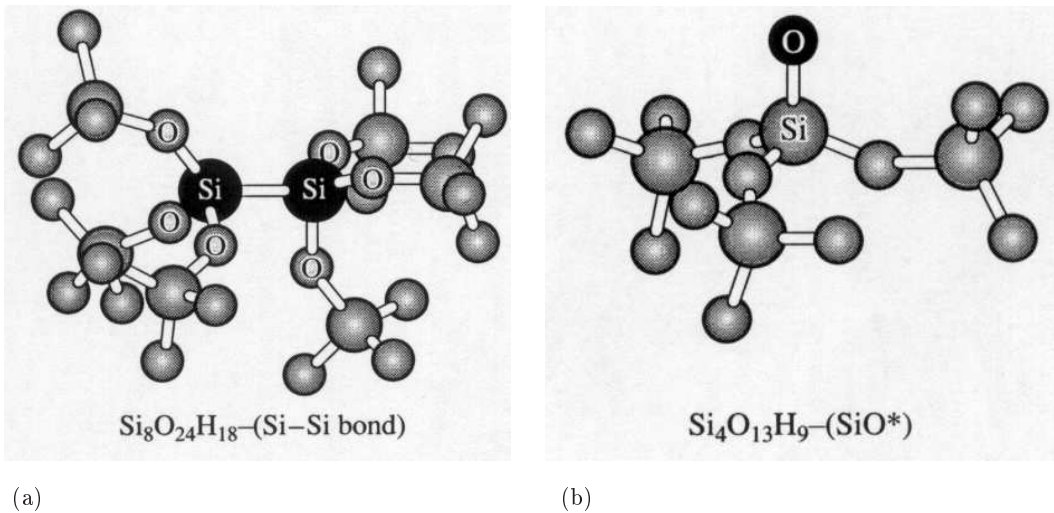


Figure A.9: Liaison Si-Si (a) et oxygène mono-coordonné (b).

Les liaisons Si-Si sont des pièges amphotères, pouvant piéger soit des électrons soit des trous. Il semblerait que cela dépende de la distance inter-atomique Si-Si. Plus les atomes de silicium sont éloignés, plus le gain en énergie apporté par les électrons est important donc probable,

jusqu'à devenir équivalent à une structure $\equiv\text{Si}^*$ correspondant au piège à électron silicium isolé.

Le centre $E'(O_3 \equiv\text{Si}^\bullet)$ est stable dans sa configuration neutre et peut se charger positivement ($O_3 \equiv\text{Si}^*$) [Pacchioni 2000].

A.2.4 Défauts courants dans les oxydes nitrurés

Les défauts trouvés dans les oxydes nitrurés nous concernent plus particulièrement. Une partie de ces défauts est commune aux oxydes SiO_2 et SiO_xN_y . Pour cela, plusieurs auteurs ont simulé des défauts structuraux dans les oxydes du type SiO_xN_y pour une gamme de x et y allant de 0 à 1,3. Les structures de base utilisées sont essentiellement SiO_2 et Si_3N_4 [Gritsenko 1998].

Parmi les défauts les plus souvent rencontrés, notons en particulier :

les pièges à trous :

- formés à partir de deux silicium tri-coordonnés, $\equiv\text{Si}^* + \text{Si}^* \equiv \longrightarrow \equiv\text{Si}:\text{Si}\equiv$. Cet arrangement s'accompagne d'une relaxation du réseau à l'endroit du défaut $\equiv\text{Si}$ chargé positivement [Gritsenko 2001].
- le silicium tri-coordonné $\equiv\text{Si}$ isolé,

Les pièges à électrons :

- l'atome d'azote mono-coordonné $\equiv\text{Si-N}^*$ (**Figure A.9(b)**)
- le silicium trois fois coordonné $\equiv\text{Si}^*$

Les pièges amphotères :

- les liaisons Si-Si (**Figure A.9(a)**)
- les centres K formés par $\text{K}^-(\uparrow\downarrow)\text{N}_3 \equiv\text{Si}^-$, $\text{K}^\bullet(\uparrow)\text{N}_3 \equiv\text{Si}^\bullet$, et $\text{K}^+(\)\text{N}_3 \equiv\text{Si}^+$
- les centres N formés par $\text{Si}_2 =\text{N}^-$, $\text{Si}_2 =\text{N}^\bullet$, $\text{Si}_2 =\text{N}^+$

Les pièges K^\bullet et N^\bullet sont des pièges amphotères instables. Les pièges K^- , K^+ , N^- , N^+ sont plus stables donc plus probables. La transformation des pièges neutres en pièges chargés s'accompagne d'une modification du réseau afin de permettre le positionnement d'un électron dans l'orbital "piège" ou de s'adapter à la place laissée par un électron vacant. Plusieurs de ces défauts ont été trouvés dans SiO_2 et dans les matériaux III-V [Pacchioni 1998], [Rudra 1987]. De plus, ces défauts, s'ils sont confinés dans une même région très localisée, peuvent se stabiliser en s'associant en N^+-N^- , K^+-K^- ou K^+-N^- . Pour une faible concentration de défauts, il est fort probable qu'il puissent changer d'un état de chargement positif à négatif et inversement [Pacchioni 2000].

