



**Etude de la fiabilité des mesures électriques par la  
microscopie à force atomique sur couches diélectriques  
ultra-minces : Développement d'une technique de  
pompage de charge résolue spatialement pour la  
caractérisation des défauts d'interface**

Antonin Grandfond

► **To cite this version:**

Antonin Grandfond. Etude de la fiabilité des mesures électriques par la microscopie à force atomique sur couches diélectriques ultra-minces : Développement d'une technique de pompage de charge résolue spatialement pour la caractérisation des défauts d'interface. Micro et nanotechnologies/Microélectronique. INSA de Lyon, 2014. Français. <NNT : 2014ISAL0133>. <tel-01278517>

**HAL Id: tel-01278517**

**<https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-01278517>**

Submitted on 24 Feb 2016

**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

présentée devant

L'institut National des Sciences Appliquées de Lyon

pour obtenir

## le grade de Docteur

Spécialité Électronique, micro et nanoélectronique, optique et laser  
Ecole Doctorale Electronique, Electrotechnique, Automatique

par

**Antonin Grandfond**

**Etude de la fiabilité des mesures électriques par la microscopie à force atomique sur couches diélectriques ultra-minces. Développement d'une technique de pompage de charge résolue spatialement pour la caractérisation des défauts d'interface**

Soutenue le 16 décembre 2014 devant la commission d'examen :

---

Présidente du jury :	Laurence Ressier	Professeur des Universités (INSA de Toulouse)
Rapporteur :	Damien Deleruyelle	Maître de Conférences (AMU)
Rapporteur :	Abdelillah El Hdiy	Professeur des Universités (URCA)
Examinatrice :	Martine Le Berre	Maître de Conférences (INSA de Lyon)
Directeur de thèse :	Brice Gautier	Professeur des Universités (INSA de Lyon)
Co-directeur de thèse :	Liviu Militaru	Maître de Conférences (INSA de Lyon)

Cette thèse a été préparée à l'Institut des Nanotechnologies de Lyon (INL)



## INSA Direction de la Recherche - Ecoles Doctorales - Quinquennal 2011-2015

SIGLE	ECOLE DOCTORALE	NOM ET COORDONNEES DU RESPONSABLE
<b>CHIMIE</b>	<b>CHIMIE DE LYON</b> <a href="http://www.edchimie-lyon.fr">http://www.edchimie-lyon.fr</a> Sec : Renée EL MELHEM Bat Blaise Pascal 3 <sup>e</sup> etage 04 72 43 80 46 Insa : R. GOURDON <a href="mailto:secretariat@edchimie-lyon.fr">secretariat@edchimie-lyon.fr</a>	<b>M. Jean Marc LANCELIN</b> Université de Lyon – Collège Doctoral Bât ESCPE 43 bd du 11 novembre 1918 69622 VILLEURBANNE Cedex Tél : 04.72.43 13 95 <a href="mailto:directeur@edchimie-lyon.fr">directeur@edchimie-lyon.fr</a>
<b>E.E.A.</b>	<b>ELECTRONIQUE, ELECTROTECHNIQUE, AUTOMATIQUE</b> <a href="http://edeea.ec-lyon.fr">http://edeea.ec-lyon.fr</a>  Sec : M.C. HAVGOUDOUKIAN <a href="mailto:eea@ec-lyon.fr">eea@ec-lyon.fr</a>	<b>M. Gérard SCORLETTI</b> Ecole Centrale de Lyon 36 avenue Guy de Collongue 69134 ECULLY Tél : 04.72.18 60.97 Fax : 04 78 43 37 17 <a href="mailto:Gerard.scorletti@ec-lyon.fr">Gerard.scorletti@ec-lyon.fr</a>
<b>E2M2</b>	<b>EVOLUTION, ECOSYSTEME, MICROBIOLOGIE, MODELISATION</b> <a href="http://e2m2.universite-lyon.fr">http://e2m2.universite-lyon.fr</a>  Sec : Safia AIT CHALAL Bat Atrium- UCB Lyon 1 04.72.44.83.62 Insa : S. REVERCHON <a href="mailto:Safia.ait-chalal@univ-lyon1.fr">Safia.ait-chalal@univ-lyon1.fr</a>	<b>Mme Gudrun BORNETTE</b> CNRS UMR 5023 LEHNA Université Claude Bernard Lyon 1 Bât Forel 43 bd du 11 novembre 1918 69622 VILLEURBANNE Cédex Tél : 06.07.53.89.13 <a href="mailto:e2m2@univ-lyon1.fr">e2m2@univ-lyon1.fr</a>
<b>EDISS</b>	<b>INTERDISCIPLINAIRE SCIENCES- SANTÉ</b> <a href="http://www.ediss-lyon.fr">http://www.ediss-lyon.fr</a> Sec : Safia AIT CHALAL Bat Atrium – UCB Lyon 1 04 72 44 83 62 Insa : <a href="mailto:Safia.ait-chalal@univ-lyon1.fr">Safia.ait-chalal@univ-lyon1.fr</a>	<b>Mme Emmanuelle CANET-SOULAS</b> INSERM U1060, CarMeN lab, Univ. Lyon 1 Bâtiment IMBL 11 avenue Jean Capelle INSA de Lyon 696621 Villeurbanne Tél : 04.72.68.49.09 Fax :04 72 68 49 16 <a href="mailto:Emmanuelle.canet@univ-lyon1.fr">Emmanuelle.canet@univ-lyon1.fr</a>
<b>INFOMATHS</b>	<b>INFORMATIQUE ET MATHÉMATIQUES</b> <a href="http://infomaths.univ-lyon1.fr">http://infomaths.univ-lyon1.fr</a>  Sec :Renée EL MELHEM Bat Blaise Pascal 3 <sup>e</sup> etage <a href="mailto:infomaths@univ-lyon1.fr">infomaths@univ-lyon1.fr</a>	<b>Mme Sylvie CALABRETTO</b> LIRIS – INSA de Lyon Bat Blaise Pascal 7 avenue Jean Capelle 69622 VILLEURBANNE Cedex Tél : 04.72. 43. 80. 46 Fax 04 72 43 16 87 <a href="mailto:Sylvie.calabretto@insa-lyon.fr">Sylvie.calabretto@insa-lyon.fr</a>
<b>Matériaux</b>	<b>MATERIAUX DE LYON</b> <a href="http://ed34.universite-lyon.fr">http://ed34.universite-lyon.fr</a>  Sec : M. LABOUNE PM : 71.70 –Fax : 87.12 Bat. Saint Exupéry <a href="mailto:Ed.materiaux@insa-lyon.fr">Ed.materiaux@insa-lyon.fr</a>	<b>M. Jean-Yves BUFFIERE</b> INSA de Lyon MATEIS Bâtiment Saint Exupéry 7 avenue Jean Capelle 69621 VILLEURBANNE Cedex Tél : 04.72.43 71.70 Fax 04 72 43 85 28 <a href="mailto:Ed.materiaux@insa-lyon.fr">Ed.materiaux@insa-lyon.fr</a>
<b>MEGA</b>	<b>MECANIQUE, ENERGETIQUE, GENIE CIVIL, ACOUSTIQUE</b> <a href="http://edmega.universite-lyon.fr/">http://edmega.universite-lyon.fr/</a>  Sec : M. LABOUNE PM : 71.70 –Fax : 87.12 Bat. Saint Exupéry <a href="mailto:mega@insa-lyon.fr">mega@insa-lyon.fr</a>	<b>M. Philippe BOISSE</b> INSA de Lyon Laboratoire LAMCOS Bâtiment Jacquard 25 bis avenue Jean Capelle 69621 VILLEURBANNE Cedex Tél : 04.72. 43.71.70 Fax : 04 72 43 72 37 <a href="mailto:Philippe.boisse@insa-lyon.fr">Philippe.boisse@insa-lyon.fr</a>
<b>ScSo</b>	<b>ScSo*</b> <a href="http://recherche.univ-lyon2.fr/scso/">http://recherche.univ-lyon2.fr/scso/</a>  Sec : Viviane POLSINELLI Brigitte DUBOIS Insa : J.Y. TOUSSAINT <a href="mailto:viviane.polsinelli@univ-lyon2.fr">viviane.polsinelli@univ-lyon2.fr</a>	<b>Mme Isabelle VON BUELTZINGLOEWEN</b> Université Lyon 2 86 rue Pasteur 69365 LYON Cedex 07 Tél : 04.78.77.23.86 Fax : 04.37.28.04.48 <a href="mailto:isavonb@gmail.com">isavonb@gmail.com</a>

\*ScSo : Histoire, Géographie, Aménagement, Urbanisme, Archéologie, Science politique, Sociologie, Anthropologie



# **Étude de la fiabilité des mesures électriques par la microscopie à force atomique sur couches diélectriques ultra-minces. Développement d'une technique de pompage de charge résolue spatialement pour la caractérisation des défauts d'interface.**

## **Abstract :**

The rapid growth of the power of the microelectronic devices and the decrease of their cost is obtained by the strong reduction of the dimensions of the basic component of the CMOS technology : the MOS transistor. The resulting leakage currents and power consumption has led to the replacement of the Silicon oxide  $\text{SiO}_2$  by the Hafnium oxide,  $\text{HfO}_2$ . New dielectrics with a high permittivity (so-called « high-k » materials) will have to be integrated in the future so that the progression continues. The growth of these materials must be optimized because their electrical properties can be hindered by numerous defects and present high leakage currents, which can be a major drawback for their use in devices. The dielectric breakdown must be evaluated and minimized

These phenomena occur at a nanometric scale, justifying the use of the atomic force microscope (AFM) and more generally near field microscopies as ideal tools for the electrical characterization of thin films. However, the electrical measurements using an AFM are essentially qualitative and progress must be obtained in terms of metrology.

In our work, we have tried to study the limits, often specific to the method, of this technique. Conductive AFM (C-AFM) consists in using an AFM tip as a top electrode in order to perform Intensity-Current (I-V) curves or map of the current flowing through the sample. In our case, the tip lying on the dielectric material under study, grown on a semiconductor substrate, form a MOS structure. We have shown that such a structure is not equivalent to a conventional MOS structure obtained after the deposition of a conventional metallic electrode. We have tried and identify the phenomenon which lead to the degradation of the dielectric layer during the application of the positive voltage bias on the tip, which results in a deformation of the surface under study. Using a large battery of tests, we have shown that it is a thermal effect due to a large density of current, which is different from dielectric induced breakdown epitaxy (DBIE) observed on the devices, and which may even lead to the degradation of the substrate at the interface. This phenomenon is favored by the presence of water on the surface although it is not its consequence. This confirms that such electrical measurements should be performed in ultra-high vacuum in spite of the consequences in terms of complexity of the measurement setup. As a consequence, the study of the dielectric material are questioned since the degradation process is partly due to the AFM technique itself and does not allow to extrapolate easily the behaviour of the integrated device. Moreover, the acquisition of a large amount of measurements, in order to evaluate statistically the degradation of the layer (Weibull statistics, commonly used) is affected by a bias (measurements are interdependent). In the same way, the modeling of the conduction through the layer must be questioned because the surface of the electrical contact between the tip and the dielectric layer remains a very variable parameter.

Conventional macroscopic characterizations of the electronic devices does not provide any information about the position of the phenomenon they intend to quantify. The charge pumping technique, which consists in quantifying the traps at the semiconductor / dielectric interface by filling/emptying them with the application of an alternating gate voltage, allows to quantify the defects with a good energetic resolution does not provide any information about their repartition on the interface. We have adapted this technique to the scanning probe microscopy with the conducting AFM probe as a gate. Using gate-less transistors fabricated in the frame of this work, we have demonstrated the feasibility of this technique with a satisfying agreement with macroscopic measurements. We are able to measure a signal that can be related to charge pumping with no ambiguity. The degradation of the oxide by the application of a high voltage through the AFM tip leads to a large increase of the pumped current, which is a proof that defects are produced at the interface. However, the signal is distorted compared to macroscopic measurements. Modeling is needed because in our case, minority carriers must travel from source to drain via a non polarised area. As a perspective, an energetically resolved method to map the interfacial defects might be developed.

## Résumé :

Les progrès rapides de la microélectronique en terme de puissance, de coût unitaire sont obtenus grâce à la réduction des dimensions du constituant élémentaire de la technologie MOS qui est le transistor CMOS. Les fuites de courant et la consommation électrique qui en résulte ont conduit au remplacement du dioxyde de silicium  $\text{SiO}_2$  par le dioxyde d'hafnium  $\text{HfO}_2$ . De nouveaux diélectriques de grande constante diélectrique dits high-k devront être intégrés dans l'avenir pour poursuivre cette progression. La conception de ces matériaux doit être optimisée car ces derniers peuvent être affectés de nombreux défauts, font l'objet de fuites de courant, ce qui compromet leur utilisation dans des dispositifs. Le claquage du diélectrique doit également être évalué et minimisé.

Ces phénomènes se produisent à une échelle nanométrique, c'est pourquoi le microscope à force atomique (AFM) est aujourd'hui un outil incontournable pour la caractérisation électrique des diélectriques en couche mince. Cependant, l'étude électrique par AFM se révèle essentiellement qualitative, aussi des progrès en terme de métrologie sont-ils nécessaires.

Dans nos travaux, nous avons cherché à étudier les limites, souvent spécifiques, de la technique. Le Conductive-AFM (C-AFM) consiste à utiliser une pointe AFM comme électrode supérieure afin de faire des mesures de type  $I(V)$  ou cartographier le courant traversant l'échantillon. Dans notre cas, le diélectrique sur substrat semi-conducteur et la pointe AFM forment une capacité MOS. Nous avons montré que cette structure ne peut pas directement être apparentée à celles constituées par le dépôt d'électrodes conventionnelles. Nous avons cherché à identifier le phénomène qui conduit à la dégradation de la couche diélectrique par l'application d'une tension, matérialisée par la déformation de la surface. Par une batterie d'études, nous avons montré qu'il s'agissait d'un effet thermique due à la forte densité de courant, ne s'apparentant pas à la DBIE observée sur dispositif, et pouvant aller jusqu'à la détérioration du substrat à l'interface. Ce phénomène, sans en être la conséquence, est largement favorisé par la présence d'eau. Ceci confirme qu'il est préférable de réaliser les caractérisations électriques sous ultra-vide malgré les contraintes expérimentales. Les études du diélectrique sont ainsi compromises puisque le mode de dégradation est en partie propre à la technique AFM et ne permet pas aisément d'extrapoler le comportement du matériau intégré dans un dispositif. De plus, l'acquisition systématique d'un nombre significatif de mesures, afin d'appréhender de manière statistique la dégradation de la couche (statistique de Weibull), couramment utilisée est affectée par un biais d'interdépendance. De la même façon, la modélisation de la conduction à travers la couche doit être utilisée avec précaution, car la surface du contact électrique pointe-diélectrique demeure un paramètre très variable.

Les caractérisations macroscopiques conventionnelles des dispositifs électroniques n'offrent pas d'information en terme de position du phénomène qu'elles prétendent quantifier. La technique de pompage de charges, qui consiste à quantifier les pièges à l'interface oxyde/semi-conducteur en les sollicitant par l'application d'une tension de grille périodique, permet un bon dénombrement des défauts, ceci avec une résolution énergétique, mais ne donne pas d'information sur leur répartition sur l'interface. Nous avons donc adapté cette technique à la microscopie champ proche, la pointe AFM conductrice faisant office de grille. Sur des transistors dépourvus de grille spécialement préparés pour l'occasion, nous avons pu montrer la faisabilité de la technique, en accord satisfaisant avec les mesures macroscopiques. Nous mesurons un signal que nous associons à coup sûr à un courant pompé. La dégradation de l'oxyde par l'application d'une forte tension via la pointe AFM, produit une importante augmentation du courant pompé mesuré, prouvant que des défauts sont générés à l'interface. Cependant, le signal est déformé comparativement aux mesures macroscopiques. Un modèle physique reste à développer puisque dans notre cas, les charges minoritaires doivent traverser depuis la source et le drain un espace non polarisé par la grille. Par la suite, un dispositif de cartographie des défauts d'interface, éventuellement résolue en énergie, pourra être développé.



# Thèse

présentée devant

L'institut National des Sciences Appliquées de Lyon

pour obtenir

## le grade de Docteur

Spécialité Électronique, micro et nanoélectronique, optique et laser  
Ecole Doctorale Electronique, Electrotechnique, Automatique

par

**Antonin Grandfond**

**Etude de la fiabilité des mesures électriques par la microscopie à force atomique sur couches diélectriques ultra-minces. Développement d'une technique de pompage de charge résolue spatialement pour la caractérisation des défauts d'interface**

Soutenue le 16 décembre 2014 devant la commission d'examen :

---

Présidente du jury :	Laurence Ressier	Professeur des Universités (INSA de Toulouse)
Rapporteur :	Damien Deleruyelle	Maître de Conférences (AMU)
Rapporteur :	Abdelillah El Hdiy	Professeur des Universités (URCA)
Examinatrice :	Martine Le Berre	Maître de Conférences (INSA de Lyon)
Directeur de thèse :	Brice Gautier	Professeur des Universités (INSA de Lyon)
Co-directeur de thèse :	Liviu Militaru	Maître de Conférences (INSA de Lyon)

Cette thèse a été préparée à l'Institut des Nanotechnologies de Lyon (INL)



# Table des matières

<b>Introduction générale.....</b>	<b>5</b>
<b>Chapitre 1 : Contexte de la thèse.....</b>	<b>9</b>
1: Le transistor MOS.....	11
1.1: Réduction des dimensions.....	12
1.2: Diélectriques high-k.....	14
2: Courants de fuite à travers les diélectriques en couche mince.....	15
2.1: Courant tunnel direct.....	15
2.2: Courant tunnel Fowler Nordheim.....	16
2.3: Emission thermoïonique.....	17
2.4: Emission de champ thermoïonique.....	17
2.5: Courant tunnel assisté par piège.....	18
2.6: Emission Poole-Frenkel .....	19
3: Défauts dans les diélectriques.....	20
3.1: Défauts intrinsèques.....	20
3.2: Défauts extrinsèques .....	20
3.3: Défauts d'interface .....	21
3.4: Défauts de volume.....	21
4: Mécanismes de dégradation du diélectrique par stress électrique.....	22
4.1: Modèle E ou thermochimique.....	23
4.2: Modèle AHI : Anode Hole Injection.....	24
4.3: Modèle AHR : Anode Hydrogen Release.....	25
4.4: Dégradation par porteurs chauds.....	25
5: Claquage diélectrique.....	26
5.1: Définition.....	26
5.2: Courant de fuite induit par stress.....	27
5.3: Modèle de percolation.....	28
5.4: Statistique de Weibull.....	29
5.5: Extrapolation des durées de vie .....	31
5.6: Tension de claquage.....	32
6: Microscopie à force atomique.....	34
6.1: Microscope à effet tunnel : Naissance de la microscopie en champ proche.....	34
6.2: Microscope à force Atomique : principe.....	35
6.3: Imagerie en mode contact.....	37
6.4: Imagerie en mode non contact.....	38
6.5: Mode contact intermittent.....	39
6.6: Modes dérivés de l'AFM .....	39
6.6.1: Conductive Atomic Force Microscopy.....	39
6.6.2: Scanning Capacitance Microscopy.....	41
7: Quelques apports du C-AFM pour l'étude des diélectriques.....	42
7.1: Etude des mécanismes de conduction et observation du claquage diélectrique.....	42
7.2: Apport pour l'approche statistique du claquage diélectrique.....	44

Conclusion.....	46
Bibliographie du chapitre 1.....	47

## **Chapitre 2 : Pompage de charge : principe et théorie .....53**

Introduction.....	55
1: Statistique SRH.....	56
2: Pompage de charge .....	58
2.1: Pompage de charge à deux niveaux.....	58
2.1.1: Principe.....	58
2.1.2: Description du cycle.....	61
2.1.3: Mesures à $\Delta VG$ constant.....	66
2.1.4: à $VG_{min}$ ou $VG_{max}$ constante.....	67
2.2: Pompage de charge à 3 niveaux.....	68
3: Fonction de remplissage des états et nouvelles expressions de $I_{cp}$ .....	69
4: Pièges d'oxyde ou états lents.....	72
5: Méthodes dérivées.....	73
5.1: Pompage spectroscopique .....	73
5.2: On-Chip Pumping.....	74
5.3: Méthodes applicables aux substrats flottants .....	74
5.3.1: Pompage transverse.....	74
5.3.2: Pompage optique.....	75
Conclusion.....	76
Bibliographie du chapitre 2.....	77

## **Chapitre 3 : Dégradation de la couche diélectrique en polarisation de substrat négative.....79**

Introduction.....	81
1: Hypothèses.....	82
1.1: Artefact électrostatique.....	82
1.2: Effet électrothermique-DBIE.....	83
1.3: oxydation cathodique.....	84
2: Expériences-échantillon-protocole .....	85
3: Artefact électrostatique ?.....	85
4: Stress électrique en polarisation de pointe positive sur silicium.....	88
5: Etude topographique.....	89
5.1: Géométrie des bosses.....	89
5.2: Impact sur le substrat.....	93
6: Comportement électrique.....	95
6.1: Tensions de conduction.....	95
6.2: Corrélation entre tension de conduction et volume de la bosse.....	97
6.3: $I(V)$ complètes.....	98

7: Claquage du diélectrique et conduction de la bosse.....	100
7.1: Chemin de percolation.....	100
7.2: Conduction des bosses.....	102
8: I(V) sans retour.....	104
9: Comportement capacitif : SCM.....	106
10: Croissance de la bosse .....	107
11: Aspect énergétique.....	109
11.1: Energie dissipée.....	109
11.2: Propagation thermique: longueur caractéristique.....	110
11.3: Modèle hémisphérique de propagation.....	111
11.4: Interprétation.....	112
12: Conclusion.....	114
Bibliographie du chapitre 3.....	117
<b>Chapitre 4 : Fiabilité des mesures-dispersion.....</b>	<b>119</b>
1: Introduction.....	121
2: Incertitude sur la surface effective de contact.....	122
2.1: Incertitude théorique.....	122
2.2: Exemple expérimental.....	123
3: Interdépendance des mesures en mode Point and shoot.....	125
3.1: Observations.....	125
3.2: Influence de l'espacement des mesures.....	128
3.3: Surface effective de contact électrique-ménisque d'eau.....	130
4: Pertinence de la statistique de Weibull.....	131
4.1: Choix du critère de seuil.....	132
4.2: Charge traversant la couche.....	134
4.3: Statistique de Weibull et interdépendance des mesures.....	135
Conclusion.....	136
Bibliographie du chapitre 4.....	139
<b>Chapitre 5 : Pompage de charge en champ proche.....</b>	<b>141</b>
Introduction.....	143
1: Échantillons.....	144
1.1: Concept.....	144
1.2: Fabrication.....	145
2: Dispositif expérimental.....	147
3: Mesures macroscopiques.....	148
3.1: Fonctionnalité des transistors.....	148
3.2: Pompage de charge sur les transistors conventionnels.....	149
3.2.1: Courant pompé $I_{cp}(V_{g1})$ .....	149
3.2.2: Charge pompée par cycle en fonction de la fréquence $Q_{cp}(f)$ .....	150

3.3: Pompage de charge sur les transistors à grille partielle-faisabilité de la technique en AFM	152
3.3.1: Résultats expérimentaux	153
3.3.2: Fréquence de coupure	157
3.3.3: Variabilité des résultats	158
3.3.4: Densité surfacique de défauts	159
3.3.5: Interprétation	160
4: Pompage de charge en champ proche	163
4.1: Protocole expérimental	163
4.2: Pompage sur l'oxyde frais	164
4.3: Influence du stress électrique	167
4.4: Une hypothèse sur la déformation du signal : effet de bord	169
4.5: Nombre de pièges	171
4.6: État topographique de la zone après le stress	172
5: Conclusion	173
Bibliographie du chapitre 5	175
<b>Conclusion générale</b>	<b>177</b>

## Introduction générale

Les circuits microélectroniques sont aujourd'hui omniprésents dans notre quotidien. Peu nombreuses sont les activités humaines qui ne sont pas concernées, de près ou de loin par cette technologie finalement si récente. Ce bouleversement de nos modes de vie et de production est la conséquence d'un unique concept, le transistor MOS. C'est de loin l'objet le plus fabriqué par l'Homme. La technologie MOS a connu, depuis son invention il y a cinq décennies, une progression exponentielle spectaculaire. L'INTEL 4004, premier microprocesseur commercialisé, qui n'était composé que de 2300 transistors fait pâle figure en comparaison des centaines de millions de microprocesseurs en possédant plusieurs milliards vendus de nos jours. Il avait pourtant une puissance de calcul supérieure à ses prédécesseurs utilisant des tubes à vide et qui pesaient plusieurs tonnes.

C'est la réduction des dimensions du transistor qui permet ces avancées. Le nœud technologique actuel est le 22 nm, ce qui correspond à la longueur de gravure du canal. La réduction des dimensions latérales du transistor doit être accompagnée d'une baisse de l'épaisseur de l'oxyde de grille afin de compenser la diminution de la capacité. Le dioxyde de silicium,  $\text{SiO}_2$ , ne constitue plus l'oxyde de grille dans les dispositifs modernes. Le dioxyde d'hafnium l'a remplacé à partir du nœud 32 nm. Ce matériau a pour avantage de posséder une constante diélectrique importante, c'est un diélectrique high-k. Néanmoins, si la miniaturisation se poursuit au même rythme et pour que la réalité rejoigne les projections de l'ITRS, le dioxyde d'hafnium sera assez prochainement dépassé. Les recherches s'orientent donc vers de nouveaux matériaux high-k.

Les défauts d'oxyde, les fuites de grille, la dégradation et le claquage du diélectrique sont des phénomènes liés dont l'échelle est celle du nanomètre. Ces mécanismes font l'objet de débats, y compris pour la silice qui est pourtant un cas d'école. Ils compromettent le bon fonctionnement et la fiabilité des dispositifs. Pour mieux les comprendre et pour trouver des solutions, la caractérisation à leur échelle est indispensable. A ce titre, la microscopie en champ proche est un outil précieux. En particulier, le microscope à force atomique en mode Conductive AFM permet de cartographier les courants de fuite à travers les couches minces, de simuler le stress électrique et ainsi étudier la dégradation et le claquage diélectrique.

Pourtant, les limites de la technique sont certaines mais mal définies. Dans ce travail, nous avons tenté d'évaluer quelques unes de ces limites. Nous avons cherché à savoir si le stress électrique de la couche par la pointe AFM ne conduit pas à des phénomènes propres qui nous

empêchent d'extrapoler simplement les résultats pour prédire le comportement du matériau en dispositif. Nous nous sommes intéressés également aux problèmes de reproductibilité.

La pointe conductrice du C-AFM constitue la grille lorsqu'elle est en contact avec le système diélectrique/semiconducteur. Il est ainsi envisageable d'adapter les techniques macroscopiques d'étude de la structure MOS. Nous avons initié l'adaptation de la technique de pompage de charge au champ proche. Cette technique permet la caractérisation des défauts d'interface résolue en énergie. Le passage au champ proche doit offrir une résolution spatiale inégalée ainsi que la possibilité d'étudier les défauts générés localement grâce à la pointe.

Dans le premier chapitre, nous explicitons le contexte dans lequel s'inscrit cette étude, à savoir le besoin de développer les technologies de production des high-k en couches minces fiables. Nous présentons les différents modèles de courants de fuite à travers l'oxyde de grille. Nous présentons également les modèles et hypothèses qui sont avancés pour expliquer la dégradation et le claquage diélectrique. Nous définissons l'outil de caractérisation sur lequel porte notre étude, le microscope à force atomique en mode C-AFM et ses potentialités par un bref état de l'art sur les études d'oxydes de grille par C-AFM.

Dans le second chapitre, nous présentons le principe de la caractérisation électrique des états d'interface par pompage de charge. Nous développons principalement le cas du pompage de charge à deux niveaux et à trois niveaux. Des adaptations de la technique destinée le plus souvent à l'étude d'échantillons particuliers sont évoquées.

Le stress électrique des couche diélectriques par C-AFM en polarisation de pointe positive conduit parfois à l'apparition d'une bosse sur la surface. Ce résultat est discuté par quelques auteurs et n'est pas anodin puisqu'il interfère dans l'étude de la dégradation des oxydes, dans l'optique de leur intégration en dispositif. Nous avons mené une batterie d'études sur ce phénomène afin de mieux comprendre son origine et son impact en termes de biais sur la caractérisation. Le comportement topographique, électrique, la chronologie du phénomène ont été évalués ce qui nous permet de proposer un scénario. Cet aspect est développé dans le chapitre 3.

Le chapitre 3 est une discussion sur la fiabilité des mesures. L'étude de la dégradation des diélectriques doit être menée de manière statistique, aussi les courbes  $I(V)$  sont-elles enregistrées en série et de façon automatisée. Nous avons observé une interdépendance des mesures qui est problématique et que nous évaluons au chapitre 4. Dans ce chapitre nous discutons également l'approche de la dégradation de la couche par une approche statistique à partir des mesures  $I(V)$ .

L'évaluation de la surface effective de contact électrique par conduction Fowler-Nordheim est



discutée.

Les échantillons utiles à la mise en œuvre du pompage de charge en champ proche et le dispositif expérimental sont présentés au chapitre 5. Nous présentons également les résultats expérimentaux, sur transistor classique, sur transistor avec grille partielle ainsi que les mesures avec la pointe comme grille sur transistors sans grille. De ces résultats nous dressons les perspectives pour la technique, son potentiel et ses limitations.



# Chapitre 1

## Contexte de la thèse



## **1: Le transistor MOS**

Le transistor MOS (Metal Oxide Semi-conductor) autrement appelé Metal Oxide Semiconductor Field Effect Transistor (MOSFET), est le composant élémentaire des circuits intégrés aujourd'hui omniprésents dans tous les domaines de l'activité humaine. Ce dispositif à trois électrodes permet le contrôle du courant circulant entre deux électrodes (source et drain) par la polarisation de la troisième électrode (grille). Ceci permet la réalisation de circuits logiques mais aussi analogiques.

Cette technologie repose sur la propriété des matériaux semi-conducteurs de se comporter à la fois comme conducteur et isolant électrique. Le semi-conducteur qui prédomine largement depuis l'apparition de la technologie est le silicium. Deux types de transistors MOS existent, le NMOS et le PMOS. Pour le NMOS la conduction électrique est assurée par les électrons tandis qu'elle est assurée par les trous (état électronique inoccupé dans la bande de valence du semi-conducteur) dans le cas du PMOS.

Nous présentons ici brièvement le principe de fonctionnement du NMOS, celui du PMOS est analogue, les types de dopage et les tensions de grille étant inversés. Le NMOS est gravé sur un substrat de silicium dopé de type P, dans lequel quelques atomes de la colonne III se substituent à des atomes de silicium. La majorité des porteurs de charge électrique libres sont donc des trous et le nombre d'électrons libres est plus faible que dans le silicium intrinsèque en raison de l'équilibre thermodynamique. La source et le drain sont des zones fortement dopées N (atomes de la colonne V), dans lesquelles les électrons sont majoritaires. La surface du semi-conducteur est couverte d'une fine couche diélectrique. Classiquement il s'agit de  $\text{SiO}_2$ , dioxyde de silicium, obtenu par oxydation thermique de la plaque. Au dessus de la zone de type P est déposée une électrode métallique, la grille. Il s'agit donc d'une capacité de type MOS. Remarquons que la grille peut également être constituée de poly-silicium de type N déposé et dopé avec la source et le drain.

Lorsqu'une tension positive est appliquée à la grille les trous du substrat P sont rejetés de l'interface semi-conducteur/diélectrique : c'est la désertion. Puis pour une tension assez forte, les électrons sont accumulés à l'interface, formant la couche d'inversion. Cette couche d'inversion forme le canal conducteur. Les jonctions p-n polarisées en direct permettent la conduction, le transistor est à l'état passant. A l'inverse, lorsque la tension de grille est négative, une couche d'accumulation de trous est formée à l'interface et les jonctions sont polarisées en inverse. Le

transistor est à l'état bloqué. Le fonctionnement d'un NMOS est schématisé figure 1.1.

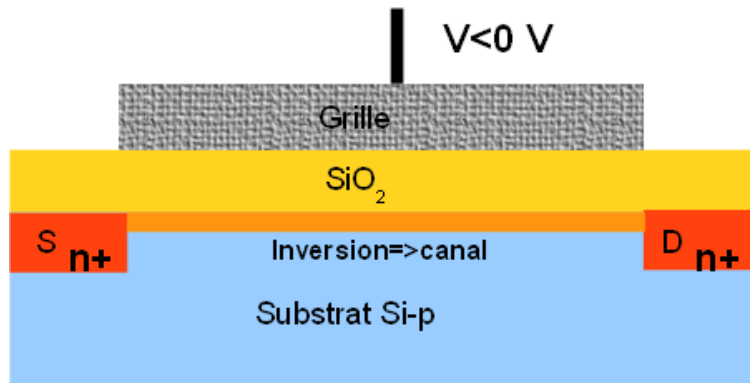


Figure 1.1 : Principe du transistor NMOS, lorsque la grille est polarisée négativement, la couche d'inversion se forme et constitue le canal

## 1.1: Réduction des dimensions

Les performances des circuits intégrés basés sur la technologies C-MOS progressent exponentiellement depuis cinq décennies maintenant. Ces progrès spectaculaires reposent sur la miniaturisation continue des dimensions du transistor MOS. En 1965, Gordon Moore, de la société Intel, a prédit un doublement du nombre de transistors par unité de surface tous les 18 mois [1]. Cette célèbre conjecture, appelée loi de Moore, se vérifie jusqu'à aujourd'hui avec un temps de doublement de deux ans (figure 1.2). Cette évolution, permise par les progrès technologiques pour la fabrication (lithographie, gravure, implantation...) permet l'augmentation du nombre de transistors sur chaque circuit, avec un coût unitaire, et un fonctionnement à plus haute fréquence. Les quelques milliards de transistors présents sur les microprocesseurs grand public récents ont un canal de 22 nm de longueur.

## Microprocessor Transistor Counts 1971-2011 & Moore's Law

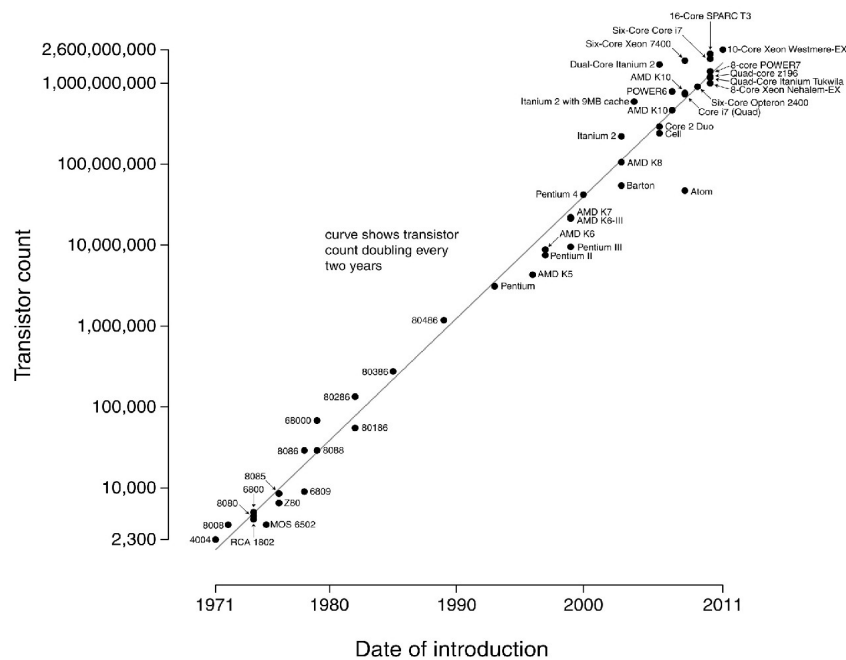


Figure 1.2 : Illustration de la loi de Moore : nombre de transistors sur les microprocesseurs INTEL. [2]

La réduction de la largeur du transistor conduit à la réduction du courant traversant le transistor à l'état passant qui n'est pas compensée par la réduction de la longueur de canal. Ce courant est proportionnel à la capacité de la structure MOS constituée de la grille, de la couche d'oxyde, et du canal dopé p. En première approximation, l'expression de cette capacité est :

$$C = S \frac{\epsilon_{ox}}{t_{ox}} \quad (1.1)$$

S est la surface de la capacité,  $\epsilon_{ox}$  la permittivité diélectrique de l'oxyde et  $t_{ox}$  l'épaisseur de la couche d'oxyde. Afin de maintenir une capacité équivalente, la réduction de la surface du transistor a été compensée par la réduction de l'épaisseur d'oxyde.

La réduction de l'épaisseur de  $\text{SiO}_2$  a déjà trouvé sa limite. En effet, si le diélectrique est par définition un isolant électrique, la probabilité qu'un électron traverse la barrière de potentiel qu'est la couche diélectrique n'est pas nulle. Pour de très faibles épaisseurs, un courant tunnel peu apparaît à travers la couche entre la grille polarisée et le canal. Il s'agit d'un courant de fuite, qui peut compromettre le bon fonctionnement du circuit intégré, participer à une dégradation précoce du diélectrique et surtout est responsable d'une consommation énergétique excessive. Ces courants de fuite représentent désormais la plus grande part de la consommation des circuits intégrés et la puissance thermique par unité de surface dépassant la densité atteinte dans un réacteur nucléaire.

## 1.2: Diélectriques high-k

La réduction de l'épaisseur de la couche de silice a donc atteint une limite. Pour augmenter la capacité surfacique sans augmenter déraisonnablement le courant de fuite, il est possible d'utiliser un diélectrique de plus forte permittivité diélectrique que la silice. Ces diélectriques sont appelés high-k. Une épaisseur plus importante d'un tel matériau est équivalente en terme capacitif à une épaisseur moindre de  $\text{SiO}_2$ . C'est pourquoi on définit une épaisseur équivalente (EOT) pour ces matériaux qui correspond à l'épaisseur de  $\text{SiO}_2$  nécessaire à la même capacité surfacique.

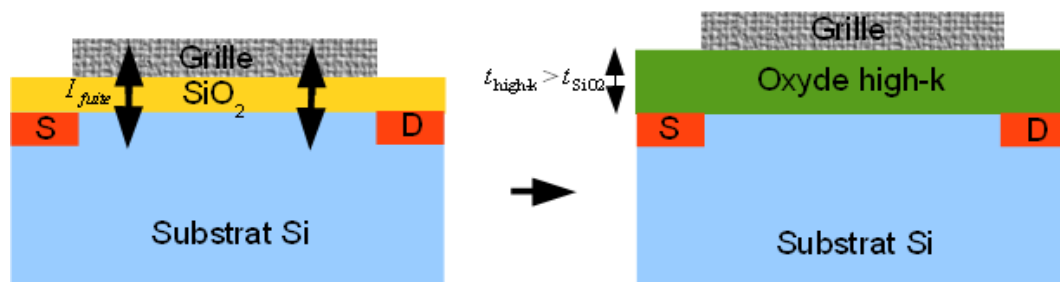


Figure 1.3 : Remplacement de  $\text{SiO}_2$  par un diélectrique high-k

Le  $\text{SiO}_2$  a le très grand avantage d'être obtenu par oxydation thermique du silicium et la longue expérience de l'industrie microélectronique permet d'atteindre une très bonne qualité de la couche. La première solution pratiquée industriellement a donc été le  $\text{SiON}$ . Il s'agit d'une nitruration de  $\text{SiO}_2$  formé par oxydation thermique formant un composé  $\text{SiO}_x\text{N}_y$ . Sa permittivité diélectrique  $\epsilon_r$  relative est autour de 5 contre 3,9 pour  $\text{SiO}_2$ . Le  $\text{SiON}$  a été une étape transitoire ne nécessitant pas de lourdes adaptations du processus industriel mais son utilisation est devenue insuffisante dès le nœud 32 nm.

Actuellement, c'est le dioxyde d'hafnium  $\text{HfO}_2$  qui sert d'oxyde de grille dans les technologies avancées. Sa permittivité diélectrique relative de 22 est amplement supérieure à celle de  $\text{SiO}_2$  et  $\text{SiON}$ . Sa hauteur de barrière est suffisamment élevée pour réduire les fuites de courant par effet tunnel et sa formation est suffisamment maîtrisée pour limiter le nombre de défauts, participant eux aussi aux fuites.

La première qualité de l'oxyde high-k est sa grande constante diélectrique mais doit aussi avoir un gap important, autrement dit les offsets de bande par rapport au silicium doivent être importants. Par exemple  $\text{SrTiO}_3$  qui bénéficie d'une très grande constante diélectrique, à une bande de valence plus basse énergétiquement que le silicium (écart entre les minimums de la bande de conduction  $\Delta E_c < 0$  eV), il n'y a pas de barrière. En revanche,  $\text{LaLuO}_3$  est un bon candidat avec un  $\Delta E_c$  et un  $\Delta E_v$  (écart entre les maximums de bande de valence) de 2,1 eV chacun [3].



La structure du high-k, cristalline ou non, et son paramètre de maille doivent être compatibles avec la maille du silicium pour permettre la croissance tout en limitant les défauts à l'interface. L'oxyde doit être stable en température pour résister aux différentes étapes technologiques et au fonctionnement du dispositif.

Oxyde	$\epsilon_r$	Gap (eV)
SiO <sub>2</sub>	3,9	8,9
HfO <sub>2</sub>	22	5,8
Gd <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	13,7	5,3
ZrO <sub>2</sub>	22	5,2
SrTiO <sub>3</sub>	277	3,3
Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	11,6	8,6
La <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	25	5,5
Lu <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	12,5	5,4
LaLuO <sub>3</sub>	30-32	5,2

Figure 1.4 : Permittivités diélectriques relatives et largeur de gap pour quelques oxyde high-k [3][4]

## 2: Courants de fuite à travers les diélectriques en couche mince

Le courant de fuite à travers l'oxyde est inévitable quelle que soit la qualité de l'oxyde. Si les défauts facilitent la conduction à travers la couche, l'effet tunnel direct ou Fowler-Nordheim ou encore l'émission thermoïonique permettent également le passage direct des porteurs de charge. Nous présentons ici brièvement ces modes de conduction : effet tunnel direct et Fowler-Nordheim, émission thermoïonique, émission de champ thermoïonique ainsi que le courant tunnel assisté par piège (TAT) et l'émission Poole-Frenkel pour laquelle les défauts dans le diélectrique interviennent.

### 2.1: Courant tunnel direct

Le courant tunnel direct, pour une couche diélectrique mince de bonne qualité, est prépondérant pour des tensions appliquées à la couche inférieures à  $\Phi_b/q$ ,  $\Phi_b$  étant la hauteur de barrière de potentiel. La résolution de l'équation de Schrödinger donne son expression [5]:

$$I_{DT} = A_{eff} \cdot \frac{q^3}{8\pi h \Phi_b} \cdot \frac{m_0}{m_{ox}} \cdot E_{ox}^2 \cdot e^{-\frac{4\sqrt{(2m_{ox})\Phi_b^{3/2}}}{3q\hbar E_{ox}} \left(1 - \left(1 - \frac{qV_{ox}}{\Phi_b}\right)^{3/2}\right)} \quad (1.2)$$

$A_{eff}$  est la surface effective de la structure MOS,  $h$  la constante de Planck,  $q$  est la charge

élémentaire,  $m_{ox}$  est la masse effective de l'électron dans le diélectrique,  $m_0$  sa masse dans le vide,  $V_{ox}$  et  $E_{ox}$  sont la tension aux bornes de l'oxyde et le champ électrostatique régnant à l'intérieur.  $E_{ox} = V_{ox}/t_{ox}$ ,  $t_{ox}$  étant l'épaisseur de la couche.

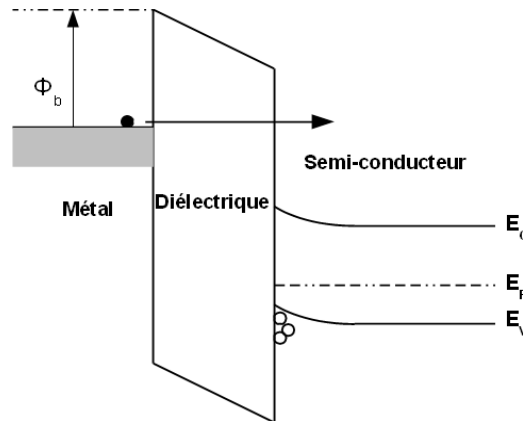


Figure 1.5 : Mécanisme d'injection par effet tunnel direct. [5]

## 2.2: Courant tunnel Fowler Nordheim

Le courant tunnel Fowler-Nordheim apparaît pour une tension supérieure à  $\Phi_b/q$ . La barrière de potentiel est triangulaire, ce qui revient à une réduction de son épaisseur du point de vue des porteurs de charge.

$$I_{FN} = A_{eff} \cdot \frac{q^3}{8\pi h \Phi_b} \cdot \frac{m_0}{m_{ox}} \cdot E_{ox}^2 \cdot e^{-\frac{4\sqrt{(2m_{ox})}\Phi_b^{3/2}}{3q\hbar E_{ox}}} \quad (1.3)$$

$A_{eff}$  est la surface effective de la capacité MOS,  $q$  la charge élémentaire,  $h$  la constante de Planck,  $m_{ox}$  la masse effective de l'électron dans le diélectrique,  $E_{ox}$  le champ électrique régnant dans le diélectrique et  $\Phi_b$  la hauteur de barrière [5].

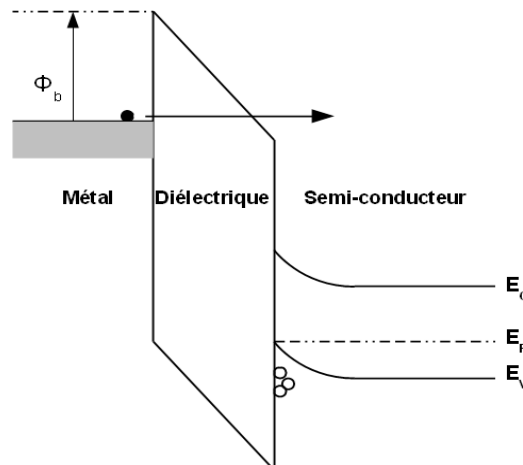


Figure 1.6 : Mécanisme d'injection tunnel Fowler-Nordheim [5]

## 2.3: Emission thermoïonique

L'émission thermoïonique, aussi appelée émission Schottky est une injection d'électrons depuis le métal à travers l'oxyde. Sous l'effet du champ électrique, ces électrons acquièrent une énergie supérieure à la barrière de potentiel. L'émission thermoïonique est fortement activée en température. Le diagramme énergétique est présenté figure 1.7. Son expression est [5]:

$$I_{thermoionique} = A_{eff} \frac{4\pi q k^2 m_{ox}}{h^3} T^2 e^{\frac{-(\phi_b - \sqrt{q^3 E_{ox} / \pi \epsilon_{ox}})}{kT}} \quad (1.4)$$

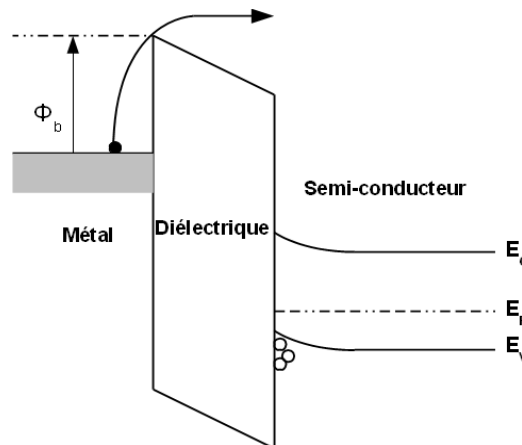


Figure 1.7 : Mécanisme d'émission thermoïonique [5]

## 2.4: Emission de champ thermoïonique

Dans le cas de l'émission de champ thermoïonique, l'énergie des électrons acquise sous l'effet du champ électrique est inférieure à la hauteur de barrière mais elle facilite le passage par effet tunnel dans sa partie triangulaire. Le schéma de la figure 1.8 illustre le principe. Son expression est de la forme suivante [5]:

$$I_{TFE} = \frac{q^2 \sqrt{m_{ox} kT} E_{ox}}{8 \hbar^2 \pi^{5/2}} e^{\frac{-\phi_b}{kT}} e^{\frac{\hbar^2 q^2 E_{ox}^2}{24 m_{ox} (kT)^3}} \quad (1.5)$$

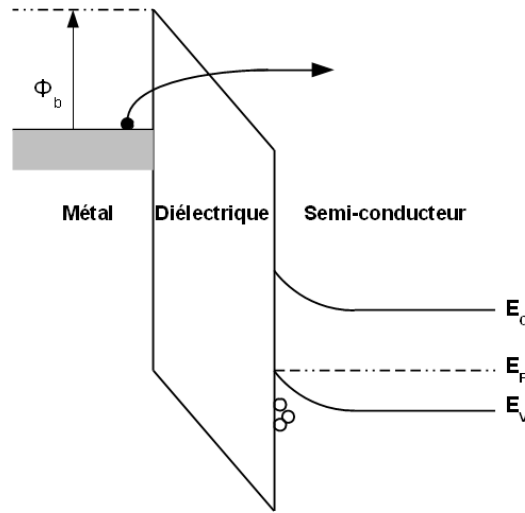


Figure 1.8 : Mécanisme d'émission de champ thermoïonique [5].

## 2.5: Courant tunnel assisté par piège

Le courant tunnel assisté par piège est un courant tunnel en deux étapes. Un état électronique lié à un défaut dans l'oxyde piège un électron provenant de l'anode puis l'émet ensuite par courant tunnel à la cathode (voir figure 1.9). Plusieurs modèles ont été proposés dont celui que nous présentons ici qui est le plus compact. Le passage par effet tunnel peut être direct ou de type Fowler-Nordheim suivant les conditions de polarisation et le niveau énergétique et la position de l'état lié dans l'oxyde. Si le piège émet l'électron par courant tunnel direct, l'expression du courant assisté par piège est la suivante [6]:

$$I_{TAT(DT)} \propto A_{eff} \cdot e^{-\frac{4\sqrt{(2m_{ox})}\Phi_b^{3/2}}{3q\hbar E_{ox}} \left(1 - \left(1 - \frac{qV_{ox}}{\Phi_b}\right)^{3/2}\right)} \cdot q\nu n_t \frac{J_S \sigma_{capt}}{J_S \sigma_{capt} + q\nu} \quad (1.6)$$

Si l'émission est de type Fowler-Nordheim le courant s'écrit :

$$I_{TAT(FN)} \propto A_{eff} \cdot e^{-\frac{4\sqrt{(2m_{ox})}\Phi_b^{3/2}}{3q\hbar E_{ox}}} \cdot q\nu n_t \frac{J_S \sigma_{capt}}{J_S \sigma_{capt} + q\nu} \quad (1.7)$$

Dans ces expressions,  $\nu$  représente la fréquence de piègeage/dépiégeage des électrons par les défauts,  $n_t$  est la densité de pièges dans l'oxyde,  $\sigma_{capt}$  est la section efficace de capture et  $J_S$  est la densité surfacique de courant injectée dans l'oxyde. Cette densité peut s'exprimer comme étant un courant tunnel direct ou Fowler-Nordheim. On remarque que l'expression du TAT ne dépend pas du niveau d'énergie de l'état. Cependant ce niveau énergétique conditionne le mode de conduction

dominant pour chaque barrière.

Ce courant n'est prépondérant devant le courant tunnel direct ou Fowler-Nordheim que pour une forte densité de défauts. C'est le cas pour des couches dont la conception est mal maîtrisée ou bien ayant subi une dégradation suite à un important stress électrique.

Le courant tunnel assisté par piège peut mettre en jeu plusieurs pièges, c'est-à-dire qu'un électron transite par plusieurs états dans le diélectrique lors de sa traversée. Il existe par exemple un modèle à deux piège appelé Two Trap Assisted Tunneling (TTAT) [7] et à N pièges NTAT [8].

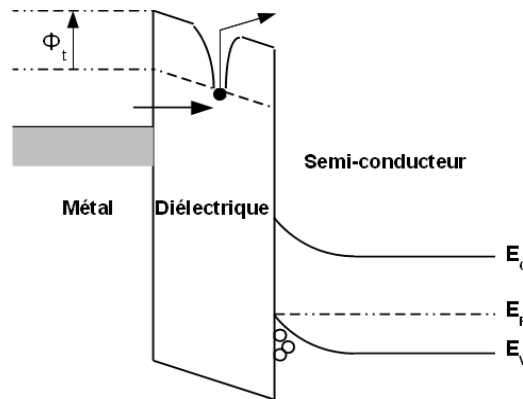


Figure 1.9 : Mécanisme du courant tunnel assisté par piège [Chiu].

## 2.6: Emission Poole-Frenkel

L'émission Poole-Frenkel fait également intervenir des états localisés dans le diélectrique. Il apparaît pour des tensions relativement élevées. Les électrons ayant atteint le piège par effet tunnel sont suffisamment énergétiques pour franchir la seconde barrière sous l'effet du champ électrique.

L'expression de l'émission Poole-Frenkel est [5]:

$$I_{PF} = q \mu N_c e \frac{-\left(\Phi_t - \sqrt{q^3 E_{ox} / \pi \epsilon_{ox}}\right)}{kT} \quad (1.8)$$

avec  $\mu$  la mobilité des électrons,  $N_c$  est la densité d'états dans la bande de conduction et  $\Phi_t$  le niveau d'énergie du piège.

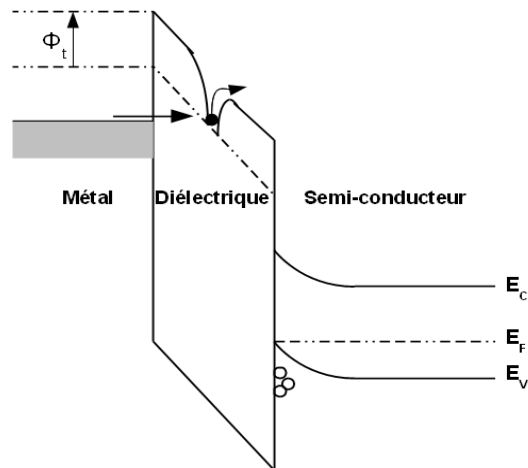


Figure 1.10 : Mécanisme d'émission Poole-Frenkel [5]

### 3: Défauts dans les diélectriques

On classe les défauts dans deux catégories : intrinsèques et extrinsèques. De plus, on peut distinguer les défauts dans le volume du diélectrique de ceux présents à l'interface avec le semi-conducteur.

#### 3.1: Défauts intrinsèques

Les défauts intrinsèques sont liés à l'arrangement des atomes constituant le diélectrique entre eux. Ce sont des ruptures de périodicité telles que substitution d'un atome du réseau par un autre ou des lacunes (absence d'un atome d'oxygène ou de silicium dans le cas de la silice auxquelles sont associées des liaisons contractées ou pendantes).

#### 3.2: Défauts extrinsèques

Les défauts extrinsèques sont dus à la pollution par des espèces chimiques étrangères à la matrice. Ils sont essentiellement introduits lors des différentes étapes technologiques. Il s'agit des atomes dopants provenant du substrat, d'ions provenant de l'atmosphère lors de la croissance de la couche ou encore d'atomes métalliques issus du dépôt des interconnexions.

### 3.3: Défauts d'interface

L'interface entre le diélectrique et le semi-conducteur est l'objet de nombreux défauts. La structure et les paramètres de maille des deux matériaux ne peuvent être identiques. Il en résulte que les liaisons sont contraintes, distordues voire pendantes.

Dans le cas de  $\text{SiO}_2$ , ces liaisons pendantes sont appelées centres  $\text{P}_b$  et ont été mises en évidence par Electron Spin Resonance (ESR) [9]. Il en existe deux types :  $\text{Pb}_0$  et  $\text{Pb}_1$ .

$\text{Pb}_0$  est un atome de silicium trivalent lié à trois autres atomes de silicium dont la quatrième liaison est pendante vers l'oxyde noté  $\bullet\text{Si}=\text{Si}_3$ .  $\text{Pb}_1$  est un atome de silicium trivalent lié à deux atomes de silicium et un atome d'oxygène noté  $\bullet\text{Si}=\text{Si}_2\text{O}$ . Ces défauts ont trois états de charge possible suivant la position du niveau de Fermi dans la bande interdite du semi-conducteur. Si  $E_F$  est proche de la bande de valence la charge est positive, si il est proche de la bande de conduction la charge est négative. Si le niveau de Fermi est au centre de la bande interdite, la charge est nulle. Ce sont des défauts amphotères.

Les défauts à l'interface peuvent également être des liaisons faibles Si-Si et Si-O ou encore des impuretés à l'interface. Les liaisons distordues constituent également des états d'interface. La répartition énergétique des états d'interface liés aux défauts se fait dans la bande interdite. Les énergies des états liés aux distorsions de liaisons se situent essentiellement aux extrémités de la bande tandis que les liaisons pendantes sont le siège de niveaux plus profonds [10].

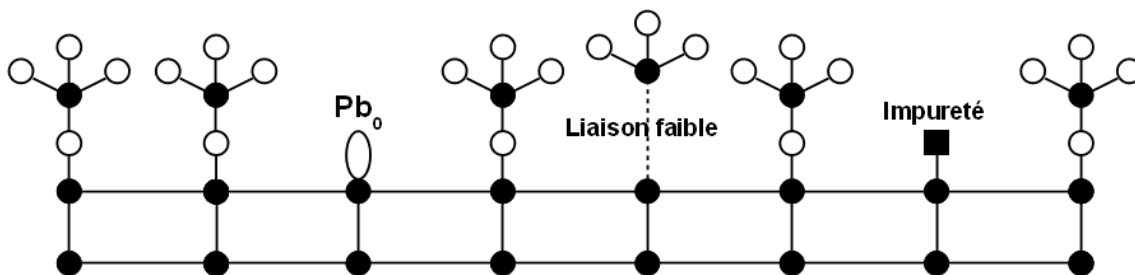


Figure 1.11 : Représentation de quelques défauts à l'interface Si-SiO<sub>2</sub>.

### 3.4: Défauts de volume

Les défauts qui prédominent dans le volume de l'oxyde pour  $\text{SiO}_2$  sont les lacunes d'oxygène et les liaisons pendantes de Si (silicium trivalent). La maille élémentaire de  $\text{SiO}_2$  est un tétraèdre occupé à ses sommets par les atomes d'oxygène, l'atome de silicium se situant au centre. La couche

présente sur les dispositifs MOS n'est pas cristalline mais vitreuse et présente un ordre à faible distance. La lacune d'oxygène est donc une absence d'atome d'oxygène, la liaison covalente se faisant directement entre deux atomes de silicium. La liaison Si-Si est plus faible que la liaison Si-O et est donc susceptible d'être brisée plus rapidement, ce qui peut produire un défaut dit E'.

Le défaut E' revient à une rupture de liaison Si-Si et apparaît donc en lieu et place d'une lacune d'oxygène. Un des deux atomes de silicium a cédé un électron et est donc chargé positivement (trou capturé), le second a un électron non apparié et constitue le centre E'

#### **4: Mécanismes de dégradation du diélectrique par stress électrique**

Des défauts sont présents dans les oxydes de grille des dispositifs électroniques dès leur fabrication, a fortiori s'il s'agit d'un matériau innovant dont la technologie de production n'est pas aussi aboutie que celle du SiO<sub>2</sub>. Cependant, lors de leur fonctionnement, les structures MOS sont soumises à des tensions importantes qui correspondent à des champs électriques régnant dans le diélectrique ultra-mince pouvant atteindre des valeurs de l'ordre du MV.cm<sup>-1</sup>. Ces champs s'approchent des champs de claquage mesurés macroscopiquement sur couche épaisse. Ceci conduit à la dégradation progressive de l'oxyde de grille par génération de nouveaux défauts. Elle peut aller jusqu'à la perte localisée du caractère isolant de la couche. Un important courant de fuite de grille apparaît alors. Ce phénomène est appelé claquage du diélectrique. Le bon fonctionnement du dispositif est souvent compromis, d'autant plus lorsque ses dimensions sont nanométriques. La consommation énergétique du circuit intégré augmente avec les courants de fuite. De plus, les défauts créés à l'interface sont susceptibles de piéger des porteurs du substrat et ainsi modifier le comportement du transistor, notamment par un décalage de la tension de seuil. L'étude de la dégradation puis du claquage des couches diélectriques apparaît indispensable afin d'évaluer la fiabilité des dispositifs et leur espérance de vie.

Nous présentons ici les mécanismes de dégradation et de claquage pour le cas d'école qu'est la silice. Les mécanismes qui affectent SiO<sub>2</sub>, sont, pour bonne partie analogues à ceux qui conduisent à la dégradation des oxydes high-k. Cependant, en fonction de ses caractéristiques, chaque matériau réagit différemment au stress, ce qui justifie d'intenses recherches en vue de leur intégration.



Les mécanismes de dégradation puis de claquage de  $\text{SiO}_2$  ne font toujours pas consensus et font encore l'objet de recherches. Cependant, il semble se dégager que l'injection d'électrons dans la couche par effet tunnel Fowler-Nordheim soit la principale cause de dégradation de la couche plutôt que le champ électrique imposé lui-même. D'une part on distingue le claquage extrinsèque provoqué par des problèmes de conception tels que des impuretés métalliques, précipitation, réduction locale de l'épaisseur ou concentration locale importante de défauts. Ces causes peuvent être traitées par une bonne maîtrise technologique. D'autre part on distingue le claquage intrinsèque qui advient sur une structure, même idéale pour un champ électrique suffisamment important.

Trois mécanismes sont principalement proposés comme explication de la dégradation puis du claquage.

#### 4.1: Modèle E ou thermochimique

Dans ce modèle, la dégradation du diélectrique est gouvernée par la tension appliquée, les porteurs de charge traversant la couche ne jouant qu'un rôle marginal. McPherson a fait une revue sur ce modèle [11]. Il se base sur le constat que sous certaines conditions, le temps de claquage du diélectrique Time-dependant dielectric Breakdown (TDDB) soumis à un champ constant a une dépendance exponentielle au champ électrique [12][13].

Physiquement, le fort champ électrique, exalté à l'échelle locale, conduit à la rupture de liaisons Si-O et la formation de centres Pb. Ces centres Pb dans le volume ont pu être observés par Electron Spin Resonance et le modèle permet une bonne prédiction du champ de claquage en fonction de la constante diélectrique [14] comme illustré sur la figure 1.12. Cependant, des expériences d'injection d'électrons chauds depuis le substrat ou *Substrate Hot Injection* (SHE) vont à l'encontre de cette hypothèse [15]. Dans cette expérience, grâce à un réservoir  $n^+$  dans le substrat p, on contrôle le courant de grille indépendamment de la tension aux bornes de l'oxyde par le potentiel du réservoir. La couche est dégradée en fonction des porteurs injectés et non de la tension à ses bornes.

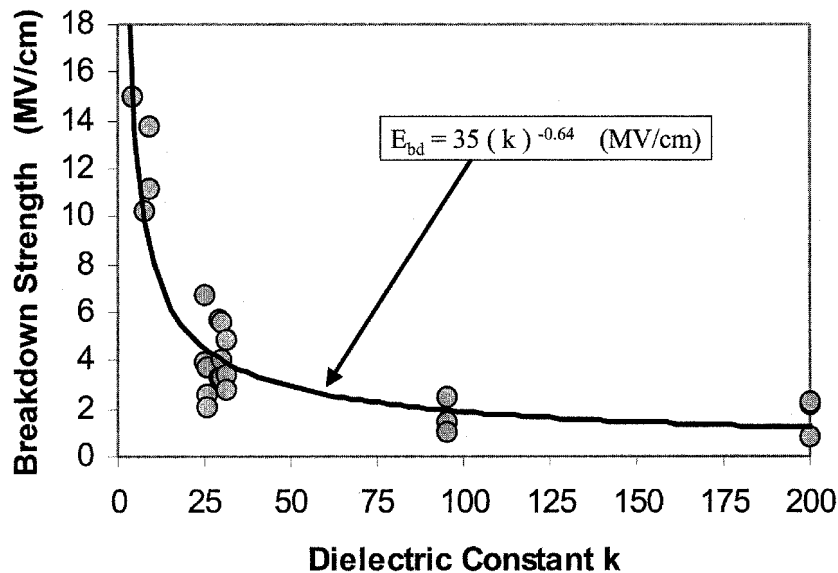


Figure 1.12 : Champ de claquage en fonction de la constante diélectrique par le modèle E d'après [14]

## 4.2: Modèle AHI : Anode Hole Injection

Ce modèle suppose que les défauts sont générés par des trous chauds qui seraient injectés depuis l'anode dans le diélectrique sous l'effet du champ électrique [16][17][18].

Les trous chauds peuvent être générés de trois façons :

- Pour des oxydes relativement épais et à fort champ électrique, ils sont générés par ionisation d'impact par les électrons chauds injectés depuis la cathode dans  $\text{SiO}_2$ .
- Pour des tensions intermédiaires, la génération de trous est assistée par plasmons de surface.
- Pour des tensions modestes, ils sont générés par ionisation d'impact par les électrons chauds injectés depuis la cathode dans le silicium.

Il semble que la tension nécessaire à la génération de charges positives dans l'oxyde par des trous chauds soit possible pour des tensions importantes (7 ou 8 V) [19] mais peut advenir pour des tensions plus faibles [20].

Pour quelques volts, le courant de trous chauds générés dans le silicium est très inférieur (12 décades) au courant électronique primaire. Dans ces conditions, la création de défauts par les trous doit être beaucoup plus efficace que la génération par les électrons, ce qui compromet l'hypothèse AHI.

### 4.3: Modèle AHR : Anode Hydrogen Release

Le mécanisme de libération d'hydrogène à l'anode, comme le modèle AHI, fait intervenir les électrons traversant la couche par effet tunnel jusqu'à l'anode [21][22][23]. Des atomes d'hydrogène présents à l'interface sont ainsi libérés, sous forme protonique puis injectés dans la couche diélectrique sous l'effet du champ électrique. La réaction avec les lacunes d'oxygène produit un défaut électriquement actif, les lacunes sont en quelque sorte activées. A l'appui de ce modèle, l'exposition à des radicaux hydrogénés du substrat, en l'absence de champ électrique, produit le même type de défauts [24] et la vitesse de désorption des atomes d'hydrogène en fonction de l'énergie incidente ressemble à la dépendance en tension de la création des pièges [25]. Les films humidifiés subissent également une dégradation plus importante [26].

Les atomes d'hydrogène mis en jeu sont issus de la passivation de la surface de silicium. A ce titre, on pourrait qualifier ce mécanisme de dégradation d'extrinsèque. La figure 1.13 illustre le mécanisme AHR.

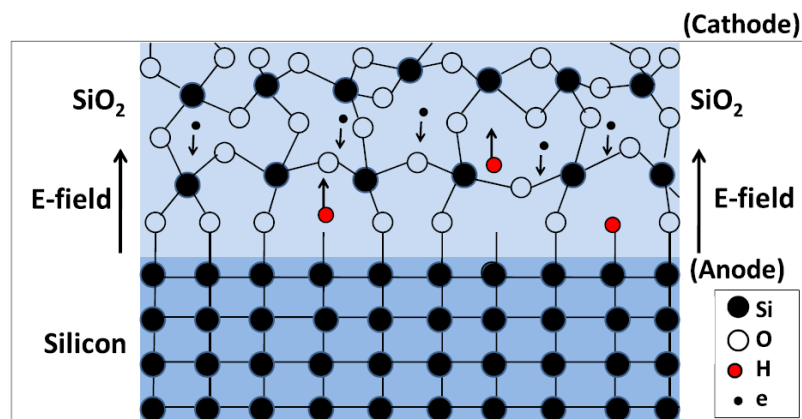


Figure 1.13 : Schéma de principe du modèle AHR. Les atomes d'hydrogène à l'interface sont relâchés sous l'effet des électrons incidents puis injectés dans l'oxyde. [27]

### 4.4: Dégradation par porteurs chauds

Sous l'effet du champ électrique entre source et drain  $V_{DS}$ , les porteurs du canal sont accélérés et acquièrent une énergie suffisante pour être qualifiés de porteurs chauds. Ces porteurs sont susceptibles d'être capturés à l'interface semi-conducteur/oxyde ou de générer des défauts en rompant des liaisons par transfert d'énergie. Ces nouveaux défauts constituent des pièges pour les

charges et perturbent le fonctionnement du transistor. En particulier la tension de seuil peut subir un décalage, ce qui est très problématique pour les applications analogiques. Un exemple en est donné figure 1.14. Via la réduction de la longueur de diffusion des porteurs, la conductance est également réduite. Cependant, les porteurs chauds du canal génèrent des défauts d'interface essentiellement, qui sont peu impliqués dans le processus de claquage de l'oxyde de grille.

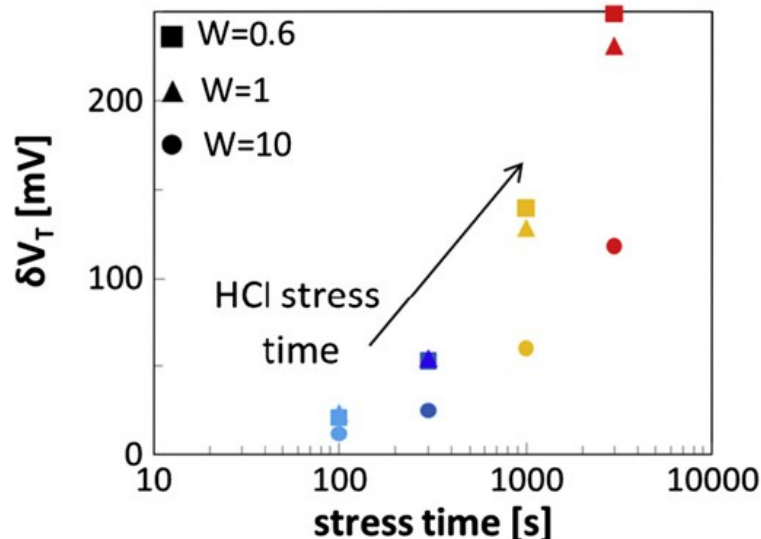


Figure 1.14 : Exemple de décalage  $\delta V_T$  de la tension de seuil suite au stress par porteurs chauds sur des transistors de différentes largeurs [28]

## 5: Claquage diélectrique

### 5.1: Définition

Le claquage diélectrique est défini comme la perte du caractère isolant de la couche diélectrique. Dans les dispositifs électroniques, cela se traduit par un court-circuit entre la grille et le substrat, le transistor n'est plus fonctionnel. Il se produit suite au stress électrique, et résulte de la dégradation par les différents mécanismes que nous avons décrits précédemment. Si une tension est appliquée à la structure MOS, l'oxyde est progressivement dégradé avant que le claquage ne se produise. La figure 1.15 [29], représente des caractéristiques  $I(t)$  obtenus sur des capacités MOS dont le diélectrique est le dioxyde d'hafnium, utilisé actuellement dans l'industrie, sur substrat InGaAs et dont la grille est métallique. On constate que le courant est un courant de fuite stable et faible au début de la mesure. Puis progressivement le courant augmente modérément et oscille. Cette phase est qualifiée de pré-claquage ou Soft Breakdown. Jusqu'ici le phénomène est réversible,

d'où les oscillations. Enfin le courant augmente fortement et subitement, il s'agit du claquage franc ou Hard Breakdown. Le claquage est irréversible et en règle générale, un transistor dont l'oxyde de grille est claqué n'est plus fonctionnel.

On remarque que le courant de fuite initial, essentiellement dû à la conduction tunnel Fowler-Nordheim, est évidemment plus élevé pour une tension appliquée plus grande. Le claquage se produit également plus rapidement puisque le stress est plus intense, et donc la vitesse de dégradation plus grande.

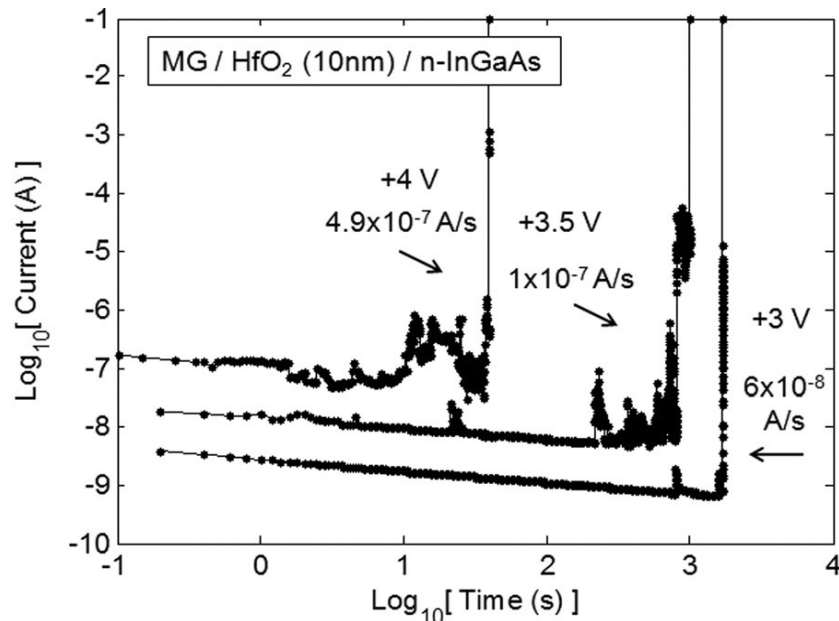


Figure 1.15 : Mesures de type  $I(t)$  à différentes tensions sur une couche  $HfO_2/n-InGaAs$ . Le niveau de courant augmente subitement de plusieurs ordres de grandeur, c'est le claquage. [29]

## 5.2: Courant de fuite induit par stress

On définit également un courant de fuite induit par stress électrique appelé SILC comme Stress Induced Leakage Current. Ce courant a pour origine la génération de défauts électriquement actifs dans l'oxyde et est assimilé au courant tunnel assisté par pièges (TAT). Lors d'observations macroscopiques, ce courant, réparti sur la surface de la structure MOS, est apparent pour des tensions modérément élevées. A ce titre, il se distingue du courant de pré-claquage qui lui a une valeur significative à basse tension. La figure 1.16 [30] présente des caractéristiques  $I(V)$  obtenues sur une silice de 4,3 nm d'épaisseur sur Si-p. La mesure sur oxyde frais montre que la conduction par effet tunnel Fowler-Nordheim est prédominante. Suite au stress électrique, le SILC apparaît pour des tensions plus faibles. Deux courbes représentent la conduction après que se soit produit le pré-claquage (SBD) puis le claquage (HBD), dont l'intensité est sensiblement plus importante, plus

encore en basse tension. Notons que la distinction entre pré-claquage et claquage n'est pas univoque.

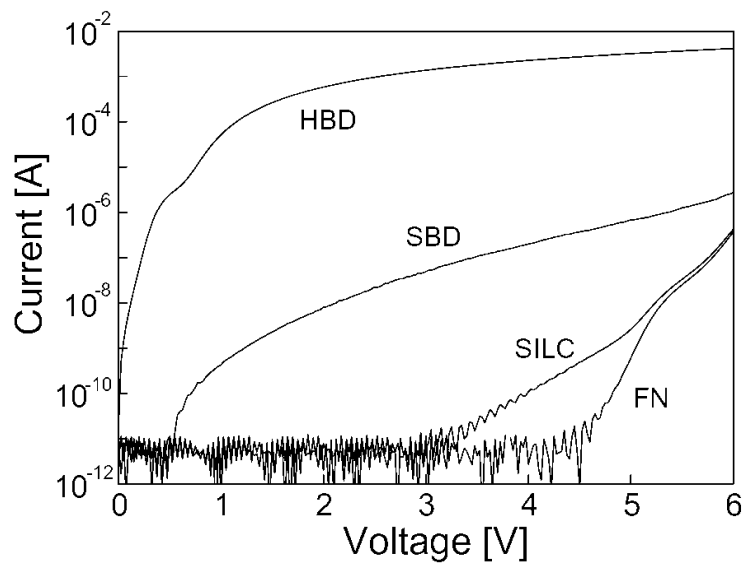


Figure 1.16 : Caractéristiques  $I(V)$  obtenues sur  $\text{SiO}_2(4,3 \text{ nm})/\text{Si-p}$  avec (électrode de  $8600 \mu\text{m}^2$ ) [Miranda04]. Différents modèles de conduction : Fowler-Nordheim sur la couche fraîche, puis SILC et enfin pré-claquage et claquage [30].

### 5.3: Modèle de percolation

Le temps de claquage appelé Time-Dependant Dielectric Breakdown (TDDB) pour une structure donnée à tension donnée, n'est évidemment pas parfaitement répétable. Il existe une répartition statistique autour d'une moyenne. La distribution se répartit en réalité autour d'un nombre de défauts moyen nécessaire au claquage.

En 1995, Degreave [31] propose que les défauts peuvent être considérés comme des sphères qui, lorsqu'elles se recouvrent sur toute l'épaisseur de l'oxyde, forment un chemin conducteur, c'est le claquage. Suñé [32] propose ensuite, sur le même principe, de considérer la matrice de l'oxyde comme un empilement de mailles élémentaires dont le volume correspond à celui des défauts. Chaque maille, au départ isolante, est susceptible de devenir un défaut conducteur. Lorsque apparaît un alignement de défauts sur l'épaisseur de la couche, le chemin de percolation est créé. Le principe est illustré figure 1.17. Le modèle de percolation, s'il n'est pas basé sur des considérations purement physiques, a l'avantage d'expliquer la dispersion des temps de claquage TDDB. La répartition statistique est celle de Weibull. De la même manière, il est possible de décrire la distribution statistique du champ ou de la tension de claquage. Ces paramètres sont obtenus par des mesures  $I(V)$ , la tension de claquage étant la tension pour laquelle le courant augmente subitement de

plusieurs ordres de grandeur.

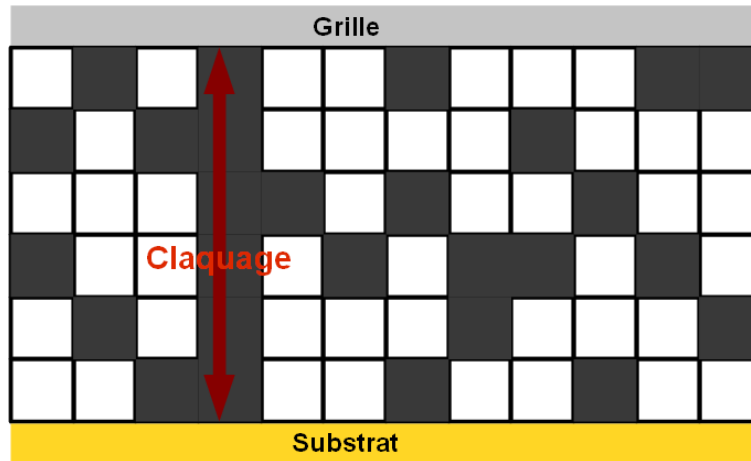


Figure 1.17 : Schéma illustrant le modèle de percolation de Suñé. Les cases blanches sont isolantes, les cases noires correspondent aux défauts générés aléatoirement. Un alignement de défauts sur la hauteur forme le chemin de percolation.

## 5.4: Statistique de Weibull

La statistique de Weibull est utilisée pour décrire l'espérance sur la défaillance d'un objet. Dans notre cas la défaillance correspond au claquage diélectrique. La probabilité de défaillance en fonction d'un paramètre  $x$  est donnée par :

$$f(x) = \frac{\beta}{\alpha} \left(\frac{x}{\alpha}\right)^{\beta-1} e^{-\left(\frac{x}{\alpha}\right)^\beta} \quad (1.9)$$

$\alpha$  et  $\beta$  sont les paramètres positifs de la distribution.  $\alpha$ , de la dimension de  $x$ , est appelé paramètre d'échelle et  $\beta$ , sans dimension, est le paramètre de forme.

La variable  $x$  est souvent le temps, la distribution exprime donc la probabilité instantanée de défaillance. Pour l'étude du claquage, il peut s'agir d'une tension.

Lorsque  $\beta$  est inférieur à 1, la probabilité de défaillance est maximale au départ puis décroît continûment. Ceci traduit le fait que la population étudiée est composée d'un nombre significatif d'éléments ayant un défaut d'origine, ce qui conduit à une forte « mortalité infantile ». La principale cause de défaillance est la malfaçon. Pour le claquage diélectrique, on parle de Early Breakdown.

Lorsque  $\beta$  est supérieur à 1, la probabilité instantanée de défaillance augmente. La défaillance est alors gouvernée par le vieillissement, l'usure. L'objet accumule les défauts jusqu'à la défaillance.

Si  $\beta=1$ , la probabilité de rupture est constante. La défaillance est purement aléatoire et la population d'éléments n'ayant pas encore subi la rupture décroît exponentiellement. C'est le cas d'un inventaire radio-isotopique par exemple.

La probabilité de défaillance cumulée depuis l'origine  $F(x)$  s'écrit :

$$F(x) = \int_0^x f(x) dx = 1 - e^{-\left(\frac{x}{\alpha}\right)^\beta} \quad (1.10)$$

et on la linéarise par le passage en échelle dite de Weibull tel que:

$$W[F(x)] = \ln(-\ln(1 - F(x))) = \beta \ln\left(\frac{x}{\alpha}\right) \quad (1.11)$$

On remarque que  $\alpha$  est la valeur moyenne de  $x$  pour laquelle la défaillance advient. Il s'agit de la valeur moyenne du temps de claquage TDDB, ou du champ de claquage moyen  $V_{BD}$ .  $\beta$  est la pente de la distribution et est également appelée pente de Weibull.

Lorsque l'on reprend le modèle de Suñé, on remarque que plus la surface de la structure est grande, et donc plus il y a de colonnes susceptibles de devenir chemin de percolation, plus la probabilité de claquage est grande. On montre aisément que pour deux surfaces différentes  $S_1$  et  $S_2$  la relation entre les distributions en échelle de Weibull est la suivante :

$$W[F_2(x)] = W[F_1(x)] + \ln\left(\frac{S_2}{S_1}\right) \quad (1.12)$$

Le schéma 1.18 illustre les représentations de Weibull pour deux surfaces différentes. La pente  $\beta$  est la même, seul le paramètre d'échelle  $\alpha$  change.

L'épaisseur de la couche est également un paramètre important. Plus la couche est mince, plus le paramètre  $\beta$  est faible [33][34]. Dans le modèle de Suñé, dans le cas limite où l'épaisseur de la couche est réduite à la taille d'un défaut (une cellule), le claquage se produit dès qu'un défaut est créé. Ainsi la probabilité de claquage est constante dans le temps (à tension constante) et la pente de Weibull est égale à 1.



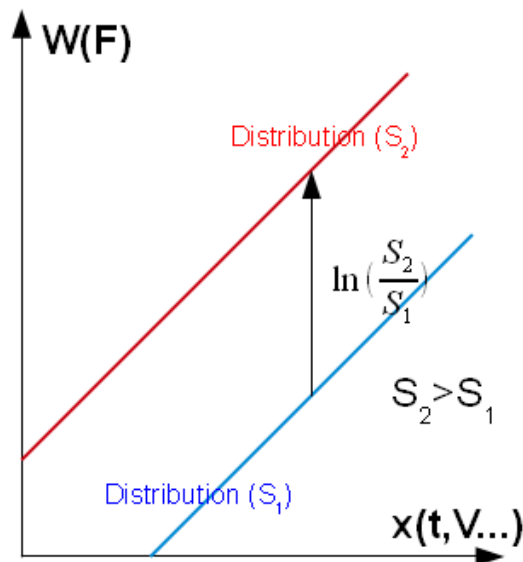


Figure 1.18 : La distribution de Weibull dépend de la surface du dispositif mais la pente ne change pas. Autrement dit, plus un objet contient d'éléments, plus la probabilité qu'au moins un élément soit défaillant est grande.

## 5.5: Extrapolation des durées de vie

Les industriels de la microélectronique utilisent cette approche statistique pour évaluer la fiabilité de leur production. Ils réalisent des tests de résistance au claquage sur un million de transistors. Pour accélérer la procédure, la tension de stress est supérieure à la tension de fonctionnement du dispositif. Il est alors nécessaire de connaître l'impact de la tension appliquée sur le temps de claquage afin de pouvoir extrapoler l'espérance de vie des dispositifs en fonctionnement. En fonction du modèle utilisé pour décrire la génération de défauts, la dépendance du temps de claquage TDDB au champ électrique diffère.

-Pour le modèle thermochimique aussi appelé modèle en E :

$$TDDB \propto e^{\gamma E} \quad (1.13)$$

avec  $\gamma$  le facteur d'accélération en tension

-Pour la génération de défauts AHI ou AHR la dépendance en tension du temps de claquage est de type:

$$TDDB \propto e^{\frac{\gamma}{E}} \quad (1.14)$$

ou encore [35] :

$$TDDB \propto V^N \quad (1.15)$$

Il est primordial de choisir le modèle le plus réaliste puisque si ces tous modèles permettent la description de la distribution de claquage à haute tension, ils divergent fortement à basse tension (figure 1.19)

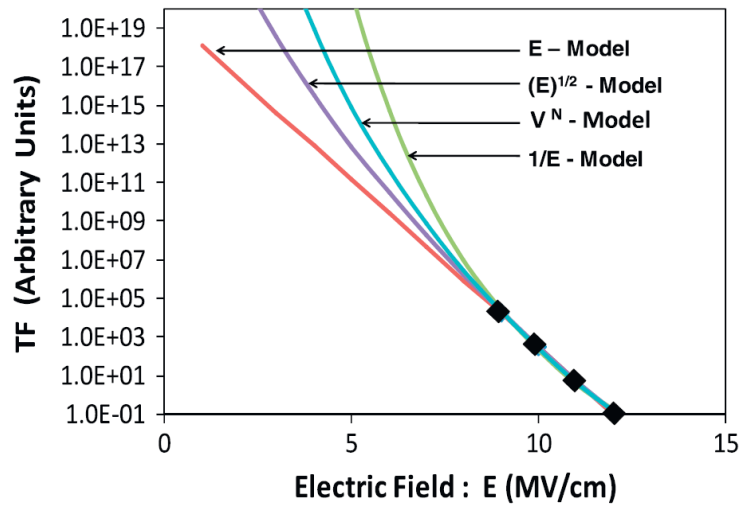


figure 1.19 : Schéma illustrant la divergence des différents modèles de claquage à basse tension de stress [27].

## 5.6: Tension de claquage

S'il est possible d'étudier la statistique de claquage par mesure  $I(t)$ , il est également possible d'extraire les tensions de claquage  $V_{BD}$  à partir d'une rampe  $I(V)$ . Cependant, le champ de claquage moyen extrapolé varie avec la vitesse de balayage de la rampe de tension. Plus la vitesse de rampe est rapide, plus la la tension de claquage est élevée jusqu'à saturation [36][37]. En première approximation, plus le stress est prolongé, plus le claquage se produit rapidement.

On peut définir le nombre moyen  $N_{BD}$  de défauts nécessaires au claquage. Pour le modèle AHI et AHR, le nombre instantané de défauts générés est proportionnel, à tension donnée, au courant primaire d'électrons traversant la couche ; il est donc possible de définir une charge  $Q_{BD}$  nécessaire au claquage. La probabilité qu'un électron traversant la couche donne lieu à un défaut est appelée  $P_g$ . On a alors pour  $P_g$  constante [38]:

$$Q_{BD} = \frac{q N_{BD}}{P_g} \quad (1.16)$$

mais de manière générale :

$$N_{BD} = \frac{1}{q} \int_0^{Q_{BD}} P_g dQ \quad (1.17)$$

Or,  $P_g$  dépend fortement de la tension appliquée sur la structure comme le montre la figure 1.20 [39]. Dans ces conditions, l'exploitation des caractéristiques  $I(V)$  pour la statistique de claquage est plus délicate. La majorité des études consiste donc en des mesures de TDDB.

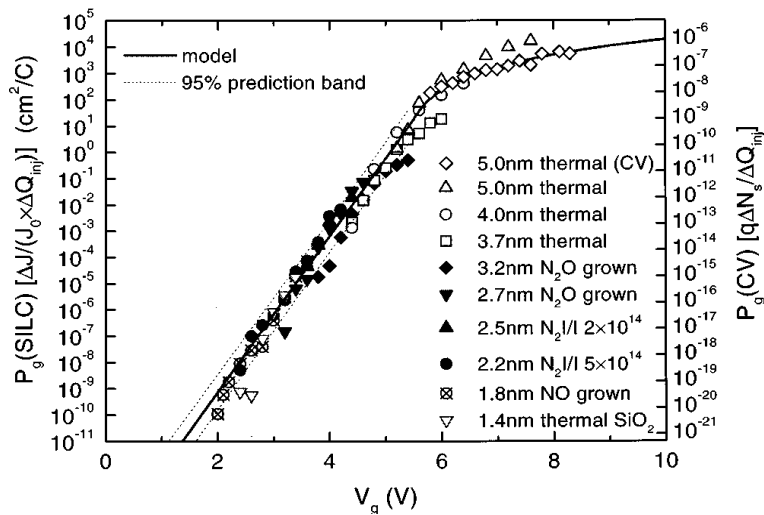


Figure 1.20 : Mesures de  $P_g$  en fonction du champ appliqué au diélectrique sur différentes couches. La valeur de  $P_g$  est extraite à partir de mesures de SILC après le stress [39].

## **6: Microscopie à force atomique**

### **6.1: Microscope à effet tunnel : Naissance de la microscopie en champ proche**

C'est en 1982 que Binnig, Rohrer, Gerber et Weibel de IBM Zurich annoncent l'invention du microscope à effet tunnel, en anglais, Scanning Tunneling Microscopy (STM) [40]. Cette invention constitue le début de la microscopie en champ proche. Le STM, comme l'indique son nom, repose sur le principe quantique de l'effet tunnel. Lorsque deux surfaces conductrices sont approchées à une distance subnanométrique, il est possible de mesurer un courant traversant l'espace les séparant par application d'une tension. Le STM est constitué d'une pointe en Tungstène, obtenue par étirement ou attaque électrochimique, dont l'extrémité a un rayon de courbure de quelques dizaines de nanomètres. La pointe est approchée de la surface de l'échantillon métallique progressivement et polarisée par rapport à celui-ci. Lorsque la distance séparant la pointe de l'échantillon est suffisamment faible, le courant tunnel, qui est mesurable apparaît.

La position de la pointe par rapport à l'échantillon est contrôlée via un système d'asservissement sur le courant tunnel. Ces déplacements de très faible amplitude de la sonde sont possibles grâce à l'utilisation de céramiques piézoélectriques, dont l'élongation ou la contraction est infinitésimale suite à l'application d'une tension. Une céramique piézoélectrique sert donc au déplacement vertical de la pointe et deux autres servent aux déplacements latéraux de la sonde en x et y. Ce dispositif permet ainsi de reconstituer la topographie de surface de l'échantillon avec une résolution inégalée. Plus précisément, c'est une surface d'équiprobabilité de présence électronique qui est observée, soit encore les orbitales atomiques ou moléculaires. Le STM, qui nécessite de travailler sous ultra-vide permet effectivement de faire des images des atomes.

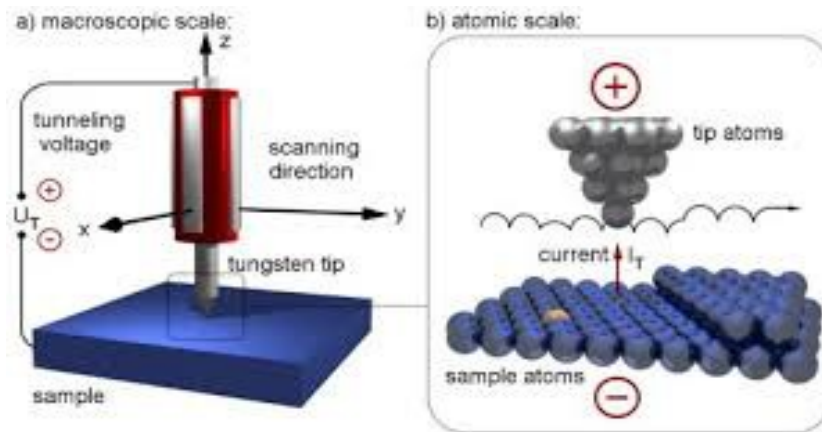


Figure 1.21 : Schéma du fonctionnement d'un microscope à effet tunnel [41]

## 6.2: Microscope à force Atomique : principe

Le microscope à effet tunnel est cependant restreint à l'étude d'échantillons conducteurs. C'est pour remédier à cette contrainte que l'équipe de Binnig, les pères du STM, donnent naissance à son petit frère, le Microscope à Force Atomique (AFM) [42].

Dans le cas du microscope à force atomique, ce n'est pas sur le courant tunnel entre la pointe et l'échantillon que la position verticale de la sonde est asservie mais sur les forces inter-atomiques à courte distance. Ces forces sont attractives ou répulsives. Les forces attractives, prépondérantes à longue distance sont, entre autre, la force coulombienne de type dipolaire (force de Van der Waals) et de capillarité si l'environnement n'est pas l'ultra-vide. La force répulsive, prépondérante à courte distance, est également coulombienne, c'est la manifestation du principe d'exclusion de Pauli. Il est possible de modéliser ces interactions par un puits de potentiel de type Lennard-Jones [43] représenté figure 1.22. Son expression en fonction de la distance  $r$  entre les deux atomes est :

$$V_{LJ} = 4\epsilon \left[ \left( \frac{r_0}{r} \right)^{12} - \left( \frac{r_0}{r} \right)^6 \right] \quad (1.18)$$

avec  $\epsilon$  la profondeur du puits de potentiel (de l'ordre de 10 meV),  $r_0$  la distance pour laquelle le potentiel s'annule.

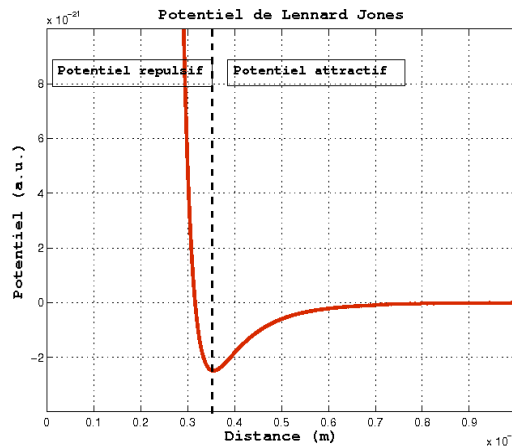


Figure 1.22 : représentation du potentiel de Lennard-Jones

L'ordre de grandeur de ces forces est de  $10^{-15}$  N . La microscopie à force atomique n'a été possible qu'à la condition de pouvoir mesurer et asservir sur des forces de cet ordre de grandeur. Pour la première expérience de microscopie à force atomique, c'est un STM qui a servi à détecter le déplacement de la sonde AFM par mesure de courant tunnel entre la pointe STM et la sonde AFM conductrice. Rapidement, des pointes montées sur un microlevier (cantilever) de dimensions micrométriques (quelques centaines de micromètres de longueur), et donc de faible constante de raideur ( $0,1$  à  $100 \text{ N.m}^{-1}$ ) sont utilisées. Ces pointes sont obtenues par lithographie et gravure sur wafer de silicium et empruntent aux technologies de la microélectronique. Une image par microscopie électronique à balayage de pointe AFM est présentée figure 1.23.

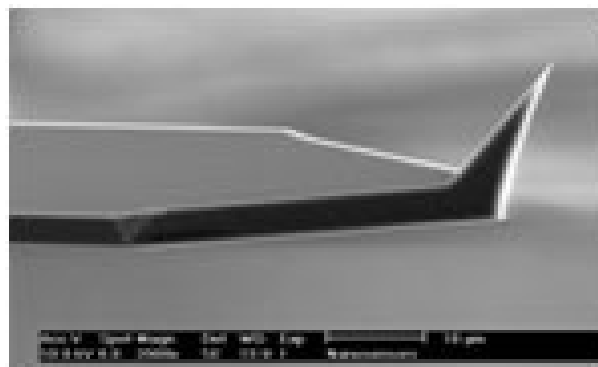


Figure 1.23 : Image MEB d'une pointe AFM sur son microlevier issue du site du fabricant Nanosensors (<http://www.nanosensors.com/contact-mode-afm-tips>)

Pour mesurer la force d'interaction entre le sommet de la pointe et la surface de l'échantillon, il suffit de détecter le fléchissement du microlevier. Pour ce faire, un faisceau laser généré par une diode est focalisé sur la face supérieure du microlevier. Le faisceau réfléchi est dévié en fonction du fléchissement. Un photo-détecteur de type photodiode à quatre quadrants permet de mesurer cette

déviations. La division en quadrants inférieurs et supérieurs donne l'information sur la position verticale de la sonde tandis que la division latérale permet de détecter la torsion du levier (informations sur la friction lors du balayage par la sonde). Un schéma de ce montage est présenté figure 1.24.

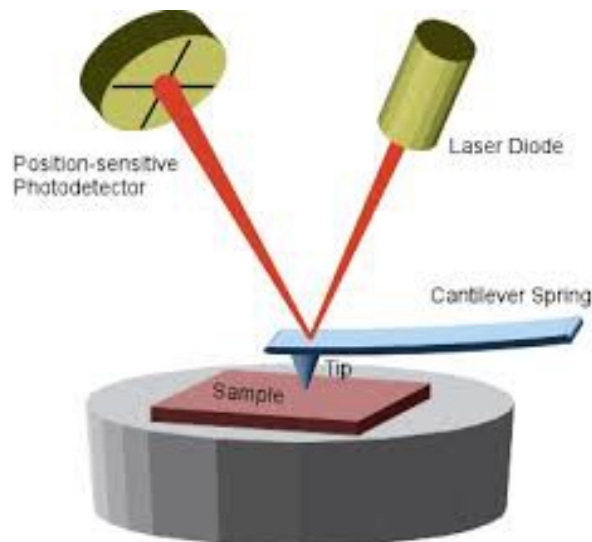


Figure 1.24 : Schéma du principe de fonctionnement de l'AFM [<http://www3.physik.uni-greifswald.de/method/afm/eafm.htm>]

Il existe trois modes classiques d'acquisition d'une image topographique de la surface d'un échantillon que nous présentons ici. Il s'agit du mode contact, non contact et contact intermittent.