Bibliographie de l'Annexe A

- [Balland 1986] B. BALLAND, *Defects in Silica Films - Their Nature - Their Electrical Properties*, Vol. 1, Elsevier Science Publishers B. V., North-Holland, (1986), ch.2, pp.101–153.
- [De Novion 1993] C. H. DE NOVION et A. BARBU, *Radiation effects in oxide glasses*, **In** : *Materials under Irradiation*, A. DUNLOP, F. RULLIER-ALBENQUE, C. JAOUEN et al. eds., Vol. 30-31 of Solid State Phenomena, Aedermannsdorf, Trans Tech Publications Ltd, Vol. 30-31, (1993), pp.277–296, 520 pp.
- [Griscom 1985] D. L. GRISCOM, *Defect structure of glasses - Some outstanding questions in regard to vitreous silica*, *Journal-of-Non-Crystalline-Solids*, Vol. 73 n°1-3, (1985), pp.51–77.
- [Gritsenko 1998] V. A. GRITSENKO, J. B. XU, R. W. M. KWOK et al., *Short range order and nature of defects and traps in amorphous silicon oxynitride governed by the Mott rule*, *Physical Review Letters*, Vol. 81 n°5, (1998), pp.1054–1057.
- [Gritsenko 2001] V. A. GRITSENKO, Y. N. NOVIKOV, A. V. SHAPOSHNIKOV et Y. N. MOROKOV, *Numerical simulation of intrinsic defects in SiO_2 and Si_3N_4* , *Semiconductors*, Vol. 35 n°9, (2001), pp.1041–1049.
- [Gupta 1985] R. GUPTA, *Electronic structure of crystalline and amorphous silicon dioxide*, *Physical Review B (Condensed Matter)*, Vol. 32, (1985), p.8278.
- [Limoge 2001] Y. LIMOGE, *Numerical simulation studies of glasses*, *C. R. Acad. Sci. Paris*, Vol. t.2 n°Serie IV, (2001), pp.263–283.
- [Pacchioni 1998] G. PACCHIONI, G. IERANO et A. M. MERQUEZ, *Optical absorption and nonradiative decay mechanism of E' center in silica*, *Physical Review Letter*, Vol. 81 n°2, (1998), p.377.
- [Pacchioni 2000] G. PACCHIONI et D. ERBETTA, *Charge transfert and charge conversion of K and N defect centers in Si_3N_4* , *Physical Review B*, Vol. 61, (2000), p.15005.
- [Rudra 1987] K. RUDRA et W. B. FOWLER, *Oxygen vacancy and the E'_1 center in crystalline SiO_2* , *Physical Review B*, Vol. 35 n°15, (1987), p.8223.

Annexe B

Logiciel d'acquisition du Banc de Mesures Bas Niveau

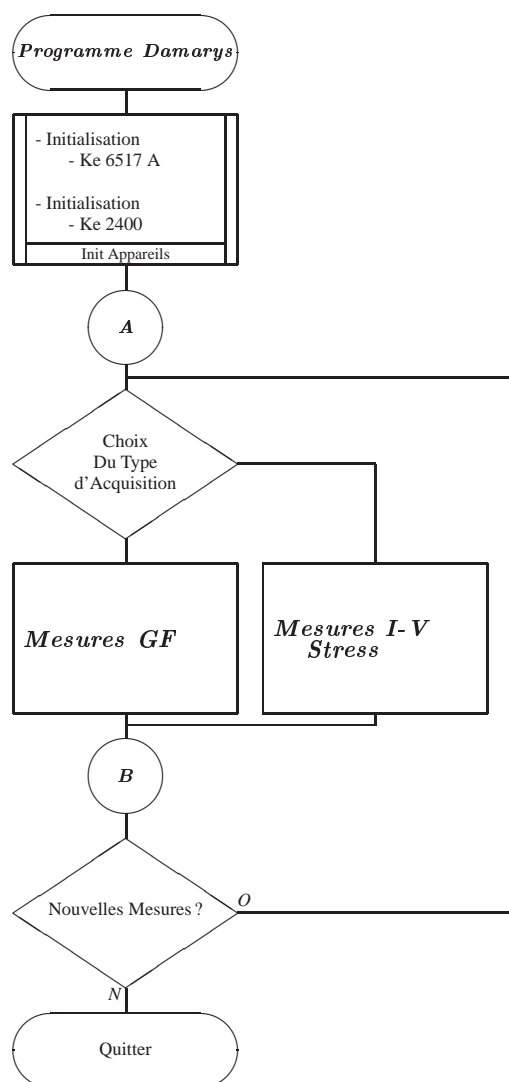


Figure B.1: Organigramme général du programme d'acquisition du Banc de Mesures Bas Bruit.

Le programme d'acquisition comporte deux modules distincts, permettant de réaliser soit des mesures de courant ou de tension, soit des stress en courant ou en tension.

- Module **Mesures GF** : acquisitions de caractéristiques *tension-temps* (V-t) ou *courant-temps* (I-t) (technique de la Grille Flottante),
- Module **Mesures I-V/Stress** : séquences alternant acquisitions de caractéristiques I-V et de stress en tension ou en courant.

La **Figure B.1** présente l'organigramme général du logiciel et les deux modules d'acquisitions principaux.

Les **Figures B.2** et **B.3** présentent en détail les modules **Mesures GF** dédié à la Technique de la Grille Flottante et **Mesures I-V/Stress** dédié aux séquences de Stress/I-V.

La **Figures B.4** donne l'organigramme des séquencements possibles pour le module **Mesures I-V/Stress**.

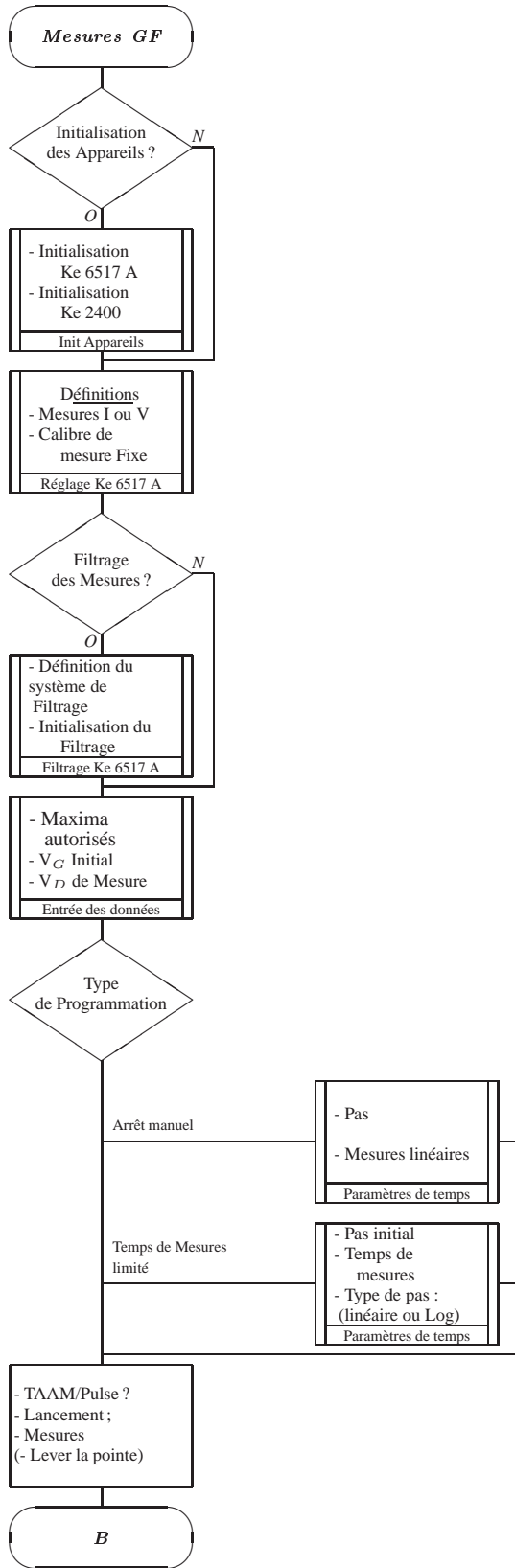


Figure B.2: Organigramme du Module d'Acquisition de la Technique de la Grille Flottante.