### 6.3: Imagerie en mode contact

Le mode contact est le mode originel de l'AFM. Il consiste à maintenir la pointe AFM en contact avec l'échantillon, c'est-à-dire en interaction répulsive. L'interaction se situe dans la partie gauche du potentiel de Lennard-Jones tel que représenté plus haut. L'expérimentateur choisit une force d'interaction, en pratique un signal de déviation du faisceau laser mesuré par la photodiode, qui sert de consigne. La sonde balaye la surface via un axe lent et un axe rapide tandis que la position verticale de la sonde relativement à la surface est maintenue constante par asservissement sur le signal de la photodiode. L'asservissement est de type Proportionnel et Intégral (PI). Sur le papier, il est possible de se passer de la céramique piézoélectrique pour l'axe z. La mesure de déflexion suffirait à connaître la position verticale de la pointe. Cependant la calibration est difficile et une surface rugueuse de l'échantillon ou un simple tilt seraient rédhibitoires.

## 6.4: Imagerie en mode non contact

Le mode non contact a été inventé en 1987 [44], peu après l'apparition de l'AFM, afin de pouvoir sonder la surface d'échantillons fragiles. Il permet, dans de bonnes conditions, d'atteindre la résolution atomique.

Le mode non contact peut également faire intervenir l'oscillation du levier. En effet, le microlevier est un oscillateur de fréquence propre allant en général de quelques dizaines à quelques centaines de kHz. La fréquence propre est celle du levier en interaction avec la surface, elle dépend de la géométrie du levier mais aussi de la force d'interaction. La pulsation propre s'exprime ainsi [45]:

$$\omega_0 = \sqrt{\frac{k - \partial F / \partial z}{m}} \quad (1.19)$$

$m$  est la masse du levier,  $k$  la constante de raideur,  $F$  la force d'interaction. En mode non contact, la pulsation propre diminue lorsque la distance pointe-surface diminue.

Il est appelé non contact car la sonde n'appuie pas sur la surface, la distance pointe-surface est maintenue de telle sorte que l'interaction soit attractive (partie droite du potentiel de Lennard-Jones tel que représenté). Il peut s'agir d'une régulation sur la force d'interaction à l'instar du mode contact. Cette technique est très sensible car les forces mises en jeu sont faibles. Elle nécessite un environnement contrôlé et est pratiquée sous vide.

Il est possible de laisser le levier osciller librement à sa fréquence propre, la variation de distance pointe-surface est détectée par la variation de fréquence d'oscillation. La position de la pointe est asservie par la fréquence, mesurable sur le signal de la photodiode. Il est également possible de ne pas asservir et d'enregistrer la variation de fréquence, en première approximation proportionnelle à la variation de hauteur. Ce mode est réalisé sous vide car l'amortissement dû à l'air ne le permet pas.

Le levier peut également être excité à une fréquence proche de sa fréquence propre. Pour ce faire, il est monté sur une céramique piézoélectrique bimorphe dont chaque face est polarisée en opposition de phase par une tension alternative. L'interaction avec la surface module la fréquence et par voie de conséquence l'amplitude d'oscillation. On asservit alors la position de la pointe sur la fréquence ou sur l'amplitude. Ce mode est pratiqué en condition atmosphérique et peu praticable sous vide. Sans les frottements visqueux, le facteur de qualité augmente considérablement et le temps de retour à l'équilibre, et donc le temps d'acquisition, deviennent contraignants.



## 6.5: Mode contact intermittent

Développé par *Digital Instrument (devenu Veeco puis Bruker)*, sous le nom de Tapping, ce mode est inspiré du mode non contact en oscillation forcée. La pointe passe de la zone d'attraction à la zone de répulsion. La position de la pointe est généralement réglée sur l'amplitude d'oscillation.

## 6.6: Modes dérivés de l'AFM

Le microscope à force atomique est souple comparativement au microscope à effet tunnel. Ceci a permis à de nombreux modes dérivés de voir le jour. La géométrie du système pointe-levier est configurable en vue de diverses applications et il est possible de revêtir la pointe de matériaux tels que magnétique ou conducteur. Il existe un accès électrique à la pointe qui, avec les appareils de mesure adaptés, autorise les études de propriétés variées des échantillons. Citons la Magnetic Force Microscopy (MFM) qui permet l'étude localisée du champ magnétique, l'Electrostatic Force Microscopy (EFM) pour la détection de champ électrique, la Piezoresponse Force Microscopy (PFM) pour l'étude du comportement piezoélectrique de couches minces, la Kelvin Probe Force Microscopy (KPFM) pour la mesure du potentiel de surface, la Scanning Spreading Resistance Microscopy (SSRM) pour l'étude du profil de dopage, la Scanning Capacitance Microscopy (SCM) pour les mesures capacitives ou encore la Conductive Atomic Force Microscopy (C-AFM) parmi les plus répandues. Nous présentons ici les techniques utilisées dans nos études, en premier lieu le C-AFM.

### 6.6.1: Conductive Atomic Force Microscopy

Le microscope à force atomique en mode C-AFM utilise une pointe AFM rendue conductrice par dépôt d'un revêtement métallique, de diamant dopé ou encore des pointes en diamant dopé massif. Un convertisseur courant-tension de grande sensibilité est relié à la sonde AFM et à la face arrière de l'échantillon. Ce dispositif permet d'appliquer une tension et de mesurer des courants allant de quelques dizaines de fA jusqu'au  $\mu\text{A}$ . Le dispositif est illustré figure 1.25.

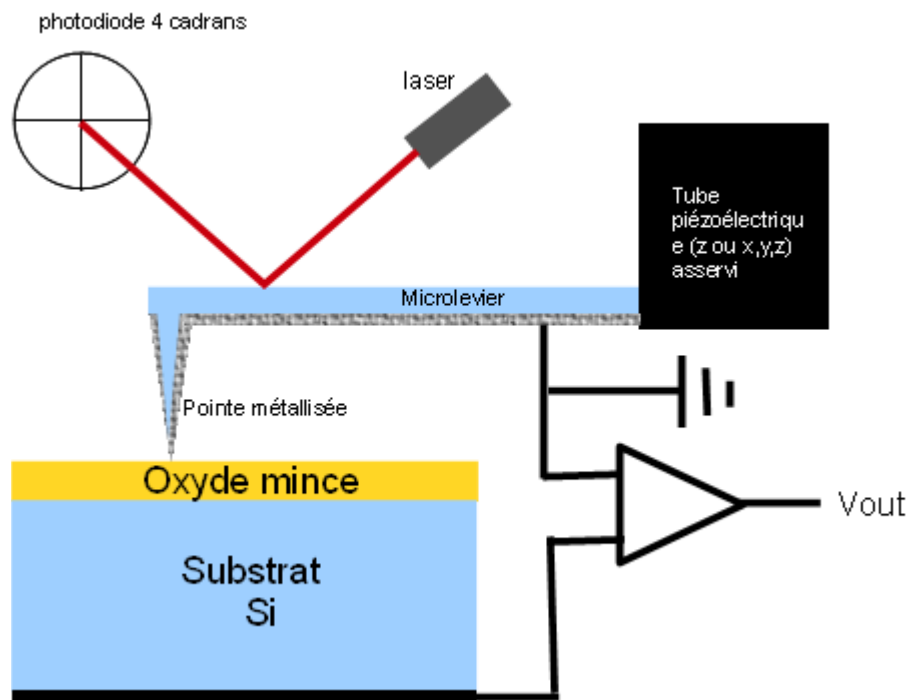


Figure 1.25 : schéma du dispositif C-AFM

Le C-AFM est exploitable de deux manières différentes :

-En appliquant une tension constante entre la pointe AFM et le spécimen, le courant collecté est cartographié conjointement à la topographie de surface. Un exemple est donné figure 1.26 sur une couche mince de diélectrique high-k polycristallin. On constate une certaine corrélation entre le courant de fuite et la répartition des grains et joints de grain.

-La pointe AFM est maintenue en un point fixe de la surface, puis une rampe de tension est appliquée. Il s'agit d'une spectroscopie de type  $I(V)$ . Ceci permet l'étude des mécanismes de conduction. Il est également possible d'enregistrer des caractéristiques du type  $I(t)$  ou  $I(z)$ .

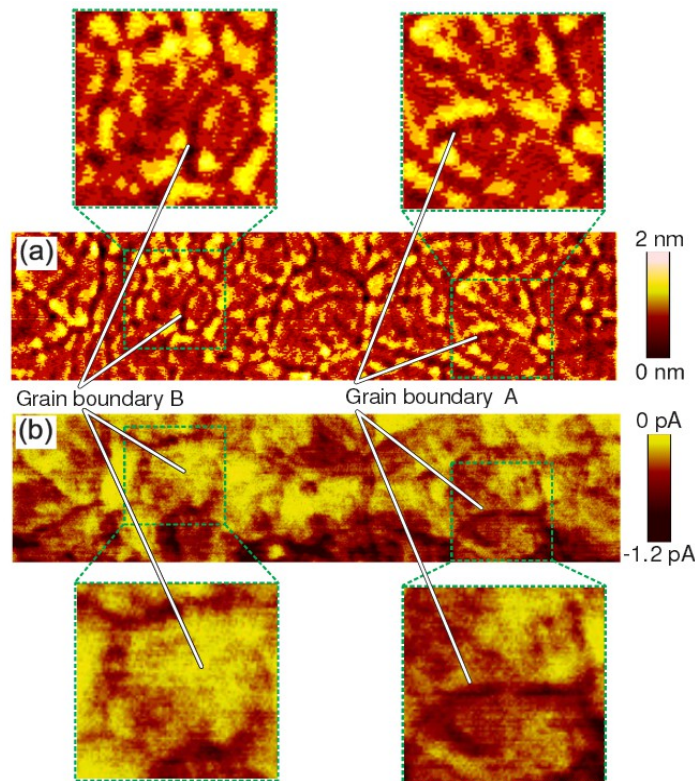


Figure 1.26 :Exemple de cartographie de courant couplée à la topographie sur couche high-k polycristalline( $HfSi_xO_y$ ). Les joints de grain sont le siège du courant de fuite [46]

### 6.6.2: Scanning Capacitance Microscopy

La Scanning Capacitance Microscopy (SCM) est une technique dérivée de l'AFM qui permet l'étude capacitive d'un échantillon de type diélectrique sur semi-conducteur. Étant donnée la faible valeur de la capacité de la structure MOS échantillon-pointe AFM conductrice, de l'ordre de l'attoFarad, la mesure ne peut être obtenue par impédancemétrie. Le dispositif électronique d'acquisition du signal est donc relativement complexe.

Il est composé d'un oscillateur comprenant un générateur haute fréquence (915 MHz). Un résonateur, comprenant un générateur de tension basse fréquence (de l'ordre de 90 kHz), un générateur de tension continue, une capacité variable en parallèle à la capacité MOS pointe-échantillon. L'oscillateur et le résonateur sont couplés par inductance. La capacité variable sert à ajuster la fréquence de résonance du résonateur à la fréquence propre de l'oscillateur. La fréquence de résonance de l'oscillateur varie avec la capacité pointe-échantillon appartenant au résonateur auquel l'oscillateur est couplé. Étant excité à fréquence fixe (915 MHz), son amplitude d'oscillation varie. La tension basse fréquence appliquée au résonateur permet une modulation périodique de l'amplitude d'oscillation. Un circuit de démodulation par détection synchrone permet la détection de

la variation d'amplitude. La mesure SCM consiste donc à mesurer  $dC/dV$ . Le générateur de tension continue permet de réaliser des spectres  $C(V)$ , la pointe étant fixée en un point. Elle permet également, en imagerie, un ajustement pour obtenir un maximum de signal  $dC/dV$  (position sur la caractéristique  $C(V)$ ).

La caractéristique  $C(V)$  d'une structure MOS est conditionnée par le dopage du semi-conducteur, il est donc possible de cartographier le dopage par SCM. A ce titre, la technique est concurrente de la Scanning Spreading Resistance Microscopy (SSRM).

## **7: Quelques apports du C-AFM pour l'étude des diélectriques**

### **7.1: Etude des mécanismes de conduction et observation du claquage diélectrique**

Les études des couches diélectriques par C-AFM sont relativement nombreuses. Dès 1995, O' Shea [47] réalise une caractérisation de  $\text{SiO}_2$  par Conductive AFM qui montre que les caractéristiques  $I(V)$  sont en bon accord avec le modèle de conduction par courant tunnel Fowler-Nordheim. Des cartographies d'épaisseur d'oxyde ont pu être obtenues ainsi [48][49]. Les mécanismes de conduction, avant et après claquage sont étudiés [50][51][52]. Le stress par application d'une rampe de tension en C-AFM conduit au pré-claquage et au claquage de la couche sous la pointe. Porti a également montré que le point de conduction peut se propager [53]. Il a également mis en évidence la conduction par courant tunnel assisté par piège via des nanocristaux de silicium insérés dans une matrice de silice [54][55]. La figure 1.27 présente des caractéristiques  $I(V)$  obtenues par Porti par C-AFM sur une couche de  $\text{SiO}_2$  de 5,9 nm. La conduction est assurée par effet tunnel Fowler-Nordheim, puis, suite au stress électrique, le pré-claquage est observable. Enfin le claquage par C-AFM est révélé par la forte augmentation du courant.

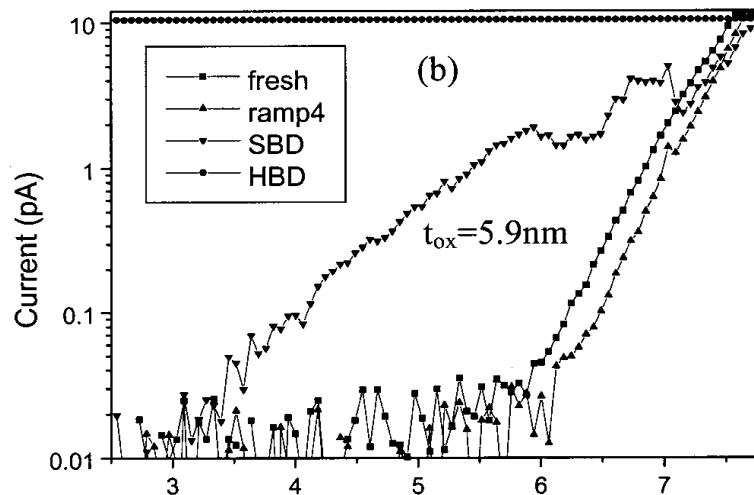


Figure 1.27 : Caractéristiques  $I(V)$  obtenues par C-AFM sur  $\text{SiO}_2$  de 5,9 nm. La couche est progressivement dégradée. La première rampe de tension indique une conduction de type Fowler-Nordheim puis le pré-claquage et le claquage ont lieu [50]

La caractérisation par microscope à force atomique prend son sens lorsqu'il s'agit d'étudier des couches inhomogènes, dont les courants de fuites sont localisés sur quelques points, appelés points chauds. Ce sont ces points qui d'une part, seront responsables de la plus grande partie du courant de fuite, et d'autre part, constitueront des points de claquage. La densité surfacique de ces défauts est évaluée à partir d'images de courant de fuite et peut être reliée à la vitesse de claquage et aux courants de fuite relevés macroscopiquement. Il est alors possible d'optimiser le procédé de croissance des couches high-k par une meilleure compréhension du mécanisme de fuite. Par exemple, Pétry [56] étudie l'impact du recuit sous azote de  $\text{HfO}_2$  sur les courants de fuite. Il mesure une densité de points chauds de  $10^{11}\text{cm}^{-2}$  à  $10^{12}\text{cm}^{-2}$  et constate que suite au recuit, la conduction par les points chauds est plus importante tout en étant équivalente en dehors des points chauds. Pour  $\text{LaAlO}_3$ , c'est le nombre de points chauds qui augmenterait suite au recuit sous azote [57].

Le Conductive AFM à également un grand intérêt lorsqu'il s'agit d'étudier les diélectriques polycristallins puisqu'il permet de confronter la topographie de l'échantillon à la cartographie de courant. Ainsi, des études ont montré une conduction via les joints de grains sur du dioxyde d'hafnium polycristallin [58][59]. Les études par C-AFM intéressent l'ensemble des diélectriques high-k en développement tel  $\text{Al}_2\text{O}_3$  [60],  $\text{ZrO}_2$  [61],  $\text{SrTiO}_3$  [62],  $\text{LaAlO}_3$  [63] par exemple.

## 7.2: Apport pour l'approche statistique du claquage diélectrique

Les études statistiques du claquage peuvent également être menées via la pointe AFM comme électrode supérieure. Des études montrent une distribution Weibullienne de la tension de claquage lors de mesures de type I(V) [64][65][66][67]. Polspoel [68] rapporte ensuite que le temps de claquage TDDB mesuré par AFM suit lui aussi une loi Weibullienne. Delcroix démontre dans sa thèse [69] que la mise à l'échelle sur les temps de claquage est possible (surface de contact électrique avec la pointe AFM de 10 nm<sup>2</sup> sous ultra-vide) et obtient des pentes de Weibull équivalentes par des mesures macroscopiques. Il est également possible de montrer qu'il y a deux régimes de claquage sur les bicouches (couche interfaciale). La figure 1.28 représente les distributions en échelle de Weibull des temps de claquage en C-AFM sur une structure bicouche HfSiON/SiON à différentes tensions [70]. Le double mode de claquage se matérialise par deux pentes différentes. Ces résultats sont importants puisqu'ils permettent d'envisager un contrôle qualité industriel avant dépôt des grilles.

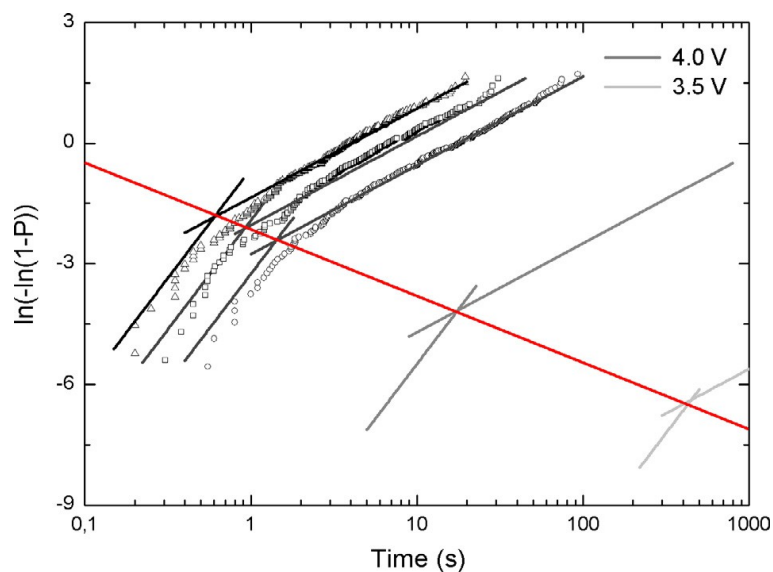


Figure 1.28 : distributions en échelle de Weibull des temps de claquage en C-AFM sur une structure bicouche HfSiON/SiON à différentes tensions [70]

Le modèle de percolation qui décrit le claquage de la couche diélectrique et permet l'approche statistique, est bâti sur l'idée que les défauts sont générés aléatoirement dans la matrice. Il est pourtant fortement plausible que la génération de défaut soit corrélée. Suivant cette idée, Blonkowski propose un modèle filamentaire pour la création du chemin de claquage [71]. Sans proposer de phénomène physique précis, il suppose qu'il y a d'abord nucléation puis qu'un filament conducteur se forme et croît de proche en proche. Le claquage se produit lorsque le filament

traverse la couche de part en part. On peut considérer qu'une fois la croissance du filament initiée, l'épaisseur effective locale de la couche est réduite, ce qui tend à la favoriser par augmentation du champ électrique local.

En 2011, Delcroix présente une expérience par C-AFM dite de résistance différentielle négative, qui va dans le sens de l'hypothèse filamentaire [8]. L'observation est illustrée sur la figure 1.29. Une rampe de tension aller-retour à vitesse adaptée donne lieu à un courant croissant alors même que la tension est entrée dans sa phase retour. D'après le modèle filamentaire, la croissance du filament provoque la baisse locale de l'épaisseur du diélectrique et la baisse de tension appliquée ne compense donc pas la baisse de l'épaisseur. Le modèle est capable de décrire les courbes expérimentales. Sur la figure 1.30 est représenté le principe de croissance filamentaire. Ces observations ne peuvent être obtenues qu'en champ proche, puisque sur structure MOS conventionnelle, le courant d'intérêt serait noyé dans le courant tunnel de la surface.

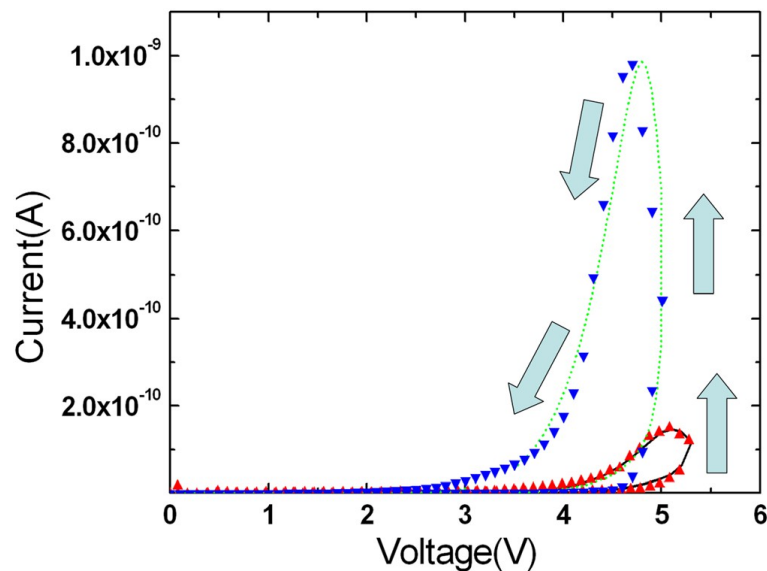


Figure 1.29 : Résistance Différentielle négative. Le courant augmente alors que la tension appliquée diminue. [8]

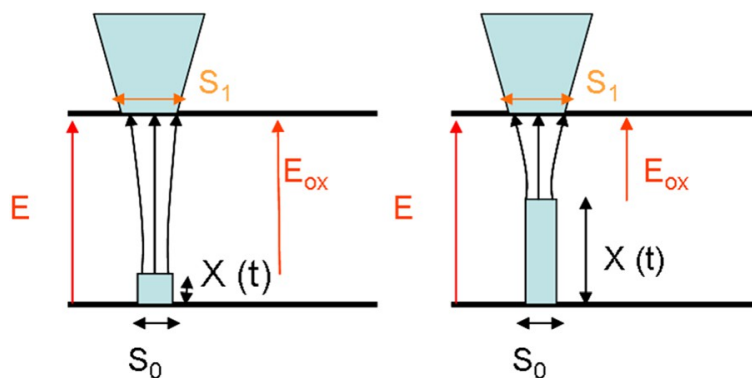


Figure 1.30 : Résistance Différentielle négative. Schéma de principe de la croissance du filament. [8]

## **Conclusion**

Dans ce chapitre, nous avons présenté le contexte de la miniaturisation des dispositifs en microélectronique. Ceci impose parallèlement une réduction de l'épaisseur équivalente de l'oxyde de grille. D'ores et déjà le traditionnel dioxyde de silicium n'est plus opérant en raison de trop forts courants de fuite à travers l'oxyde de grille. Son successeur, le dioxyde d' hafnium ne satisfera plus non plus les contraintes toujours plus fortes. Il est donc souhaitable de développer de nouveaux high-k pour le remplacer. Nous avons vu que les mécanismes de fuite, de dégradation de la couche et de claquage opèrent à l'échelle nanométrique. Les outils de caractérisations à cette échelle apparaissent alors indispensables. A ce titre, l'AFM et ses modes dérivés tels que le C-AFM est un excellent candidat. Nous avons décrit cet outil, ses possibilités ainsi que ses limites. Il apparaît que des efforts en termes de métrologie sont indispensables, c'est l'objet de nos travaux.

Dans le prochain chapitre, nous présentons le pompage de charge, technique de caractérisation des défauts d'interface Oxyde-Semi-conducteur, que nous envisageons d'adapter à la microscopie en champ proche.



## **Bibliographie du chapitre 1**

- [1] Moore G.E., *Cramming more components onto integrated circuits*, Electronics, V 38, n 8 (1965)
- [2] N. Myhrvold, *Moore's Law Corollary: Pixel Power*, New York Times, 2006
- [3] Lopes J.M.J et al, *Amorphous ternary rare-earth gate oxides for future integration in MOSFETs*, Microelectronic Engineering, n 86, p 1646–1649 (2009)
- [4] D.P Norton, *Synthesis and properties of epitaxial electronic oxide thin-film materials*, Material Science and Engineering R, v 43, p 139 (2004)
- [5] Fu-Chien Chiu, *A Review on Conduction Mechanisms in Dielectric Films*, Advances in Materials Science and Engineering, Volume 2014 (2014)
- [6] B. Riccò, G. Gozzi, and M. Lanzoni, *Modeling and Simulation of Stress-Induced Leakage Current in Ultrathin SiO<sub>2</sub> Films*, IEEE Trans. Electron Devices, v 45, n 7, p 1554 (1998)
- [7] E.Y. Wu, J. Suñé, *Power law voltage acceleration: A key element for ultra thin gate oxide reliability*, Microelectronics Reliability, v 45, p 1809-1834 (2005)
- [8] P. Delcroix, S. Blonkowski and M. Kogelschatz, *Pre-breakdown negative differential resistance in thin oxide film: Conductive-atomic force microscopy observation and modelling*, Journal of Applied Physics v 110, p 034104 (2011)
- [9] Caplan P.J, Poidexter E.H., Deal B.E and Razouk R.R, *ESR centers, interfaces states and oxide fixed charge in thermally oxidized silicon wafer*, Journal of applied Physics, n 9, p 5874 (1979)
- [10] Sakurai T and Sogano T., *Theory of continuously distributed trap states at Si-SiO<sub>2</sub> interface*, Journal of applied physic, v 52, p 2889 (1981)
- [11] J. W. McPherson and H. C. Mogul, *Underlying physics of the thermochemical E model in describing low-field time-dependent dielectric breakdown in SiO<sub>2</sub> thin films*, J. Appl. Phys., v 84, p 1513 (1998)
- [12] David J. Dumin, Sai K. Mopuri, S. Vanchinathan, R. S. Scott, R. Subramoniam, and Terrill G. Lewis, *High Field Related Thin Oxide Wearout and Breakdown*, IEEE Transactions on Electron Devices, v 42, n 4 (1995)
- [13] Mikihiro Kimura, *Field and Temperature Acceleration Model for Time-Dependent Dielectric Breakdown*, IEEE Transactions on Electron Devices, v 46, n 1, p 220 (1999)
- [14] Joe W. McPherson, Jinyoung Kim, Ajit Shanware, Homi Mogul, and John Rodriguez, *Trends in the Ultimate Breakdown Strength of High Dielectric-Constant Materials*, IEEE Transactions on Electron Devices, v 50, n 8 (2003)

- [15] Eric M. Vogel, John S. Suehle, Monica D. Edelstein, Bin Wang, Yuan Chen, and Joseph B. Bernstein, *Reliability of Ultrathin Silicon Dioxide Under Combined Substrate Hot-Electron and Constant Voltage Tunneling Stress*, IEEE Transactions on Electron Devices , v 47, n 6, p 1183 (2000)
- [16] I.C.Chen, S. Holland and C.Hu, *A quantitative physical model for time-dependent breakdown in SiO<sub>2</sub>*, IRPS (1985)
- [17] C. Schuegraf and C. Hu, *Metal-oxide-semiconductor field-effect-transistor substrate current during Fowler–Nordheim tunneling stress and silicon dioxide reliability*, J. Appl. Phys., v 76 p 3695 (1994)
- [18] R. Degraeve, B.Kaczer and G. Groeseneken, *Degradation and breakdown in thin oxide layer: mechanism,model and reliability prevision*, Microelectronics Reliability, v 39, p 1445-1460 (1999)
- [19] Massimo V.Fischetti, *Model for the generation of positivecharge at the Si-Sio interface based on hot-hole injection from the anode*, Physical Review B, v 31, n 4, p 2099 (1985)
- [20] Y. Lu and C.-T. Sah, *Two pathways of positive oxide-charge buildup during electron tunneling into silicon dioxide film*, J. Appl. Phys., v 76, p 4724 (1994).
- [21] D. J. DiMaria, *Defect production, degradation and breakdown of silicon dioxide films*, Solid-State Electron., v 41, p 957 (1997)
- [22] Stahis J.R., *Reliability limits for the gate insulator in CMOS technology-References*, IBM Journal of Research and Development, v 46 (2/3) (2002)
- [23] P.E. Nicollian, A. Krishnan, C. Bowen, S. Chakravarathi, C.A. Chancellor, R.B. khamankar, *The roles of hydrogen and holes in Trap generation and breakdown in ultra thin SiON dielectrics*, IEEE Inter. Elec. Dev. Meet.Tech. Dig., p 392-395 (2005)
- [24] Cartier and J. H. Stathis, *Hot-electron induced passivation of silicon dangling bonds at the Si(111)/SiO<sub>2</sub> interface*, Appl. Phys. Lett., v 69, p103 (1996).
- [25] Shen T.C, Wang C., Abeln G.C, Tucker J.R, Lyding J.W, Avouris P. and Walkup R.E., *Atomic-Scale Desorption Through Electronic and Vibrational Excitation Mechanisms*, Science, v 268, p 1590 (1995)
- [26] Y. Nissan-Cohen and T. Gorczyca, *The Effect of Hydrogen on Trap Generation, Positive Charge Trapping, and Time-Dependent Dielectric Breakdown of Gate Oxides*, IEEE Electron Device Lett., v 9, p 287 (1988)
- [27] J.W. McPherson, *Time dependent dielectric breakdown physics – Models revisited*, Microelectronics Reliability, v 52, p 1753–1760 (2012)
- [28] Y. Joly, L. Lopez, J.-M. Portal, H. Aziza, J.-L. Ogier, Y. Bert, F. Julien and P. Forn, *Matching degradation of threshold voltage and gate voltage of NMOSFET after Hot Carrier Injection stress*, Microelectronics Reliability, v 51 , p 1561 (2011)
- [29] Palumbo F., Lombardo S., and Eizenberg M., *Physical mechanism of progressive breakdown*

*in gate oxides*, Journal of Applied Physics, v 115, p 224101 (2014)

[30] Miranda E. and Sune J. *Electron transport through broken down ultra-thin SiO<sub>2</sub> layers in MOS devices*, Microelectronics Reliability v 44 (2004)

[31] R. Degraeve, G. Groeseneken, R. Bellens, M. Depas, H.E. Maes, *A consistent model for the thickness dependance of intrinsic breakdown in ultra thin oxides*, IEEE Inter. Elec. Dev. Meet. Tech. Dig., p. 863-868, (1995)

[32] J. Suñé, *New Physics-based analytic approach to the thin oxide breakdown statistics*, IEEE Trans. Electron Devices letters, v 22 (6), p.296-298 (2001)

[33] J. H. Stathis, *Percolation models for gate oxide breakdown*, Journal of Applied Physics, v 86, n 10 (1999)

[34] R. Degraeve, G. Groeseneken, R. Bellens, J.L. Ogier, M. Depas, P.J. Roussel and H.E. Maes, *New Insights in the Relation Between Electron Trap Generation and the Statistical Properties of Oxide Breakdown*, IEEE Transactions on Electron Devices, v 45, n 4, p 904 (1998)

[35] D.Pic, D. Goguenheim, J.L. Ogier, *Assessment to temperature and voltage accelerating factors for 2.3–3.2nm SiO<sub>2</sub> thin oxides stressed to hard breakdown*, Microelectronics Reliability, v 48, p 335–341 (2008)

[36] I.C.Chen, S. Holland and C.Hu, *A quantitative physical model for time-dependent breakdown in SiO<sub>2</sub>* IRPS 1985 (1985)

[37] M. C. Osburn and D.W Ormond Journal of electrochemical society, 119 (5), p 591, (1972)

[38] S. Lombardo, J. H. Stathis, B. P. Linder et al., *Dielectric breakdown mechanisms in gate oxides*, Journal of Applied Physics, v.98, n 12, p 121301 (2005)

[39] D. J. DiMaria, *Electron energy dependence of metal-oxide-semiconductor degradation*, Applied Physics Letters, v 75, p 2427 (1999)

[40] G. Binnig, H. Rohrer, C. Gerber and E. Weibel, *Surface studies by Scanning Tunnelling Microscopy*, Physical Review Letters, v 49, p 57 (1982)

[41] S. Woedtke, Ph.D. thesis, Inst. f. Exp. u. Ang. Phys. der CAU Kiel, (2002)

[42] G. Binnig, C. F. Quate and C. Gerber, *Atomic Force Microscopy*, Physical Review Letters, v 56, p 930 (1986)

[43] Lennard-Jones J.E., *Cohesion*, Proceeding of the Physical Society, v 43 n 5, p 461 (1931)

[44] Y. Martin, C.C. Williams, and H.K. Wickramasinghe, *Atomic force microscope–force mapping and profiling on a sub 100-Å scale*, Journal of Applied Physics, v 61, n 10, p 4723–4729 (1987)

[45] S. Belaidi, P. Girard, and G. Leveque, *Electrostatic forces acting on the tip in atomic force microscopy: Modelization and comparison with analytic expressions*, Journal of applied Physics, v

81, p 1023 (1997)

[46] Murakami K., Rommel M., Yanev V., Bauer A.J. and Frey L., *Current Voltage Characteristics through Grains and Grain Boundaries of High Dielectric Thin Films Measured by Tunneling Atomic Force Microscopy*, AIP Conference Proceedings 1395, 134 (2011)

[47] S. J. O' Shea, R. M. Atta, M. P. Murrell, and M. E. Welland J. Vac. Sci. Technol. B, n 13 , v 5 p 1945 (1995)

[48] Frammelsberger W., Benstetter G., Kiely J. and Stamp R., *Thickness determination of thin and ultra-thin SiO<sub>2</sub> films by C-AFM IV-spectroscopy*, Applied Surface Science, v 252, p 2375 (2006)

[49] Frammelsberger W., Benstetter G., Kiely J. and Stamp R., *C-AFM-based thickness determination of thin and ultra-thin SiO<sub>2</sub> films by use of different conductive-coated probe tips*, Applied Surface Science, v 253, p 3615 (2007)

[50] M. Porti, M. Nafria, X. Aymerich, A., Olbrich and B. Ebersberger, *Electrical characterization of stressed and broken down SiO<sub>2</sub> films at a nanometer scale using a conductive atomic force microscope*, J. Appl. Phys. V 91, p 2071 (2002)

[51] M. Porti, M. Nafria, X. Aymerich et al., *Nanometer-scale electrical characterization of stressed ultrathin SiO<sub>2</sub> films using conducting atomic force microscopy*, Applied Physics Letters, v78 n 26, , p 4181 (2001)

[52] M. Porti, X. Blasco, M. Nafria et al., *Pre- and post-breakdown switching behaviour in ultrathin SiO<sub>2</sub> layers detected by C-AFM*, Nanotechnology, v 12, n 2, p. 164 (2001)

[53] M. Porti, M. Nafria, X. Aymerich et al., *Propagation of the SiO<sub>2</sub> breakdown event on MOS structures observed with conductive atomic force microscopy*, Microelectronic Engineering, v 59, n 1-4, p 265 (2001)

[54] M. Porti, M. Avidano, M. Nafria et al., *Conduction mechanisms and charge storage in Si-nanocrystals metal-oxide-semiconductor memory devices studied with conducting atomic force microscopy*, Journal of Applied Physics, v 98, n 5, p 056101 (2005)

[55] M. Porti, M. Avidano, M. Nafria et al., *A nanoscale approach to the electrical properties of MOS memory devices with Si-nanocrystals*, Microelectronic Engineering, v 80 n°SUPPL, p 268 (2005)

[56] J. Petry, W. Vandervorst et X. Blasco, *Effect of N<sub>2</sub> anneal on thin HfO<sub>2</sub> layers studied by conductive atomic force microscopy*, Microelectronic Engineering, v 72, n 1 , p 174 (2004)

[57] A. Seko, T. Sago, M. Sakashita et al., *Characterization of Local Current Leakage in La<sub>2</sub>O<sub>3</sub>-Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> Composite Films by Conductive Atomic Force Microscopy*, Japanese Journal of Applied Physics, v 45, n 4B, p 2954 (2006)

[58] K. McKenna , A. Shluger , V. Iglesias , M. Porti , M. Nafria , M. Lanza , G. Bersuker, *Grain boundary mediated leakage current in polycrystalline HfO<sub>2</sub> films*, Microelectronic Engineering, v 88, p 1272 (2011)

- [59] G. Bersuker , J. Yuma, L. Vandelli , A. Padovani , L. Larcher , V. Iglesias , M. Porti , M. Nafria , K. McKenna, A. Shluger a, P. Kirsch and R. Jammy, *Grain boundary-driven leakage path formation in HfO<sub>2</sub> dielectrics*, Solid-State Electronics, v 65, p 146 (2011)
- [60] M. Lanza, M. Porti, M. Nafria, X. Aymerich, G. Benstetter, E. Lodermeier, H. Ranzinger, G. Jaschke, S. Teichert, L. Wilde, and P.P. Michalowski, *Conductivity and Charge Trapping After Electrical Stress in Amorphous and Polycrystalline Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>-Based Devices Studied With AFM-Related Techniques*, IEEE Transactions on Nanotechnology, v 10, n 2, (2011)
- [61] A. Paskaleva, V. Yanev, M. Rommel, M. Lemberger, and A. J. Bauer, *Improved insight in charge trapping of high-k ZrO<sub>2</sub> /SiO<sub>2</sub> stacks by use of tunneling atomic force microscopy*, J. Appl. Phys., v 104, n 2, (2008)
- [62] D. Schaadt, E. Yu, V. Vaithyanathan et D. Schlom, *Nanoscale current transport in epitaxial SrTiO<sub>3</sub> on n+-Si investigated with conductive atomic force microscopy*, Journal of Vacuum Science & Technology B (Microelectronics and Nanometer Structures), v 22, n 4, p 2030 (2004)
- [63] W. Hourani, L. Militaru, B. Gautier, D. Albertini, A. Descamps-Mandine, S. Pelloquin, C. Plossu and G. Saint-Girons *Nanoscale study of the influence of atomic oxygen on the electrical properties of LaAlO<sub>3</sub> thin high-k oxide films deposited by molecular beam epitaxy*, Mater. Res. Soc. Symp. Proc., Materials Research Society, v 1252 (2010)
- [64] Sire C., Blonkowski S., Gordon M.J., and Baron T., *Statistics of electrical breakdown field in HfO<sub>2</sub> and SiO<sub>2</sub> films from millimeter to nanometer length scales*, Appl. Phys. Lett., v 91, p242905 (2007)
- [65] R. Arinero R., Hourani W., Touboul A.D., Gautier B., Ramonda M., Albertini D., Militaru L., Gonzalez-Velo Y., Guasch C. and Saigne F., *Toward a better understanding of the nanoscale degradation mechanisms of ultra-thin SiO<sub>2</sub>/Si films: Investigation of the best experimental conditions with a conductive-atomic force microscope*, Journal of applied physics, v 110, p 014304 (2011)
- [66] Arinero R., Touboul A. D., Ramonda M., Guasch C., Gonzalez-Velo Y., Boch J. and Saigne F., *Conductive atomic force microscopy as a tool to reveal high ionising dose effects on ultra thin SiO<sub>2</sub>/Si structures*, Appl Nanoscience, v 3, p235 (2013)
- [67] W. Hourani W., B. Gautier B., L. Militaru L., D. Albertini D., Descamps-Mandine A. and Arinero R., *Influence of the surrounding ambient on the reliability of the electrical characterization of thin oxide layers using an atomic force microscope*, Microelectronics Reliability, v 51, p 2097 (2011)
- [68] W. Polspoel , W. Vandervorst , L. Aguilera , M. Porti , M. Nafria , X. Aymerich, *Nanometer-scale leakage measurements in high vacuum on de-processed high-k capacitors*, Microelectronics Reliability, v 48 p 1521 (2008)
- [69] P. Delcroix, PhD thesis, *Etude à l'échelle nanométrique par sonde locale de la fiabilité de diélectriques minces pour l'intégration dans les composants microélectroniques du futur*, Université de Grenoble (2012)
- [70] R. Foissac , S. Blonkowski , M. Kogelschatz , P. Delcroix , M. Gros-Jean and F. Bassani,

*Impact of bilayer character on High K gate stack dielectrics breakdown obtained by conductive atomic force microscopy*, Microelectronics Reliability, n 53, p 1857 (2013)

[71] S. Blonkowski, *Filamentary model of dielectric breakdown*, Journal of Applied Physics, v 107, p 084109 (2010)

# Chapitre 2

## Pompage de charge : principe et théorie





## **Introduction**

Le pompage de charge est une technique qui permet de caractériser les défauts à l'interface semi-conducteur-isolant qui constituent des pièges pour les porteurs de charges. Elle permet dans un premier temps d'évaluer leur nombre ou leur densité surfacique et, dans un second temps, de connaître leur répartition dans la bande interdite du semi-conducteur ainsi que les sections efficaces de capture de porteurs, en valeur moyenne, ou éventuellement en fonction du niveau énergétique du piège. Le pompage de charge n'est pas la seule technique qui permet de caractériser les états d'interface, la DLTS (Deep-level transient spectroscopy) ou encore la mesure de bruit basse fréquence, le bruit RTS (Random Telegraph Signal) notamment, le permettent également. Cependant le pompage de charge, lorsqu'il peut être mis en oeuvre, est la technique la plus performante. Les paramètres à mesurer sont définis par le formalisme de Shockley-Read-Hall (SRH).

Le pompage de charge sert le plus souvent à étudier des structures MOS et la mesure porte sur l'ensemble de la structure. Bien que la réduction des dimensions et l'amélioration de la qualité des structures MOS aient permis d'observer un défaut unique, cette technique reste macroscopique. L'adaptation du pompage de charge à la microscopie en champ proche (AFM) semble être une bonne solution pour cartographier, caractériser énergétiquement et électriquement les pièges d'interface en fonction de leur localisation spatiale.

Le pompage de charge en champ proche permettrait dans l'idéal d'étudier quelques défauts d'interface, voire un défaut individuel. Dans ce cas extrême, si l'on considère une fréquence du signal appliqué sur la pointe AFM (grille) de 1 MHz, il est nécessaire de pouvoir mesurer un courant pompé de 0,16 pA. La sensibilité en courant doit donc être de l'ordre du fA et demande de minimiser considérablement le bruit. Le pompage à deux puis trois niveaux classique a déjà permis de mettre en évidence le phénomène de pompage sur un défaut unique. La diminution continue des surfaces effectives des transistors et l'amélioration qualitative, et donc la baisse de la densité de pièges, permet de disposer de transistors ne comportant statistiquement que quelques défauts situés à l'interface oxyde de grille-canal [1] [2].

Dans ce chapitre, nous allons tout d'abord faire un bref rappel sur la statistique SRH. Dans un second temps nous expliquerons le principe du pompage de charge, notamment à deux et trois niveaux. Les considérations théoriques seront abordées parallèlement. Nous présenterons enfin quelques adaptations plus récentes de la technique liées aux contraintes des structures actuelles de la

microélectronique. La présentation théorique est relativement développée en regard de l'exploitation qui en sera faite dans le chapitre 5 qui présente les résultats préliminaires. Il s'agit en fait de montrer les potentialités de la technique ainsi que ses contraintes éventuelles en vue de l'adaptation au champ proche.

## 1: Statistique SRH.

On considère un semi-conducteur qui possède des pièges dont les niveaux d'énergies sont situés dans le gap (entre  $E_v$  et  $E_c$ ). Ceux-ci sont occupés ou inoccupés par un électron (inoccupés ou occupés par un trou). Le système est dynamique et les pièges capturent et émettent des porteurs de charge en permanence. On ne considère que le cas où les pièges ne stockent qu'un porteur de charge. Les pièges qui stockent plusieurs charges existent mais ont un faible impact pour notre cas. La statistique SRH qui s'appuie sur la statistique de Fermi-Dirac permet de décrire la cinétique de piégeage/dépiégeage en fonction des conditions imposées au semi-conducteur. Un piège vide peut se remplir en capturant un électron de la bande de conduction ou en émettant un trou dans la bande de valence. Un piège rempli peut se vider en émettant un électron dans la bande de conduction ou en capturant un trou de la bande de valence. Le schéma ci-dessous illustre ces mécanismes.

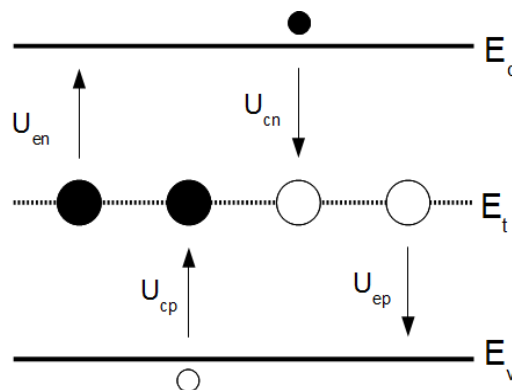


Figure 2.1 : diagramme énergétique illustrant le principe de la statistique SRH

On doit alors définir des taux de capture et d'émission:

- $U_{cn}$  est le taux de capture des électrons de la bande de conduction.
- $U_{ep}$  est le taux d'émission des trous vers la bande de valence.
- $U_{en}$  est le taux d'émission des électrons vers la bande de conduction.
- $U_{cp}$  est le taux de capture des trous de la bande de valence.

Pour une énergie  $E_t$  on considère  $N$  la densité volumique de pièges. La probabilité d'occupation d'un piège se note  $f_t$ , la densité d'électrons piégés est  $f_t.N$  et la densité de pièges libres  $(1-f_t).N$ . La statistique de Fermi-Dirac donne à l'équilibre:

$$f_t = \frac{1}{1 + e^{\frac{E_t - E_F}{kT}}} \quad (2.1)$$

On définit la probabilité qu'un électron qui, de la bande de conduction tombe sur la bande de valence, soit capturé par un piège par  $c_n$ . C'est le coefficient de capture des électrons.

$$c_n = \sigma_n v_{th} \quad (2.2)$$

$\sigma_n$  est la section efficace de capture des électrons des pièges et  $v_{th}$  la vitesse thermique des électrons.

Le taux de capture des électrons est alors fonction de la densité  $n$  d'électrons libres:

$$U_{cn} = c_n n N (1 - f_t) \quad (2.3)$$

Le taux d'émission des électrons en fonction du coefficient  $e_n$  d'émission des électrons est donné par

$$U_{en} = e_n N f_t \quad (2.4)$$

A l'équilibre les taux d'émission et de capture sont nécessairement égaux et on en tire la relation:

$$e_n = c_n n \frac{1 - f_t}{f_t} \quad (2.5)$$

La concentration en électrons dans un semi-conducteur dopé est:

$$n = n_i e^{\frac{E_F - E_{Fi}}{kT}} \quad (2.6)$$

avec  $n_i$  la concentration intrinsèque et  $E_{Fi}$  le niveau de Fermi intrinsèque. Il vient :

$$e_n = c_n n_i e^{\frac{E_t - E_{Fi}}{kT}} \quad (2.7)$$

Un raisonnement analogue est appliqué pour les trous.

Le coefficient de capture des trous est  $c_p = \sigma_p v_{th}$  (2.8),  $\sigma_p$  est la section efficace de capture des trous. Le taux de capture des trou est exprimé par :

$$U_{cp} = c_p p N f_t \quad (2.9)$$

Le coefficient d'émission est :

$$U_{ep} = e_p N (1 - f_t) \quad (2.10)$$

Les taux de capture et d'émission sont égaux à l'équilibre et la densité de trous libres (dans la bande

de valence) étant  $p = n_i e^{\frac{E_{F_i} - E_F}{kT}}$  (2.11) on obtient l'expression du coefficient d'émission:

$$e_p = c_p n_i e^{\frac{E_{F_i} - E_t}{kT}} \quad (2.12)$$

On remarque que les coefficients d'émission des électrons comme des trous dépendent du niveau énergétique du piège  $E_t$  alors que les coefficients de capture en sont indépendants. Ceci a un impact sur la cinétique de piégeage/dépiégeage et donc l'équilibre. Ceci peut être exploité pour évaluer le positionnement énergétique des centres électriquement actifs.

L'étude du comportement électrique des dispositifs électroniques demande d'évaluer le comportement des états d'interface qui ont une importance cruciale, particulièrement en termes de bruit. Leur activité électrique peut être décrite à partir de leur nombre et densité, par leur section efficace de capture et par leur répartition énergétique. Le pompage de charge est une technique qui propose d'évaluer ces paramètres.

## **2: Pompage de charge**

### **2.1: Pompage de charge à deux niveaux**

#### **2.1.1: Principe**

Dans une structure MOS, il existe des défauts à l'interface semi-conducteur/oxyde où se forme le canal. Ces défauts peuvent donner lieu à des états dont le niveau d'énergie se trouve dans la bande interdite du semi-conducteur et constituent alors des pièges susceptibles de capturer des porteurs de charge. En fonctionnement, un transistor MOS passe alternativement de l'inversion à l'accumulation, les états d'interface capturent et émettent donc des électrons. Ceci donne naissance à un courant au niveau du substrat, c'est le courant pompé. Il est ainsi possible de faire une étude de ces états d'interface par la mesure du courant pompé.

La technique est proposée pour la première fois par Brugler et Jesper en 1969 [3]. Le dispositif expérimental consiste en un générateur de pulses qui polarise la grille. La source et le drain sont couramment reliés à la masse mais peuvent être polarisés (jonctions source/substrat et

drain/substrat en inverse). Le courant pompé est mesuré par un picoampèremètre relié au substrat. Les courants mesurés sont faibles, aussi la chaîne doit-elle être adaptée en conséquence (amplification, filtrage du bruit).

Pour expliquer brièvement les phénomènes qui se produisent lors du passage alternatif de l'accumulation à l'inversion forte suite à l'application d'une tension de grille alternative sinusoïdale, triangulaire, rectangulaire ou trapézoïdale, nous prenons l'exemple d'un transistor MOS de type N (substrat P), cas usuellement utilisé dans la littérature. On part de la situation où la structure est en accumulation, grâce à une tension de grille  $V_G$  suffisamment négative ; il y a une forte concentration de trous à l'interface oxyde-semi-conducteur (accumulation). Les pièges sont quasi-exclusivement occupés par des trous (ou inoccupés par des électrons). La tension bascule ensuite jusqu'à atteindre l'inversion forte. Les électrons sont alors majoritaires à l'interface, le canal est créé. Les états d'interfaces capturent alors des électrons. Ces derniers, porteurs minoritaires, sont fournis par la source et le drain reliés à la masse qui constituent des réservoirs. La tension  $V_G$  redevient ensuite négative, les électrons piégés se recombinent avec les trous accumulés. L'équilibre est maintenu par un appel de trous dans le semi-conducteur massif et donc par un courant sortant du substrat, c'est le courant pompé.

A chaque cycle, la densité surfacique de charge piégée par les états d'interface peut s'écrire [3]:

$$Q_T = \alpha Q_p + qN \quad (2.13)$$

avec  $\alpha$  la fraction de porteurs libres (ici électrons) qui recombinent dans le volume,  $q$  la charge élémentaire et  $Q_p$  la densité surfacique de trous dans la couche d'inversion.  $Q_p \approx 0$  quand  $V_G < V_{th}$  et  $Q_p = -C_{ox}(V_{Gmax} - V_{th})$  quand  $V_G > V_{th}$ ,  $V_{th}$  étant la tension de seuil et  $C_{ox}$  la capacité surfacique de l'oxyde.  $V_{Gmax}$  est le maximum de la tension de grille et  $N$  le nombre d'états dans la bande interdite.

L'expression de la moyenne temporelle du courant pompé est simplement le produit de la fréquence du signal de grille, de l'aire effective du canal et de  $Q_T$ .

$$I_{cp} = A_{eff} f [-\alpha C_{ox}(V_{Gmax} - V_{th}) + qN] \quad (2.14)$$

Le premier terme est la composante géométrique du courant pompé qui correspond aux électrons de la couche d'inversion qui se recombinent avec les trous provenant du substrat lors du passage de l'inversion forte à l'accumulation avant de pouvoir regagner les zones de drain et de source. Cette composante est liée à la vitesse et à la longueur de diffusion des porteurs mais également à la distance séparant les porteurs des réservoirs. Elle augmente avec la fréquence du signal de grille (ou la vitesse de basculement en accumulation) et diminue avec la réduction de la longueur du canal. Elle disparaît pour des rapports largeur sur longueur suffisants ( $W/L \gg 1$ ).

En première approximation on peut donc écrire le courant pompé comme:

$$I_{cp} = A_{eff} f q N \quad (2.15)$$

Il est alors aisé, à partir de la mesure du courant pompé, de déduire le nombre de pièges d'interface électriquement actifs. L'obtention d'un courant important détectable ne nécessite, d'après cette expression, que d'appliquer une tension de grille de fréquence importante. En réalité, les phénomènes comme la création de la couche d'inversion ou d'accumulation ne sont pas instantanés, de même que le piégeage et le dépiégeage des charges par les états d'interface. Il est indispensable de prendre en compte la cinétique de ces phénomènes et d'adapter les caractéristiques de la tension de grille en conséquence. De plus une approche plus complète doit tenir compte de la distribution énergétique des états d'interface dans la bande interdite.

Le passage de l'accumulation à l'inversion, ou de l'inversion à l'accumulation n'étant pas instantané, il est intéressant d'utiliser un signal de grille trapézoïdal afin de contrôler les vitesses de basculement de  $V_G$  indépendamment de la fréquence qui contrôle l'intensité du courant pompé. Ainsi le changement de régime du semi-conducteur se fera en quasi-équilibre ou non. Le signal de grille est représenté figure 2.2.

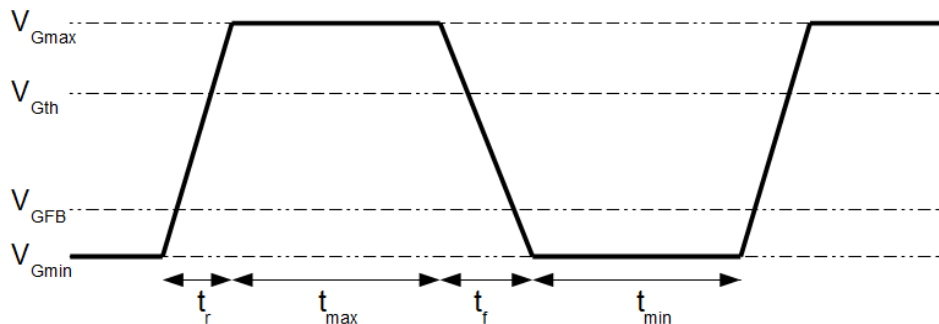


Figure 2.2 : Représentation du signal de grille pour le pompage de charge à deux niveaux. Le temps de basculement de la tension de grille est contrôlé indépendamment de la fréquence grâce à une fonction trapèze.

De façon générale, la probabilité d'occupation d'un état d'interface s'exprime à partir du niveau de Fermi  $E_F$  et de  $E_{Fn}$  le quasi-niveau de Fermi (niveau de Fermi effectif hors équilibre) des électrons comme :

$$f_t = \frac{1}{1 + e^{\frac{E_t - E_{Fn}}{kT}}} \quad (2.16)$$

A l'équilibre et à température ambiante, on peut encore considérer que les pièges d'énergie inférieure à  $E_F$  sont tous occupés par un électron et ceux d'énergie supérieure à  $E_F$  sont vides,

condition approchée pour une différence de quelques  $kT$  seulement entre  $E_t$  et  $E_F$ . Lorsque l'on applique une tension périodique à la grille, l'équilibre thermodynamique n'est pas nécessairement vérifié à chaque instant. Il convient alors de définir une fonction de remplissage des pièges d'interface qui se substitue au niveau de Fermi en surface pour désigner le plus haut niveau énergétique de piège occupé. On appellera cette énergie  $E_m$ . Ceci traduit une limite de la vitesse de piégeage/dépiégeage qui est parfois inférieure à la vitesse exigée par la variation du potentiel de surface. Nous reviendrons plus loin sur la fonction de remplissage. On considère  $D_{it}(E)$  la densité surfacique et énergétique de pièges d'interface.

### 2.1.2: Description du cycle

Considérons le cas où la tension de grille appliquée est telle que  $V_{Gmin} < V_{FB}$  et  $V_{Gmax} > V_{th}$ . Partons de l'accumulation ( $V_G$  inférieure à la tension de bande plate  $V_{FB}$ ), l'équilibre étant atteint ( $E_m = E_F$ ). La figure 2.3 illustre ce cas. On considère que les états d'interface d'énergie inférieure à l'énergie de Fermi sont occupés par des électrons, les autres non. Sur ce schéma presque tous les pièges sont inoccupés puisque  $E_F$  est peu supérieur à  $E_V$  en surface.

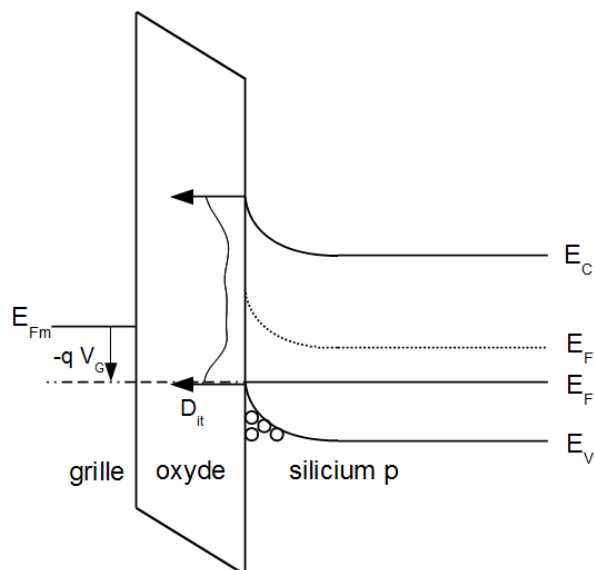


Figure 2.3 : Diagramme énergétique de la structure MOS lorsque la tension de grille est inférieure à la tension de bande plate. Les états de la bande interdite de niveau d'énergie supérieur à  $E_F$  sont vides d'électrons (ou tous occupés par des trous)

Ensuite, le retour à l'inversion est initié, la tension de grille augmente avec une vitesse contrôlée. Dans un premier temps, la variation du potentiel de surface est lente, le quasi-niveau de Fermi varie avec le niveau de Fermi et le système est considéré à l'équilibre. La fonction de

remplissage  $E_m$  est elle aussi égale à  $E_F$ . A mesure que le niveau de Fermi balaye la bande interdite en surface, les pièges se remplissent d'électrons. En accumulation, les électrons libres sont rares, le remplissage se fait donc par émission de trous vers la bande de valence.

La structure passe par le régime de désertion puis atteint le régime d'inversion faible pour  $E_F=E_{Fi}$  et la variation du potentiel de surface est beaucoup plus grande, l'équilibre n'est plus maintenu ( $E_m<E_F$ )(figure 2.4). Les électrons libres en surface restent peu nombreux et le remplissage des pièges se fait toujours majoritairement par émission de trous.

L'émission de trous reste prépondérante jusqu'à ce que le semi-conducteur passe en inversion forte, lorsque la tension de grille atteint la tension de seuil ( $V_G=V_{th}$ ) soit quand  $E_m=E_{th}$ . Jusqu'à ce point les pièges se sont remplis par émission de trous vers le semi-conducteur massif. Ceci constitue une contribution au courant pompé au niveau du substrat. Son expression est:

$$I_1 = q A_{eff} \int_{E_{Fmin}}^{E_{th}} D_{it}(E) dE \quad (2.17)$$

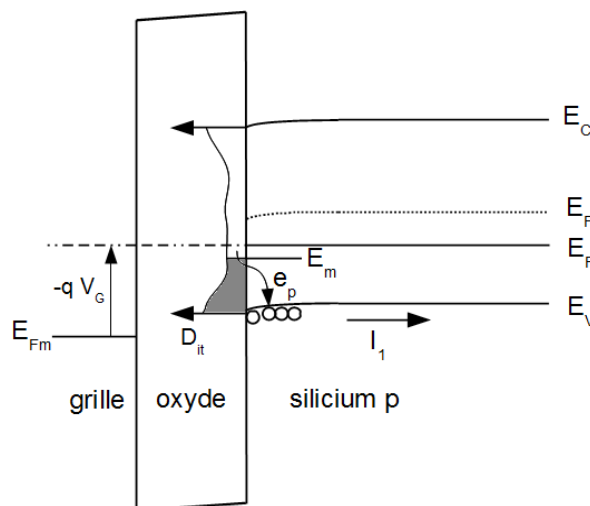


Figure 2.4 : Diagramme énergétique de la structure MOS au début de la remontée de la tension de grille ( $V_G < V_{th}$ ). Les états d'interface sont remplis par émission de trous vers la bande de valence du semi-conducteur. Ici  $V_G$  est supérieure à  $V_{FB}$ , le système est hors équilibre d'où une fonction de remplissage inférieure au niveau de Fermi.

Au delà de  $V_{th}$  la couche d'inversion est créée. Les électrons étant nombreux à l'interface, les pièges se remplissent par capture d'électrons. Le phénomène est favorable énergétiquement aussi est-il rapide et l'équilibre est de nouveau atteint (figure 2.5). Ceci perdure jusqu'à ce que le signal de grille atteigne son maximum. Les électrons capturés ont été fournis par le drain et la source lorsque la couche d'inversion est apparue. Cet appel d'électrons donne lieu à un courant pompé à travers drain et source qui s'exprime par:



$$I_2 = -q A_{eff} \int_{E_{th}}^{E_{Fmax}} D_{it}(E) dE \quad (2.18)$$

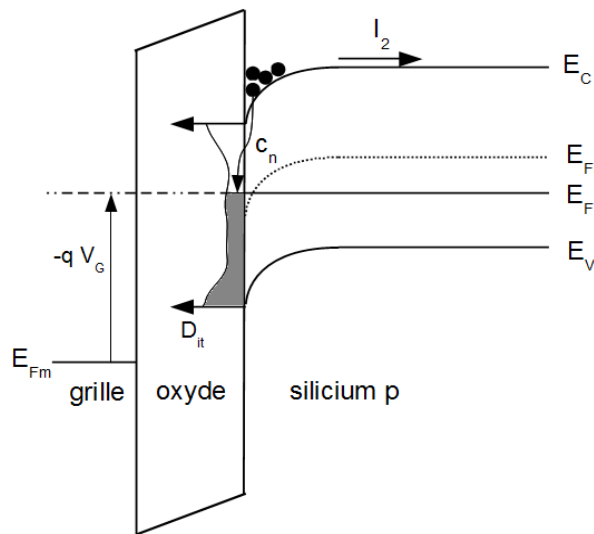


Figure 2.5 : Diagramme énergétique de la structure MOS à la fin de la remontée de la tension de grille ( $V_G > V_{th}$ ). La capture est rapide, le système est en équilibre et la fonction de remplissage égale le niveau de Fermi.

Le transistor durant le temps  $t_{max}$  est en inversion forte, un maximum d'états est occupé par des électrons (illustration ci-dessous).

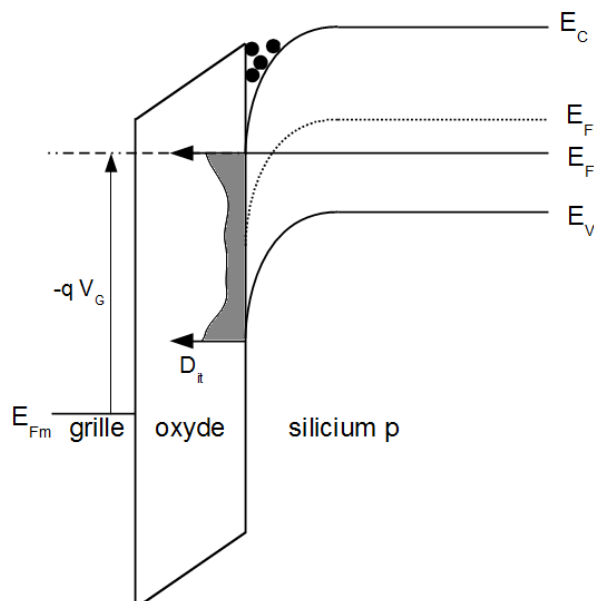


Figure 2.6 : Diagramme énergétique de la structure MOS est en inversion forte ( $V_G = V_{Gmax}$ ). Les états sont tous occupés par des électrons.

La tension de grille à  $V_{max}$  entame sa descente. Dans un premier temps la variation du potentiel de surface se fait lentement avec la tension de grille. Les pièges se vident en équilibre. En régime d'inversion forte, les trous libres en surface sont rares, le mécanisme prépondérant est

l'émission d'électrons vers la bande de conduction. Lorsque le régime de désertion est atteint la variation du potentiel de surface est grande avec  $V_G$ , l'émission de trous se fait hors équilibre ( $E_M > E_F$ ). L'émission d'électrons demeure le mécanisme prépondérant jusqu'à ce que la densité de trous devienne suffisante, c'est-à-dire jusqu'au régime de bande plate ( $V_G = V_{FB}$ ) avec  $E_F = E_{FB}$  (figure 2.7). L'émission d'électrons donne lieu à un courant pompé à travers drain et source s'écrivant :

$$I_3 = q A_{eff} \int_{E_{FB}}^{E_{Fmax}} D_{it}(E) dE \quad (2.19)$$

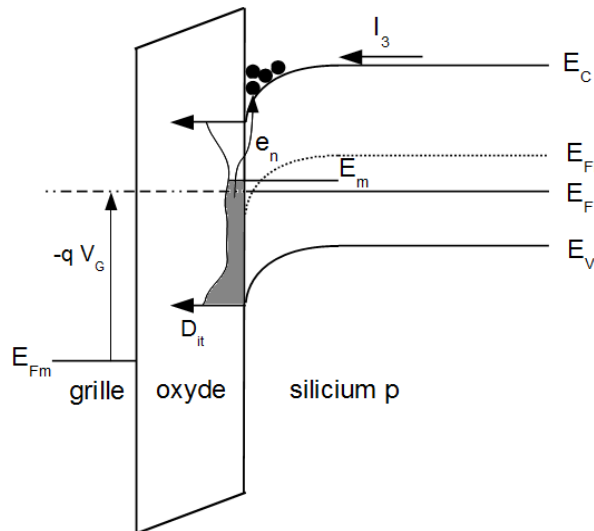


Figure 2.7 : Diagramme énergétique de la structure MOS lors de la descente de la tension de grille pour  $V_G > V_{FB}$ . Les états sont vidés par émission d'électrons vers la bande de conduction.

Lorsque la tension de grille est passée en dessous de la tension de bande plate, les trous libres sont nombreux en surface et les pièges se vident alors principalement par capture de trous de la bande de valence et ceci jusqu'à atteindre la tension de grille minimale (figure 2.8). Un courant pompé à travers le substrat apparaît qui s'exprime par :

$$I_4 = -q A_{eff} \int_{E_{Fmin}}^{E_{FB}} D_{it}(E) dE \quad (2.20)$$

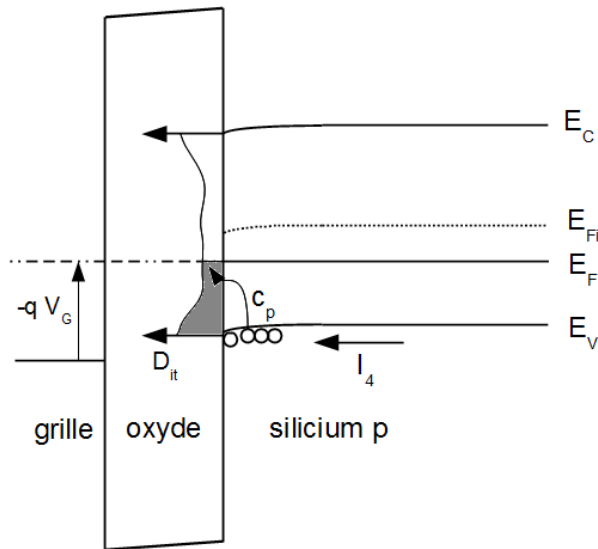


Figure 2.8 : Diagramme énergétique de la structure MOS lors de la descente de la tension de grille pour  $V_G < V_{FB}$ . Les états sont vidés par capture de trous de la bande de valence.

L'expression du courant pompé total au niveau du substrat est alors la somme de  $I_1$  et  $I_4$ :

$$I_{cpB} = I_1 + I_4 = q A_{eff} f \left[ \int_{E_{Fmin}}^{E_{th}} D_{it}(E) dE - \int_{E_{Fmin}}^{E_{FB}} D_{it}(E) dE \right] = q A_{eff} f \int_{E_{FB}}^{E_{th}} D_{it}(E) dE \quad (2.21)$$

De même le courant pompé à travers source et drain est la somme de  $I_2$  et  $I_3$ :

$$I_{cpDS} = I_2 + I_3 = q A_{eff} f \int_{E_{FB}}^{E_{th}} D_{it}(E) dE = I_{cpB} \quad (2.22)$$

On constate que les courants pompés au niveau du substrat et au niveau de la source et du drain sont de même valeur. En effet le courant pompé de substrat correspond à une capture de trous par les états d'interface tandis que le courant de source et drain correspond à une capture d'électrons. Les charges piégées qui ne participent pas au courant pompé se recombinent, la conservation de la charge implique que les courant pompés soient de même valeur.

La densité surfacique d'états d'interface d'énergie comprise entre  $E_{FB}$  et  $E_{th}$  peut s'écrire:

$$N[E_{FB}; E_{th}] = \int_{E_{FB}}^{E_{th}} D_{it}(E) dE \quad (2.23)$$

Le courant pompé devient:

$$I_{cp} = q A_{eff} f N[E_{FB}; E_{th}] \quad (2.24)$$

On retrouve l'expression décrite en première approximation, à ceci près que les pièges dont l'énergie est proche des bandes de valence et de conduction sont muets dans la moyenne du courant

pompée. La mesure est bien celle d'un courant moyen. Le balayage de l'ensemble de la bande interdite permet d'extraire le nombre ou la densité d'états d'interface. Une analyse de la répartition énergétique des pièges est cependant possible en modulant les valeurs minimales et maximales du signal de grille.

Deux stratégies existent pour extraire la densité d'états résolue en énergie, l'étude à  $\Delta V_G$  constant ou à  $V_{Gmin}$  ou  $V_{Gmax}$  constant.

### 2.1.3: Mesures à $\Delta V_G$ constant

On réalise une série de mesures de moyennes de courant pompé en utilisant des signaux de grille avec une amplitude de tension de grille  $\Delta V_G$  constante mais en faisant varier  $V_{Gmin}$  (et donc  $V_{Gmax}$ ). On choisit évidemment l'amplitude telle que  $\Delta V_G = V_{Gmax} - V_{Gmin} > V_{th} - V_{FB}$ . Les mesures sont réalisées entre les cas extrêmes  $V_{Gmax} < V_{FB}$  et  $V_{Gmin} > V_{th}$ , soit du cas où la structure est en permanence en accumulation au cas où elle est en permanence en inversion forte. Les mesures intermédiaires permettent de faire participer seulement les états d'interface d'une partie de la bande interdite au pompage. La figure 2.9 est un schéma de la courbe  $I_{cp}(V_{Gmin})$  obtenue si la densité d'états est homogène dans la bande interdite. Le plateau correspond au maximum de courant pompé, soit au cas déjà décrit. Les parties montantes et descendantes de la courbe  $I_{cp}(V_{Gmin})$  correspondent au cas où seule une partie de la bande interdite est balayée par le niveau de Fermi. On remonte à la répartition énergétique des états d'interface par dérivation. Le maximum de courant permet d'extraire la densité surfacique ou encore le nombre d'états. Lorsque quelques états sont présents à l'interface, la courbe montre la superposition de courbes en cloche pour chaque défaut positionnées en fonction du niveau de l'état correspondant. La figure 2.10 montre une mesure sur un transistor de faible superficie sur lequel cinq défauts d'interface sont identifiables par pompage de charge.

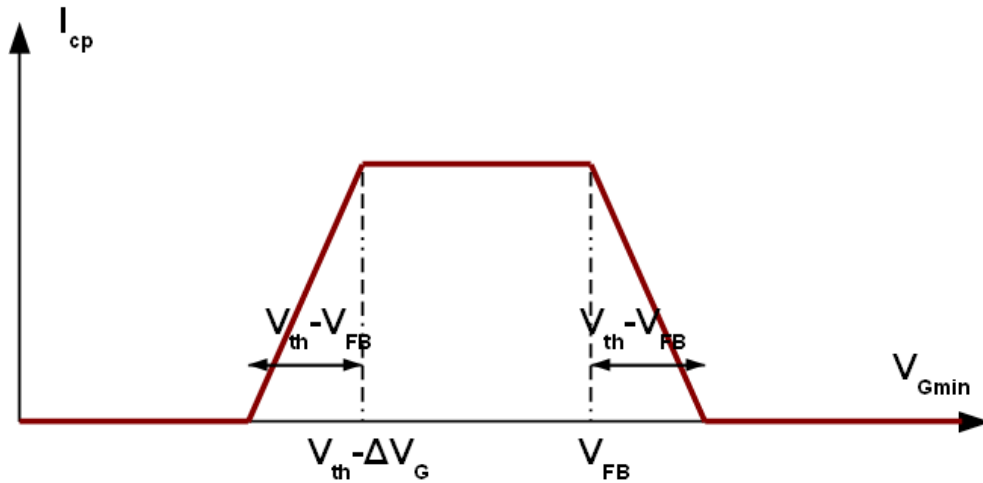


Figure 2.9 : Courbe  $I_{cp}(V_{Gmin})$  idéale obtenue pour une Dit homogène. Le plateau correspond à l'intervalle  $[V_{th}-\Delta V_G; V_{th}]$  pour lequel tous les défauts sont sollicités.

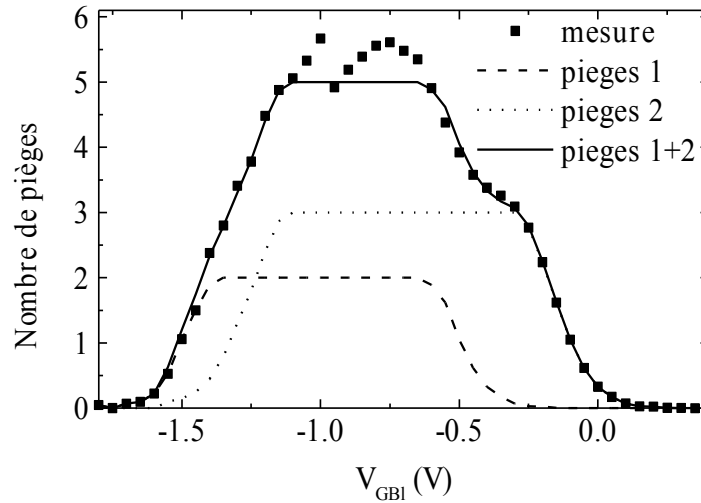


Figure 2.10 : Courbe  $I_{CP}(V_{Gmin})$  obtenue sur un transistor de géométrie  $W/L = 0.25/0.05 \mu m$  indiquant la présence de 5 pièges. Le courant est normalisé en nombre de pièges. Deux types de défauts apparaissent dont on peut extraire le niveau d'énergie [4].

### 2.1.4: à $V_{Gmin}$ ou $V_{Gmax}$ constante

Cette méthode consiste à faire varier l'amplitude  $\Delta V_G$  du signal de grille et de maintenir  $V_{Gmin}$  constante (inférieure à  $V_{FB}$ ). L'intervalle est ainsi balayé. Il est également possible de fixer  $V_{Gmax}$  supérieure à  $V_{th}$  et de faire varier  $V_{Gmin}$ . Ces deux approches peuvent être utilisées de façon complémentaire puisque la première est plus adaptée pour sonder le bas de la bande interdite et la seconde est plus adaptée pour le haut de la bande interdite.

## 2.2: Pompage de charge à 3 niveaux

Le pompage de charge à 3 niveaux est proposé par Tseng en 1987 [5], il consiste à appliquer un signal de grille muni d'un palier de tension intermédiaire  $V_3$  entre  $V_{Gmax}$  et  $V_{Gmin}$  mais supérieure à la tension de bande plate  $V_{FB}$ . Le signal prend la forme illustrée figure 2.11.

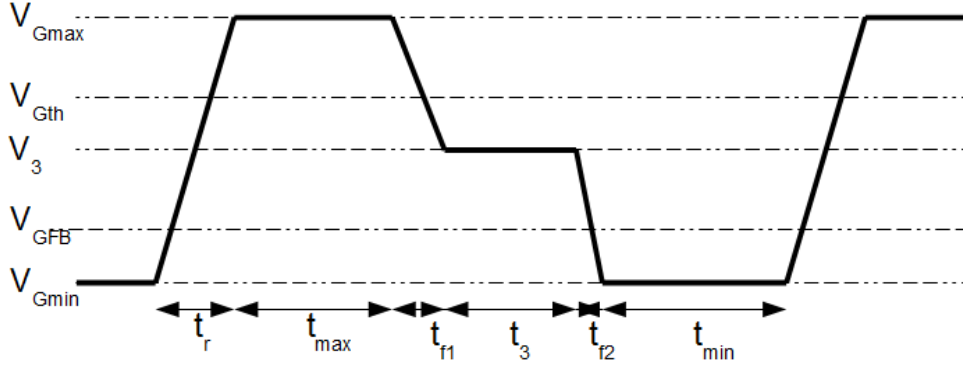


Figure 2.11 : Représentation du signal de grille pour le pompage de charge à trois niveaux. Un palier de tension intermédiaire  $V_3$  supérieure à  $V_{FB}$  est utilisé à la descente pour sonder le haut de la bande interdite. On obtient un spectre en fonction de  $V_3$ . Pour sonder le bas de la bande interdite le palier de tension inférieure à  $V_{th}$  est positionné à la montée.

Les mécanismes sont identiques au cas du pompage de charge à deux niveaux depuis l'accumulation jusqu'à ce que  $V_G$  atteigne  $V_3$ . Si  $t_3$  est suffisamment long, le système atteint l'équilibre ( $E_{Fn}=E_F$ ). Puis la structure est basculée brusquement en régime d'accumulation (ce qui implique un temps de descente  $t_{f2}$  très petit), la formation de la couche d'accumulation est rapide. Les états d'interface encore occupés par des électrons se vident alors par capture de trous ce qui donne lieu au courant pompé au niveau du substrat:

$$I_{4bis} = -q A_{eff} f \int_{E_{min}}^{E_3} D_{it}(E) dE \quad (2.25)$$

$E_3$  est l'énergie correspondant à  $V_3$ .

Le courant total pompé au niveau du substrat est la somme de  $I_1$  et  $I_{4bis}$ :

$$I_{cp} = I_1 + I_{4bis} = q A_{eff} f \int_{E_3}^{E_{th}} D_{it}(E) dE \quad (2.26)$$

Remarquons que le courant pompé au niveau de la source et du drain reste équivalent au courant de substrat. La mesure de courant pompé est réalisée en fonction de la tension  $V_3$ , ce qui permet de sonder la bande interdite via  $E_3$ .

En réalité le temps nécessaire pour atteindre l'équilibre à  $V_3$  par émission d'électrons est très long dans le bas de la bande interdite (grand gap énergétique avec la bande de conduction). Il est difficile d'utiliser un temps  $t_3$  suffisamment long tout en gardant une fréquence importante qui permet de mesurer un courant appréciable. Cette technique est donc efficace pour sonder le haut de la bande interdite. Pour sonder le bas de la bande interdite, on utilise un palier situé entre accumulation et inversion. Par un raisonnement analogue on montre que le courant pompé s'écrit alors:

$$I_{cp} = q A_{eff} f \int_{E_{FB}}^{E_3} D_{it}(E) dE \quad (2.27)$$

### 3: **Fonction de remplissage des états et nouvelles expressions de $I_{cp}$**

Le modèle exposé pour le pompage à deux niveaux comme à trois niveaux reste qualitatif et ne rend pas compte de la cinétique de piégeage/dépiégeage, voire de la formation des couches d'inversion ou d'accumulation. Ces phénomènes ont été mentionnés mais il convient de les quantifier, c'est à dire expliciter la fonction de remplissage  $E_m$ . C'est Simmons qui donne le premier une expression de la fonction de remplissage comme fonction du temps pour un quasi-continuum d'états d'interface [6][7]:

$$E_m(t) = E_V - kT \ln \left[ 1 - \left( 1 - e^{-\frac{E_1 - E_m(0)}{kT}} \right) e^{-v_{th} \sigma_n N_c t \cdot \exp\left(\frac{E_1 - E_g}{kT}\right)} \right] \quad (2.28)$$

Avec  $E_m(0)$  la valeur de  $E_m$  à l'instant où l'émission d'électrons atteint sa vitesse limite et où l'équilibre n'est plus maintenu. Cet instant est l'origine du temps  $t$ .  $E_g$  est le gap.  $N_c$  est la densité d'états dans la bande de conduction.  $E_1$  est le niveau de l'état le plus bas dans la bande interdite. On voit alors que l'évolution de  $E_m$  est fonction du temps et est indépendante de  $V_G$  (soit de  $\Psi_S$  le potentiel de surface).  $E_m(0)$  est également explicitée :

$$E_m(0) = E_F - \frac{e N_d x_d^2}{2 \epsilon_{SC}} \quad (2.29)$$

$\epsilon_{SC}$  est la permittivité diélectrique du semi-conducteur.  $x_d$  est l'épaisseur de la zone de déplétion pour le potentiel  $V(0)$  correspondant à  $E_m(0)$ ,  $N_d$  est la densité volumique de donneurs dans la zone dopée n. Son expression, qui est complexe, dépend des différences de travaux de sortie entre grille et

semi-conducteur mais aussi de la capacité surfacique de l'oxyde qu'il faut donc déterminer.

De cette expression on retrouve alors les expressions formulées par Groeseneken [8] des fonctions de remplissages  $E_{em,e}$  à l'instant où l'équilibre est de nouveau atteint correspondant à la fin du régime d'émission d'électrons (début du régime de capture de trous) lors du basculement de l'inversion à l'accumulation, et de  $E_{em,h}$ , valeur de la fonction de remplissage pour la fin du régime d'émission des trous lors du basculement de l'accumulation à l'inversion :

$$E_{em,e} = E_{Fi} - kT \ln \left[ v_{th} \sigma_n n_i t_{em,e} + e^{\frac{E_{Fi} - E_{Finv}}{kT}} \right] \quad (2.30)$$

$$E_{em,h} = E_{Fi} + kT \ln \left[ v_{th} \sigma_p n_i t_{em,h} + e^{\frac{E_{Face} - E_{Fi}}{kT}} \right] \quad (2.31)$$

avec  $n_i$  la densité volumique intrinsèque de porteurs libres du semi-conducteur.  $t_{em,e}$  et  $t_{em,h}$  sont les temps d'émission d'électrons et de trous en déséquilibre respectivement.  $E_{Finv}$  et  $E_{Face}$  sont les niveaux de Fermi en inversion et en accumulation.

En réalité les états qui participent au courant pompé mesuré sont ceux qui se remplissent par capture d'électrons et se vident par capture de trous. Les niveaux correspondant à la fin du régime d'émission de trous  $E_{em,h}$  et à la fin du régime d'émission d'électrons  $E_{em,e}$  constituent donc les bornes de l'intervalle énergétique sondé. Dans la description du cycle, nous avons considéré arbitrairement que ces bornes s'apparentaient aux énergies  $E_{th}$  et  $E_{FB}$ , en considérant uniquement la densité de porteur à l'équilibre. La vitesse de basculement conditionne largement la position énergétique de ces bornes. Des basculement rapides favorisent le piégeage et dépiégeage par capture de porteur plutôt que par émission et  $E_{em,h}$  se situe en fait dans le bas de la bande interdite tandis que  $E_{em,e}$  se situe dans le haut de la bande. On peut néanmoins réécrire les expressions de courant pompé précédentes en remplaçant les bornes. Le courant pompé à deux niveaux devient :

$$I_{cpB} = q A_{eff} \int_{E_{em,e}}^{E_{em,h}} D_{it}(E) dE \quad (2.32)$$

De la même façon les expressions des courants pompés dans le haut et le bas de la bande interdite pour le pompage à trois niveaux deviennent :

$$I_{cp}(haut) = I_1 + I_{4bis} = q A_{eff} \int_{E_3}^{E_{em,h}} D_{it}(E) dE \quad (2.33)$$

$$I_{cp}(bas) = q A_{eff} \int_{E_{em,e}}^{E_3} D_{it}(E) dE \quad (2.34)$$



Pour expliciter ces bornes il faut connaître au cours du cycle, les temps durant lesquels l'émission des électrons  $t_{em,e}$  et l'émission des trous  $t_{em,h}$  se font hors équilibre. Les expressions sont :

-Pour un signal trapézoïdal [8]:

$$t_{em,e} = \frac{|V_{FB} - V_{th}|}{\Delta V_G} t_f \quad (2.35)$$

$$t_{em,h} = \frac{|V_{FB} - V_{th}|}{\Delta V_G} t_r \quad (2.36)$$

-Pour un signal triangulaire [8] avec  $\alpha$  le rapport cyclique:

$$t_{em,e} = \frac{|V_{FB} - V_{th}|}{\Delta V_G} \frac{1}{f} (1 - \alpha) \quad (2.37)$$

$$t_{em,h} = \frac{|V_{FB} - V_{th}|}{\Delta V_G} \frac{1}{f} \alpha \quad (2.38)$$

-Pour un signal sinusoïdal [9]:

$$t_{em,e} = t_{em,h} = \frac{Z}{2\pi f} \quad (2.39)$$

$$\text{avec } Z = \sin^{-1}\left(2 \frac{|V_{FB} - V_{ol}|}{\Delta V_G}\right) + \sin^{-1}\left(2 \frac{|V_{th} - V_{ol}|}{\Delta V_G}\right) \quad (2.40)$$

$V_0$  est la valeur moyenne du signal appliqué.

On considère que  $E_{Facc} = E_{Fi} - \Phi_F$  et  $E_{finv} = E_{Fi} + \Phi_F$ ,  $\Phi_F$  étant le potentiel en volume du semi-conducteur. ( $\Phi_F = kT \ln(N_a/n_i)$ ). Pour des temps de montée  $t_r$  et de descente  $t_f$  supérieurs à quelques nanosecondes, les niveaux d'émission sont toujours plus proches de  $E_{Fi}$  (milieu du gap) que le niveau de Fermi, on se permet donc de négliger le terme en  $\exp(-\Phi_F/kT)$  dans les expressions de  $E_{em,e}$  et  $E_{em,h}$ . On en déduit les expressions du courant pompé pour un signal de grille trapézoïdale, triangulaire ou sinusoïdal sont respectivement :

$$I_{cp}(\text{trapèze}) = 2qkT A_{eff} f D_{itM} f \left[ \ln(v_{th} n_i \sqrt{\sigma_n \sigma_p}) + \ln\left(\frac{|V_{FB} - V_{th}|}{\Delta V_G} \sqrt{t_f t_r}\right) \right] \quad (2.41)$$

$$I_{cp}(\text{triange}) = 2qkT A_{eff} f D_{itM} f \left[ \ln(v_{th} n_i \sqrt{\sigma_n \sigma_p}) + \ln\left(\frac{|V_{FB} - V_{th}|}{\Delta V_G} \sqrt{\alpha(1-\alpha)}\right) \right] \quad (2.42)$$

$$I_{cp}(\text{sinus}) = 2qkT A_{eff} f D_{itM} \ln\left[\frac{\sqrt{\sigma_n \sigma_p} v_{th} n_i Z}{2 \ln(2) \pi f}\right] \quad (2.43)$$

Ces expressions sont celles d'un transistor à canal N. Elles sont valables pour des conditions expérimentales appropriées. Elles ne décrivent pas la composante géométrique, la chute du courant pompé à haute fréquence (>1 MHz) ou encore le cas d'une tension d'inversion trop faible.

On voit apparaître l'intérêt d'utiliser un signal de grille trapézoïdale plutôt qu'un signal triangulaire ou sinusoïdal. Ceci permet de contrôler la fréquence et donc l'amplitude du courant pompé et le domaine des états d'interface participant au courant pompé de façon indépendante. Plus les basculements de la tension sont rapides, plus l'intervalle énergétique sondé s'élargie. Une nouvelle méthode spectroscopique proposée est alors de moduler les temps  $t_r$  et  $t_f$  de montée et de descente d'un signal trapézoïdale (ou  $\alpha$  pour un signal triangulaire) afin de balayer certaines parties de la bande interdite.

Un avantage majeur du pompage à trois niveaux est le fait de pouvoir extraire les sections efficaces de captures en résolution énergétique alors que le pompage de charge à deux niveaux ne permet d'obtenir que des valeurs moyennes sur la bande interdite [10]. La densité d'états d'interface est sondée en faisant varier la tension de grille intermédiaire  $E_3$ . Le pallier utilisé  $t_3$  est suffisamment long pour que l'équilibre soit atteint. Pour extraire la section efficace de capture, il est proposé de faire varier  $t_3$  depuis les petites valeurs. Le courant mesuré est alors plus important. On augmente  $t_3$  jusqu'à saturation du courant pompé. On considère que le temps de saturation correspond au temps d'émission des électrons. La section efficace de capture des électrons est déduite de l'expression simplifiée du temps d'émission :

$$\tau_{en} = \frac{e^{(E_{Fi}-E_i)/kT}}{\sigma_e v_{th} n_i} \quad (2.44)$$

#### 4: Pièges d'oxyde ou états lents

On a considéré que le pompage de charge fait uniquement intervenir les états d'interface oxyde-semi-conducteur. Pourtant des états dans le volume de l'oxyde sont susceptibles de capturer ou d'émettre des porteurs de charge par effet tunnel. Ils peuvent donc participer au phénomène de pompage et leur contribution ne peut être négligée à priori. D'après le modèle de Heiman et Warfield les sections efficaces décroissent exponentiellement avec la distance à l'interface tel que [11][12][13] :

$$\sigma_n(x) = \sigma_n(o) e^{\frac{-x}{\lambda_n}} \quad (2.45)$$

$$\sigma_p(x) = \sigma_n(o) e^{\frac{-x}{\lambda \rho}} \quad (2.46)$$

Les constantes de temps (capture et émission) étant inversement proportionnelles aux sections efficaces, ces états sont lents. Leur contribution est donc plus évidente à basse fréquence, ce qui permet de les identifier.

## 5: Méthodes dérivées

### 5.1: Pompage spectroscopique

Cette méthode proposée en 1991 [14] consiste à sonder énergétiquement la bande interdite par une étude en température de courant pompé. Elle utilise deux signaux de grille de même fréquence et amplitude mais qui diffèrent par leurs temps de montée et de descente ( $t_{r1} < t_{r2}$  et  $t_{f1} < t_{f2}$ ).

On définit le signal spectroscopique de l'intervalle  $[t_{r1}, t_{r2}]$  à  $t_f$  constant :

$$S_r(t_{r1}, t_{r2}) = I_{cp}(t_{r1}, t_f) - I_{cp}(t_{r2}, t_f) = q f A_G \int_{E_{em,h}(t_{r2})}^{E_{em,h}(t_{r1})} D_{it}(E) dE = q f A_{eff} D_{it}(E_{or}) kT \ln \frac{t_{r2}}{t_{r1}} \quad (2.47)$$

$D_{it}(E_{or})$  est la densité surfacique énergétique moyenne d'états d'interfaces compris dans l'intervalle défini par  $[t_{r1}, t_{r2}]$ . De même pour l'intervalle défini par  $[t_{f1}, t_{f2}]$  le signal spectroscopique à  $t_r$  constant est :

$$S_f(t_{f1}, t_{f2}) = e f A_G D_{it}(E_{of}) kT \ln \frac{t_{f2}}{t_{f1}} \quad (2.48)$$

Les largeurs des intervalles spectroscopiques s'expriment par :

$$\Delta E_{or} = kT \ln \left( \frac{t_{r2}}{t_{r1}} \right) \text{ et } \Delta E_{of} = kT \ln \left( \frac{t_{f2}}{t_{f1}} \right) \quad (2.49)$$

Ils sont modulés par la température. On peut extraire  $D_{it}(E)$  pour une grande partie de la bande interdite avec une bonne résolution.

## 5.2: On-Chip Pumping

Un dispositif proposé en 2005 permettrait de faire des mesures de courant pompé à haute fréquence (500MHz) et ainsi de mesurer un courant pompé important. Ceci permet de limiter le courant tunnel à travers l'oxyde de grille qui finit par varier avec la fréquence [15]. Le dispositif est composé d'un oscillateur circulaire, un diviseur de fréquence, un modulateur d'amplitude pour l'application du signal de grille.

## 5.3: Méthodes applicables aux substrats flottants

### 5.3.1: *Pompage transverse*

Cette technique est proposée par Okhonin en 2002 [16] [17]. Le pompage de charge par des techniques classiques nécessite de disposer d'une prise de substrat. Hors, de nombreuses structures qui demandent une étude des états d'interface ne permettent pas ceci. Il est alors nécessaire de modifier la structure pour accéder au substrat, au risque de modifier ses caractéristiques notamment par l'utilisation de processus technologiques qui diffèrent.. Le problème se pose le plus souvent pour des structures MOS sur SOI ( Silicon On Insulator ). La présence d'un oxyde épais entre la zone active du transistor et la face arrière ne permettant pas de collecter ou d'injecter des porteurs. Il a par exemple été proposé d'étudier des diodes p-i-n sur SOI, l'injection ou la collecte des porteurs majoritaires ou minoritaires se faisant sur chacune des bornes  $n^+$  ou  $p^+$  (substrat p) [18], ce qui est une modification majeure de la structure si l'on souhaite étudier des transistors.

Ici, il ne s'agit pas de mesurer un courant pompé mais plutôt d'observer le phénomène de pompage, c'est une mesure indirecte. La mesure est opérée sur le courant de source. Une variation de la densité de porteurs dans le semi-conducteur provoque une modulation du courant de source. Le pompage modifiant la quantité de porteurs, il est donc possible de l'observer et de le quantifier. Le dispositif consiste en deux générateurs d'impulsion reliés à la grille et au drain et en un oscilloscope qui permet la mesure du courant de source et des tensions de source et de grille appliquées. Dans un premier temps, la génération d'impulsion sur le drain conduit à l'injection de porteurs majoritaires (les trous pour un NMOS) dans le substrat flottant du transistor. Des paires électron-trou sont formées par ionisation d'impact. Le champ généré dans le semi-conducteur doit

être suffisamment important pour le permettre, mais raisonnable pour ne pas générer de nouveaux défauts à l'interface. Les porteurs minoritaires sont évacués tandis que les majoritaires sont piégés dans le volume.

Une fois le substrat « chargé » en porteurs majoritaires, une tension périodique est appliquée sur la grille pour induire le phénomène de pompage. Parallèlement le courant de source est mesuré. Dans un premier temps le maximum de courant (courant lors de la saturation) décroît linéairement. A chaque impulsion, le phénomène de pompage conduit à une diminution du nombre de trous présents équivalente au nombre de pièges d'interface. Après un certain nombre de pulses, la baisse n'est plus linéaire puisque la densité de minoritaires chute, ce qui est facteur limitant du pompage. La quantité de pièges d'interface participant au pompage peut s'écrire en fonction de la transconductance  $g_m$  en première approximation comme :

$$N_{it} = \Delta I_S \frac{C_{ox}}{g_m \cdot q} \quad (2.50)$$

### 5.3.2: *Pompage optique*

Cette technique proposée très récemment [19] a pour intérêt, comme la technique précédente dont elle est en fait une adaptation, d'être applicable à des structures avec substrat flottant. Le problème de la génération de porteurs majoritaires par ionisation par impact est le risque de détériorer la structure, d'augmenter le nombre de pièges d'interface que l'on cherche à quantifier. Il est donc proposé ici de générer des paires électron-trou par irradiation lumineuse. On utilise pour cela une simple lampe halogène. Notons que le spectre et l'intensité de l'éclairage ne sont pas des paramètres significatifs. Un potentiel négatif important de substrat est appliqué (ce qui ne demande pas de contact avec le substrat) pour le cas d'un NMOS. L'irradiation conduit à l'accumulation de trous dans le substrat tandis que les électrons sont évacués par le Drain puisqu'une faible tension est appliqués sur celui-ci. L'éclairage est coupé et une tension de grille périodique est appliquée. A chaque cycle, une partie des trous en excès se recombinaient avec les électrons piégés par les états d'interface. Seuls les états de l'interface supérieure (semi-conducteur-oxyde de grille) interviennent en raison du potentiel important appliqué en face arrière. Le courant de source  $I_S$  mesuré après chaque cycle décroît. On retrouve la relation 2.50. Une variante, plus complexe, est proposée dans la foulée [20].