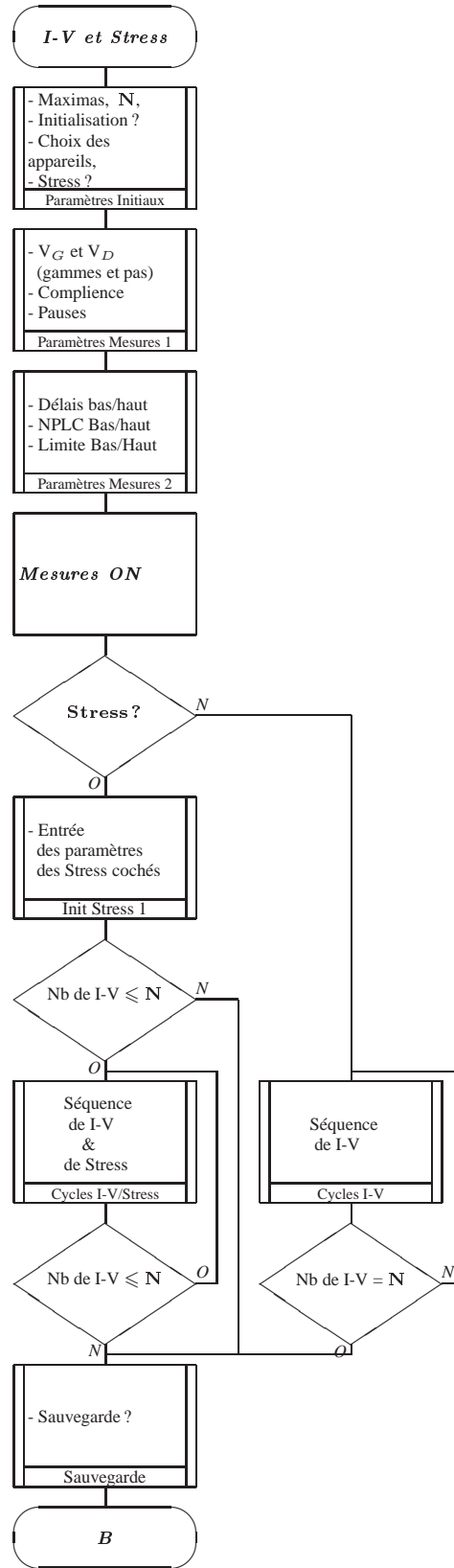


Figure B.3: Organigramme général du Module de Stress et d'Acquisition des caractéristiques I-V.

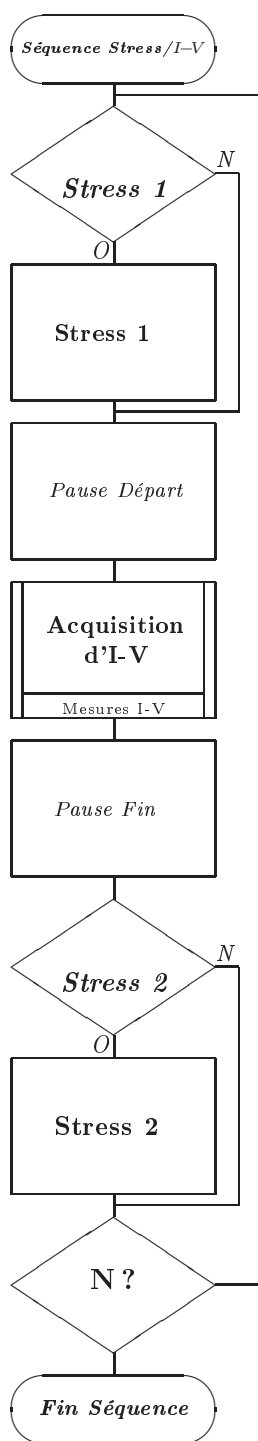


Figure B.4: Organigramme des séquences d'acquisition Stress/I-V.

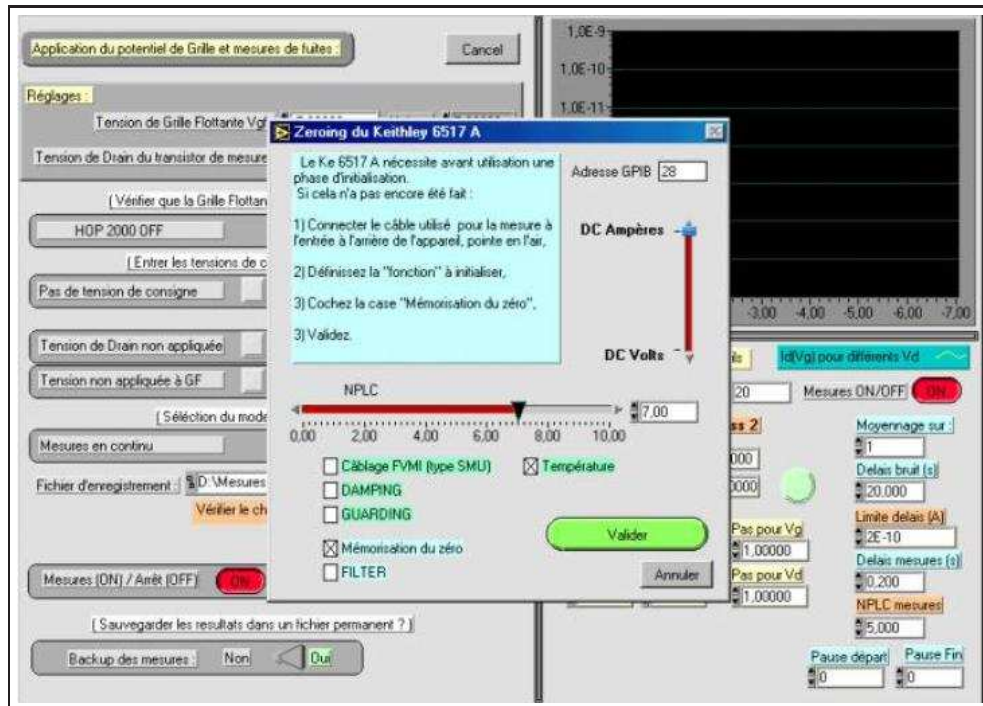


Figure B.5: Capture d'écran du logiciel d'acquisition;
Initialisation de l'appareil KEITHLEY 6717 A.

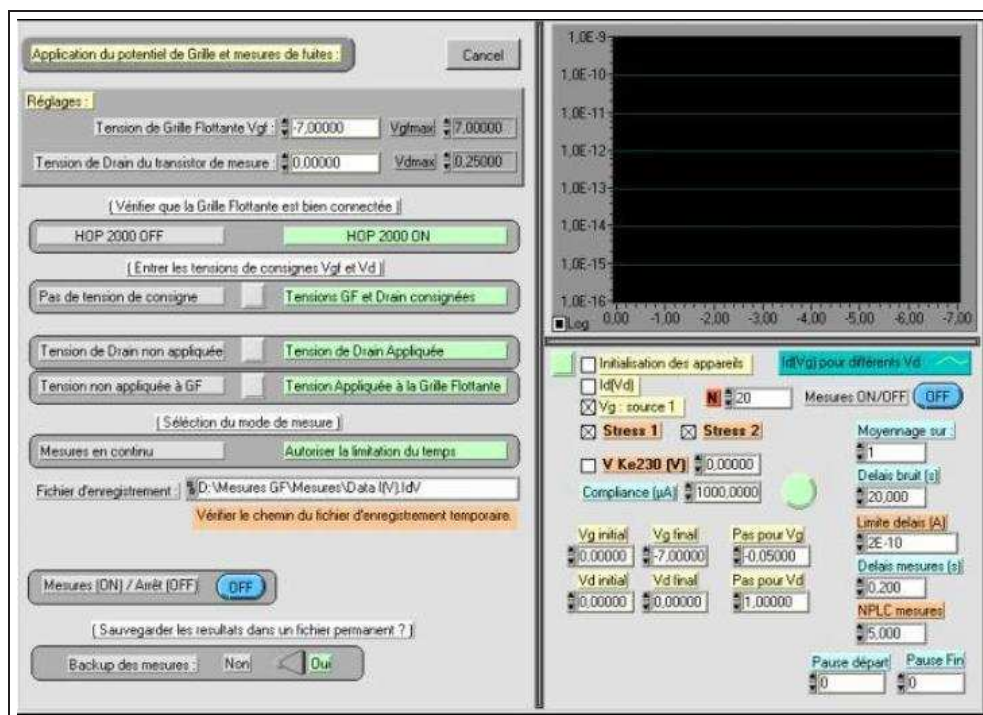


Figure B.6: Capture d'écran du logiciel d'acquisition.
Interface pour la programmation des séquences de Stress/(I-V).

Annexe C

Loi empirique de génération de défauts

Nous avons confronté nos résultats expérimentaux au modèle empirique de modélisation des courants SILC proposé par SCARPA, GHIBAUDO et *Al.* [Scarpa 1997] [Ghibaudo 1999] [Scarpa 1999].

La densité de courant SILC J_S s'exprime en fonction de la charge Q_{inj} préalablement injectée à travers l'oxyde par :

$$J_S = J_{sat} \cdot \exp\left(\frac{-D}{Q_{inj}^\alpha}\right) \quad (\text{C.1})$$

où J_{sat} est le courant SILC à saturation, c'est-à-dire mesuré sur la dernière caractéristique courant-tension acquise avant claquage de la structure (pour une charge injectée Q_{inj} la plus élevée possible), D et α sont deux paramètres de "fit".

La dérivée de $\ln(J_S)$ par rapport à Q_{inj} s'exprime alors par :

$$\frac{\partial \ln(J_S)}{\partial Q_{inj}} = K \cdot Q_{inj}^\nu \quad (\text{C.2})$$

$$\text{on a : } \begin{cases} \alpha = -(1 + \nu) \\ D = K/\alpha \end{cases} \quad (\text{C.3})$$

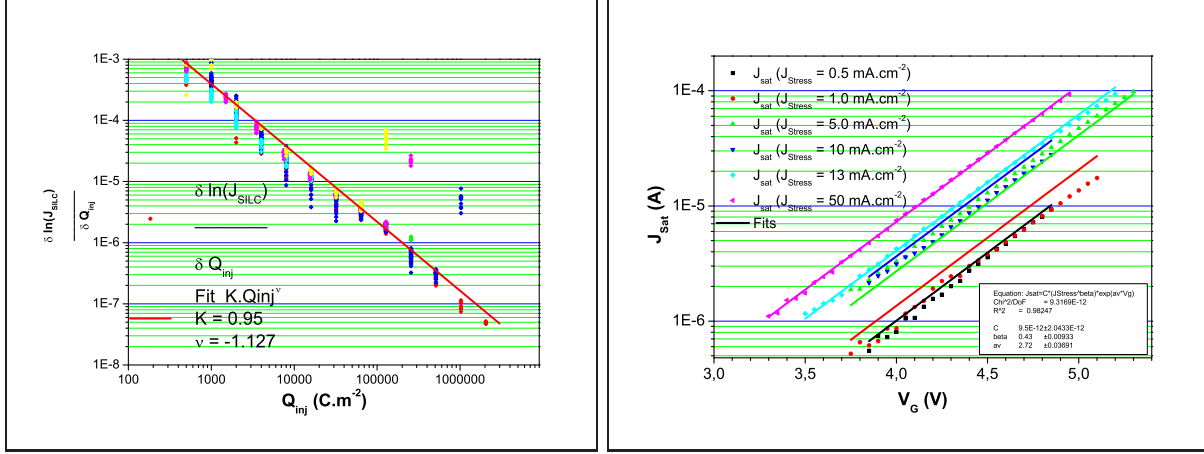
En traçant, dans un graphe log-log, la dérivée de $\ln(J_S)$ par rapport à Q_{inj} en fonction de Q_{inj} , on obtient une droite permettant d'accéder aux paramètres ν et K donc à D et α . Des valeurs de ν comprises entre $-1,25$ et $-1,1$ sont trouvées dans la littérature.