## **Conclusion**

Dans ce chapitre, nous avons présenté la technique du pompage de charge qui permet la caractérisation des défauts d'interface oxyde de grille/semi-conducteur. Cette technique est assez puissante puisqu'elle permet la détermination du niveau énergétique des pièges mais également de la section efficace de capture, résolue énergétiquement pour le pompage de charge à trois niveaux. L'approche de ce chapitre ne révèle pas toute la complexité théorique de la physique du pompage de charge, des approximations importantes sont commises. Ces outils seront cependant indispensables si l'on souhaite développer une technique de pompage de charge en champ proche aboutie.

## **Bibliographie du chapitre 2**

- [1] N.S. Saks, G. Groeseneken and I. DeWolf, *Determination of interface trap capture cross sections using three-level charge pumping*, Appl. Phys. Letter, v 68, n 10, p 1383 (1996)
- [2] L.Militaru, P. Masson and G. Guegan, *Three level charge pumping on a single interface trap*, IEEE Electron Device Lett., 23, n°2, 94 (2002)
- [3] J.S. Brugler and P.G.Jespers, *Charge pumping in MOS devices*, IEEE Trans. Electron. Devices, v 16, p 297 (1969)
- [4] L. Militaru, Rapport de préparation à la HDR (2011)
- [5] W.L. Tseng, *A new charge pumping method of measuring Si-SiO<sub>2</sub> interface state*, J.Appl.Phys. , v 62, n 2, p 591 (1987)
- [6] J.G Simmons and L.S Wei, *Theory of dynamic charge and capacitance characteristics in MIS systems containing discrete surface trap*, Solid-States Electronics, v 16, p 43 (1972)
- [7] J.G Simmons and L.S Wei, *Theory of dynamic charge and capacitance characteristics in MIS systems containing distributed surface traps*, Solid-States Electronics, v 16, p 53 (1972)
- [8] G.Groeseneken and al., *A reliable approach to charge-pumping measurements in MOS transistor*, IEEE Trans. Electron Devices, v 31, n 1, p 42 (1984)
- [9] J.L. Autran and C.Chabrerie, *Use of the charge pumping technique with a sinusoidal gate waveform*, Solid-State Electron. , v 39, p 1394 (1996)
- [10] N.S Saks and M.G Ancona, *Determination of interface trap capture cross sections using three-level charge pumping*, IEEE Electron Device Lett., v 11, n 8, p 339 (1990)
- [11] D.Bauza and G.Ghibaud, *Microelectronic Engineering*, v 28, p 325 (1995)
- [12] D.Bauza and G.Ghibaud, *Analytical study of the contribution of fast and slow oxide traps to the charge pumping current in MOS structures*, Solid-State Electronics, v 39, n 4, p 563 (1996)
- [13] Y.Maneglia et D.Bauza, *Extraction of slow oxide trap concentration profiles in metal -oxide-semiconductor transistors using the charge pumping method*, J. Appl. Phys. ,v 79, n 8, p 4187 (1996)
- [14] G. Van den Bosch and al., *On the geometric component of charge-pumping current in MOSFET's*, IEEE Trans. Electron Devices, v 38, n 8, p 1820 (1991)
- [15] J.Hee-Hwan and al, IEEE, IEDM, p 704 (2005)
- [16] S.Okhonin, M.nagoga and P. Fazan, *Transient charge pumping for partially and fully depleted SOI MOSFETs*, IEEE International SOI Conference, p 171 (2002)

- [17] M. Nagoga, S. Okhonin and P. Fazan, *Microelec. Engineering*, v 72, p 342 (2004)
- [18] T. Ouisse and al. , *Trans. Electron Devices* , *Adaptation of the charge pumping technique to gated p-i-n diodes fabricated on silicon on insulator*, v 38, n 6, p 1432 (1991)
- [19] S. Kim, S-J. Choi and Y-K. Choi, *Optically Assisted Charge Pumping on Floating-Body FETs*, *IEEE Electron Device Lett.*, v 31, n 12, p 1365 (2010)
- [20] S. Kim, S-J. Choi and Y-K. Choi, *Interface-Trap Analysis by an Optically Assisted Charge-Pumping Technique in a Floating-Body Device*, *IEEE Electron Device Lett.*, v 32, n 1, p 84 (2011)



# Chapitre 3

## Dégradation de la couche diélectrique en polarisation de substrat négative



## **Introduction**

Lorsqu' une tension négative est appliquée sur la pointe conductrice AFM, respectivement positive sur le substrat, un phénomène d'oxydation anodique peut se produire, en particulier lorsque l'application du champ se fait à l'air libre. Sous l'effet du fort champ électrique local, l'oxydation de l'échantillon se produit. La dissociation de l'eau présente à la surface de l'échantillon, notamment au niveau du contact pointe-surface est largement favorisée par le champ électrique. L'oxydation d'un substrat nu se produit alors. Lorsqu'une couche mince diélectrique est présente, les ions hydroxydes OH<sup>-</sup> sont injectés à travers la couche, l'oxydation du substrat se produit donc également à l'interface substrat-isolant. Ce phénomène, assez bien maîtrisé, en particulier sur silicium, permet d'utiliser l'AFM pour pratiquer de la nano-oxydation [1].

Lorsqu'une tension positive est appliquée sur la pointe, ou une tension négative sur le substrat, les ions hydroxydes générés ne peuvent être injectés sous l'effet du champ électrique, l'oxydation du substrat à l'interface ne peut à priori pas avoir lieu puisque aucune espèce oxydante ne l'atteint. Néanmoins, un phénomène de gonflement de la surface apparaît dans cette configuration expérimentale dans le cas du dioxyde de silicium [2], mais aussi pour des oxydes high-k [3] [4] ou encore des matériaux ferroélectriques. Ces bosses, d'un volume variable, sont observées immédiatement après le stress électrique, à l'air libre, sous atmosphère contrôlée mais aussi, dans une moindre mesure, sous vide.

Ce phénomène mérite d'être mieux compris dans la mesure où les expériences de stress électrique par sonde locale doivent servir à caractériser à l'échelle nanométrique le comportement électrique de la couche diélectrique et les mécanismes de dégradation [5]. Il faut donc s'assurer que l'observation résulte d'un comportement intrinsèque à l'échantillon, et n'est pas due à un mécanisme propre à la technique C-AFM. Dans le cas contraire, les interprétations expérimentales peuvent être biaisées, d'autant plus s'il s'agit de les confronter à des résultats de mesures conventionnelles.

## 1: Hypothèses

Nous présentons dans cette partie les trois principales hypothèses qui ont été rapidement mises en avant pour justifier l'observation de la déformation. Ces hypothèses sont celles d'un artefact électrostatique, d'un effet électrothermique ou d'une oxydation cathodique.

### 1.1: Artefact électrostatique

La première hypothèse suppose qu'il ne s'agit, au moins partiellement, que d'un artefact d'imagerie. En effet, ces images topographiques sont obtenues le plus souvent après application de la tension avec la pointe conductrice. La pointe étant conductrice, elle est susceptible de stocker des charges ; une interaction électrostatique entre la pointe et l'échantillon, localement chargé, peut alors déformer l'image topographique. Lorsqu'un courant électrique traverse la couche diélectrique, des charges peuvent être piégées, en particulier lorsque le stress génère des défauts, ce qui peut aller jusqu'au claquage.

Porti [6] suppose que la couche d'oxyde est initialement chargée positivement. Le stress électrique conduirait à l'injection dans l'oxyde, sous la pointe, de charges négatives. La charge locale résultante resterait positive. Lorsque l'échantillon est chargé, une charge image (de signe opposé) est induite dans la pointe conductrice ; il apparaît donc entre la pointe et l'échantillon une force d'interaction électrostatique attractive. Si l'échantillon est uniformément chargé l'image topographique n'est pas perturbée puisque la force électrostatique est constante. Porti propose donc que cette force est localement réduite, ce qui conduit à l'observation de la bosse. Il s'agirait donc d'un cas particulier, car le plus souvent, surtout pour des couches diélectriques de bonne qualité, le stress électrique devrait conduire à l'augmentation de la charge locale, et l'artefact électrostatique se manifesterait alors sous forme d'une cavité. Cette conclusion est tirée d'une étude par Kelvin Probe Force Microscopy (KPFM), technique AFM qui permet de cartographier le potentiel de surface par différence avec le potentiel de surface de la sonde. Un potentiel plus faible sur la pointe a permis à Porti de conclure à la présence d'une charge négative relativement à la couche diélectrique vierge. Ceci a pu également être mis en évidence par l'utilisation de la technique EFM [7]. La hauteur de la bosse observée varie suivant le potentiel appliqué à l'échantillon.

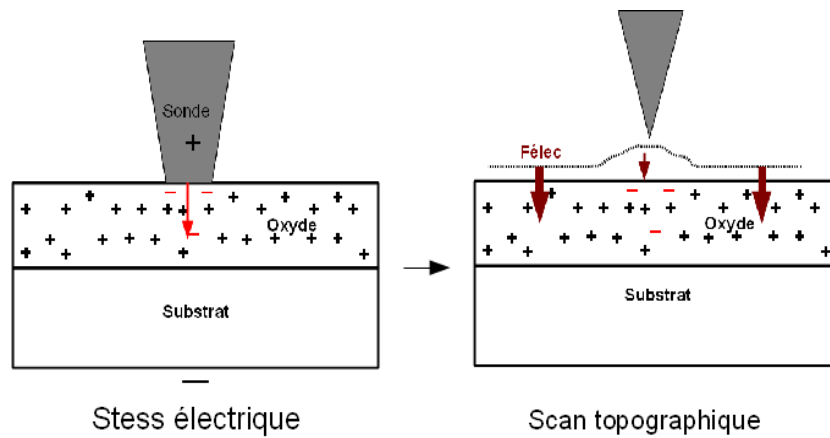


Figure 3.1 : Schéma de l'interaction électrostatique entre pointe et échantillon conduisant à l'observation d'une bosse. C'est la réduction de la densité locale de charge dans la couche qui conduirait à observer une bosse.

## 1.2: Effet électrothermique-DBIE

Zhang et al. [8] ont proposé un effet électrothermique comme responsable de la formation des bosses comme illustré sur la figure 3.2. L'apparition de la bosse serait consécutive au claquage du diélectrique. La forte densité de courant produit un échauffement local du substrat. Les atomes de silicium de ce dernier migrent alors vers la surface, dans le sens de déplacement des électrons. Il s'agit en fait d'un gonflement du substrat, la couche diélectrique étant contrainte subit la déformation. Ce phénomène est analogue à la Dielectric Induced Breakdown Epitaxy (DBIE) décrite pour les dispositifs macroscopiques, en particulier les CMOS. Bien que le claquage soit un phénomène de dimension nanométrique (diamètre du chemin de percolation initial), sur ces dispositifs, la dégradation de la grille poly-silicium se produit souvent sur des surfaces de dimensions micrométriques avec propagation latérale (figure 3.3)[9]. Dans notre cas, la propagation latérale de la percolation serait limitée à la surface de contact de la pointe. L'apparition d'une bosse serait donc due à la déformation du substrat par un phénomène analogue au cas macroscopique après claquage.

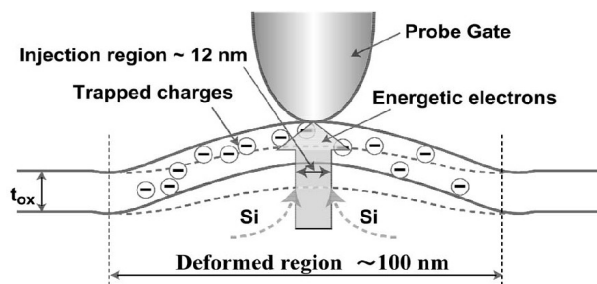


Figure 3.2 : Mécanisme de déformation du substrat selon Zhang (DBIE) [8]

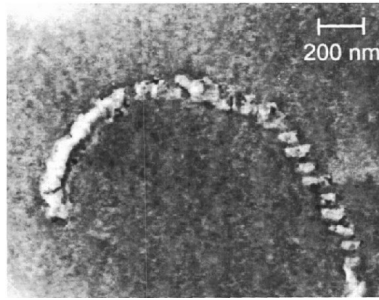


Figure 3.3 : Image MEB de DBIE, le chemin de percolation se propage latéralement sur la grille poly-Si [9]

### 1.3: oxydation cathodique

La troisième hypothèse avancée est celle d'une oxydation du substrat, oxydation que l'on peut qualifier de cathodique en raison du signe de la polarisation. L'oxydation du substrat nécessite la présence d'une espèce oxydante à l'interface, à priori en provenance de la surface de l'échantillon. Dans cette polarisation, cela reste inexpliqué. Pourtant, Polspoel et al. [10] ont réalisé des images au microscope électronique à transmission sur des coupes d'échantillons de SiO<sub>2</sub> sur lesquelles ont été formées ces bosses par AFM. La coupe de ces bosses montre un creusement du substrat. De plus, une analyse EELS (Energy Electron Loss Spectroscopy) montre que le matériau formé comporte une quantité significative d'oxygène, laissant supposer la formation d'oxyde de silicium plus ou moins stœchiométrique (figure 3.4).

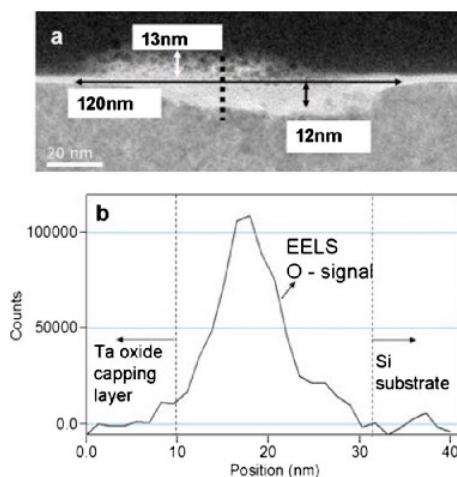


Figure 3.4 : Image TEM d'une coupe de bosse formée après le stress électrique ( $V=5 V$  pendant 10 s) sur une silice de 2,6 nm sur substrat silicium de type n. Le signal EELS montre la présence d'oxygène dans la bosse. [10]

## 2: Expériences-échantillon-protocole

Afin de nous assurer de la validité de la technique C-AFM pour l'étude de la dégradation des couches diélectriques, nous avons donc tenter de mieux comprendre l'apparition de cette bosse sous la pointe lors du stress électrique.

Les expériences ont été menées grâce à un AFM Dimension 3100 du fabricant BRUKER muni d'un module TUNA 2. Le module TUNA 2 permet de mesurer des courants électriques avec 4 calibres pour des courants de quelques dizaines de fA à 1μA. Un AFM Ntegra du constructeur NT-MDT a également été utilisé. Les expériences ont été menées en atmosphère libre et à température ambiante. Pour les mesures électriques, des pointes PPP-ContPt du fabricant Nanosensor sont utilisées. Elles sont caractérisées par un revêtement conducteur PtIr<sub>5</sub>, une constante de raideur de 0,2 N.m<sup>-1</sup> et une fréquence propre de 13 kHz.

Les échantillons sont constitués d'une couche de SiO<sub>2</sub> thermique de 4,2 nm d'épaisseur sur substrat silicium dopé n à 10<sup>15</sup>cm<sup>-3</sup> et ont été produits à la Plateforme Technologique Amont à Grenoble. La silice est le diélectrique en couche mince dont la technologie de croissance est la plus aboutie. La couche est très homogène, avec une faible densité de défauts. Elle nous permet donc de nous affranchir de paramètres tels que des courants de fuite locaux pour notre étude.

## 3: Artefact électrostatique ?

Si l'on suppose que l'observation de la bosse est exclusivement due à l'interaction électrostatique entre la pointe et la surface de l'échantillon localement chargée, l'ampleur de cet artefact doit dépendre de la technique AFM utilisée pour l'imagerie ainsi que des paramètres de mesure et des caractéristiques de la sonde..

La force électrostatique provenant de charges localisées dans l'échantillon a une intensité variant en 1/d<sup>2</sup> soit un potentiel additionnel en 1/d. Le potentiel résultant peut s'écrire comme la somme du potentiel de Lennard-Jones, décrivant l'interaction pointe surface sans charge et du potentiel électrostatique :

$$P = 4\epsilon \left[ \left( \frac{r_o}{r} \right)^{12} - \left( \frac{r_o}{r} \right)^6 \right] - \frac{Q}{4\pi\epsilon_0 d} \quad (3.1)$$

$\epsilon$  est la profondeur du puits de potentiel de Lennard-Jones,  $r$  la distance à la surface ou à l'atome superficiel,  $r_0$  la distance pour laquelle le potentiel de Lennard-Jones est nul,  $Q$  la charge présente sous la pointe dans l'oxyde,  $\epsilon_0$  la permittivité diélectrique du vide, et  $d$  la distance de la pointe à la charge que l'on considère ponctuelle par souci de simplicité. On pourrait écrire  $d=r+\lambda$  avec la profondeur de la charge dans la couche. La force d'interaction s'écrit :

$$F = 24 \epsilon \left[ \frac{r_0^6}{r^7} - 2 \frac{r_0^{12}}{r^{13}} \right] + \frac{Q^2}{2 \pi \epsilon_0 d^2} \quad (3.2)$$

Le mode contact consiste à travailler en force répulsive à  $r < r_0$ . Dans cette zone, on peut considérer que le potentiel de Lennard-Jones varie linéairement avec  $r$ . Le contact intermittent s'effectue à  $r$  moyen  $r > r_0$ , distance pour laquelle la variation du potentiel est plus faible. Il vient donc que l'imagerie en contact intermittent est plus sensible aux effets électrostatiques (position de la pointe) qu'en contact, a fortiori si l'amplitude d'oscillation est grande. La technique EFM qui permet de détecter les charges de surface se fait d'ailleurs à longue distance en mode *interleave*. La figure 3.5 représente le potentiel avec des valeurs arbitraires dans le cas de  $d=r$  pour des charges surfaciques et  $d=10 r_0+r$  pour des charges en profondeur.

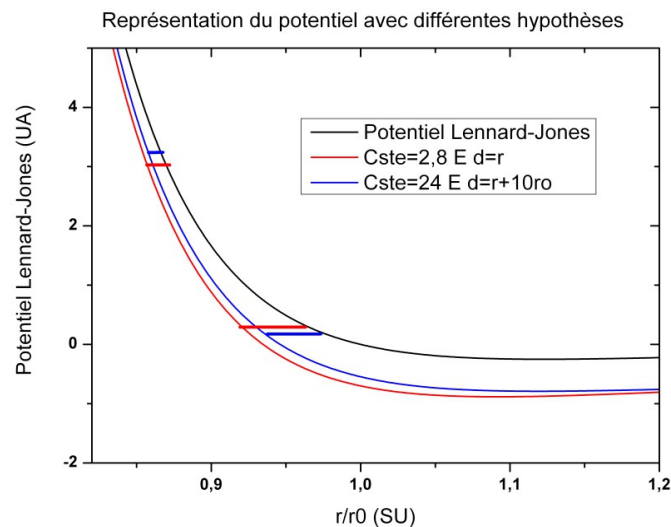


Figure 3.5 : Potentiel sans et avec force électrostatique pour des charges surfaciques et en profondeur. La position est plus sensible pour les grandes forces d'appui.

Nous avons réalisé trois images des mêmes bosses formées suite à l'application d'une rampe de tension en AFM. La première image est obtenue immédiatement après le stress électrique de la couche en utilisant la pointe PtIr conductrice. Il s'agit du mode contact. Les deux autres images ont été réalisées en contact intermittent avec une pointe dédiée non conductrice. L'amplitude



d'excitation du levier et donc d'oscillation varient du simple au double pour chacune des deux images. La valeur de consigne est ajustée en conséquence. La distance moyenne à la surface est différente dans les deux cas.

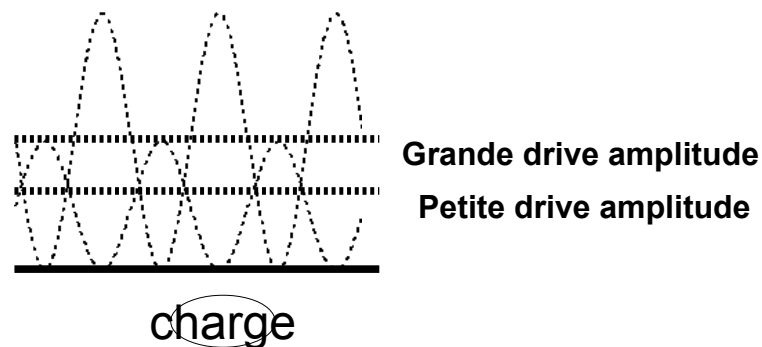


Figure 3.6 : schéma illustrant la variation de l'amplitude de consigne. La position moyenne de la pointe par rapport à la surface en dépend.

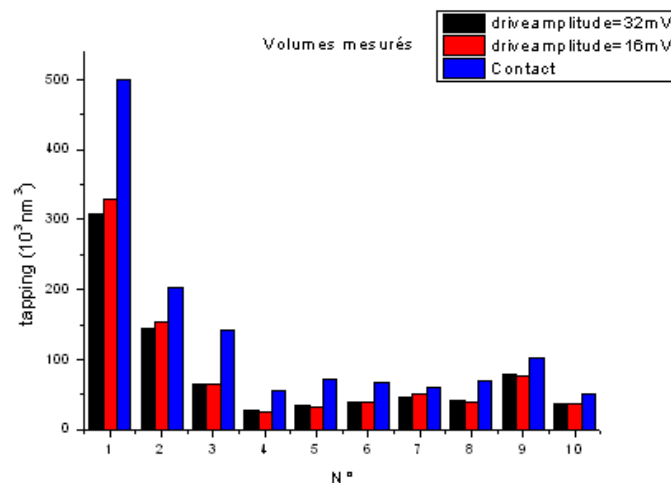


Figure 3.7 : Volumes des bosses formées par application d'une rampe de tension évalués à partir d'une image en contact, et de deux images en contact intermittent avec amplitudes d'oscillation différentes.

La figure 3.7 présente les volumes de bosses évalués à partir de trois images obtenues en configurations différentes. Les volumes mesurés sont plus importants en contact et constants en contact intermittent quels que soient les paramètres d'acquisition. Les volumes plus importants de 40% à 50% mesurés en contact peuvent être attribués à un rayon de courbure plus important de la sonde, de l'ordre de grandeur de la déformation. Une influence des charges conduirait à l'inverse à un volume observé plus petit, ce qui a pu être constaté [11]. Nous affirmons donc que l'effet électrostatique n'est pas responsable de l'observation mais que la déformation de la surface est bien matérielle.

#### 4: Stress électrique en polarisation de pointe positive sur silicium

Si l'oxydation est susceptible de se produire malgré la présence de la couche diélectrique, elle devrait pouvoir se produire également sur un substrat nu. Nous avons réalisé l'expérience. Nous avons utilisé notre échantillon de SiO<sub>2</sub> de 4,2 nm, le substrat est nu (à l'oxyde natif près), la silice ayant été décapée par HF dans les heures précédentes. Six I(V) successives ont été appliquées en un point de la surface entre 0 V et -10 V sur le substrat à la vitesse de 0,5 V.s<sup>-1</sup>. On constate que les courbes sont similaires (figure 3.8). Une tension de seuil proche de -1,3 V est identifiable. Au delà, le courant augmente linéairement avec la tension. La pente nous permet d'évaluer une résistance de contact de l'ordre de 150 MΩ. La répétabilité des I(V) nous indique que l'échantillon sous la pointe n'est pas dégradé par l'application d'une tension, ce malgré le courant important en regard de celui mesuré sur la couche diélectrique. L'image topographique en mode contact ne révèle aucune déformation de la surface (figure 3.9). Ce résultat tend à infirmer l'hypothèse de l'oxydation cathodique puisqu'un substrat directement accessible aux espèces oxydantes de l'environnement n'est pas oxydé dans cette polarité. Il est en accord avec de précédentes études qui ont montré une augmentation du volume des bosses avec l'épaisseur de l'oxyde, la présence de celui-ci favorisant donc sa croissance [12][13]. Nous écartons donc l'hypothèse d'une oxydation directe de la surface du substrat.

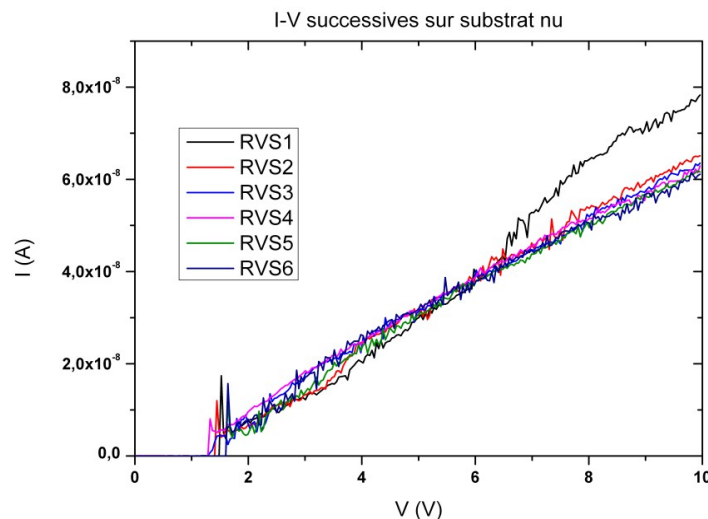


Figure 3.8 : I(V) successives obtenues directement sur le silicium. La tension affichée est la tension de pointe relativement au substrat. Nous présenterons toujours les résultats ainsi par la suite.

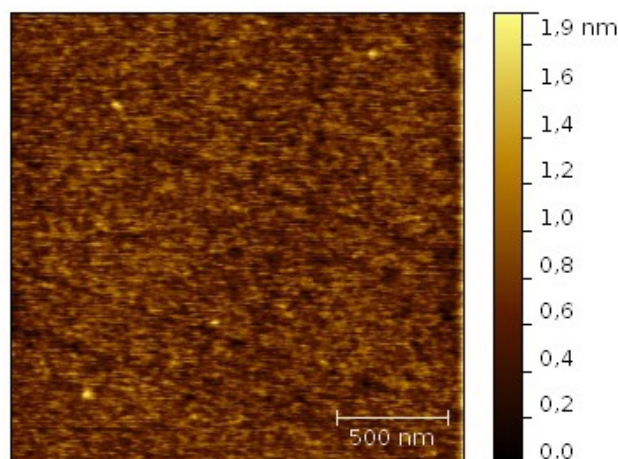


Figure 3.9 : Image AFM topographique en mode contact après le stress électrique. Il n'y a aucune aucune conséquence topographique.

## 5: Etude topographique

### 5.1: Géométrie des bosses

Nous nous intéressons ici plus en détail à la géométrie des bosses. Le stress électrique de l'oxyde a été obtenu par l'application d'une rampe de tension au niveau de l'échantillon via sa face arrière, une tension négative est donc appliquée sur le porte échantillon tandis que la pointe AFM est maintenue à la masse. Le courant est mesuré via un électromètre (boîtier TUNA 2) coté pointe pour obtenir des caractéristiques I(V). La rampe de tension est caractérisée par la gamme de tension tout d'abord, le nombre de points de mesure, et la vitesse de balayage en tension. La rampe de tension n'est pas continue mais en escalier caractérisé par le nombre de points de mesure. Nous avons choisi 512 points de mesure (256 à l'aller et 256 au retour) comme bon compromis entre résolution en tension et temps d'acquisition du signal. Ces paramètres impactent évidemment la résolution de la mesure, sa gamme et le niveau de bruit mais affectent également le niveau de stress subi par l'échantillon. La mesure est destructive.

Afin de conserver des conditions analogues lors des différentes expériences, nous avons appliqué des rampes standard de tension. La rampe de tension appliquée au substrat démarre à 0V jusqu'à -10V puis revient à 0V. Le balayage en tension est exécuté à  $0,5 \text{ Vs}^{-1}$ , une mesure est donc acquise en 40 secondes. Pour moduler le niveau de stress électrique, nous avons parfois appliqué

une limitation en courant. Lorsque le niveau de courant mesuré dépasse le seuil fixé, la montée en tension est arrêtée puis la tension revient à 0V. La vitesse de retour à 0 V a été fixée également à  $0,5 \text{ Vs}^{-1}$ .

En raison de la forte variabilité des résultats sur chacune des expériences, il est indispensable de réaliser un nombre de mesures suffisant par C-AFM. Des séries de 25 I(V) sont donc réalisées sur des zones de l'échantillon de quelques micromètres de côté. Les points de mesure constituent une matrice de 5 points par 5 points.

Le calibre 100 pA est utilisé. Ce calibre permet la détection des faibles courants (quelques centaines de fA) et d'identifier éventuellement les mécanismes de conduction pour des tensions modérées. De plus, il est possible d'appliquer une limite de courant de quelques pA pour limiter le stress. En revanche, à forte tension la saturation est facilement atteinte.

Nous avons réalisé ici trois séries de 25 rampes de tension en des points différents sur le même échantillon. La première série est obtenue avec une limite de courant fixée à 10 pA (série A). Les deux suivantes sont obtenues sans limite de courant (B1 et B2), la rampe de tension est appliquée intégralement. La première est positionnée à la droite de la série A de courant et la seconde à sa gauche. Afin de pouvoir retrouver par la suite la zone de travail, celle-ci est repérée par rapport à un angle de l'échantillon. Pour garantir l'identification des différentes séries, l'espacement des points sur lesquelles sont appliquées les rampes de tension est modifié pour chaque série.

Les trois surfaces ont été imagées après l'acquisition des caractéristiques I(V) en mode contact intermittent pour une meilleure résolution. Pour cela, une pointe AFM dédiée à ce mode a été utilisée (figure 3.10 et 3.11). Chaque série constitue une image avec une résolution satisfaisante ( $1024 \times 1024$  pixels pour  $3 \times 3 \text{ }\mu\text{m}$  soit jusqu'à 3 nm de résolution). De ces images topographiques nous avons extrait la surface, la hauteur et le volume des bosses formées. L'évaluation de la surface et du volume comprend une incertitude importante, d'une part en raison de la fonction d'appareil de la pointe dont le rayon de courbure est de l'ordre de grandeur de l'excroissance. D'autre part, la définition des frontières de la bosse est incertaine. Lorsqu'une limite de courant de 10 pA est appliquée, l'apparition d'une bosse n'est pas systématique, en particulier pour les premières rampes, comme on peut le voir sur la figure 3.10.

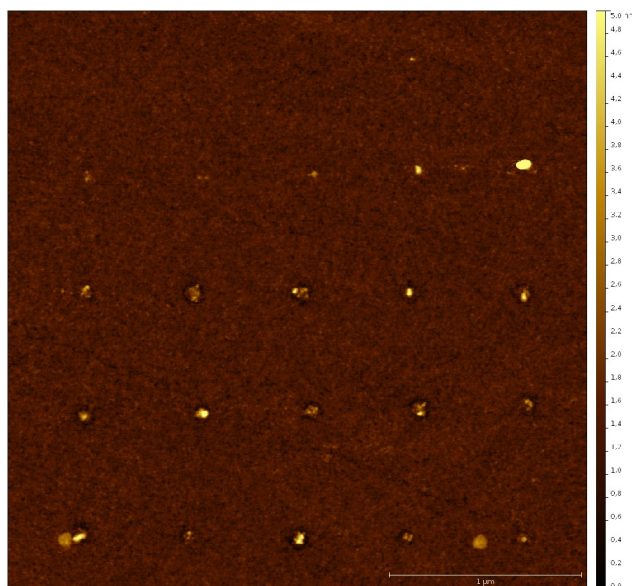


Figure 3.10 : Image topographique en contact intermittent de la série avec limite de courant à 10 pA (série A). Les  $I(V)$  sont effectuées ligne par ligne, puis de haut en bas. Chaque ligne est balayée de gauche à droite ou de droite à gauche alternativement. Les bosses ne sont pas systématiquement observables, en particulier pour les premières rampes.

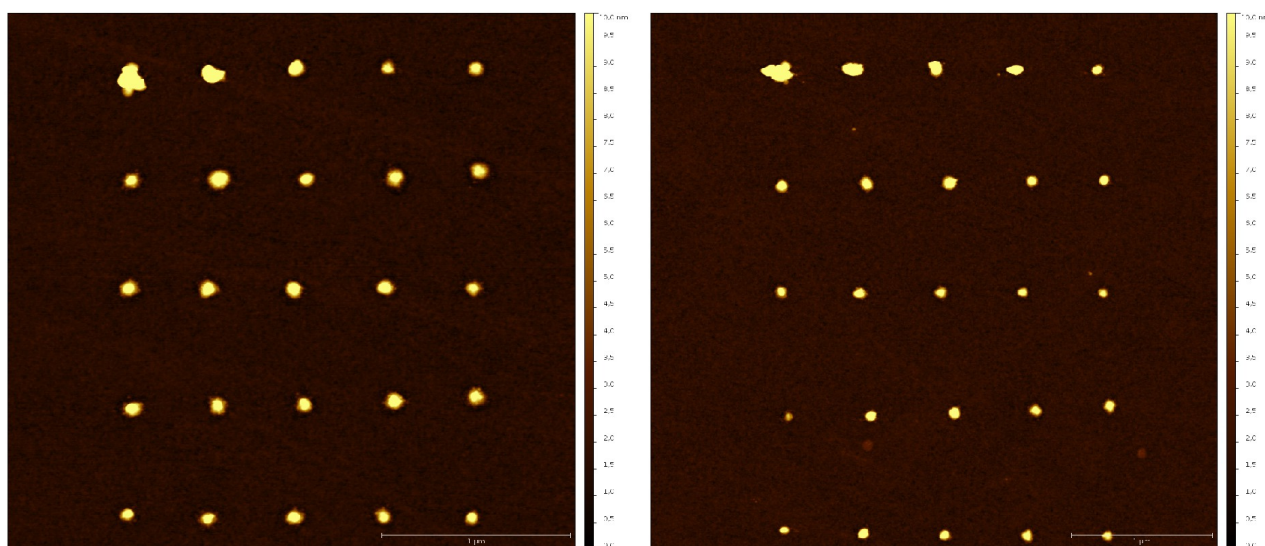


Figure 3.11 : image topographique en contact intermittent pour la série B1 à gauche et B2 à droite.

Pour la série A, avec limite de courant, le volume moyen des bosses oscille entre  $0 \text{ nm}^3$  à  $24400 \text{ nm}^3$  avec une moyenne de  $2973 \text{ nm}^3$ . L'écart type de  $4771 \text{ nm}^3$  est donc supérieur à la moyenne, significatif d'une dispersion des résultats très importante. Les hauteurs des bosses sont distribuées entre  $0 \text{ nm}$  et  $17,0 \text{ nm}$  avec une valeur moyenne de  $3,1 \text{ nm}$ . L'écart type sur la hauteur est également supérieur à la la moyenne avec  $3,3 \text{ nm}$ . Les surfaces des déformations varient quant à elles de  $0 \text{ nm}^2$  à  $4400 \text{ nm}^2$  pour une moyenne de  $2009 \text{ nm}^2$ . L'écart type est de  $1280 \text{ nm}^2$ . La dispersion sur la surface affectée est donc plus modérée. Nous pouvons cependant noter que cette surface, quand il y a apparition de la bosse, est sensiblement plus importante que les surfaces

effectives de contact électrique estimées dans la littérature qui sont de l'ordre de la centaine de nm<sup>2</sup>. La relation entre surface, hauteur et volume est proche de  $V=0,3 Sxh$  en accord avec une forme conique de la protubérance.

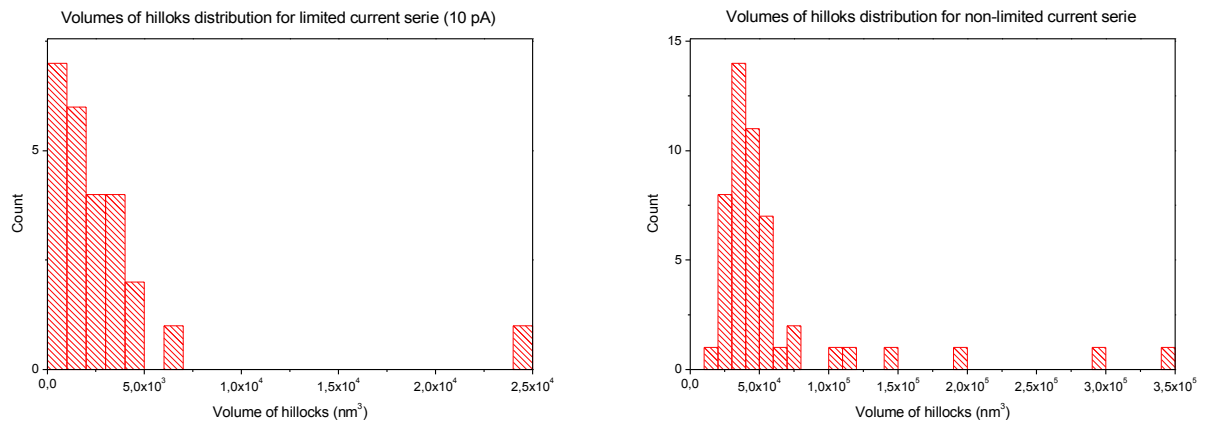


Figure 3.12 : Distribution des volumes des bosses pour la série A à gauche et B1+B2 à droite

Lorsqu' aucune limite de courant n'est appliquée (séries B1 et B2) les bosses apparaissent systématiquement, ceci avec un volume moyen de  $59,7.10^3 \text{ nm}^3$ . La dispersion est très importante également avec un écart type de  $62,5.10^3 \text{ nm}^3$  pour des volumes distribués entre  $22.10^3 \text{ nm}^3$  et  $342.10^3 \text{ nm}^3$ . La mesure de la hauteur et de la surface des bosses donne des résultats vis à vis du volume analogues à la série A.

	Série A	Séries B1 et B2
<b>Surface moyenne (nm<sup>2</sup>)</b>	<b>2009</b>	<b>8520</b>
<b>Écart type (nm<sup>2</sup>)</b>	<b>1280</b>	<b>3350</b>
<b>Hauteur h (nm)</b>	<b>3,1</b>	<b>14,8</b>
<b>Écart type (nm)</b>	<b>3,3</b>	<b>6,4</b>
<b>Volume (nm<sup>3</sup>)</b>	<b>2973</b>	<b>59,7.10<sup>3</sup></b>
<b>Écart type (nm<sup>3</sup>)</b>	<b>4771</b>	<b>62,5.10<sup>3</sup></b>

Figure 3.13 : Tableau récapitulatif des paramètres morphologiques des bosses

Le volume moyen des bosses est environ vingt fois plus important sans limitation du stress. Il augmente donc largement avec le niveau de stress. Mais la dispersion est très importante, il existe donc des conditions expérimentales autres que la tension appliquée qui influencent nettement la formation de la bosse. De plus, lors d'une série de mesure, la distribution des résultats ne semble pas aléatoire puisque les premières rampes de tension appliquées semblent donner un résultat qui diffère en moyenne des suivantes. Il n'y a pas de déformation pour les premières rampes de la série A . A

l'inverse, dans le cas des séries B1 et B2, les premières rampes de tension produisent les déformations les plus importantes.

## 5.2: Impact sur le substrat

Afin de trancher entre l'hypothèse de l'oxydation du substrat et un phénomène électrochimique de type DBIE (Dielectric Breakdown Induced Epitaxy), nous avons voulu observer l'impact du stress sur le substrat. Si une oxydation du silicium a lieu, il doit apparaître un trou dans le substrat. A l'inverse, la DBIE donne lieu à une migration des atomes de silicium dans le sens de circulation des électrons et un gonflement du substrat doit se produire.

Pour cela, l'échantillon sur lequel ont été faites les séries A, B1 et B2 a subi une attaque par acide fluorhydrique HF concentré à 5% pendant une trentaine de secondes. L'échantillon a ensuite été rincé à l'eau distillée puis séché. Cette attaque permet l'élimination de  $\text{SiO}_2$ .

La zone après retrait de l'oxyde est imagée par AFM en mode contact intermittent pour une meilleure résolution. Il ne peut y avoir d'artefact électrostatique ici. La figure 3.14, image de gauche montre l'absence de modification détectable de la surface du substrat pour la série A (courant limité à 10 pA). Pour les séries B1 et B2 (figure 3.15) pour lesquelles le stress n'est pas limité, des trous apparaissent dans le substrat. Ces trous sont de dimensions et de formes variables (figure 3.16). Nous avons calculé leurs volumes. La valeur moyenne du volume des cavités est de  $17200 \text{ nm}^3$  pour un minimum de  $3400 \text{ nm}^3$  (traces) et un maximum de  $73000 \text{ nm}^3$ . Le volume des bosses est donc en moyenne 3,5 fois plus important que celui des cavités. Ce rapport est cependant disparate puisqu'il oscille entre 0,76 et 10,15 (figure 3.17). La moyenne du rapport est de 4. Il est compris dans 74% des cas entre 2 et 4, inférieur à 2 dans 14% des cas et supérieur à 6 dans 12% des cas. Les valeurs extrêmes peuvent s'expliquer par une incertitude importante sur l'évaluation du volume des trous (jusqu'à 50% d'incertitude relative). Dans l'hypothèse de la croissance d'un oxyde  $\text{SiO}_2$  parfaitement compact, le rapport entre volume des bosses et des trous doit s'approcher de 1,2. Ici il faudrait donc former un oxyde très peu compact pour justifier un tel écart de volume. Remarquons que le volume des cavités peut être sous-évalué en raison de leur faibles dimensions (quelques dizaines de nm de diamètre pour quelques nm de profondeur) vis-à-vis des dimensions de la pointe.

Si la formation de trous dans le substrat sert l'hypothèse d'une oxydation, en accord avec les

observations de Polspoel [10], leur volume trop faible vient en contradiction de leur hypothèse. De plus, lorsque le stress est modéré, dans le cas de la série avec limite de courant, le substrat n'intervient pas. La déformation apparaît indépendamment de la consommation du substrat, il existe donc un phénomène autre que l'oxydation du substrat provoquant l'apparition de la bosse. Il n'est pas exclu que ce phénomène et l'oxydation cohabitent comme cela a déjà été proposé [11].

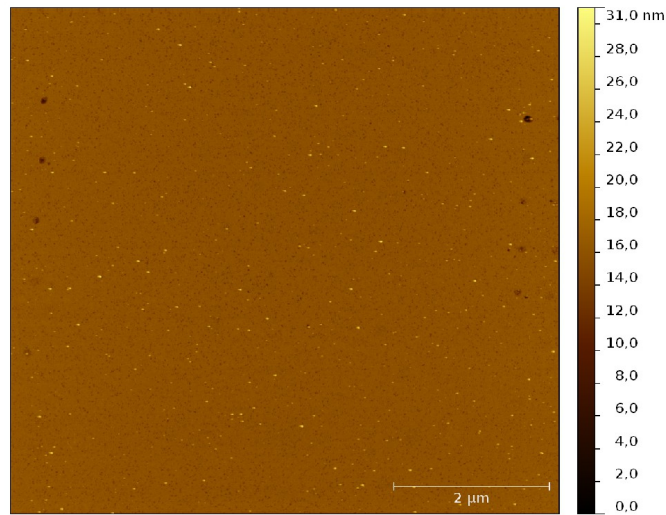


Figure 3.14 : Image topographique de la zone correspondant à la série A (courant limité à 10 pA) après élimination de l'oxyde. A gauche et à droite apparaissent les zones B1 et B2.

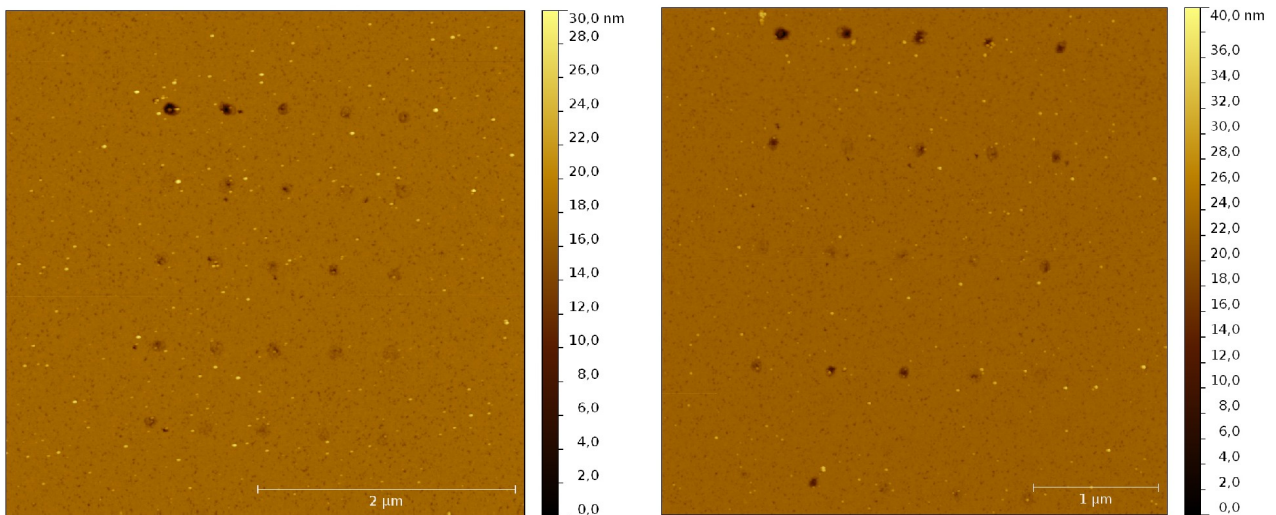


Figure 3.15: Images topographiques des zones correspondant à la série B1 à gauche et B2 à droite



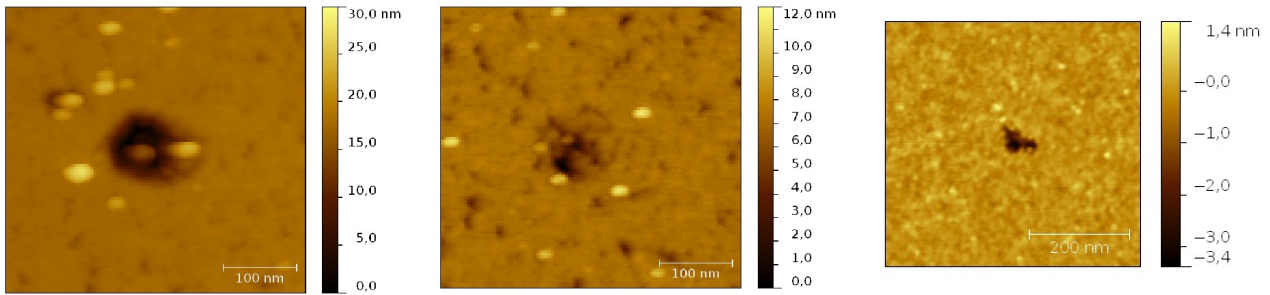


Figure 3.16 : exemples de cavités : à gauche la n°1 de la série B2, au centre la n°6 de la série B2. A droite, une cavité obtenue lors d'une série non présentée ici. La profondeur et la forme varient, les contours sont parfois mal définis.

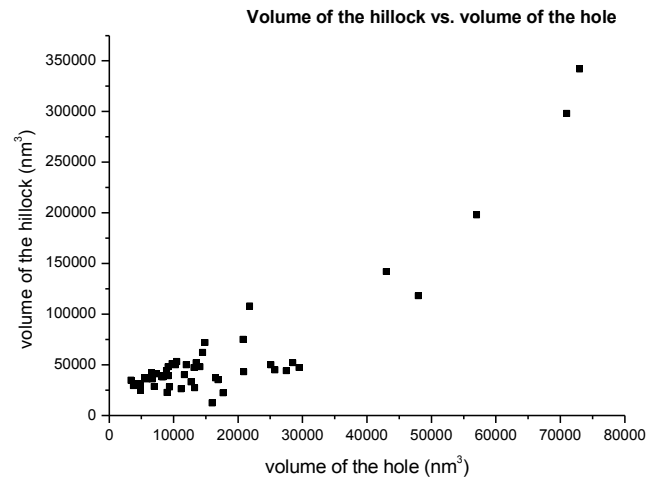


Figure 3.17 : Corrélation entre volumes des bosses et des cavités dans le substrat

## 6: Comportement électrique

### 6.1: Tensions de conduction

Dans ce paragraphe, nous nous intéressons aux caractéristiques  $I(V)$  obtenues lors de l'application des rampes de tension afin d'établir une éventuelle corrélation avec le résultat topographique.

A faible tension, le courant électrique qui traverse l'oxyde est faible, sous le niveau de bruit de l'appareil de mesure. Puis ce courant augmente rapidement à partir d'une certaine tension pour atteindre rapidement la saturation de l'électromètre. Nous définissons donc une tension de conduction par la tension de substrat en valeur absolue (soit la tension de pointe relativement au

substrat) pour laquelle une valeur de courant arbitraire est dépassée. Ici, nous choisissons une valeur seuil de 1 pA, valeur supérieure au bruit (de l'ordre de la centaine de fA), et à priori inférieure aux valeurs de courant pouvant caractériser le claquage diélectrique.