Les valeurs expérimentales, extraites des réseaux de caractéristiques I-V obtenus pour des densités de courant de stress J_{Stress} compris entre $0,5$ et 50 mA.cm^{-2} (voir **Figures 6.1(a)** à **(l)** pp.113-114), ont été regroupées sur la **Figure C.1(a)**. On observe un très bon alignement des valeurs expérimentales sur une droite conduisant à $\nu = -1,127$ et $K = 0.95$.

La valeur à saturation J_{Sat} est dépendante de la densité de courant de stress J_{Stress} selon :

$$J_{Sat} = C \cdot J_{Stress}^\beta \cdot J_0(V_{GS}) \quad (C.4)$$

où $J_0(V_{GS})$ est la fonction exprimant la dépendance de J_{sat} avec la tension grille-substrat V_{GS} .



(a) Extraction des paramètres D et α à partir des valeurs à saturation des réseaux de caractéristiques I-V.

(b) Mesures et simulations des caractéristiques à saturation J_{sat} réalisées à partir des paramètres extraits en (a).

Figure C.1: Extraction/simulation des courants SILC selon la démarche proposée par SCARPA et Al. .

La fonction $J_0(V_{GS})$ proposée par SCARPA et Al. [Scarpa 1997] [Ghibaudo 1999] [Scarpa 1999] correspond à une injection Fowler-Nordheim avec une hauteur de barrière de $0,9 \text{ eV}$ [Ghibaudo 1999]. Étant donné que cette dépendance n'a pas de justification physique, nous l'avons remplacée par une simple exponentielle. On peut alors exprimer le courant SILC J_S en fonction de J_{Stress} et des différents paramètres par la relation :

$$J_S = C \cdot J_{Stress}^\beta \cdot \exp\left(\frac{-D}{Q_{inj}^\alpha}\right) \cdot J_0(V_{GS}) \quad (C.5)$$

$$= C \cdot J_{Stress}^\beta \cdot \exp\left(\frac{-D}{Q_{inj}^\alpha}\right) \cdot \exp(a_v \cdot V_{GS}) \quad (C.6)$$

où a_v est un simple facteur de dépendance en tension.

Dès lors, il est possible de reconstituer un réseau de caractéristiques I-V en considérant le courant total exprimé par :

$$I_S = S \cdot \left[J_{Stress}^\beta \cdot \exp\left(\frac{-D}{Q_{inj}^\alpha}\right) \cdot \exp(a_v \cdot V_{GS}) \right] + I_{FN\Delta_{FN}} \quad (C.7)$$

où $I_{FN\Delta_{FN}}$ est la contribution Fowler-Nordheim au courant total mesuré, prenant en compte après chaque étape de stress le décalage FN à fort champ.

Nous avons pris pour exemple le réseau réalisé pour $J_{Stress} = 10 \text{ mA.cm}^{-2}$. Les valeurs simulées sont comparées aux valeurs expérimentales sur la **Figure C.2**. On constate que le modèle empirique de SCARPA et *Al.* conduit à une bonne simulation des cinétiques de génération des courants SILC en fonction de la densité de courant de stress.

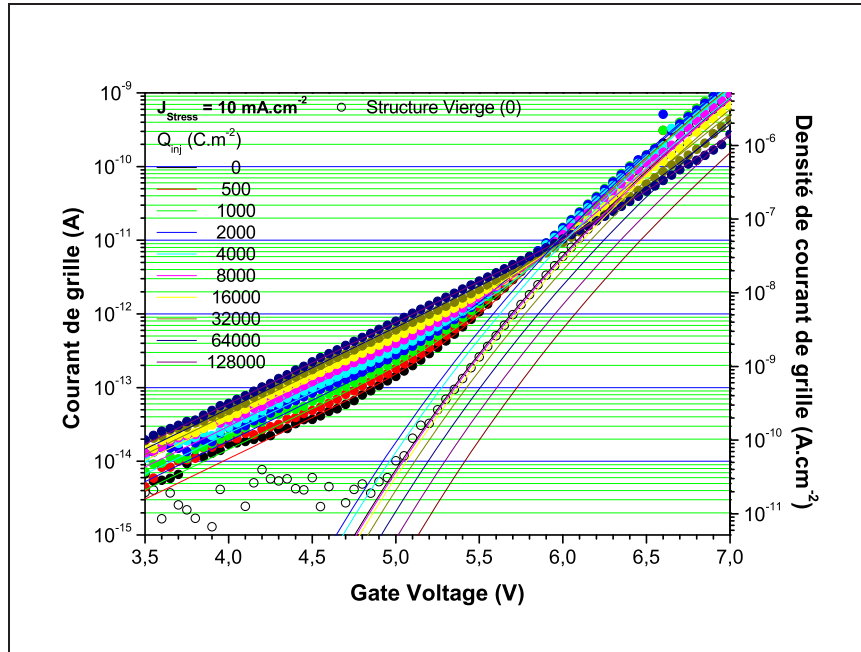


Figure C.2: Réseau de caractéristiques I-V simulé pour $J_{Stress} = 10 \text{ mA.cm}^{-2}$ selon le modèle empirique de SCARPA et simulations des courants Fowler-Nordheim avec prise en compte du décalage en tension à fort potentiel.

Bibliographie de l'Annexe C

- [Ghibaudo 1999] G. GHIBAUDO, P. RIESS, S. BRUYERE et al., *Emerging oxide degradation mechanisms : stress induced leakage current (silc) and quasi-breakdown (qb)*, Microelectronic Engineering, Vol. **49** n°1-2, (1999), pp.41–50.
- [Scarpa 1997] A. SCARPA, G. GHIBAUDO, G. GHIDINI et al., *Stress induced leakage current in ultra-thin gate oxides after constant current stress*, Microelectronic Engineering, Vol. **36** n°1-4, (1997), pp.145–148.
- [Scarpa 1999] A. SCARPA, B. DE SALVO, G. GHIBAUDO et al., *On the correlation between SILC and hole fluence throughout the oxide*, Microelectronics Reliability, Vol. **39** n°2, (1999), pp.197–201.

FOLIO ADMINISTRATIF

THESE SOUTENUE DEVANT L'INSTITUT NATIONAL DES SCIENCES APPLIQUEES DE LYON

NOM : BURIGNAT
Prénom : Stéphane

DATE de SOUTENANCE : le 10 Décembre 2004

TITRE : *Mécanismes de transport, courants de fuite ultra-faibles et rétention dans les mémoires non volatiles à grille flottante*

NATURE : Doctorat

Numéro d'ordre : 04 ISAL 0091

École doctorale : Science pour l'ingénieur, Électronique, Électrotechnique et Automatique (EEA)

Spécialité : Dispositif de l'Électronique Intégrée (DEI)

Cote B.I.U. - Lyon : T 50/210/19

RESUME :

Le marché des mémoires non volatiles à grille flottante connaît actuellement un essor considérable du fait de leur utilisation croissante dans tous les domaines d'applications de l'électronique et par conséquent dans de très nombreux secteurs industriels. Cependant ces dispositifs mémoires se heurtent aujourd'hui à une limite technologique liée à l'impossibilité de réduire l'épaisseur de la couche d'oxyde tunnel SiO_2 qui isole la grille flottante contenant l'information. En effet, en deçà d'une épaisseur critique de l'ordre de 7 nm , l'oxyde tunnel est le siège de courants de fuite induits par les cycles répétés de programmation, qui engendrent des pertes de charge diminuant drastiquement le temps de rétention et la durée de vie des cellules mémoires. Ces courants de fuite sont communément appelés courants SILC (Stress Induced Leakage Current).

Durant cette thèse, dans l'objectif d'obtenir des mesures fiables des courants SILC, nous avons mis en œuvre un banc de mesure très bas niveau permettant d'atteindre la résolution (10^{-15} A) des appareillages de mesures les plus performants du marché. Nous avons ensuite implémenté la technique dite "de la grille flottante" qui permet d'atteindre de façon indirecte des niveaux de courant inférieurs à 10^{-16} A . À partir de nombreuses mesures expérimentales réalisées sur des oxydes tunnel de $7 - 8\text{ nm}$ issus d'une technologie FLOTOX EEPROM, un modèle de conduction tunnel assisté par pièges a été développé permettant, à l'aide d'une nouvelle méthodologie, d'extraire les profils de distributions spatiale et énergétique des défauts dans l'oxyde. Le chargement stable de ces défauts permet de rendre compte de la dérive de la loi Fowler-Nordheim responsable de la fermeture de fenêtre de programmation des cellules mémoires. Le modèle développé conduit finalement à une bonne simulation des caractéristiques de conduction de l'oxyde tunnel dans tous les domaines de champ électrique et en fonction du niveau de dégradation.

Finalement, les structures à grille flottante ont été modélisées d'un point de vue dynamique. L'influence des pulses de programmation sur les différentes grandeurs électriques dans les cellules mémoire a été analysée ainsi que les cinétiques de perte de charge en fonction du courant de fuite dans l'oxyde tunnel. A partir des mesures réalisées sur des structures de test grille flottante, les temps de rétention sur cellule élémentaire ont été extrapolés.