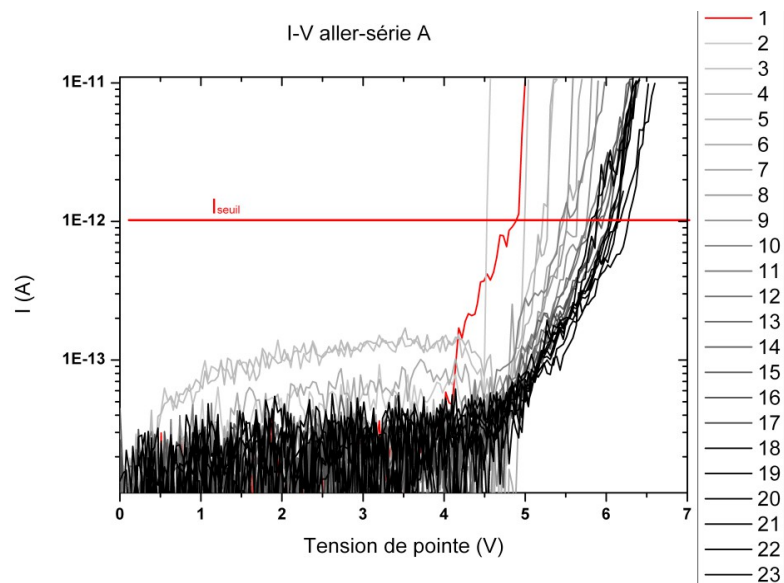


Figure 3.18 : Caractéristiques  $I(V)$  obtenues pour la série A (sans limite de courant)

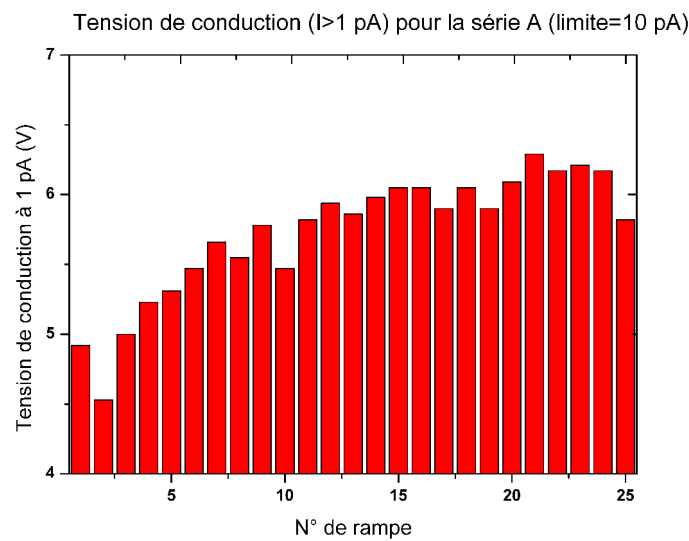


Figure 3.19 : Tensions de conduction pour la série A, seuil à partir duquel le courant de 1 pA est atteint.

Pour la série A pour laquelle une limite de courant est utilisée, la valeur moyenne de la tension de conduction est de 5,73 V avec un écart type de 0,45 V. Les valeurs oscillent entre 4,53V et 6,29 V. La dispersion est importante. La couche de silice est homogène, aussi nous attendons nous à une conduction par effet tunnel à travers la couche proche pour toutes les rampes de tension. Cependant, on ne peut pas exclure l'apparition d'un pré-claquage avant que la valeur de courant seuil de 1 pA soit atteinte. Le phénomène de pré-claquage et de claquage est aléatoire [14], aussi

peut-il être invoqué pour justifier la dispersion des tensions de conduction mesurées. La dispersion des mesures peut également être attribuée aux conditions expérimentales non optimales puisque la mesure est effectuée à l'air libre. En particulier, la couche d'eau adsorbée et le ménisque d'eau [15] ont un impact sur la surface électrique de contact, peuvent constituer une résistance d'accès entre pointe et surface ou encore peuvent intervenir comme source d'espèces chimiques et favoriser la dégradation de la couche (et donc le claquage) pour des tensions suffisantes [16][17]. La dispersion des mesures plus importante à l'air libre a déjà été mise en évidence [7].

La distribution des tensions de seuil est analogue pour les séries sans limitation du courant. Les moyennes des tensions de conduction sont respectivement de 5,86 V et 5,79 V pour des écarts types respectifs de 0,24 V et 0,23 V. Ce résultat est attendu puisque la limite en courant est atteinte après la tension de conduction à 1 pA. On constate cependant un écart type plus faible.

On remarque également sur la figure 3.19 qui présente les valeurs de la tension de conduction que la distribution n'est pas simplement aléatoire. La tension de conduction est tendanciellement plus faible pour les premières rampes que pour toutes les autres mesures. A l'instar de la distribution des dimensions des bosses, cette distribution remet en cause l'indépendance de chaque mesure. L'usure de la sonde ne peut là non plus être invoquée puisque les séries suivantes produisent un résultat analogue, sans changement de pointe.

## **6.2: Corrélation entre tension de conduction et volume de la bosse**

La figure 3.20 montre la répartition des volumes des bosses en fonction de la tension de conduction à 1 pA pour la série A. La corrélation est faible bien que globalement, plus cette dernière est grande, plus la bosse est volumineuse. La rampe de tension n°6, qui a de loin donné lieu à la plus grosse bosse, montre une tension de conduction peu inférieure à la moyenne. Concernant les séries sans limite de courant (figure 3.21), la tendance est inverse puisque les bosses de plus fort volume correspondent aux tensions de conduction les plus basses. Il s'agit en fait de la première rampe pour chacune des deux séries.

Il n'y a donc pas de lien direct entre la précocité de la montée en tension et l'ampleur de la déformation de la surface. En revanche, on peut supposer une relation entre le niveau instantané de courant traversant la couche ou encore la quantité de charge la traversant et l'amplitude de la bosse.

**Volume des bosses en fonction de la conduction (1 pA) série A**

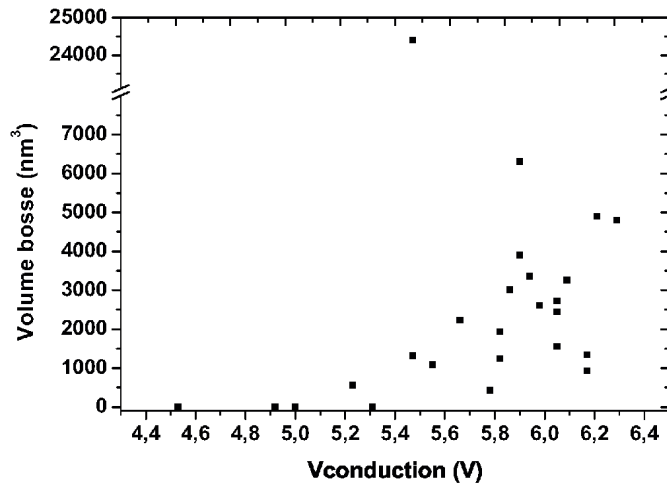


Figure 3.20 : Volumes des bosses en fonction de la tension de conduction pour la série a avec courant limite de 100 pA

**Volume des bosses en fonction de la tension de conduction à 1 pA**

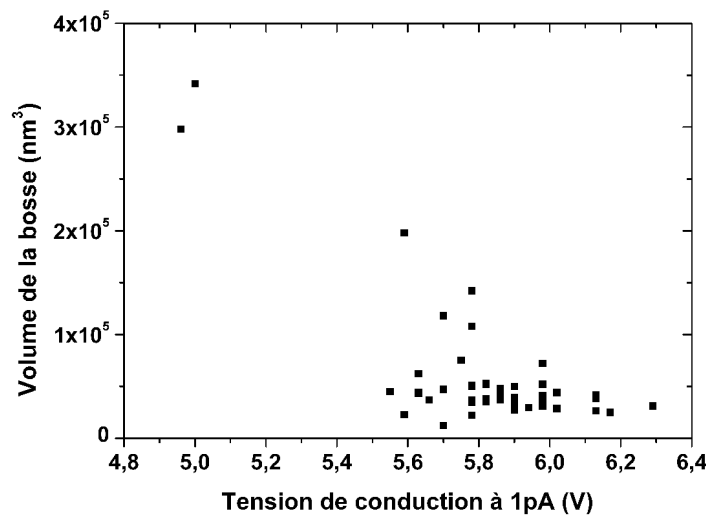


Figure 3.21 : Volumes des bosses en fonction de la tension de conduction pour les séries B1 et B2 sans limite de courant

### 6.3: I(V) complètes

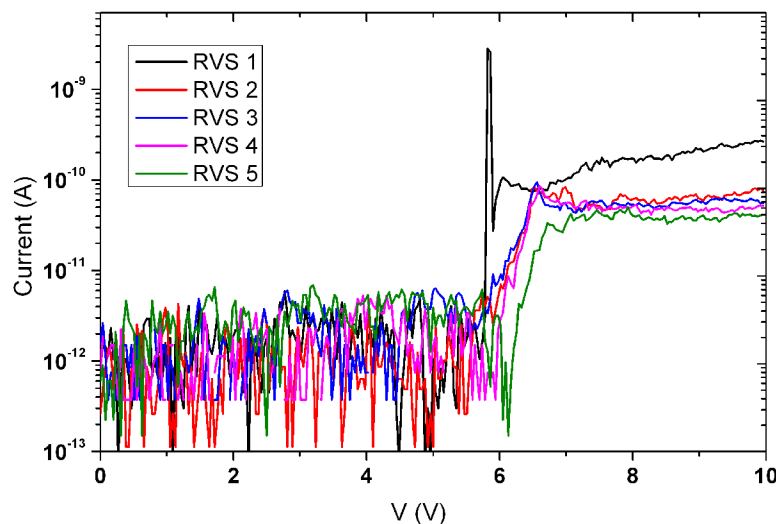
Lors des séries de mesure A, B1 et B2, la saturation du capteur a été systématiquement atteinte, rendant impossible la connaissance du courant réel, notamment lorsque la rampe de tension va à son terme (pas de limite en courant). Le problème existe également pour la première série puisque le temps d'acquisition d'une mesure de courant est de plusieurs dizaines de millisecondes, temps bien supérieur à celui nécessaire au claquage du diélectrique (événement se produisant en un

temps inférieur à la microseconde) et donc à une montée importante du niveau de courant. L'évaluation de la charge traversant la couche ou de l'énergie mise en jeu par intégration du produit  $UI$  est également délicate.

Le courant atteint rapidement la saturation du capteur après que la tension de conduction définie précédemment soit atteinte. Nous voulons connaître le niveau de courant pour des tensions plus importantes, jusqu'à -10 V. Pour cela, nous avons réalisé deux séries de 25 rampes de tension analogues aux précédentes, sur le même type d'échantillon, à l'aide du calibre 10 nA. En raison du bruit, la sensibilité de ce calibre est insuffisante pour mesurer convenablement des courants de l'ordre du picoampère, rendant difficile la mesure à basse tension.

Remarquons que l'utilisation d'un capteur de plus grande dynamique, muni d'une large gamme de calibres serait utile. Cependant, le temps nécessaire à l'autocalibration entre chaque point de mesure limite voire rend aléatoire la vitesse de balayage en tension. Ceci n'est pas neutre pour le résultat de la mesure puisque la dégradation de la couche est conditionnée par la durée du stress électrique. L'intérêt de l'utilisation d'un ampèremètre externe serait alors réduit.

Les deux séries de 25 mesures sont réalisées consécutivement avec la même pointe AFM sur deux zones fraîches. Auparavant, quelques rampes de tension ont été réalisées individuellement, la pointe n'est donc pas vierge. Aucune limite en courant n'est appliquée puisque nous nous intéressons aux fortes tensions.



La figure 3.22 montre les cinq premières caractéristiques obtenues pour la première série. Les vingt suivantes sont analogues aux numéros 2,3 et 4. Le courant n'augmente pas continûment avec la tension jusqu'à saturation du capteur, un maximum de courant est observé avant stabilisation voire chute jusqu'à un niveau de l'ordre de 100 pA. Un véritable pic de courant peut apparaître, en particulier pour la première rampe à un niveau dépassant le nanoampère (ici 3,5 nA) puis le courant chute aux alentours de 100 pA. La hauteur réelle du pic est sans doute supérieure puisque sa largeur est de l'ordre de grandeur du pas de tension (40 mV).

Le maximum est atteint rapidement après la tension dite de conduction, quasi-instantanément lorsqu'il y a un pic franc, après quelques centaines de millivolts sinon. Le courant peut être identifié comme courant tunnel Fowler-Nordheim ou assisté par piège (TAT) ou bien résulter du claquage du diélectrique sous la pointe AFM. Dans les deux cas la tension est proche si l'on admet que le phénomène de claquage diélectrique est fortement lié aux porteurs chauds qui traversent la couche, et donc au courant [9].

Il est raisonnable de penser que lorsqu'un fort courant est collecté par la sonde, le revêtement de platine iridié est dégradé rapidement. La conductivité de la pointe chute, alors suivie par le courant mesuré. Bien que l'usure de la sonde existe, cette hypothèse qui permettrait d'expliquer l'observation d'un pic de courant peut être écartée puisque d'une part, la pointe n'est pas vierge avant la première série, et d'autre part, les résultats sont analogues pour la seconde série et pour toutes les rampes de chaque série, obtenues avec la même pointe. Nous supposons ici que la déformation de la surface est directement consécutive au fort niveau de courant instantané. La déformation de la couche conduit à une diminution nette de sa conductivité. Ces hypothèses permettent de justifier un maximum ou pic de courant.

## **7: Claquage du diélectrique et conduction de la bosse**

### **7.1: Chemin de percolation**

Le claquage de la couche diélectrique conduit, par définition, au passage d'un fort courant à travers le chemin de percolation. Lorsqu'il a lieu, la caractéristique  $I(V)$  retour indique un important courant, jusqu'à saturation du capteur. Ceci n'est pas observé dans la plupart des cas en raison de la déformation de la surface. C'est pourtant le résultat attendu lorsque l'on maximise le stress. La

figure 3.23 présente une courbe obtenue en utilisant une limite de courant à 10 pA. La figure 3.24 est une image topographique de la zone à gauche et une cartographie de courant à droite à -3 V sur la face arrière. Il apparaît que la surface est peu déformée. La zone stressée est l'objet d'un fort courant de fuite, il s'agit d'un spot de claquage.

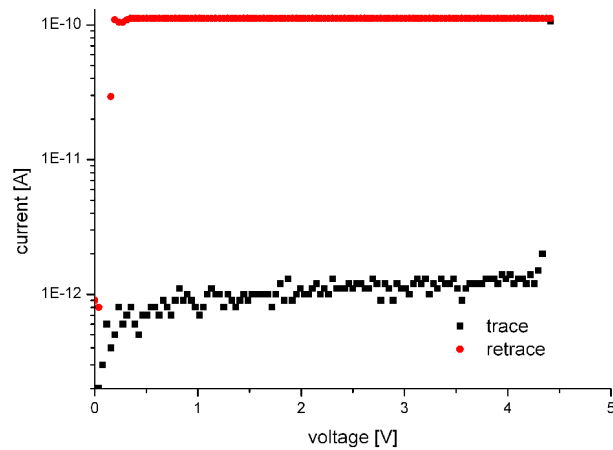


Figure 3.23 :  $I(V)$  obtenue sur  $\text{SiO}_2$  4,2 nm avec limite de courant à 10 pA. La rampe retour indique la saturation du capteur.

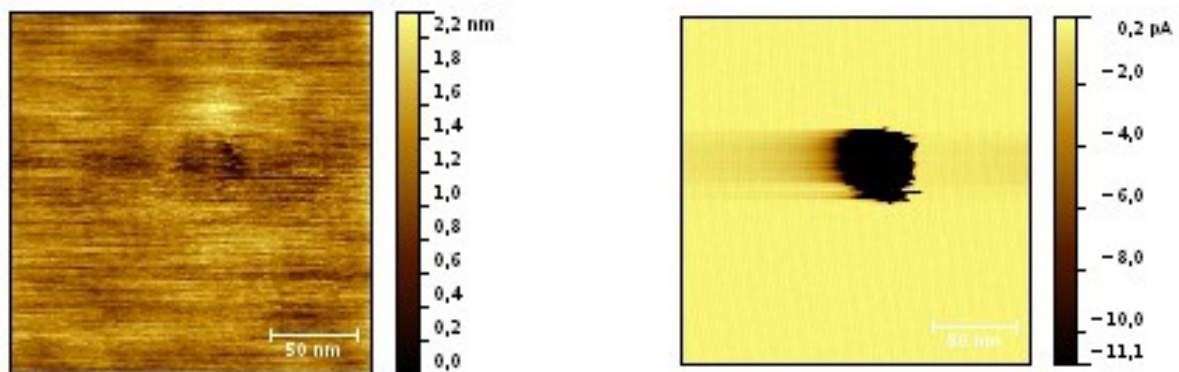


Figure 3.24: Image topographique à gauche et cartographie de courant à droite obtenue à -3 V sur le substrat. Le point de claquage apparaît clairement.

Ce cas de figure est en fait exceptionnel alors que dans la plupart des cas une bosse est formée. L'application d'une limite de courant permet parfois cette observation. Cependant la dégradation peut se poursuivre si la tension diminue lentement après le claquage : une bosse peut apparaître. La figure 3.25 illustre des  $I(V)$  successives obtenues en un point, avec une limite de courant de 50 pA ainsi qu'une image topographique de la surface après le stress. Le retour à 0 V peut être considéré comme instantané puisque la vitesse de balayage au retour est cette fois fixée à une valeur nominale de  $2000 \text{ V}\cdot\text{s}^{-1}$ . Cette configuration permet une observation plus systématique du

claquage.

La première rampe de tension conduit au claquage du diélectrique, les  $I(V)$  suivantes sont caractérisées par un courant important à basse tension qui dépasse la limite de 50 pA avant 2V. On constate qu'il n'y a pas de déformation de la surface observable. Ces résultats nous permettent de conclure que la formation des bosses n'est pas inhérente au claquage diélectrique. Il s'agirait plutôt d'une conséquence possible qui aurait pour effet de le masquer.

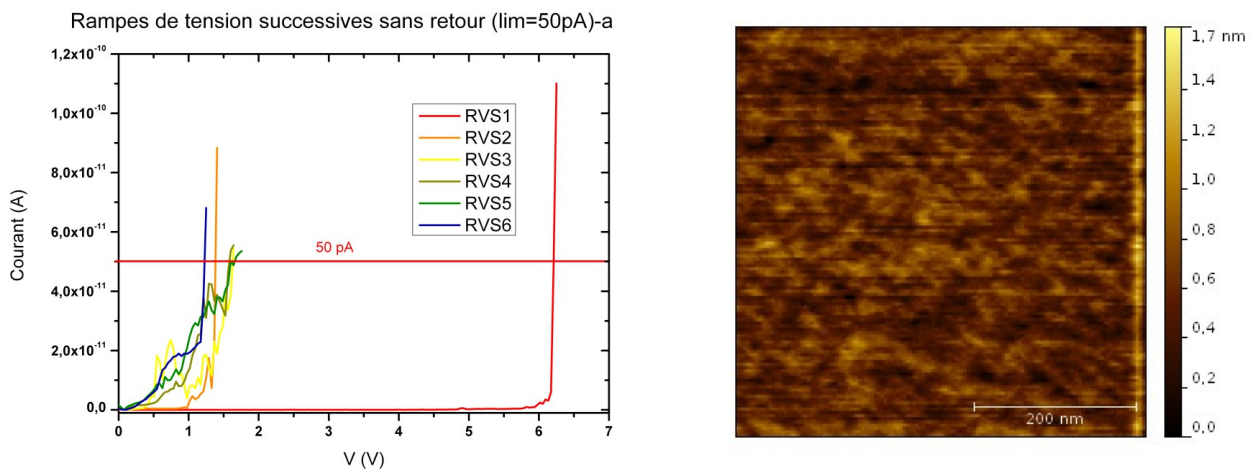


Figure 3.25: A gauche des  $I(V)$  successives obtenues en un point avec limitation du courant à 50 pA et retour immédiat à 0 V. A droite l'image topographique après le stress le stress électrique. Le claquage a manifestement eu lieu, et aucune bosse n'est formée.

## 7.2: Conduction des bosses

Le comportement électrique des bosses diffère sensiblement de celui d'une zone simplement claquée. La figure 3.26 représente une dizaine de caractéristiques  $I(V)$  obtenues à la suite sur un même point. La première rampe donne lieu à une montée subite du courant électrique pour atteindre un maximum et constituer un pic. On suspecte la formation de la bosse qui se formerait peu après le claquage. La courbe suit alors le même comportement que pour les rampes de tension suivantes avec une montée progressive du courant avec la tension. On constate que la couche ainsi dégradée fait l'objet d'un courant de fuite plus important que l'oxyde frais à tension modérée (inférieure à la tension de claquage). En revanche, elle est sensiblement moins conductrice à des tensions plus importantes. La figure 3.27 met ceci en évidence, la cartographie de courant obtenue sur une bosse pour une tension de substrat de -4 V montre un courant de fuite plus important sur la bosse. A l'inverse, pour une tension de -8 V, c'est l'oxyde frais environnant qui donne lieu à un fort courant de fuite, alors qu'il est modéré à travers la bosse. La couche fraîche est bien évidemment dégradée lors



de la cartographie.

Ce comportement a déjà été observé [12]. Le stress électrique conduit à l'injection de charges négatives dans l'oxyde, qui sont piégées dans les défauts préexistants ou générés. Ces charges constituent alors une barrière de potentiel supplémentaire et conduisent à un décalage de la courbe I(V) de quelques centaines de millivolts vers la droite suivant la relation liant la charge surfacique au décalage en tension.

$$\Delta Q = -C_{ox} \Delta V = -\frac{\epsilon_0 \epsilon_{ox}}{t_{ox}} \Delta V \quad (3.3)$$

La densité surfacique de charges sature rapidement à une valeur de l'ordre de  $10^{13} \text{ cm}^{-2}$  quel que soit la qualité initiale de l'interface. L'épaisseur influe peu et la charge piégée semble correspondre aux défauts d'interfaces générés par le stress lui même. Ici, ce n'est pas la charge électrique piégée qui est en cause, car la courbe n'est pas décalée. Il s'agit bien d'une modification structurelle du diélectrique.

Il est important de noter que les courbes obtenues après dégradation, sont quasi-exponentielles. Il n'y a pas de mode de conduction à paramètres fixes qui puisse décrire ce comportement. Une première explication serait une dégradation en directe provoquant une augmentation du courant de fuite, on pense au courant tunnel assisté par piège par exemple. Cette hypothèse est à écarter, puisqu'à quelques fluctuations près, la mesure est répétable. La génération de défauts devrait être réversible pour justifier cette répétabilité. Une autre hypothèse est celle d'un mode de conduction fortement activé en température, tel l'émission thermoïonique. La température locale serait gouvernée par le courant, sans déphasage important. Cependant, le faible niveau de courant ne plaide pas en faveur de cette idée.

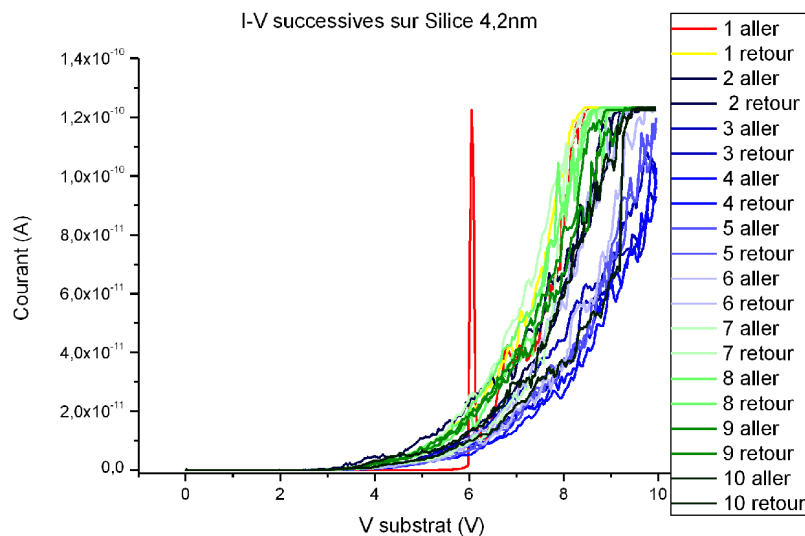


Figure 3.26 : 10 caractéristiques  $I(V)$  successives de 0 à -10 V sur  $\text{SiO}_2$  de 4,2 nm. Les rampes aller-retour sont représentées. Un pic de courant important apparaît lors de la première mesure, puis la structure atteint un état stable.

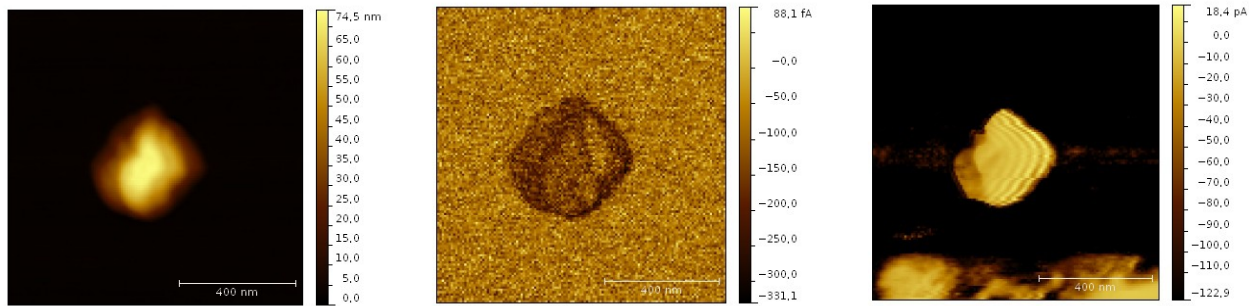


Figure 3.27 : Image topographique d'une bosse obtenue par stress électrique à gauche, au centre, la cartographie de courant à -4 V, à droite la cartographie de courant à -8 V. La bosse est plus conductrice que l'oxyde frais à tension modérée, c'est l'inverse à haute tension.

## 8: $I(V)$ sans retour

L'utilisation d'une limite de courant n'est pas nécessairement suffisante pour limiter la charge totale traversant la couche et donc l'énergie dissipée, le stress peut perdurer après que la limite soit atteinte. Comme dans le paragraphe 6.2, nous avons réalisé des mesures en paramétrant une vitesse de retour nominale de  $2000 \text{ V}\cdot\text{s}^{-1}$  contre  $0,5 \text{ V}\cdot\text{s}^{-1}$  à l'aller. Le temps de descente est inférieur au pas temporel de mesure en montée, le retour est considéré comme instantané. La figure 3.28 présente les caractéristiques  $I(V)$  obtenues avec une limite de courant de 30 pA pour 16 points de mesure (matrice 4x4). Nous pouvons distinguer deux types de courbes. Le premier type, qui concerne onze cas (courbes noires), est caractérisé par une montée franche du courant au delà de la valeur limite pour une tension attendue peu inférieure à 6V. La rampe est interrompue. Le second type, qui concerne cinq rampes (courbes rouges), ne donne pas lieu à une montée franche jusqu'à 30 pA. La montée est stoppée à un niveau inférieur, le régime de conduction change. Les 30 pA ne sont atteints que pour des tensions plus importantes et n'est pas encore atteinte pour la quinzième rampe à 10 V. Ces deux comportements sont similaires aux cas identifiés précédemment (paragraphe 6.3) avec la présence ou non d'un pic de courant (au delà du nanoampère).

L'image topographique obtenue avec la pointe conductrice est illustrée figure 3.29. Cinq bosses importantes apparaissent qui correspondent aux rampes 11,13,14,15 et 16. Leur volume est supérieur à  $30\,000 \text{ nm}^3$  (jusqu'à  $66\,000 \text{ nm}^3$ ). Sur les autres points stressés, des bosses sont également parfois observables, mais leur volume est inférieur à  $4000 \text{ nm}^3$  (voire nul). Il y a donc parfaite correspondance entre les deux groupes d' $I(V)$  identifiés et les deux groupes topographiques.

Ici, contrairement aux mesures obtenues sans limite de courant, ce sont les rampes de tension ne donnant pas lieu à un fort niveau de courant qui produisent les bosses les plus massives. L'intensité instantanée maximale est modérée, en revanche la charge totale traversant la couche ou encore l'énergie dissipée est plus importante. La figure 3.30 qui présente cette énergie montre bien qu'elle est sensiblement plus importante pour le second groupe. On ne peut néanmoins pas corrélérer le volume de la bosse à l'énergie.

Si la formation de la bosse est provoquée par la montée du niveau de courant, on voit ici qu'elle peut également masquer cette montée. Nous avons vu que la bosse est peu conductrice et stable une fois formée. Si la montée du courant est responsable de sa formation, il y a alors un processus de rétroaction négative, la déformation limitant le phénomène qui lui donne naissance.

Réciproquement, le niveau de courant est contrôlé, dans une certaine limite, par une rétroaction négative. On peut également considérer que l'application d'une limite de courant est un système de rétroaction négative sur le niveau de courant, plus sévère que la déformation de la couche. C'est ainsi que les conditions favorables à la formation de la bosse, à savoir un claquage franc et précoce, lui deviennent défavorables ici. On explique aussi ainsi les résultats obtenus sur les séries A d'une part, et B1 et B2 d'autre part, à savoir des bosses plus volumineuses pour les premières rampes des séries B1 et B2 (sans limite de courant) alors qu'il n'y a pas de bosse apparente pour les premières rampes de la série A (limite de courant à 10 pA, retour à vitesse normale). Dans l'expérience présente, on a simplement rendu la contrainte plus opérante, ce qui a pour conséquence de « binariser » les résultats.

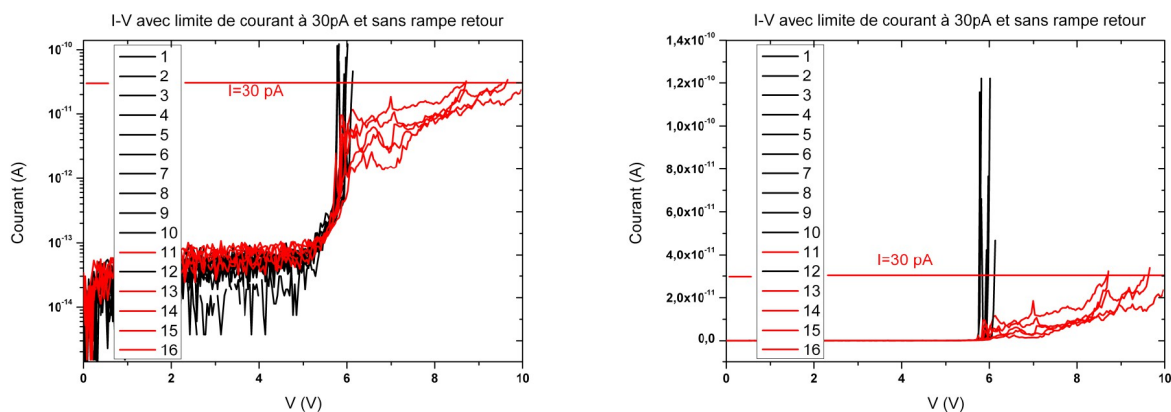


Figure 3.28 :  $I(V)$  obtenues avec une limite de courant de 30 pA avec retour immédiat à 0 V : A gauche en échelle logarithmique, à droite en échelle linéaire.

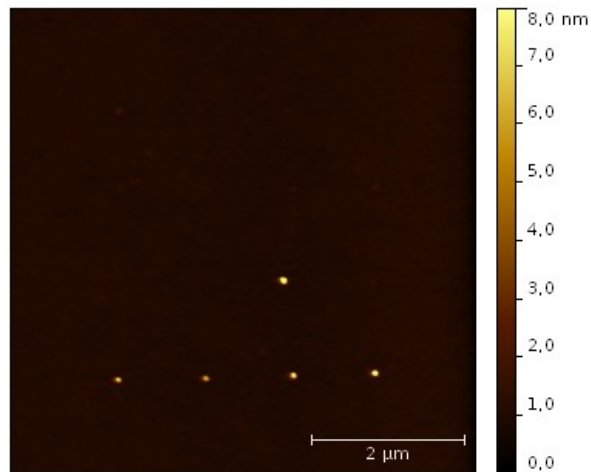


Figure 3.29 : Image topographique correspondant aux  $I(V)$  de la figure 22

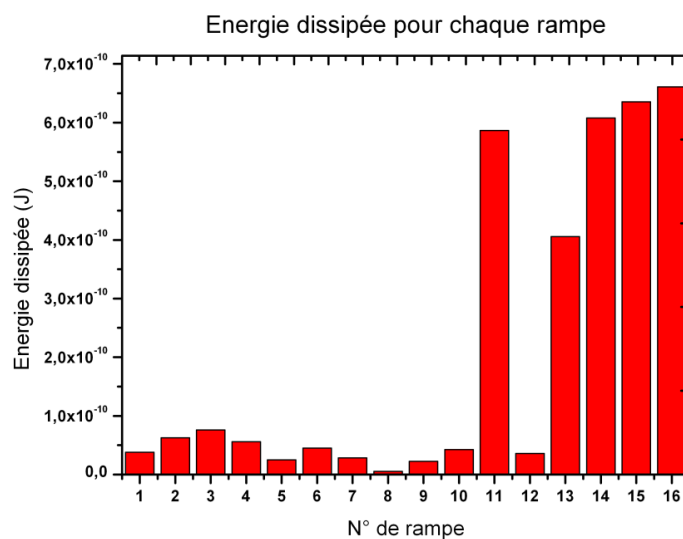


Figure 3.30 : Énergie dissipée pour chaque  $I(V)$

## 9: Comportement capacitif : SCM

La technique SCM permet de réaliser des images et des spectres de capacité (C-V) ayant au moins une valeur qualitative. Sur un échantillon, sur lequel une série de rampes de tension sans limite de courant a été appliquée, nous avons réalisé des images SCM ainsi que des spectres C-V. Les spectres C-V (figure 3.31) sur la silice vierge confirment que le substrat est du type n, puisque le signal SCM est important lorsque la tension de la pointe (grille) est positive, configuration correspondant au régime d'accumulation. Il n'y a pas de remontée en inversion car la fréquence de la tension périodique est importante (90kHz). Le spectre obtenu lorsque la pointe est positionnée sur une bosse ne montre pas de signal SCM sur la plage de -2V à 2V, en bon accord avec les

cartographie SCM (figure 3.32) et des études précédentes [18].

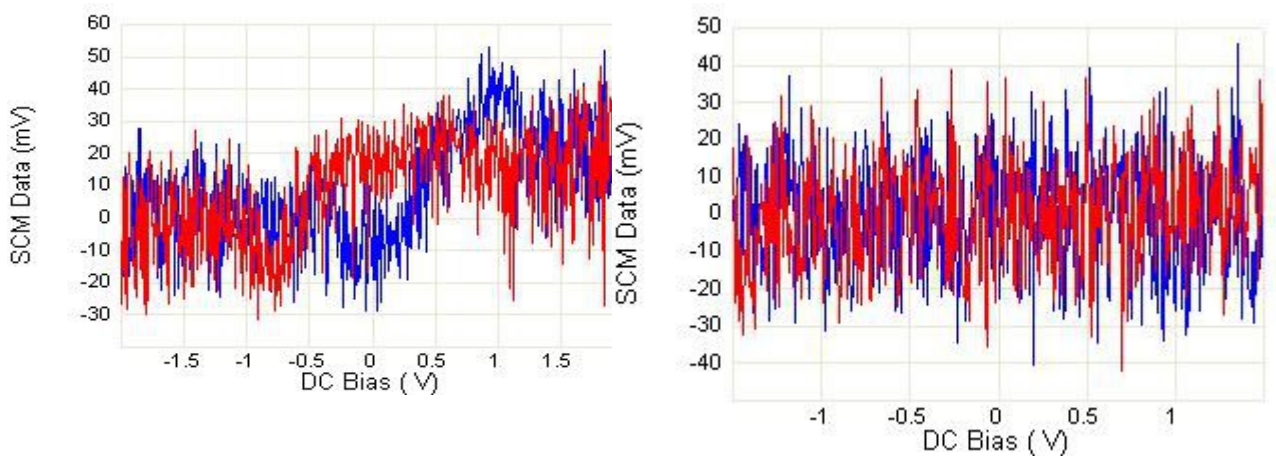


Figure 3.31 : Spectre SCM de la silice vierge à gauche et d'une bosse à droite (en bleu la mesure aller et en rouge la mesure retour)

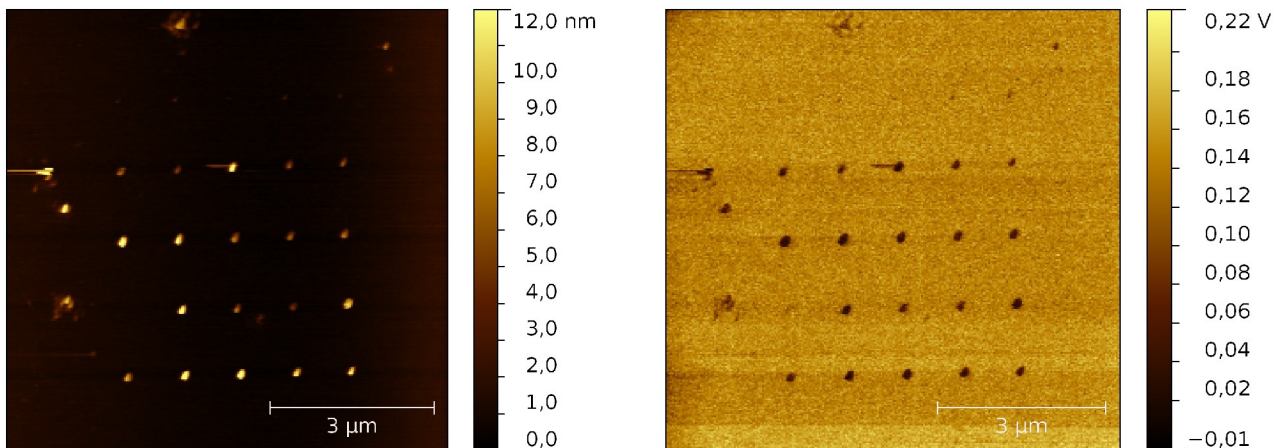


Figure 3.32 : Image topographique à gauche et signal SCM à droite après application de rampes de tension.

La chute du signal SCM après le stress électrique peut trouver deux explications triviales. La première est que la couche est l'objet de courants de fuite significatifs qui masquent l'effet capacitif. La seconde est l'augmentation substantielle de l'épaisseur d'oxyde, et/ou la baisse de la constante diélectrique, qui conduit à un effondrement de la capacité surfacique locale. Cette dernière hypothèse ne peut suffire puisque le signal SCM s'effondre complètement sur les bosses, passant d'une valeur brute autour de 0,2V sur la silice vierge à une valeur proche de 0V.

## 10: Croissance de la bosse

Pour garantir la relation entre apparition de la bosse et le pic de courant, il est utile de vérifier la simultanéité des deux événements. Il s'agit de mesurer le déplacement de la surface sous la pointe lors de l'application de la rampe de tension. Nous avons réalisé cette expérience à l'aide d'un microscope à force atomique Ntegra de NT-NDT. Ce microscope a été choisi pour la facilité d'accès au signal de déflexion du levier. Le capteur interne de courant a une sensibilité médiocre mais nous permet de mesurer des courants de l'ordre du nanoampère.

Lors de l'imagerie en mode contact, la position de la pointe est réglée sur le signal de déflexion, aussi ce dernier ne révèle que l'erreur d'asservissement. Lors de l'acquisition d'une I(V), la rétroaction est coupée, le levier est maintenu en position et le signal de déflexion est directement relié à la position de la pointe.

Le courant est mesuré, d'une part, en fonction de la tension appliquée au substrat et le signal de déflexion est mesuré en fonction du temps d'autre part. La synchronisation de la tension, du courant et de la déflexion est faite lors du traitement des données.

La rampe de tension est la même que précédemment (de 0 à -10 V sur le substrat à  $0,5 \text{ V.s}^{-1}$ ) sur le même type d'échantillon. La figure 3.33 illustre le courant et le signal de déflexion en valeur brute en fonction de la tension. Le courant en échelle linéaire fait apparaître un important pic de courant pour une tension absolue proche de 6 V comme attendu, puis il chute à un niveau proche de 100 pA. Le pic de 35 nA est plus important que ceux constatés précédemment, ce que nous pouvons attribuer à un temps d'acquisition plus court du capteur, soit à une meilleure résolution temporelle.

Le signal de déflexion entame une augmentation dès qu'apparaît le pic de courant mais augmente sur une plage de 4 V (8 secondes) bien après l'effondrement de l'intensité. Il y a un bruit important ainsi qu'une dérive probablement liée à la dérive mécanique

Pour nous assurer que le signal de déflexion mesuré correspond effectivement au déplacement de la surface, c'est-à-dire que la pointe reste bien en contact avec la surface, des courbes d'approche-retrait ont été faites afin de calibrer le déplacement en fonction de la déflexion. Quatre rampes de tensions avec mesure du signal de déflexion ont été appliquées puis une image de la zone en contact enregistrée. Il y a une bonne correspondance entre la déflexion (déplacement) mesurée et la hauteur des bosses sur l'image (figure 3.34). Le signal de déflexion mesuré est donc bien relié à un déplacement apparent de la surface.

Le fort niveau de bruit sur le signal de déflexion ne permet pas de dater précisément le début de la croissance de la bosse, cette mesure ne permet pas de certifier l'antériorité du pic de courant sur l'apparition de la bosse. Cependant, elle permet de confirmer la simultanéité et un lien de

causalité entre les deux événements.

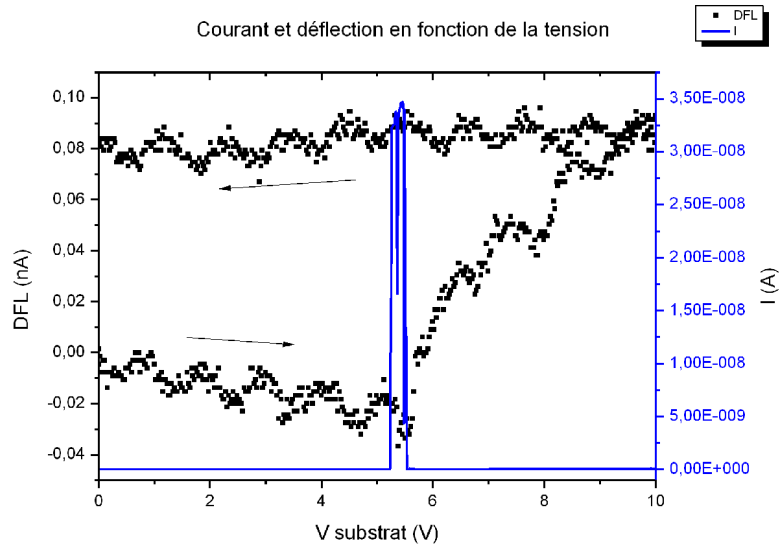


Figure 3.33 : Mesure simultanée du signal de déflexion et du courant lors de l'application de la rampe de tension.

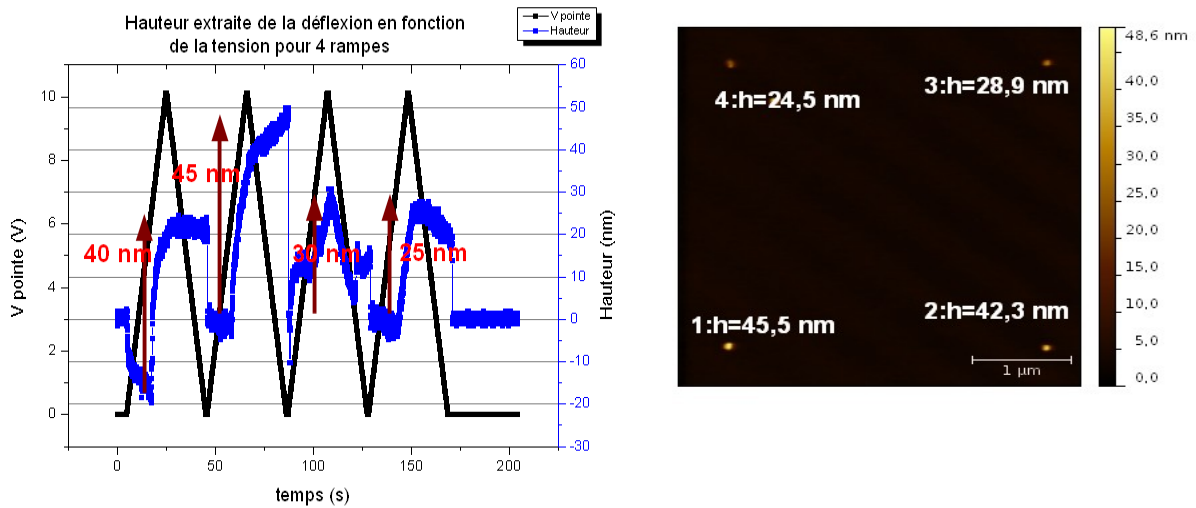


Figure 3.34 : Mesure du signal de déflexion lors de quatre  $I(V)$  sur quatre points à gauche. A droite, l'image topographique permet de confirmer la corrélation entre la déflexion mesurée et les bosses créées.

## 11: Aspect énergétique

Nous discutons ici les aspects énergétiques pour évaluer la crédibilité de l'hypothèse électrothermique à partir de modèles simples.

### 11.1: Energie dissipée

Les séries de mesure qui utilisent le calibre de mesure de 10 nA du C-AFM, nous ont permis d'évaluer l'énergie dissipée. Nous faisons l'hypothèse que l'énergie est dissipée dans sa quasi

intégralité dans la couche diélectrique, là où se trouve la chute de potentiel. Nous calculons donc l'énergie dissipée simplement par intégration temporelle du produit courant-tension.

L'énergie dissipée varie fortement entre  $1,1 \cdot 10^{-9}$  Joules et  $1,9 \cdot 10^{-7}$  Joules avec une valeur moyenne proche de  $1 \cdot 10^{-8}$  Joules. La figure 3.35 montre une corrélation faible entre le volume de la bosse et l'énergie dissipée. Le volume de la bosse évolue de façon logarithmique avec l'énergie. Ceci suggère un phénomène de saturation.

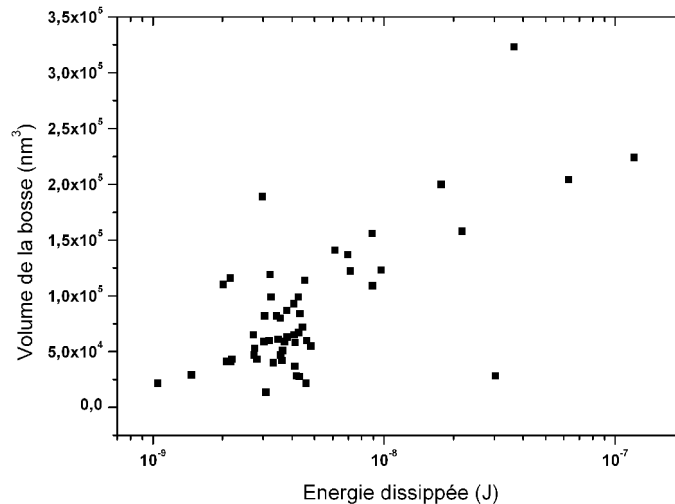


Figure 3.35 : Corrélation entre volume des bosses et énergie dissipée

Le silicium et  $\text{SiO}_2$  ont des chaleurs spécifiques proches avec respectivement  $711 \text{ J.kg}^{-1}.\text{K}^{-1}$  et  $730 \text{ J.kg}^{-1}.\text{K}^{-1}$  et des densités proches également avec  $2,33 \text{ g.cm}^{-3}$  et  $2,2 \text{ g.cm}^{-3}$  respectivement. La température de fusion de  $\text{SiO}_2$  est de  $1650 \text{ }^\circ\text{K}$  contre  $1414^\circ\text{K}$  pour le silicium. La conductivité thermique du silicium est très largement supérieure à celle de la silice avec une valeur de  $148 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$  contre  $1,4 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$ .

Considérons une surface de  $10000 \text{ nm}^2$ , surface de l'ordre de celle mesurée lors de nos expériences. Pour une épaisseur d'oxyde de  $4,2 \text{ nm}$  le volume d'oxyde en jeu est de  $42000 \text{ nm}^3$ . L'énergie nécessaire pour atteindre la température de fusion de la silice depuis  $300 \text{ }^\circ\text{K}$  est de  $9 \cdot 10^{-14}$  Joules. L'énergie dissipée est donc très supérieure à l'énergie nécessaire pour atteindre la température de fusion de l'oxyde au niveau de la zone stressée.

## 11.2: Propagation thermique: longueur caractéristique



Pour la première I(V) de la série A, la puissance instantanée atteint un niveau de l'ordre de  $3.10^{-8}$  W pour le pic (au delà de 6 nA), il faut donc un temps de l'ordre de 10 microsecondes pour injecter l'énergie suffisante à la fusion. Cependant, la propagation de la chaleur est assurée essentiellement, si l'on néglige la conduction par porteurs de charge, par les phonons de la branche acoustique de plus grande vitesse de groupe. Cette vitesse pour un nombre d'onde  $k$  qui tend vers 0 est la vitesse de propagation du son. La vitesse du son dans le silicium est d'environ  $10000 \text{ m.s}^{-1}$  en mode longitudinal et  $5200 \text{ m.s}^{-1}$  en mode transversal. Le parcours d'un phonon en 10 microsecondes est donc centimétrique, distance largement supérieure aux dimensions de notre problème.

### 11.3: Modèle hémisphérique de propagation

Il s'agit d'évaluer la température locale en utilisant le modèle de propagation thermique classique simplifié à l'extrême, toutes les hypothèses simplificatrices tendant à surévaluer la température. On obtient ainsi une borne supérieure de la température. Nous considérons ici que la source de chaleur est ponctuelle, au niveau du contact avec la pointe. La conduction par la pointe et l'air ainsi que le rayonnement sont ignorés. La conduction surfacique est négligée. Nous considérons la couche de silice massive, occupant le demi-espace.

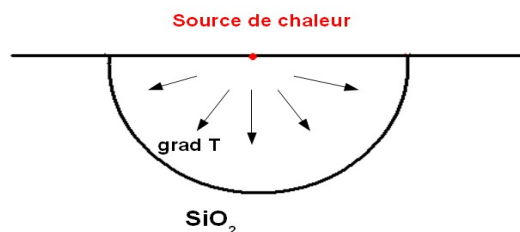


Figure 3.36: Modèle simple de propagation de la chaleur. L'énergie est dissipée en un point du demi-espace de silice. La propagation de l'énergie se fait en approximation suivant une symétrie sphérique dans le demi-espace. Ce cas est une borne supérieure en termes de température .

Le flux thermique est proportionnel au gradient de température  $T$  tel que :

$$\vec{\phi} = -\lambda \vec{\nabla} T \quad (3.4)$$

$\lambda$  est la conductivité thermique qui est de  $1,4 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$  pour  $\text{SiO}_2$  et  $148 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$  pour le silicium. Nous pouvons alors considérer une symétrie sphérique de la conduction thermique et donc de la

température. En régime stationnaire, il y a conservation du flux. La puissance dissipée s'écrit :

$$P = \oint_S \vec{\phi} \cdot d\vec{S} = 2\pi r^2 \cdot \|\vec{\phi}(r)\| \quad (3.5)$$

il vient  $\|\vec{\phi}(r)\| = \frac{P}{2\pi r^2}$  (3.6)

De (3.4) et (3.6) et de l'invariance par rotation dans le demi-espace on déduit :

$$-\lambda \frac{\partial T}{\partial r} = -\lambda \frac{dT}{dr} = \frac{P}{2\pi r^2} \quad (3.7)$$

La température varie en  $1/r$  :

$$T(r) = \int_r^\infty \frac{P}{2\pi\lambda r^2} dr = \frac{P}{2\pi\lambda r} + T_{\text{infini}} = \frac{P}{2\pi\lambda r} + 300^\circ K \quad (3.8)$$

Pour que la température atteigne la température de fusion de la silice à 4,2 nm de la source, soit à la base de la couche, il faut alors une puissance de  $5 \cdot 10^{-6}$  W supérieure à la puissance de  $3 \cdot 10^{-8}$  W évaluée précédemment. A l'inverse, avec la puissance mesurée, le rayon de la sphère atteignant la fusion serait de 2,5 picomètres, valeur qui n'a plus de sens physique.

## 11.4: Interprétation

L'énergie est dissipée dans la couche d'oxyde et celle-ci a une conductivité thermique faible. Le substrat silicium, bien qu'ayant une température de fusion inférieure à celle de  $\text{SiO}_2$ , évacue beaucoup plus la chaleur. Nous pouvons donc émettre l'hypothèse que lors de l'application d'un fort courant sur une zone de quelques dizaines de nm de diamètre, la montée en température est très importante. Dans un premier temps, les atomes de la couche de silice sont très mobiles, ce qui conduit à un réarrangement atomique et à une baisse de compacité. La température de fusion est éventuellement atteinte, ce qui a déjà été supposé [13]. Si l'énergie dissipée est suffisamment importante, la température du silicium sous la zone de stress est suffisante pour entraîner une forte mobilité des atomes voire la fusion. Un mélange du substrat et de  $\text{SiO}_2$  est alors possible. Lorsque la tension n'est plus appliquée, des atomes d'oxygène peuvent éventuellement pénétrer la couche. Il en résulte une couche d'oxyde importante, certainement peu compact et non stœchiométrique. Lorsque nous appliquons une limite de courant et donc du niveau de stress, la température atteinte n'affecte

pas le substrat. Il existerait donc un gap énergétique important entre le gonflement de la couche d'oxyde seule et l'intervention du substrat.

Dans un premier temps, lors du stress, l'injection de porteurs de charges à travers la couche diélectrique conduit à l'apparition de défauts qui facilitent la conduction. Lorsque le niveau de courant devient très important, sous l'effet de l'augmentation de la tension et de la dégradation de l'oxyde (à plus forte raison en cas de claquage), la bosse apparaît alors et constitue une importante couche résistive. Le chemin de percolation, quand il existe, disparaît.

Remarquons que si des températures proches de la température de fusion des matériaux sont atteintes, il est possible de suspecter une fusion du revêtement en platine (température de fusion proche de 2050°K). Nous avons pu vérifier par MEB cette importante dégradation du revêtement métallique de la pointe (figure 3.37).

Il est avéré que la déformation de la surface est de moins grande amplitude lorsque la mesure est réalisée sous ultra-vide, à fortiori lorsque des efforts sont faits pour éliminer la couche d'eau. Cependant, elle ne disparaît pas. On suppose que la présence d'eau facilite le claquage en augmentant la surface effective de contact électrique. D'autre part, le fort champ électrique local peut conduire à la dissociation des molécules d'eau, les ions  $H^+$  ainsi formés peuvent alors être injectés dans l'oxyde et constituer des pièges de charge et faciliter la conduction [16][17]. Ceci est d'ailleurs en bon accord avec le modèle de dégradation AHR (Anode Hydrogen Release). L'eau ne serait donc pas directement responsable de la formation de la bosse en tant qu'espèce chimique mais faciliterait simplement le passage d'une charge importante à travers la couche, augmentant l'échauffement qui est responsable de la formation de la bosse. Il s'agit donc d'une dégradation de type extrinsèque, non similaire à celle qui peut se produire sur dispositif.

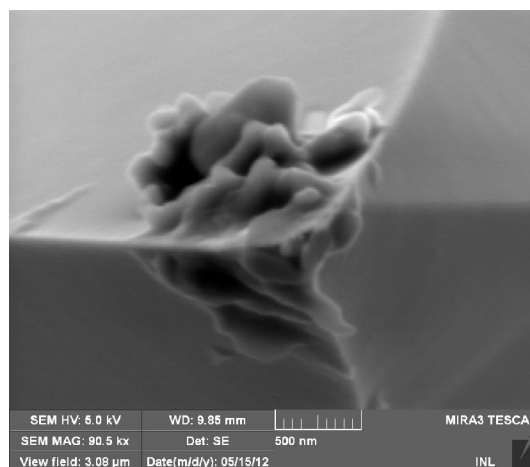


Figure 3.37 : Image MEB de la pointe après utilisation : le revêtement métallique est largement dégradé.

## 12: Conclusion

Dans ce chapitre, nous nous sommes intéressés à la déformation topographique des couches diélectriques minces lors d'un stress électrique par C-AFM en polarisation de pointe positive. Ce phénomène n'est pas analogue à l'oxydation anodique obtenue lorsque la pointe est polarisée négativement. Nous avons pu écarter l'hypothèse selon laquelle son observation n'est dûe qu'à un artefact électrostatique propre à la technique d'imagerie par AFM. Nous savons qu'il n'est pas le fait d'une oxydation directe du substrat puisqu'en l'absence de couche diélectrique, aucune déformation n'est observée, en accord avec l'augmentation de son amplitude avec l'épaisseur de l'oxyde.

Nous avons pu observer son impact sur le substrat par élimination du diélectrique à l'acide fluorhydrique. Lorsque le stress est important, que le courant traversant la couche n'est pas limité, il apparaît une cavité sous la bosse, indiquant donc une réaction de la surface du substrat. Cependant pour un stress modéré, lorsqu'une limite en courant est imposée lors de la rampe de tension, il n'y a pas de creusement du substrat alors même qu'une bosse, de taille plus modeste, se forme dans la plupart des cas. Il semble donc que la déformation concerne dans un premier temps la couche diélectrique, et que seulement pour un niveau de stress suffisamment élevé le substrat soit impacté.

Nous savons que la déformation n'est pas inhérente au claquage du diélectrique puisqu'il est possible de créer un chemin de percolation par l'application d'une tension et de mesurer le fort courant de fuite sans que la surface de l'échantillon ne soit déformée.

Les caractéristiques  $I(V)$  montrent une saturation du niveau de courant, voire un pic. Nous pensons que cette chute de conduction de la couche est la conséquence directe de la formation de la bosse suite au passage d'un fort courant. La mesure de la déflexion du levier lors de la rampe de tension corrobore cette idée. Il s'agit d'un changement rapide de la nature de la couche et non d'un simple décalage de la caractéristique  $I(V)$  liée aux charges négatives injectées dans la couche. Ceci est en accord avec les  $I(V)$  obtenues sur les bosses et les cartographies de courant. L'évaluation de l'énergie dissipée sous la pointe nous permet de supposer une montée significative de la température locale. Une modélisation thermique plus sérieuse serait nécessaire, bien que délicate en raison des faibles dimensions.

Nous supposons donc que l'apparition des bosses est un phénomène en premier lieu thermique, lié à la forte densité de courant instantanée traversant la couche conduisant à une modification structurale du diélectrique et à la baisse de compacité. Dans un second temps, si

l'énergie est suffisamment grande, la surface du substrat peut également être endommagée. Dans cet état, la couche est éventuellement perméable aux espèces chimiques de l'environnement, les espèces oxydantes en particulier. La nouvelle couche, après stabilisation, est donc une silice certainement non stœchiométrique et non compacte, qui constitue une barrière de potentiel importante pour les charges. Il y a en quelque sorte recuit. Le courant de fuite à basse tension est cependant plus important que sur la couche fraîche, probablement en raison de la présence de défauts dans la nouvelle structure qui assistent la conduction tunnel.

Le phénomène est plus important à l'air dans la mesure où l'eau participe à la dégradation de la couche et donc à un fort niveau de courant ; elle intervient peut-être, dans un second temps seulement, comme espèce oxydante. L'eau ne serait qu'un catalyseur accélérant la montée du niveau de courant et le claquage. La déformation tend à limiter l'injection à travers la couche. Aussi, la variabilité des résultats en fonction des conditions de test (limitation du stress entre autre) est gouvernée par la cinétique de dégradation.

Ce phénomène est problématique puisqu'il n'est pas la manifestation du phénomène de dégradation, voire de claquage (TDDDB) que l'on cherche à observer, en regard des dispositifs macroscopiques. Il résulte d'une génération de défauts extrinsèque dont nous pensons que la couche d'eau est responsable. Il peut également perturber les mesures de courant de fuite car intervenant à des tensions proches de celles pour lesquelles le signal sort du bruit. Les mesures sous ultra-vide permettent de s'affranchir partiellement de la difficulté. L'utilisateur du C-AFM doit limiter au strict minimum le stress lors de ses mesures.

Nous avons constaté également une interdépendance des mesures lorsqu'elles sont réalisées à la suite sur une surface micrométrique de l'échantillon, les toutes premières rampes donnant des résultats divergents des suivantes lors d'une série de mesure. Il paraît indispensable d'évaluer ceci, puisque cela compromet largement la fiabilité des mesures, qu'elles soient individuelles ou statistiques.



## Bibliographie du chapitre 3

- [1] Calleja M and Garcia R, *Nano-oxidation of silicon surfaces by non contact atomic force microscopy : Size dependance on voltage and pulse duration*, Appl. Phys. Lett., vol 76, p 3427, 2000
- [2] Porti M. Nafria M., Aymerich X., Olbrich A., and Ebersberger B. , *Electrical characterization of stressed and broken down SiO<sub>2</sub> films at a nanometer scale using a conductive atomic force microscope*, J. Appl. Phys., vol 91, vol. 4, p.2071 (2002)
- [3] Hourani W. PhD Thesis, *Caractérisation des courants de fuite à l'échelle nanométrique dans les couches ultra-minces d'oxydes pour la microélectronique*, INSA de Lyon (2011)
- [4] Delcroix P. PhD Thesis, *Etude à l'échelle nanométrique par sonde locale de la fiabilité de diélectriques minces pour l'intégration dans les composants microélectroniques du futur*, Université de Grenoble (2012)
- [5] Delcroix, P. Blonkowski, S.; Kogelschatz, M.; Rafik, M.; Gourhant, O.; Jeanjean, D.; Beneyton, R.; Roy, D.; Federspiel, X.; Martin, F.; Garros, X.; Grampeix, H.; Gassilloud R., *SiON and SiO<sub>2</sub>/HfSiON gate oxides time dependent dielectric breakdown measurements at nanoscale in ultra high vacuum* , Microelectronic Engineering, v 88, n 7, p 1376-1379, (2011)
- [6] Porti M., Nafria M., Blüm M.C., Aymerich X. and Sadewasser S., *Atomic force microscope topographical artifacts after the dielectric breakdown of SiO<sub>2</sub> films* , Surface Science, v 532, p 727 (2003)
- [7] Hourani W, Gautier B, Militaru L, Albertini D, Descamps-Mandine A, Arinero R, *Influence of the surrounding ambient on the reliability of the electrical characterization of thin oxide layers using an atomic force microscope*, Microelectronics reliability, v 51, n 11, p 2097 (2011)
- [8] Zang L and Mitani Y., *Structural and electrical evolution of gate dielectric breakdown observed by conductive atomic force microscopy*, Applied Physics Letters, v 88, n 3, p 032906 (2006)
- [9] Lombardo S, Stathis J H, Linder B, Pey K L, Palumbo F, Tung G H, *Dielectric breakdown mechanisms in gate oxides*, Journal of applied physics, v 98, p 121301 (2005)
- [10] Polspoel W., Favia P., J. Mody, Bender H. and Wandervorst W. , *Physical Degradation of gate dielectrics induced by local electrical stress using conductive atomic force microscopy*, Journal of Applied Physics, v 106, n 2, p 024101 (2009)
- [11] Hourani W., Gautier B., Militaru L., Albertini D. and Descamps-Mandine A., *Study of the physical and electrical degradation of thin oxide films by atomic force microscope*, Journal of vacuum science technology B, v 29, n 1, p 01AA06 (2011)
- [12] Poelspoel W., Vandervorst W., *Evaluation of trap creation and charging in SiO<sub>2</sub> using both SCM and C-AFM*, Microelectronic engineering, v 84, p 495 (2007)

- [13] Arinero R., Hourani W., Touboul A.D., Gautier B., Ramonda M., Albertini D., Militaru L., Gonzalez-Velo Y., Guasch C. and Saigné F., *Toward a better understanding of the nanoscale degradation mechanisms of ultra-thin SiO<sub>2</sub>/Si films : Investigation of the best experimental conditions with a conductive-atomic force microscope*, Journal of applied physics, 110, 014304, (2011)
- [14] Suné J., Placencia I., Barniol N. Farrés E., Martin F., Aymerich X., *On the breakdown statistics of very thin SiO<sub>2</sub> films*, Thin Solid Films, v 185, n 2, p 347 (1990)
- [15] Jookyung J., Schatz, Ratner M., *How narrow can a meniscus be?* Physical Review letters, v 92, n 8 (2004)
- [16] DiMaria D.J., *Defect production, degradation, and breakdown of silicon dioxide films*, Solid-State Electronics, v 41, n 7, p 957 (1997)
- [17] Tahir-Kheli J., *Dielectric breakdown in SiO<sub>2</sub> via electric field induced attached hydrogen defects*, Microelectronics engineering, v 80, p 174 (2005)
- [18] Porti M., Girardin S., Nafria M., Aymerich X., Cester A., Paccagnella A ;, Schiavuta P. and Pierobon R., *Systematic characterization of soft- and hard-breakdown spots using techniques with nanometer resolution*, Microelectronic Engineering, v 84, p 1956 (2007)



# Chapitre 4

## Fiabilité des mesures-dispersion



## 1: Introduction

Ce chapitre est une discussion sur la fiabilité des mesures pour la caractérisation des films ultra-minces diélectriques. Une problématique majeure de la microscopie à force atomique, et pour bon nombre de ses applications, reste la difficulté à dépasser le stade de l'étude qualitative pour atteindre celui de la mesure quantitative. La première limite est que la sonde qu'est la pointe AFM est un objet unique et a donc une fonction d'appareil unique. Les procédés de fabrication ne peuvent pas, et ne pourront sans doute jamais garantir la géométrie de l'extrémité de la pointe à l'atome près. De plus la pointe est un objet fragile et éphémère qui voit sa fonction d'appareil, unique au départ, modifiée rapidement pendant la mesure. Le C-AFM constitue une application très destructive pour la pointe AFM.

Un paramètre fondamental, lorsqu'il s'agit de collecter un courant par C-AFM, est bien sûr la surface de contact électrique. Elle dépend du contact physique, lui même incertain et variable, mais également des propriétés électriques de l'échantillon, ainsi que de l'environnement (atmosphère contrôlée ou non). Différents auteurs font état de surface effective de contact électrique allant de quelques  $\text{nm}^2$  (sous ultra-vide) à plusieurs milliers de  $\text{nm}^2$ . Ces surfaces, sur diélectrique, sont en général évaluées par un modèle de conduction tunnel Fowler-Nordheim. Nous commencerons par une discussion sur cette méthode qui semble assez limitée en termes de précision.

Nous avons fait le constat au chapitre précédent que la distribution des résultats de mesure ne semble pas aléatoire. Une interdépendance des mesures, bien sur compromettante pour la fiabilité des mesures, apparaît. La dégradation topographique de la couche que nous avons étudiée est concernée. Nous présentons des études complémentaires et proposons des hypothèses pour expliquer ce biais de mesure.

L'étude de la dégradation et du claquage des diélectriques nécessite une approche statistique. En particulier, une loi weibulienne doit à priori être respectée. Il a déjà été montré que les études de TDDB par C-AFM sous ultra-vide sont pertinentes (permettant au passage une bonne évaluation de la surface effective de contact électrique). Il est cependant plus aisé de réaliser des études par  $I(V)$  que par  $I(t)$ . Nous évaluons ici rapidement la pertinence de la représentation de Weibull des tensions de claquage  $V_{BD}$  et de l'influence des observations précédentes sur celle-ci.

## 2: Incertitude sur la surface effective de contact

### 2.1: Incertitude théorique

La surface effective de contact électrique peut être évaluée en modélisant le courant traversant la couche diélectrique. Avant le stress électrique, dans le cas d'un oxyde de silicium de bonne qualité comportant peu de défauts, la conduction s'effectue par effet tunnel. Pour les faibles tensions, le courant prédominant est le courant tunnel direct. Pour des tensions appliquées plus importantes, c'est le courant tunnel Fowler-Nordheim, issu de la déformation de la barrière de potentiel devenue triangulaire qui prédomine. Pour des électrodes de surface importante, le courant tunnel direct est mesurable. Lorsque l'électrode est une pointe AFM, le courant électrique est plus faible et noyé dans le bruit. Seule la conduction en régime Fowler-Nordheim est mesurable. Les paramètres propres à la structure qui interviennent sont l'épaisseur de la couche d'oxyde  $t_{ox}$ , la hauteur de la barrière de potentiel  $\Phi_b$  constituée par la couche diélectrique depuis l'électrode d'injection des porteurs et la masse effective des électrons dans l'oxyde  $m_{ox}$ , souvent rapportée à la masse réelle de l'électron. Le champ électrique dans l'oxyde, considéré constant sur l'épaisseur est relié à la tension aux bornes de l'oxyde  $V_{ox}$ . Cette tension est différente de la tension de grille  $V_G$  appliquée en raison de la différence entre les travaux de sortie du semi-conducteur et du matériau constituant l'électrode supérieure (pointe), et de la chute de potentiel dans le substrat (potentiel de surface) et éventuellement aux chutes de potentiel au niveau des contacts. La relation qui les lie est :

$$V_{ox} = V_G - \Phi_{ms} - \Psi_s \quad (4.1)$$

$\Phi_{ms}$  est la différence des travaux de sortie entre métal et semi-conducteur et  $\Psi_s$  le potentiel de

surface du semi-conducteur. Le champ dans l'oxyde est évidemment :  $E_{ox} = \frac{V_{ox}}{t_{ox}}$  (4.2)

L'expression du courant tunnel Fowler-Nordheim est :

$$I_{FN} = A_{eff} \cdot \frac{q^3}{8\pi h \Phi_b} \cdot \frac{m_0}{m_{ox}} \cdot E_{ox}^2 \cdot e^{-\frac{8\pi\sqrt{(2m_{ox})}\Phi_b^{3/2}}{3qhE_{ox}}} \quad (4.3)$$

avec  $q$  la charge des porteurs,  $h$  la constante de Planck.  $A_{eff}$  est la surface effective de contact électrique.

Connaissant les autres paramètres, il est possible d'évaluer la surface de contact. A l'inverse, des auteurs [1][2] proposent de mesurer et cartographier l'épaisseur du diélectrique en supposant connue la surface effective de contact électrique. On peut également extraire une valeur locale de la hauteur de barrière si les autres paramètres sont fixés.

Cependant, le nombre de paramètres libres est important. Il convient donc de s'intéresser à l'incertitude lors de l'extraction d'un paramètre. Ce, d'autant plus lorsque l'on étudie un matériau diélectrique mal connu.

L'expression de la surface effective de contact électrique en fonction du courant en mode de conduction Fowler-Nordheim est :

$$A_{eff} = I_{FN} \cdot \frac{8\pi h}{q^3} \cdot \Phi_b \cdot \frac{m_{ox}}{m_o} \cdot \frac{1}{E_{ox}^2} \cdot e^{\frac{8\pi\sqrt{(2m_{ox})\Phi_b^{3/2}}}{3hqE_{ox}}} \quad (4.4)$$

L'expression au premier ordre de l'incertitude relative sur la valeur de la surface extraite en fonction des incertitudes sur la valeur du courant et des différents paramètres est :

$$\begin{aligned} \frac{\Delta A_{eff}}{A_{eff}} = & \frac{\Delta I_{FN}}{I_{FN}} + \left(1 + \frac{4\pi}{hq} \frac{1}{E_{ox}} \cdot \sqrt{2m_o\Phi_b^{3/2}}\right) \frac{\Delta\Phi_b}{\Phi_b} + \left(1 + \frac{4\pi}{3hq} \frac{1}{E_{ox}} \cdot \sqrt{2m_o\Phi_b^{3/2}}\right) \frac{\Delta m_{ox}/m_o}{m_{ox}/m_o} \\ & + \left(2 + \frac{8\pi}{3hq} \frac{1}{E_{ox}} \cdot \sqrt{2m_o\Phi_b^{3/2}}\right) \frac{\Delta E_{ox}}{E_{ox}} \end{aligned} \quad (4.5)$$

L'expression de l'incertitude relative pour les paramètres de notre structure et la plage de tension concernée peut s'écrire :

$$\frac{\Delta A_{eff}}{A_{eff}} \approx 49 \frac{\Delta\Phi_b}{\Phi_b} + 17 \frac{\Delta m_{ox}/m_o}{m_{ox}/m_o} + 33 \frac{\Delta E_{ox}}{E_{ox}} \quad (4.6)$$

A courant donné, pour une erreur relative de 0,1% sur chaque paramètre soit 5 mV sur  $V_{ox}$ , 3,2 meV sur la hauteur de barrière et de  $5 \cdot 10^{-4}$  sur la masse relative des électrons dans l'oxyde, soit une incertitude très optimiste, l'erreur relative sur  $A_{eff}$  est de 10%.

## 2.2: Exemple expérimental

Sur la figure 4.1, nous présentons la surface effective de contact électrique extraite d'une courbe I(V) pour différentes valeurs des paramètres. Nous considérons une hauteur de barrière pour la silice de 3,15 eV depuis le silicium, le rapport  $m_{ox}/m_o$  de 0,5 et la tension aux bornes de l'oxyde

comme étant égale à  $V_G - 0,1$  V. Ces valeurs sont communément admises dans la littérature. Cependant, la hauteur de barrière peut facilement varier de 0,05 eV et donc fluctuer entre 3,10 et 3,20 eV. Nous considérons que la masse effective des porteurs peut être ajustée entre 0,45 et 0,55  $m_0$ . L'incertitude sur le champ électrique est contrôlée d'une part par l'incertitude sur l'épaisseur d'oxyde que l'on néglige ici, puisque les mesures ellipsométriques indiquent une épaisseur de  $4,20 \pm 0,02$  nm. Néanmoins les mesures ellipsométriques concernent une surface micrométrique, la variation à notre échelle peut-être plus grande. D'autre part, l'incertitude est importante sur la tension aux bornes de l'oxyde, elle provient de l'incertitude sur le travail de sortie de la pointe de platine iridié que nous avons supposé égal à 4,85 eV [3], mais aussi à la valeur du potentiel de surface (chute de potentiel dans le substrat) pour notre structure MOS qui est ici en accumulation. L'existence éventuelle de chutes de potentiel au niveau des contacts est également problématique, de même que les différentes pollutions, en premier lieu la présence d'eau au niveau du contact métal-oxyde. Nous considérons donc une incertitude de 50 mV sur la tension d'oxyde.

La figure 4.1 illustre l'ajustement avec les paramètres retenus, mais aussi à partir d'ensembles de valeurs aboutissant à des valeurs extrémales de la surface extraite, minimale et maximale. Nous prenons également en compte l'erreur sur le positionnement de la courbe d'ajustement qui est importante (incertitude sur le courant), car la zone où la conduction Fowler-Nordheim est observable est restreinte, limitée à gauche par le bruit et à droite par ce que l'on peut identifier comme étant le claquage du diélectrique. L'ajustement se fait donc sur une plage de courant qui excède rarement deux décades.

Dans notre exemple, nous extrayons une surface effective de contact proche de  $100 \text{ nm}^2$  ( $r_c = 5,6$  nm), mais il est possible d'extraire des valeurs comprises entre  $12 \text{ nm}^2$  ( $r_c = 2,0$  nm) et  $780 \text{ nm}^2$  ( $r_c = 15,8$  nm) d'après les intervalles que nous avons définis, soit un rapport de 1 à 65 en surface et de 1 à 8 en rayon de contact effectif. Il apparaît donc ambitieux d'extraire un paramètre à partir de la modélisation par courant tunnel Fowler-Nordheim, si les autres paramètres ne peuvent être précisément définis.

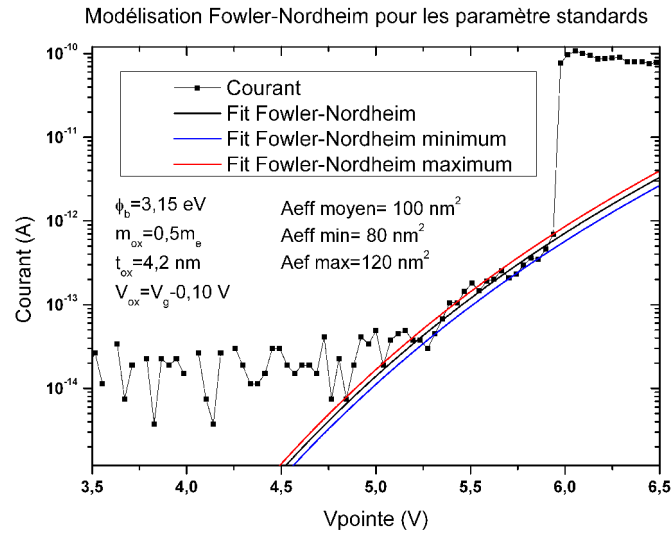


Figure 4.1 : Ajustement Fowler-Nordheim avec les paramètres moyens

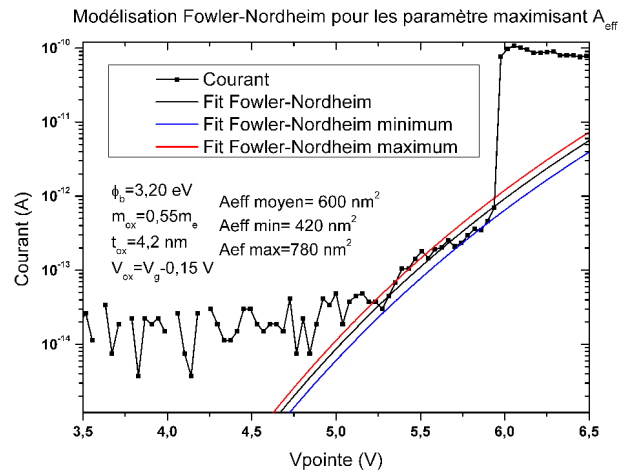
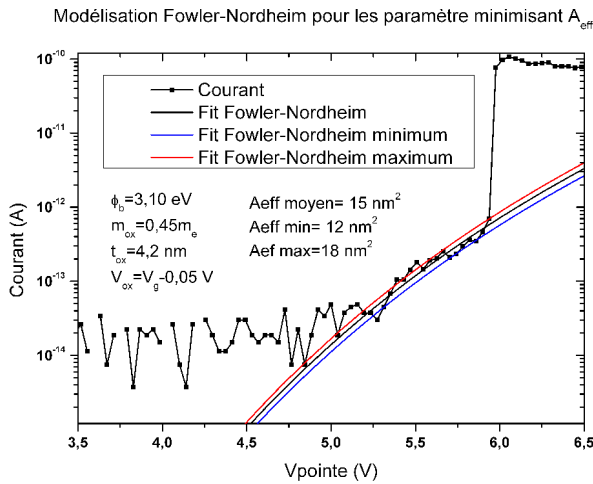


Figure 4.2 : Ajustement Fowler-Nordheim avec les paramètres extrêmes. Surface minimale à gauche et maximale à droite.

### 3: Interdépendance des mesures en mode Point and shoot

#### 3.1: Observations

Nous avons pu constater au chapitre précédent une certaine dispersion des résultats suite à l'acquisition de caractéristiques  $I(V)$ . Il apparaît que cette dispersion n'est pas aléatoire, que cela concerne le volume des bosses formées, la tension de conduction pour laquelle le courant atteint un certain niveau, le courant maximum ou bien l'énergie dissipée. En effet, lors de séries de mesures répétitives, en utilisant le mode *Point and Shoot*, sans limitation du courant, les premières rampes

donnent lieu à une montée à plus basse tension du niveau de courant, de façon plus brutale, et à une déformation plus importante de la surface lorsque le courant n'est pas limité. L'inverse est observé lorsque le stress est limité.

Il s'agit ici de confirmer ce phénomène et d'en discuter les causes. Nous avons produit une expérience permettant de comparer les résultats de mesures isolées et réalisées en série (*mode point and shoot*). Ces mesures sont effectuées sur l'échantillon de SiO<sub>2</sub> de 4,2 nm sur silicium dopé n. Les paramètres de rampe sont les mêmes que précédemment soit une tension appliquée de 0 V à -10 V sur le substrat à une vitesse de balayage de 0,5 V.s<sup>-1</sup> à l'aller et au retour.

Dans un premier temps, deux rampes de tensions sont appliquées isolément, chacune sur une zone fraîche. Ensuite, sur deux nouvelles zones fraîches, deux séries de 25 mesures sont effectuées. Enfin, sur de nouvelles zones, deux rampes de tensions sont appliquées individuellement, sans limiter le niveau de courant. A chaque étape, la zone stressée a fait l'objet d'une image topographique. Une unique pointe AFM de platine iridié est utilisée. La figure 4.3 présente le volume des bosses formées pour chacune des 29 rampes. Il apparaît que les bosses formées les plus volumineuses le sont lors des I(V) obtenues individuellement. Pour chacune des deux séries, les premières bosses formées sont tendanciellement les plus importantes, comme observé précédemment. L'analyse des tensions de conduction pour I=1 pA (figure 4.4) donne un résultat analogue, avec une montée du courant à plus basse tension pour les rampes individuelles ainsi que les premières rampes de chaque série. Il en est de même pour l'énergie dissipée calculée qui est plus grande pour les premières I(V) des séries et les I(V) isolées (figure 4.5).

Ce résultat, en accord avec les observations précédentes, met également en évidence l'interdépendance des mesures lors de l'acquisition en série. En effet, l'augmentation de la tension de conduction et la baisse de l'ampleur de la déformation de la surface ne peuvent pas être attribuées à la dégradation de la pointe. Le déplacement sur une nouvelle zone permet de reproduire l'expérience, la variation est donc reproductible.



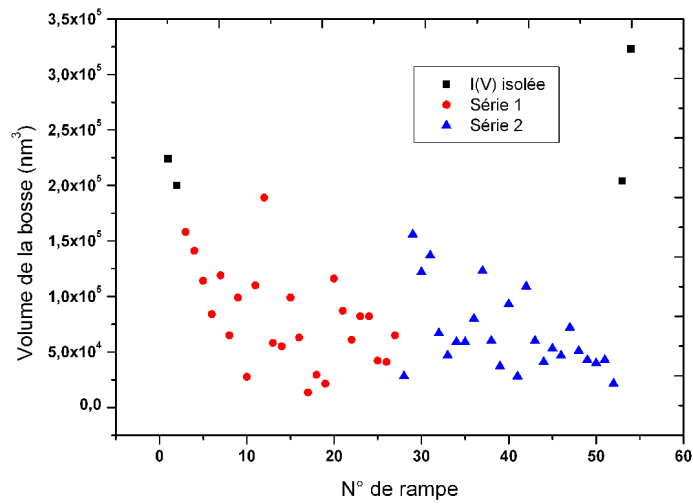


Figure 4.3 : Volume des bosses formées par des rampes de tension en série et individuelles.

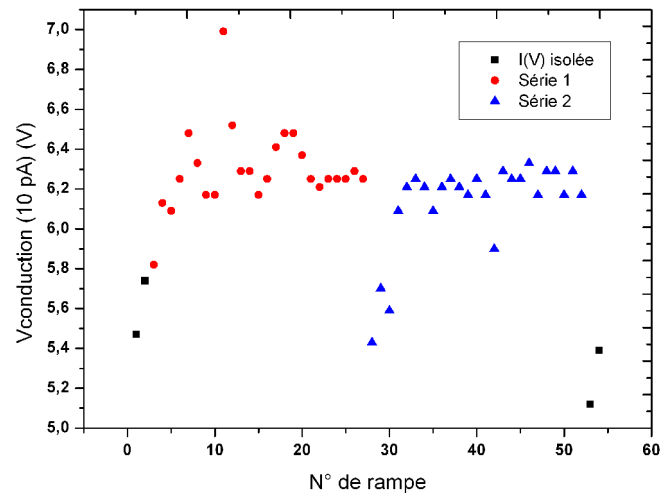


Figure 4.4: Tensions de conduction pour des rampes de tension en série et individuelles.

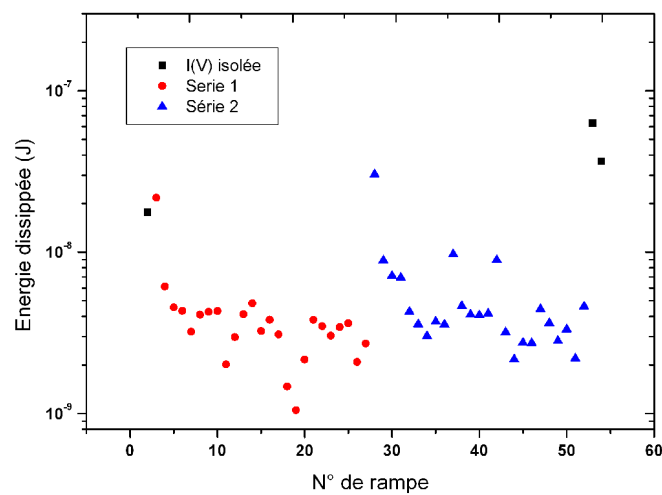


Figure 4.5: Énergies dissipées pour des rampes de tension en série et individuelles.

Deux aspects liés à la mesure en série sont susceptibles d'expliquer ce comportement, le premier étant la proximité temporelle des mesures et le second la proximité spatiale. Les 25 mesures sont effectuées sur des surfaces de quelques micromètres de large tout au plus. Nous avons généralement espacé les points de mesure de 1  $\mu\text{m}$ . Beaucoup d'auteurs présentent des mesures sur des zones plus restreintes encore. Lorsque l'acquisition d'une caractéristique  $I(V)$  est terminée, la pointe AFM est instantanément déplacée au point de mesure suivant, il n'y a pas de temps de latence.

Il est logique d'envisager une dégradation de la couche diélectrique sur une zone dépassant largement la surface de contact pointe-échantillon, jusqu'à des distances micrométriques du point de contact. La génération de défauts ou encore l'injection de charges dans la couche concerneraient alors le point de mesure suivant. L'interdépendance des mesures serait donc liée à la proximité spatiale.

On peut également suspecter une importante montée de la température de la pointe AFM qui resterait chaude à l'attaque de la seconde rampe de tension. Il n'est pas à exclure que la température de la pointe elle-même conditionne la conduction à travers la couche mais surtout, la température influence largement la présence d'eau au niveau du contact. Lors de la seconde mesure, le ménisque d'eau serait plus facilement désorbé avant que la tension n'atteigne une valeur permettant la mesure d'un signal émergeant du bruit et susceptible de dégrader le diélectrique. Ceci d'autant plus que la présence d'eau favorise la dégradation de la couche via l'injection de protons. L'interdépendance des mesures serait donc liée à la proximité temporelle des mesures.

Enfin, nous pouvons également envisager une montée en température de la surface de l'échantillon sur une zone assez importante pour impliquer le point de mesure suivant, et conduire à une réduction significative de la couche d'eau adsorbée. La pointe, devenue chaude serait également séchée. La cause de l'interdépendance serait donc la proximité à la fois spatiale et temporelle des mesures.

### **3.2: Influence de l'espacement des mesures**

Afin d'évaluer ces hypothèses, nous avons mené une expérience éprouvant l'influence de l'espacement des mesures. Trois séries de 25  $I(V)$  ont été réalisées avec nos paramètres standards. Les deux premières sont caractérisées par un espacement de 500 nm entre les points de mesure, soit

entre rangées et entre colonnes. L'espacement entre les points de mesure est de 3  $\mu\text{m}$  pour la troisième série. Sur la figure 4.6, nous présentons la tension de conduction à 1 pA comme critère d'étude. Pour chaque série, sa valeur est sensiblement plus basse pour la première acquisition que pour les suivantes. En revanche, on constate que si la valeur moyenne pour les suivantes est comparable pour les séries d'espacement de 500 nm, elle est inférieure pour la série d'espacement de 3  $\mu\text{m}$ . Le tableau 4.7 contient les valeurs de tension de conduction moyennes avec leur écart type pour chaque série, en prenant en compte toutes les mesures, ou en excluant la première. L'écart type est également plus faible pour la série d'espacement 3  $\mu\text{m}$ . L'interdépendance est clairement plus faible pour la série 3  $\mu\text{m}$ . Cependant, elle n'est pas nulle. Il faut soit considérer que la surface de l'échantillon est affectée à grande distance, soit que l'échauffement de la pointe a un impact comparable à celui de la proximité spatiale. On remarque également que la dispersion est plus faible après la première mesure lorsque l'espacement augmente. On peut supposer que la position du point de mesure parmi les 25 a une influence, plus marquée lorsqu'ils sont rapprochés (stagnation de la pointe aux extrémités des lignes).

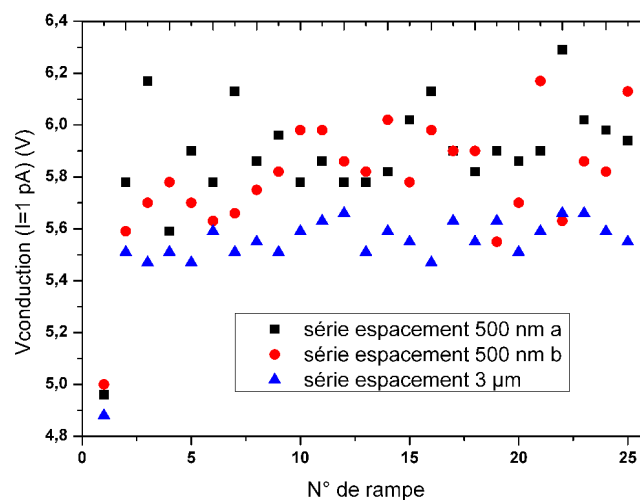


Figure 4.6: Distribution des tensions de conduction en fonction de l'espacement entre les points de mesure.

		Série 500 nm a	Série 500 nm b	Série 3 $\mu\text{m}$
Vc moyenne (V)	Toutes I(V)	5,88	5,79	5,53
	Sans I(V) n°1	5,91	5,82	5,56
$\Delta\text{vc}$ (V)	Toutes I(V)	0,24	0,23	0,15
	Sans I(V) n°1	0,15	0,17	0,06

Figure 4.7: Tableau récapitulatif des tensions de conduction moyennes et des écarts types pour chaque série, avec toutes les mesures ou en excluant la première mesure.

### 3.3: Surface effective de contact électrique-ménisque d'eau

Si l'évaluation d'une surface de contact électrique par le modèle de conduction tunnel Fowler-Nordheim se révèle approximative, l'utilisation de paramètres constants doit permettre de comparer des valeurs pour les différentes mesures. Il est avéré que les mesures réalisées sous vide, avec la même pointe et sur le même échantillon, présentent une surface électrique de contact bien plus faible que les mesures à l'air libre. Le ménisque d'eau constitue en quelque sorte une extension de l'électrode. L'évaluation de la surface effective de contact électrique devient ainsi un indicateur de la présence d'eau sur la zone de travail.

Nous avons fait cette étude pour une série avec limite de courant à 10 pA, mais avec une rampe retour à  $0,5 \text{ V.s}^{-1}$ . L'espacement entre les points de mesure est proche de  $1 \mu\text{m}$ . Le stress est partiellement limité. La figure 4.8 montre l'ajustement pour deux  $I(V)$ , à gauche la n° 5, à droite la n°23. On constate que l'ajustement se fait sur une faible dynamique. Les surfaces extraites diffèrent sensiblement. La figure 4.9 présente les valeurs de surface effective pour chaque caractéristique. L'échelle est logarithmique tant les ordres de grandeur diffèrent. La première  $I(V)$  indique une surface de  $70\,000 \text{ nm}^2$  contre  $80 \text{ nm}^2$  pour la vingt-et-unième. Ceci correspond respectivement à des rayons de contact de  $150 \text{ nm}$  et  $5 \text{ nm}$ . La tendance est à une nette décroissance de la surface effective de contact électrique extraite. Nous en déduisons une réduction du ménisque d'eau au fil des mesures et considérons donc que l'interdépendance des mesures est due à la montée en température de la pointe et de l'échantillon sur une surface importante, ce qui conduit à la désorption locale de l'eau. C'est à la fois la proximité temporelle et la proximité spatiale des mesures qui les favorisent. Pour appuyer cette hypothèse, rappelons également que nous avons constaté une dispersion plus importante pour la série A, sans limite de courant, que pour les séries B1 et B2 (écart type sur la conduction de seuil de  $0,45\text{V}$  contre  $0,23\text{V}$  et  $0,24\text{V}$  sur la tension de conduction). Réciproquement, ces observations sont un indice d'une montée significative de la température.

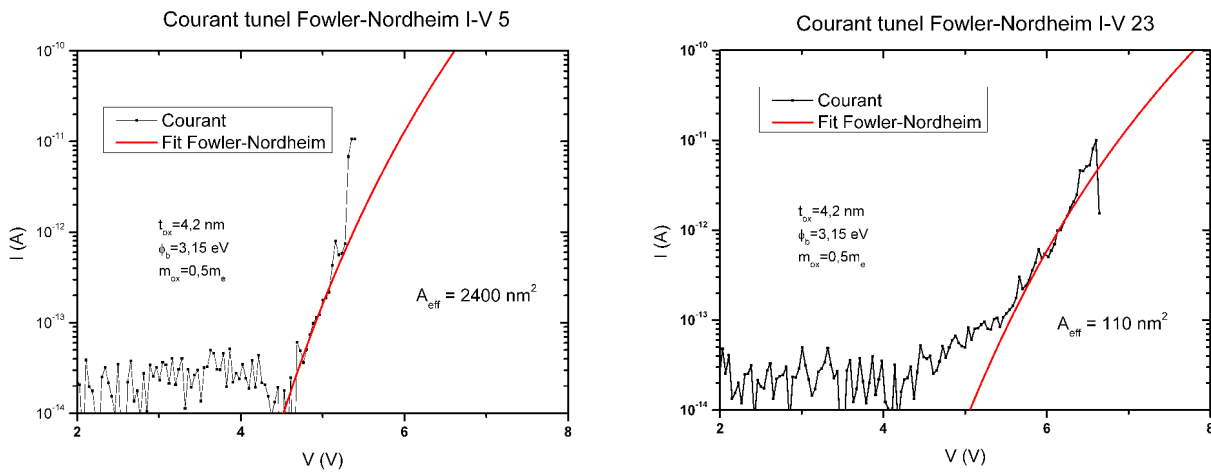


Figure 4.8 : Ajustements Fowler-Nordheim pour deux  $I(V)$  d'une même série

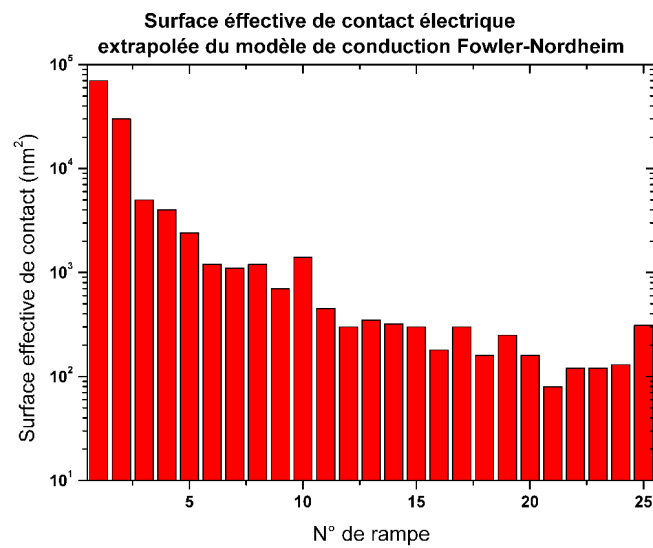


Figure 4.9 : Surfaces effectives de contact électrique extrapolée par conduction tunnel Fowler-Nordheim

#### 4: Pertinence de la statistique de Weibull

Pour l'étude de la dégradation des couches diélectriques, notamment du phénomène de claquage, il est indispensable de mener l'étude de manière statistique. Pour ce faire, la représentation en échelle de Weibull est particulièrement intéressante puisque les paramètres extraits sont caractéristiques du type de dégradation. Si l'on considère la tension de seuil de conduction comme paramètre d'étude, la probabilité cumulée que le courant de seuil fixé soit atteint à une tension donnée doit s'écrire :

$$F(V) = 1 - e^{-\left(\frac{V}{\bar{\alpha}}\right)^\beta} \quad (4.7)$$

On représente la probabilité cumulée en échelle de Weibull:

$$W[F(V)] = \ln(-\ln(1 - F(V))) = \beta \ln\left(\frac{V}{\alpha}\right) \quad (4.8)$$

La représentation de la probabilité d'atteindre un courant seuil en fonction de la tension à partir de caractéristiques  $I(V)$  a déjà été utilisée [4][5][6][7][8]. Ce critère n'est pertinent que s'il traduit la dégradation, ici le claquage. En effet, la conduction par effet tunnel permet d'atteindre le courant seuil choisi, sans qu'il y ait dégradation de la couche. Une couche parfaite et parfaitement uniforme permettrait, dans l'idéal, des courbes parfaitement reproductibles. Le paramètre  $\beta$  extrait serait infiniment grand pour un courant de seuil faible, laissant la couche intacte, alors même qu'il n'y aurait pas de vieillissement.