MOTS-CLES : Mémoire, FLOTOX, EEPROM, SiO_2 , Oxyde Tunnel, Grille Flottante, Transport, Courant Ultra-Faible, Technique de la Grille Flottante, Rétention, Endurance, Fiabilité,

Laboratoire(s) de recherche : Laboratoire de Physique de la Matière

Directeur de thèse : Mme Carole PLOSSU Professeur, INSA de Lyon

Président de jury : M. Bernard BALLAND Professeur, INSA de Lyon

Composition du jury

Pascal MASSON

Professeur, Université de Provence (**Rapporteurs**)

Anne MEINERTZHAGEN

Docteur d'État (**Rapporteurs**)

Bernard BALLAND

Professeur, INSA de Lyon (**Examineur**)

Philippe BOIVIN

Ingénieur, ST MICROELECTRONICS (**Examineur**)

Carole PLOSSU

Professeur, INSA de Lyon (**Examineur**)

Abdelkader SOUFI

Professeur, INSA de Lyon (**Examineur**)

Dominique MEARY

Ingénieur, KEITHLEY (**Invité**)

"Mécanismes de transport, courants de fuite ultra-faibles et rétention dans les mémoires non volatiles à grille flottante"

Par Stéphane BURIGNAT

RÉSUMÉ

Le marché des mémoires non volatiles à grille flottante connaît actuellement un essor considérable du fait de leur utilisation croissante dans tous les domaines d'applications de l'électronique et par conséquent dans de très nombreux secteurs industriels. Cependant ces dispositifs mémoires se heurtent aujourd'hui à une limite technologique liée à l'impossibilité de réduire l'épaisseur de la couche d'oxyde tunnel SiO_2 qui isole la grille flottante contenant l'information. En effet, en deçà d'une épaisseur critique de l'ordre de 7 nm , l'oxyde tunnel est le siège de courants de fuite induits par les cycles répétés de programmation, qui engendrent des pertes de charge diminuant drastiquement le temps de rétention et la durée de vie des cellules mémoires. Ces courants de fuite sont communément appelés courants SILC (Stress Induced Leakage Current).

Durant cette thèse, dans l'objectif d'obtenir des mesures fiables des courants SILC, nous avons mis en œuvre un banc de mesure très bas niveau permettant d'atteindre la résolution (10^{-15} A) des appareillages de mesures les plus performants du marché. Nous avons ensuite implémenté la technique dite "de la grille flottante" qui permet d'atteindre de façon indirecte des niveaux de courant inférieurs à 10^{-16} A . À partir de nombreuses mesures expérimentales réalisées sur des oxydes tunnel de $7 - 8\text{ nm}$ issus d'une technologie FLOTOX EEPROM, un modèle de conduction tunnel assisté par pièges a été développé permettant, à l'aide d'une nouvelle méthodologie, d'extraire les profils de distributions spatiale et énergétique des défauts dans l'oxyde. Le chargement stable de ces défauts permet de rendre compte de la dérive de la loi Fowler-Nordheim responsable de la fermeture de fenêtre de programmation des cellules mémoires. Le modèle développé conduit finalement à une bonne simulation des caractéristiques de conduction de l'oxyde tunnel dans tous les domaines de champ électrique et en fonction du niveau de dégradation.

Finalement, les structures à grille flottante ont été modélisées d'un point de vue dynamique. L'influence des pulses de programmation sur les différentes grandeurs électriques dans les cellules mémoire a été analysée ainsi que les cinétiques de perte de charge en fonction du courant de fuite dans l'oxyde tunnel. À partir des mesures réalisées sur des structures de test grille flottante, les temps de rétention sur cellule élémentaire ont été extrapolés.

ABSTRACT

The commercial market of non volatile floating gate memories is considerably growing due to their increasing use in all electronic applications domains and as a consequence in a great number of industrial sectors. Nevertheless a further integration of these memory devices is limited by the impossibility to reduce the thickness of the SiO_2 tunnel oxide layer isolating the floating gate which contains the charge information. In fact, under a critical thickness of 7 nm , leakage currents induced by cumulated programming cycles lead to floating gate charge losses which drastically reduce the retention time and the life time of memory cells. These leakage currents are commonly called Stress Induced Leakage Currents (SILC).

During this doctoral work, in order to obtain reliable measurements of SILC currents, we have optimized a very low level experimental set-up which allows to reach the resolution (10^{-15} A) of most performant electrometers. We then implemented the so-called "floating gate technique" which leads to an indirect evaluation of ultra-low level (inferior to 10^{-16} A) leakage currents. From a great number of experimental measurements performed on 7 to 8 nm thick tunnel oxides from a FLOTOX-EEPROM technology, a new model of trap assisted tunneling conduction mechanism was developed. Thanks to a new methodology, the spatial and energetical distributions of defects in tunnel oxides were extracted. Moreover it was shown that their stable negative charging can account for the voltage shifts of Fowler-Nordheim injection laws, which are responsible for the programming window closure of memory cells. The proposed model leads finally to a good agreement between experimental and simulated current-voltage characteristics in all the electric field and degradation level domains.

In a last phase, the floating gate devices were modeled from a dynamic point of view. The influence of programming pulses parameters on the critical stressing electrical values was analyzed. Floating gate charge loss kinetic in retention conditions was explicitated as a function of tunnel oxide leakage current. From measurements performed on floating gate test structures, retention times on elementary EEPROM cells were extrapolated as a function of degradation level.