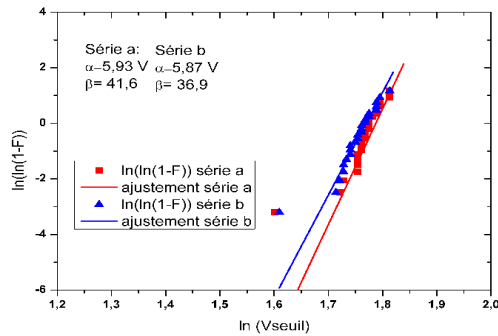
#### 4.1: Choix du critère de seuil

Nous voulons ici évaluer l'influence du choix du critère de seuil sur le courant pour la statistique de Weibull. Si pour des mesures  $I(t)$ , l'utilisation d'un courant de seuil est efficace pour évaluer le temps de claquage (Time to Breakdown), elle ne l'est pas nécessairement pour des  $I(V)$  lors desquelles le courant doit augmenter avec la tension sans que la couche ne soit dégradée.

Nous travaillons sur deux séries de 25 rampes obtenues avec le calibre 100 pA, sans limitation du courant. Ces deux séries sont celles utilisées pour l'étude sur l'espacement, qui est donc de 500 nm. Les tensions de seuil ont été extraites pour 3 paramètres. Le premier est un courant de seuil de 1 pA, valeur proche du minimum en regard du niveau de bruit et de l'offset. Le second est un courant de seuil de 10 pA. Si la valeur des tensions de seuil doit être supérieure ou égale à la valeur pour 1 pA, soit un  $\alpha$  supérieur, on peut s'attendre à une pente de Weibull  $\beta$  comparable.

Le troisième critère concerne la variation instantanée du courant, critère susceptible de mettre en évidence le claquage du diélectrique. La valeur choisie est de 50 pA.V<sup>-1</sup> soit une augmentation du courant entre deux points de mesure de 1 pA. La figure 10 est la représentation de Weibull pour une valeur de courant seuil de 1 pA à gauche et 10 pA à droite.

Représentation de Weibull des tensions de seuil à  $I = 1 \text{ pA}$  pour deux séries avec calibre 100 pA



Représentation de Weibull des tensions de seuil à  $I = 10 \text{ pA}$  pour deux séries avec calibre 100 pA

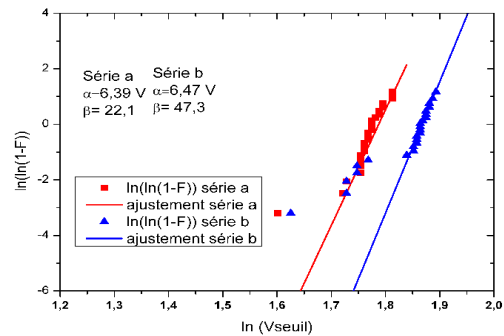


Figure 4.10 : Représentation en échelle de Weibull pour deux séries pour un seuil de conduction de 1 pA à gauche et 10 pA à droite.

Remarquons que dans les deux cas, pour chaque série, le point de plus basse tension est exclu pour l'ajustement. Il correspond à la première mesure de chaque série. Pour 1 pA, les paramètres extraits sont relativement proches. Les tensions de conduction moyennes sont de 5,93 V et 5,87 V respectivement pour les séries a et b. Les pentes de Weibull  $\beta$  sont de 41,6 et 36,9. Pour 10 pA, les tensions de seuil moyennes sont proches avec 6,39 V et 6,47 V mais les pentes de Weibull diffèrent nettement avec 22,1 et 47,3. Ces valeurs de  $\beta$  diffèrent par ailleurs de celles obtenues pour un courant de 1 pA. L'alignement des points est médiocre.

La figure 4.11 est la représentation de Weibull pour le critère  $50 \text{ pA.V}^{-1}$ . Les tensions de seuil moyennes sont de 6,40 V et 6,50 V. La pente de Weibull est de 21,4 et 13,5 respectivement, valeurs divergentes.

Représentation de Weibull des tensions de seuil à  $dI/dV = 50 \text{ pA/V}$  pour deux séries avec calibre 100 pA

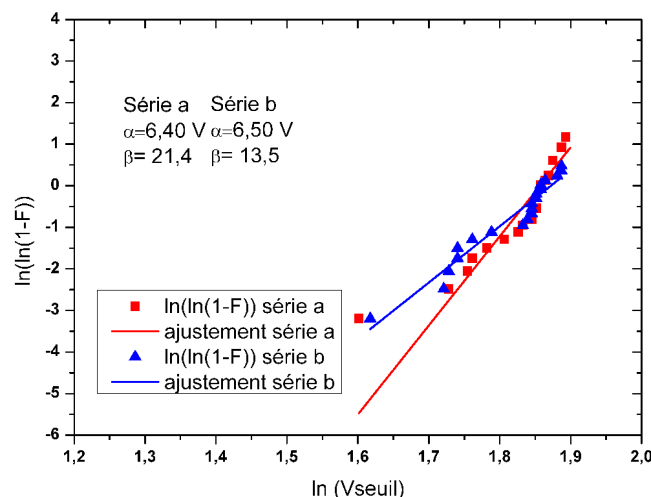


Figure 4.11: Représentation en échelle de Weibull pour deux séries pour un seuil de variation de courant de  $50 \text{ pA.V}^{-1}$

Bien que 25 mesures constituent un échantillon modeste pour une étude statistique, la tension caractéristique du claquage doit répondre à la statistique de Weibull. Les paramètres extraits doivent donc être comparables, dans la mesure où les conditions expérimentales sont semblables. Nous concluons donc que le critère du courant de seuil à 1 pA est le plus pertinent car le plus représentatif du claquage du diélectrique. En effet, on remarque que c'est vers ce niveau, qu'a lieu le plus souvent, une montée brusque du courant (sortie de la conduction par effet tunnel Fowler-Nordheim). C'est paradoxal puisque à priori, le seuil de 10 pA est plus représentatif du claquage.

## 4.2: Charge traversant la couche

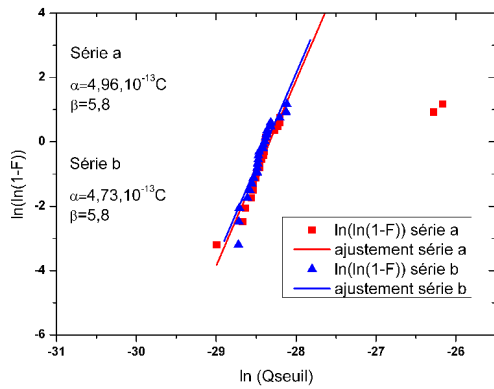
Certains modèles considèrent que le claquage du diélectrique advient suite au passage d'une certaine quantité de charges. Nous pouvons donc représenter la probabilité cumulée d'atteindre le seuil, qui doit s'apparenter à la probabilité cumulée de claquage, en fonction de la charge ayant traversé la couche. La capacité des électrons traversant la couche à engendrer des défauts augmente avec la tension, et leur nombre également. On peut donc faire l'approximation que les défauts sont majoritairement générés au voisinage de la tension de claquage ou ici, de la tension de seuil. Il est donc pertinent de travailler sur la distribution de la charge.

La figure 4.12 représente la distribution de Weibull en fonction de la charge injectée pour le seuil 1 pA à gauche et pour le seuil 10 pA à droite. Pour 1 pA, les charges moyennes sont de  $4,96 \cdot 10^{-13}$  C et  $4,73 \cdot 10^{-13}$  C pour les séries a et b respectivement. Les pentes de Weibull sont identiques avec une valeur de 5,8. Deux points sont exclus de l'ajustement pour la série a, il s'agit des deux premières mesures.

Pour le seuil 10 pA, les charges moyennes sont de  $3,05 \cdot 10^{-12}$  C et  $3,20 \cdot 10^{-12}$  C. Les pentes de Weibull diffèrent nettement avec 4,14 et 1,94. Ce résultat confirme que le seuil à 1 pA est un meilleur critère pour traiter le claquage sur cet échantillon.



Représentation de Weibull de la charge pour  $I = 1$  pA pour deux séries avec calibre 100 pA



Représentation de Weibull de la charge pour  $I = 10$  pA pour deux séries avec calibre 100 pA

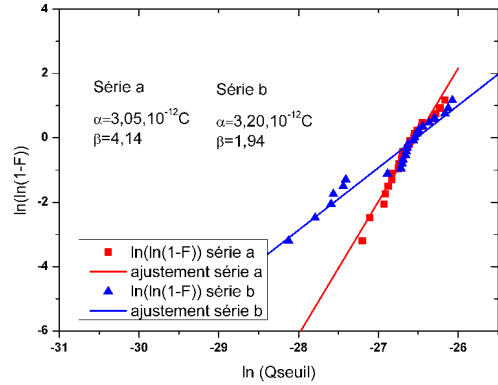


Figure 12: Représentation en échelle de Weibull pour deux séries pour un seuil de conduction de 1 pA à gauche et 10 pA à droite, en fonction de la charge injectée

### 4.3: Statistique de Weibull et interdépendance des mesures

L'interdépendance des mesures que nous avons mis en évidence compromet également les études statistiques. La figure 4.13 est la représentation de Weibull du cumul de 5 séries de 25 mesures, soit 125 acquisitions pour un courant de seuil à 1 pA. Les quatre premières rampes de chaque série sont mises en évidence. Il apparaît clairement que ces premiers points constituent la partie « gauche » de la dispersion.

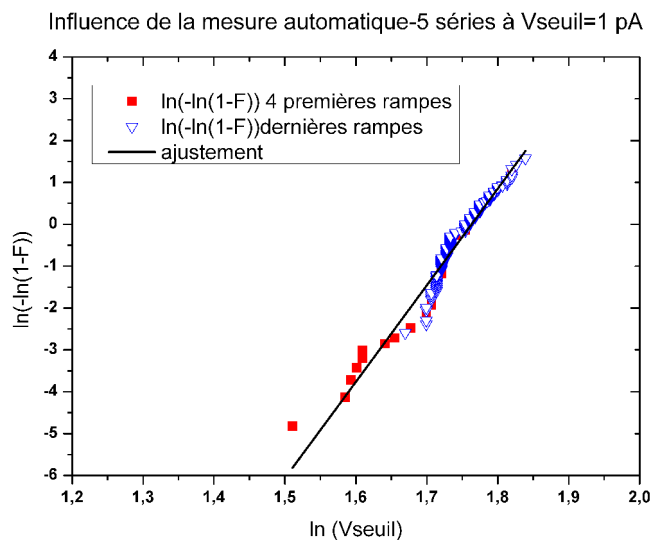


Figure 13 : Représentation en échelle de Weibull pour 5 séries cumulées. Les quatre premières rampes de chaque série sont mises en évidence.

La figure 4.14 reprend la représentation de Weibull pour les deux séries d'espacement 500 nm superposée à la représentation de la série à 3  $\mu$ m d'espacement. La tension de seuil moyenne est

notablement inférieure pour cette dernière avec 5,58 V contre 5,93 V et 5,87 V. La pente est bien plus importante avec 87,2 contre 41,6 et 36,9, traduisant une plus faible dispersion. Nous supposons que les deux premières séries avec le plus faible espacement donnent un résultat moins gouverné par la présence de l'eau et donc plus proche du résultat que l'on obtiendrait sous vide.

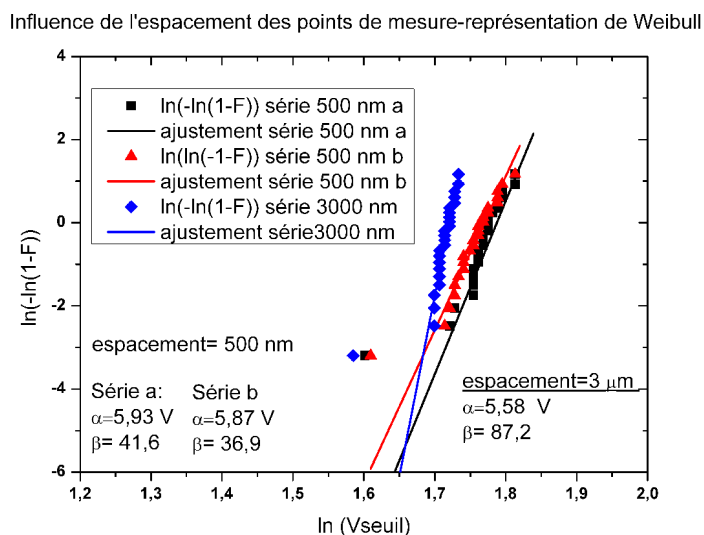


Figure 4.14 : Représentation en échelle de Weibull en fonction de l'espacement entre les points de mesure.

## Conclusion

Nous avons montré dans ce chapitre que l'évaluation de la surface effective de contact électrique reste un point critique en vue de mesures quantitatives. Les mesures de courant sur les couches minces diélectriques, permettent l'observation de la conduction tunnel Fowler-Nordheim. Cependant ce modèle fait intervenir un certain nombre de paramètres qui sont le plus souvent libres et non dé-corrélabes à partir des courbes  $I(V)$  obtenues par AFM. Une faible incertitude sur ces paramètres conduit à une importante erreur sur l'évaluation de la surface. Il convient de définir par d'autres moyens ces paramètres, avec un maximum de précision. D'autre part, l'extraction par exemple d'une hauteur de barrière de potentiel par des mesures conventionnelles macroscopiques, ne garanti pas sa valeur effective en AFM.

Nous avons également identifié une interdépendance des mesures obtenues en série de façon systématique, au delà du phénomène de dégradation de la sonde. Nous pouvons émettre l'hypothèse que ces mesures conduisent à une élévation sensible de la température de la pointe AFM, ainsi que de la surface de l'échantillon jusqu'à des distances micrométriques. La couche d'eau est alors

partiellement désorbée. La mesure effectuée sur une zone froide diffère des suivantes dans la mesure où l'eau conditionne la mesure, en tant qu'espèce chimique et d'un point de vue électrique. Ceci confirme encore que les mesures doivent être réalisées sous atmosphère contrôlée voire ultra-vide.

Enfin nous avons évalué la pertinence de la représentation de Weibull à partir de caractéristiques  $I(V)$ . Nous montrons que l'utilisation d'un seuil arbitraire de niveau de courant n'est pas satisfaisant. Ce seuil doit être représentatif du claquage, c'est-à-dire être fixé à un niveau proche de la valeur du courant pour laquelle intervient le plus souvent le claquage. Dans l'idéal, la tension de claquage doit être identifiée formellement pour chaque mesure. Cela nécessite un travail fastidieux pour l'expérimentateur ou bien le développement d'un logiciel de détection performant. Si le claquage est conditionné par la charge traversant le diélectrique et que son extraction à partir de caractéristiques  $I(V)$  est possible, il reste préférable d'avoir recours à des mesures  $I-t$ , pour en extraire un temps de claquage (TTBD). Dans notre exemple, le seuil de 10 pA semble moins approprié que le seuil de 1pA. C'est paradoxal mais révélateur du fait que la dégradation étudiée au chapitre 3 est susceptible de masquer le claquage. Bien évidemment, nous constatons que l'interdépendance des mesures, en définitive la présence d'eau, corrompt les études statistiques.

Des résultats obtenus sous ultra-vide montrent qu'il est possible d'étudier de manière satisfaisante la dégradation et le claquage des diélectriques par AFM. Le dispositif est cependant lourd, il est nécessaire de rechercher des voies de compromis, tel que l'étude en atmosphère contrôlée neutre.



## Bibliographie du chapitre 4

- [1] Frammelsberger W., Benstetter G., Kiely J. and Stamp R., *Thickness determination of thin and ultra-thin SiO<sub>2</sub> films by C-AFM IV-spectroscopy*, Applied Surface Science, v 252, p 2375 (2006)
- [2] Frammelsberger W., Benstetter G., Kiely J. and Stamp R., *C-AFM-based thickness determination of thin and ultra-thin SiO<sub>2</sub> films by use of different conductive-coated probe tips*, Applied Surface Science, v 253, p 3615 (2007)
- [3] Hourani W. PhD Thesis, *Caractérisation des courants de fuite à l'échelle nanométrique dans les couches ultra-minces d'oxydes pour la microélectronique*, INSA de Lyon (2011)
- [4] Schlitz R. A., Yoon K. H., Fredin L. A., Ha Y. G., Ratner M. A., Marks T. J. and Lauhon L. J., *Weibull Analysis of Dielectric Breakdown in a Self-Assembled Nanodielectric for Organic Transistors*, J. Phys. Chem. Lett., 1, 3292 (2010)
- [5] Sire C., Blonkowski S., Gordon M.J., and Baron T., *Statistics of electrical breakdown field in HfO<sub>2</sub> and SiO<sub>2</sub> films from millimeter to nanometer length scales*, Appl. Phys. Lett. 91, 242905 (2007)
- [6] Arinero R., Hourani W., Touboul A.D, Gautier B., Ramonda M., Albertini D., Militaru L., Gonzalez-Velo Y., Guasch C. and Saigne F., *Toward a better understanding of the nanoscale degradation mechanisms of ultra-thin SiO<sub>2</sub>=Si films: Investigation of the best experimental conditions with a conductive-atomic force microscope*, Journal of applied physics, v 110, p014304 (2011)
- [7] Arinero R., Touboul A. D, Ramonda M., Guasch C., Gonzalez-Velo Y. , Boch J. and Saigne F., *Conductive atomic force microscopy as a tool to reveal high ionising dose effects on ultra thin SiO<sub>2</sub>/Si structures*, Appl Nanosci 3:235–240 (2013)
- [8] W. Hourani W., B. Gautier B., L. Militaru L., D. Albertini D., Descamps-Mandine A. and Arinero R., *Influence of the surrounding ambient on the reliability of the electrical characterization of thin oxide layers using an atomic force microscope*, Microelectronics Reliability, v 51, p 2097 (2011)



# Chapitre 5

## Pompage de charge en champ proche





## Introduction

Les défauts à l'interface semi-conducteur/diélectrique constituent une limitation importante au bon fonctionnement des transistors. Le remplacement du  $\text{SiO}_2$  par un oxyde high-k, avec une couche de silice tampon ou non, peut conduire à un nombre important de défauts à l'interface. Pour le développement de ces diélectriques, il est utile de connaître la position dans le canal des défauts d'interfaces. La technique de pompage de charge conventionnelle ne permet pas d'accéder à une résolution spatiale adaptée aux dimensions des dispositifs actuels. C'est pourquoi nous avons tenté d'adapter cette technique à la microscopie champ proche en utilisant la pointe AFM comme grille (figure 5.1).

Dans ce chapitre, nous présentons le dispositif mis en place et les échantillons utilisés en vue du développement de la technique de pompage en champ proche. Nous présentons des résultats expérimentaux qui confirment la faisabilité de la mesure par sonde AFM, bien qu'une modélisation physique soit nécessaire.

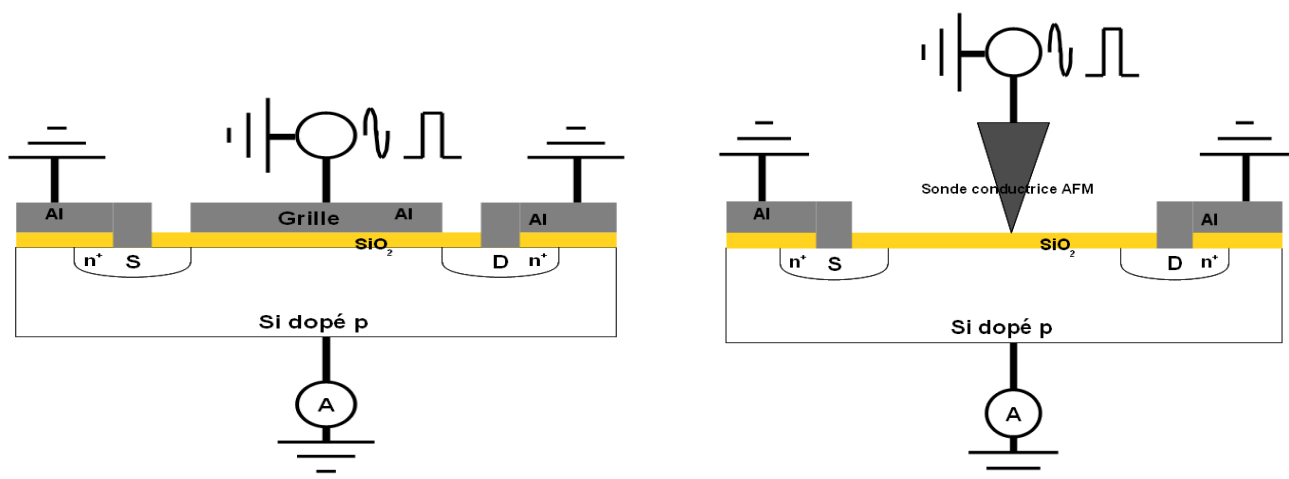


Figure 5.1: Schéma du dispositif de pompage de charge classique à gauche et en champs proche à droite.

# 1: Échantillons

## 1.1: Concept

La grille du transistor est remplacée par la pointe AFM, aussi faut-il que les échantillons soient des transistors dépourvus de grille. Nous avons donc conçu des transistors à grille aluminium, dont certains spécimens sont dépourvus de grille (Figure 5.1). Cette solution est plus facile à mettre en œuvre que le retrait de la grille sur des dispositifs existants. Différentes longueurs (4  $\mu\text{m}$ , 10  $\mu\text{m}$  et 25  $\mu\text{m}$ ) et largeurs (4  $\mu\text{m}$ , 10  $\mu\text{m}$  et 20  $\mu\text{m}$ ) de canal existent soit un total de 9 formats de transistors. Afin d'évaluer par une mesure macroscopique la possibilité de mesurer un courant pompé sur une zone de la surface en l'absence de polarisation de grille sur l'ensemble de la surface (et donc de couche d'inversion), des transistors avec une grille partielle ont été dessinés (figure 5.2). Le tableau de la figure 5.3 décrit les transistors complets, sans grille et avec une grille partielle et leur nomenclature. AG désigne les transistors avec grille, SG les transistors sans grille, et GP les dispositifs avec grille partielle. Pour les transistors AG et SG, le premier chiffre désigne la largeur du canal (1 pour 4  $\mu\text{m}$ , 2 pour 10  $\mu\text{m}$  et 20 pour 25  $\mu\text{m}$ ), et le second la longueur (1 pour 4  $\mu\text{m}$ , 2 pour 10  $\mu\text{m}$  et 3 pour 25  $\mu\text{m}$ ). Pour les transistors GP, la première paire de chiffres désigne la grille, le premier la position par rapport à la source par pas de 5  $\mu\text{m}$  (0 pour 0  $\mu\text{m}$ , 1 pour 5  $\mu\text{m}$ ...), le second sa longueur par pas de 5  $\mu\text{m}$  (1 pour 5  $\mu\text{m}$ , 2 pour 10  $\mu\text{m}$ ...).

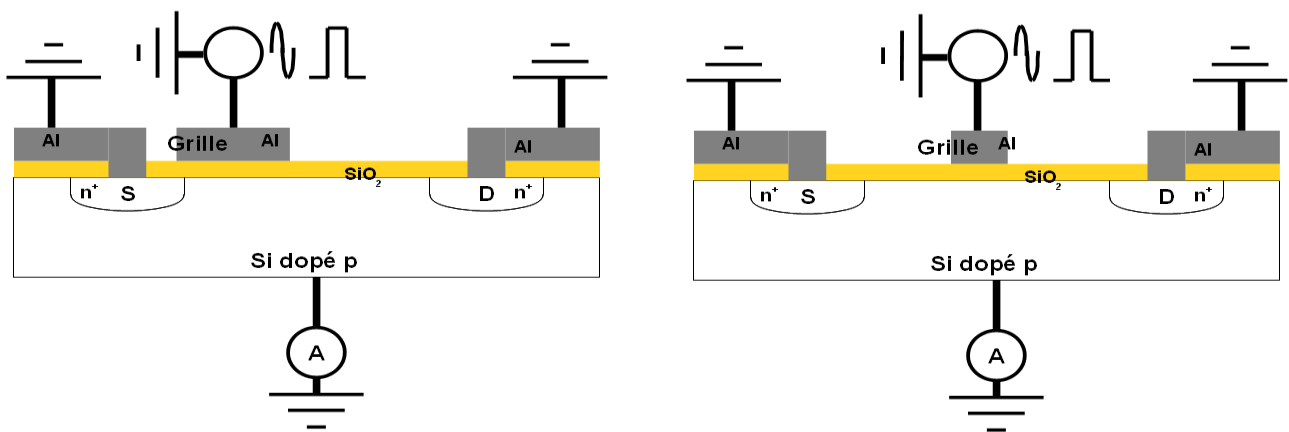


Figure 5.2 : Schéma de pompage sur des grilles partielles, en contact avec la source à gauche, isolée de la source et du drain à droite.

Longueur canal(μm)	Largeur canal (μm)	Grille	Nom
4	4	totale	AG11
		non	SG11
	10	totale	AG21
		non	SG21
	20	totale	AG31
		non	SG31
10	4	totale	AG12
		non	SG12
		De 0 à 5	GP01/12
	10	totale	AG22
		non	SG22
		De 0 à 5	GP01/22
	20	totale	AG32
		non	SG32
		De 0 à 5	GP01/32
25	4	totale	AG13
		non	SG13
		0 à 5	GP01/13
		0 à 10	GP02/13
		0 à 15	GP03/13
		0 à 20	GP04/13
		5 à 10	GP11/13
		10 à 15	GP21/13
		totale	AG23
	10	non	SG23
		0 à 5	GP01/23
		0 à 10	GP02/23
		0 à 15	GP03/23
		0 à 20	GP04/23
		5 à 10	GP11/23
		10 à 15	GP21/23
		totale	AG33
		20	non
	0 à 5		GP01/33
	0 à 10		GP02/33
	0 à 15		GP03/33
	0 à 20		GP04/33
	5 à 10		GP11/33
	10 à 15		GP21/33

Figure 5.3 : Tableau récapitulatif des différents transistors avec grille, sans grille et avec grille partielle.

## 1.2: Fabrication

Nous avons réalisé ces échantillons à la plateforme CIME de Grenoble. Le substrat est un wafer de silicium dopé au Bore à  $10^{16}$  atomes.cm<sup>-3</sup> de 4 pouces avec oxyde thermique de 520 nm. L'implantation ionique pour le dopage des sources et des drains est réalisée avec du phosphore à  $3.10^{15}$  atomes.cm<sup>-2</sup> à une énergie de 70 keV. L'oxydation thermique est réalisée par un plateau de température de 1050°C pendant 15 minutes. L'épaisseur de l'oxyde ainsi obtenu est de 37 nm d'après les mesures ellipsométriques sur un wafer témoin. La figure 5.4 est un schéma simplifié décrivant les étapes de fabrication.

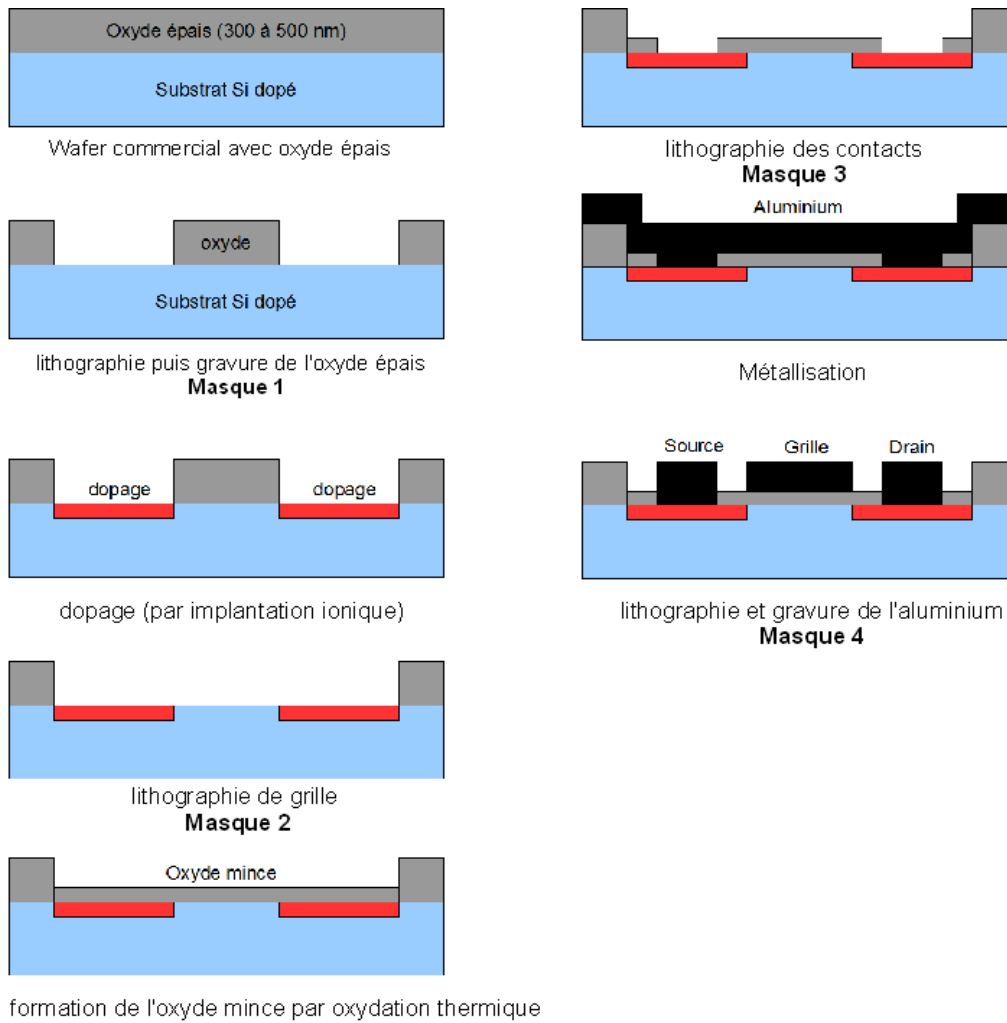


Figure 5.4 : Schéma présentant les étapes de fabrication des transistors MOS.

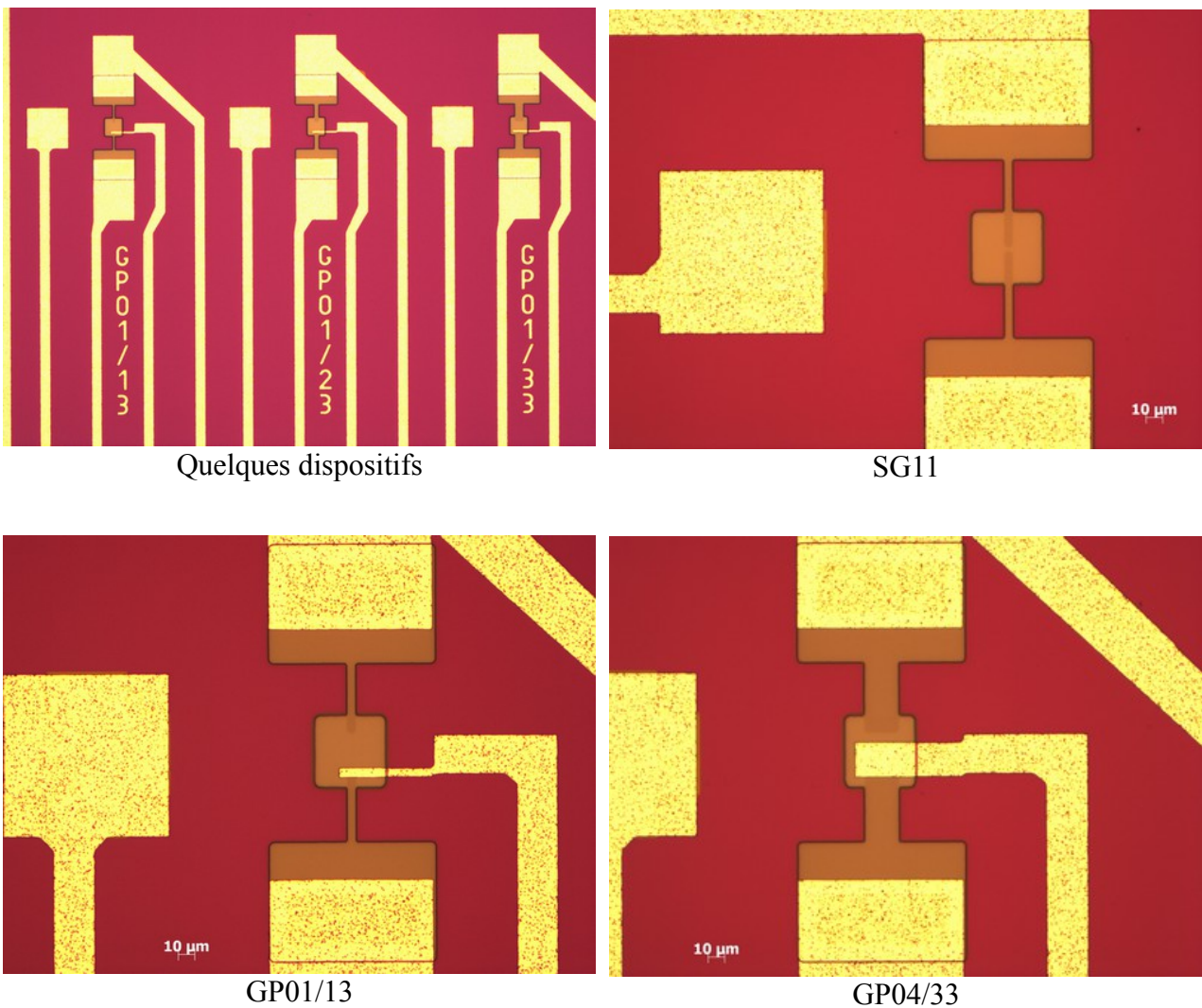


Figure 5.5 : Quelques photographies par microscope optique des dispositifs. Les zones rouges correspondent à l'oxyde épais, les zones oranges à l'oxyde de grille et les zones jaunes au dépôt aluminium.

## 2: Dispositif expérimental

La mesure du courant pompé nécessite un accès électrique à la pointe AFM, ainsi qu'aux sources et drains et au substrat. Nous avons développé une platine compatible avec l'AFM Dimension 3100 permettant de supporter des échantillons montés en boîtier Dill 24 et munis de sorties par câbles triaxiaux. Un boîtier muni d'une sortie triaxiale est installé sur la tête de l'AFM, à l'emplacement dédié aux différents modules électriques. Celui-ci permet un accès électrique direct à la pointe. Pour l'acquisition du signal, nous nous servons des appareils utilisés pour la mesure classique de courant pompé, à savoir une SMU utilisée pour la génération de la tension appliquée sur la source et le drain (modèle Keithley 236), un générateur de fonction programmable pour

générer la tension périodique de grille (modèle HP 33120A) et un électromètre pour la mesure du courant pompé (modèle Keithley 617), relié au substrat. Source et drain peuvent être intervertis avec les substrats. De plus un micro-ordinateur sert d'interface pour le pilotage de la mesure via un programme précédemment développé sous *Visual Basic* et qui permet également l'extraction des paramètres tels que le nombre de pièges de charge par exemple.

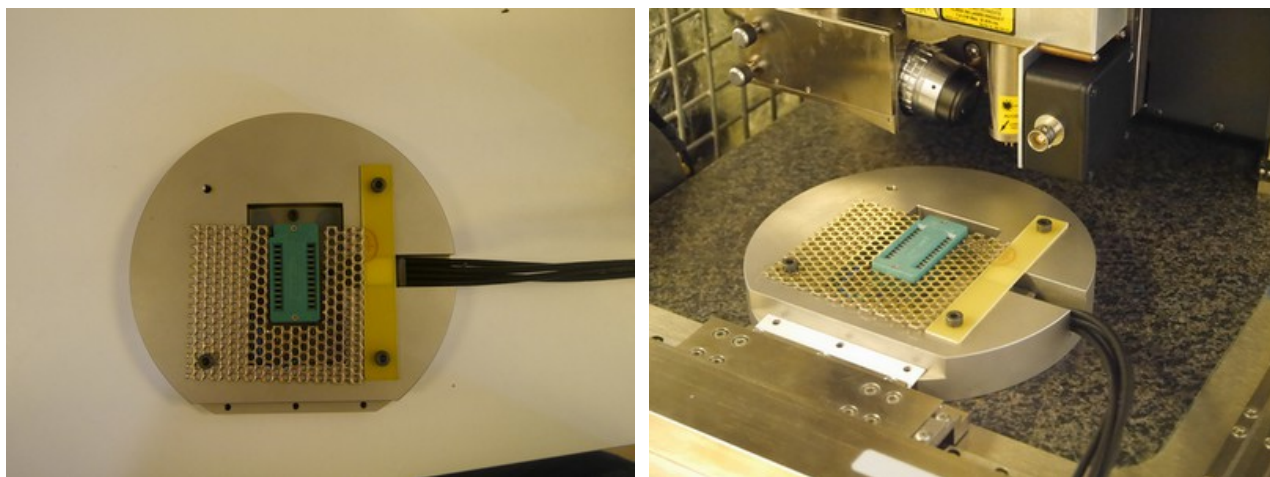


Figure 5.6 : Photographies du dispositif de mesure de pompage en champ proche.

### 3: Mesures macroscopiques

Les mesures macroscopiques sont obtenues à l'aide d'une station de mesure sous pointes sans montage en boîtier.

#### 3.1: Fonctionnalité des transistors

Des mesures de type  $I_d(V_g)$  nous ont permis de constater que la grande majorité des transistors font l'objet d'un effet transistor et peuvent être qualifiés de fonctionnels (plus de 90% des dispositifs testés). Cependant, un courant de fuite important entre source et drain est observable aux tensions de grille négatives, c'est-à-dire en accumulation, soit en régime bloquant. Nous avons extrait une valeur de la tension de seuil proche de  $-0,7V$ . Le courant de fuite important ne permet pas d'extraire une valeur précise de la tension de bande plate qui est cependant très négative. La figure 5.7 illustre des caractéristiques obtenues pour des transistors de longueur nominale de canal de  $10 \mu m$  avec une tension  $V_{ds}$  de  $50 mV$ . Si la transconductance augmente avec la largeur, elle ne

varie pas linéairement. Il y a une variabilité certaine également sur le niveau du courant de fuite.

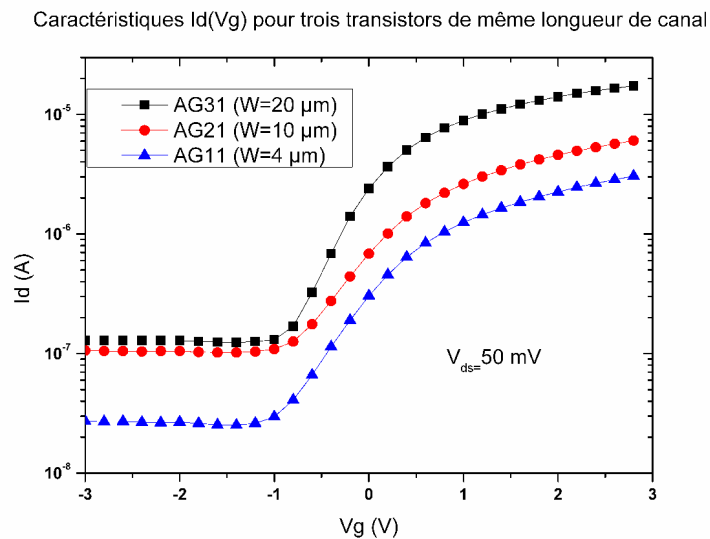


Figure 5.7 :  $I_d(V_g)$  pour trois transistors de longueur de canal de  $25 \mu m$ .

## 3.2: Pompage de charge sur les transistors conventionnels

### 3.2.1: Courant pompé $I_{cp}(V_{g1})$

Nous avons réalisé des mesures de pompage de charge sur les transistors complets afin d'évaluer la densité surfacique de pièges qui caractérise l'interface silicium-oxyde. L'interface est a priori homogène sur l'échantillon, à l'échelle de la puce et la valeur est extrapolable pour les dispositifs dédiés à la mesure en champ proche. Sur la figure 5.8, sont représentées les courbes  $I_{cp}(V_{g1})$  pour trois amplitudes différentes obtenues sur un transistor AG13 ayant une largeur de canal de  $4 \mu m$  et une longueur de canal de  $25 \mu m$ .  $V_{g1}$  correspond à la valeur minimale de la tension appliquée, et l'amplitude crête à crête est celle de la tension périodique. Les notations  $V_{gbl}$  et  $V_{gbh}$  utilisées dans ce chapitre sont équivalentes respectivement aux notations  $V_{Gmin}$  et  $V_{Gmax}$  du chapitre 2. Nous utilisons ici un signal sinusoïdal de 100 kHz, fréquence utilisée pour toutes les mesures de cette partie. La courbe en cloche est d'autant plus large que l'amplitude est importante. Pour 5 V et 6 V, un pallier apparaît car la plage de tension couvre la gamme entre la tension de seuil et la tension de bande plate, ainsi tous les pièges, quel que soit leur niveau énergétique dans la bande interdite, sont sollicités pour contribuer au courant pompé. Par exemple, une tension  $V_{g1}$  de -5 V et une amplitude  $\Delta V$  de 6 V permet de mesurer le courant pompé maximum. Le positionnement du

palier nous permet d'évaluer la tension de seuil autour de -1 V en accord avec le résultat précédent et la tension de bande plate autour de -3V, puisqu'il s'étale de  $V_{th}-\Delta V$  à  $V_{FB}$ . Nous notons une augmentation du niveau de courant maximum pour  $\Delta V= 6 V$  par rapport à  $\Delta V= 5 V$ . Nous ne pouvons exclure une génération ou une activation de pièges lors de la mesure puisque les tensions appliquées sont significatives. Une mesure avec les mêmes paramètres, mais à une fréquence de 100 Hz, confirme qu'il s'agit bien d'un signal de courant pompé.

Courant pompé en fonction de  $V_{g1}$  pour le transistor AG13 (signal sinusoïdal 100 kHz)

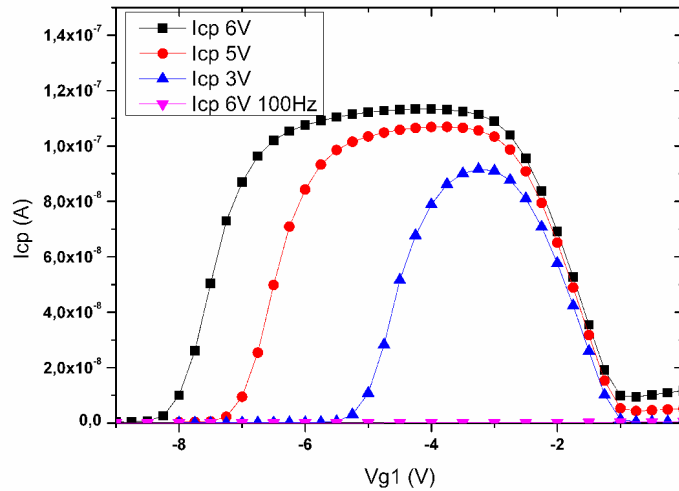


Figure 5.8 : Courbes  $I_{cp}(V_{g1})$  sur le transistor AG13 pour différentes amplitudes.

### 3.2.2: Charge pompée par cycle en fonction de la fréquence $Q_{cp}(f)$

La participation des défauts au courant pompé est également conditionnée par la fréquence puisque le phénomène résulte de la charge et décharge des pièges hors équilibre thermodynamique. Elle augmente avec la fréquence tant que la constante de temps des pièges reste petite devant la période de  $V_g$ . L'expression du courant pompé pour un signal sinusoïdal s'écrit [1]:

$$I_{cp} = 2qkT A_{eff} f D_{itM} \ln \left[ \frac{\sqrt{\sigma_n \sigma_p} v_{th} n_i Z}{2 \ln(2) \pi f} \right] \quad (5.1)$$

$$\text{avec } Z = a \sin \left( \frac{2|V_{FB} - V_0|}{\Delta V} \right) + a \sin \left( \frac{2|V_0 - V_{th}|}{\Delta V} \right) \quad (5.2)$$

$q$  est la charge élémentaire,  $k$  la constante de Boltzmann,  $T$  la température,  $A_{eff}$  la surface effective de la grille,  $D_{itM}$  la densité surfacique et énergétique d'états moyenne dans la bande interdite,  $\sigma_n$  et  $\sigma_p$  les sections efficaces de capture des électrons et des trous,  $v_{th}$  la vitesse thermique des porteurs,  $V_0$  la valeur moyenne du signal de grille et  $n_i$  la concentration intrinsèque de porteurs.



La charge pompée par cycle s'écrit alors :

$$Q_{cp} = 2 q k T A_{eff} D_{it} \ln \left[ \frac{\sqrt{\sigma_n \sigma_p} v_{th} n_i Z}{2 \ln(2) \pi f} \right] \quad (5.3)$$

La pente de la courbe  $Q_{cp}(f)$  permet l'extraction de  $D_{it}$  tandis que le produit des sections efficaces de capture est extrait à partir de la valeur de la tangente à  $f=1$  Hz.

La figure 5.9 illustre, pour le même transistor AG13, la charge pompée par cycle (soit  $I_{cp}/f$ ) en fonction de la fréquence de  $V_{gs}$ , le signal est sinusoïdal d'amplitude 6 V, avec  $V_{g1}=-4,4$  V. Ces paramètres, d'après la mesure  $I_{cp}(V_{g1})$ , permettent de solliciter le maximum de pièges. Une courbe corrigée est également représentée.

La correction de la courbe consiste à soustraire l'offset sur le courant pompé, qui n'est pas négligeable à basse fréquence, d'où une forte valeur de  $Q_{cp}$  brute mesurée. Lorsque la courbe corrigée est une droite, seuls des défauts d'interface, de faible constante de temps, participent au signal. Si des défauts profonds, situés dans le volume de l'oxyde, sont présents, ils participent à basse fréquence uniquement puisque la constante de temps de piègeage/dépiégeage est grande. Ici, nous pouvons donc affirmer qu'il n'y a pas un nombre significatif de défauts volumiques et que la majorité des défauts se trouvent à l'interface. Pour la correction, nous soustrayons une constante permettant l'alignement optimal des points plutôt qu'une valeur d'offset mal connue. L'offset affecte peu la mesure à haute fréquence, il reste donc possible d'extraire une valeur raisonnable du nombre de pièges sans corriger la courbe à haute fréquence.

Cette courbe nous permet d'extraire le nombre de pièges participant au pompage, et compte-tenu de la surface nominale du transistor, d'évaluer la densité surfacique de défauts à l'interface Si/SiO<sub>2</sub>. Pour ce transistor nous évaluons la densité surfacique de défauts à  $1,2 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ . Les mesures sur le transistor AG22 ( $W=10 \text{ } \mu\text{m}$  ;  $L=10 \text{ } \mu\text{m}$ ) et le transistor AG33 ( $W=20 \text{ } \mu\text{m}$  ;  $L=25 \text{ } \mu\text{m}$ ) donnent une densité de  $5,4 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$  et  $4,7 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$  respectivement. Ces valeurs importantes sont caractéristiques d'une interface SiO<sub>2</sub>/Si de qualité médiocre.

Charge pompée par cycle en fonction de la fréquence pour le transistor AG13

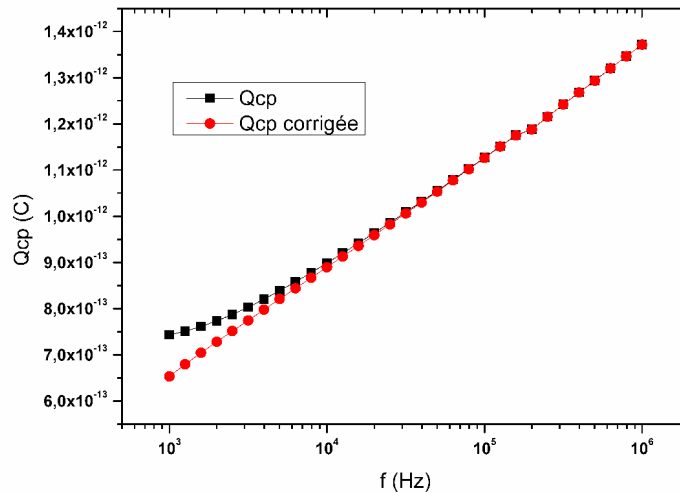


Figure 5.9: Courbes  $Q_{cp}(f)$  sur le transistor AG13.

### 3.3: Pompage de charge sur les transistors à grille partielle-faisabilité de la technique en AFM

Lors du pompage de charge conventionnel, la tension est appliquée sur la grille et l'ensemble de la surface du canal subit la polarisation, jusqu'aux limites de la source et du drain. Ceux-ci constituent des réservoirs de porteurs minoritaires (ici les électrons) alimentant l'interface. C'est la polarisation entre la grille et ces réservoirs qui permet aux minoritaires de franchir les jonctions source/substrat et drain/substrat.

Pour la mesure en champ proche, seule la surface sous la pointe AFM subit la polarisation, il existe un espace entre la zone sondée et les réservoirs de porteurs minoritaires qui n'est pas polarisé (zone d'inversion pour les tensions fortement positive) ce qui ne favorise pas la traversée de la jonction p-n par les électrons. Ceci peut constituer une limite à l'adaptation de la technique au champ proche si la quantité de porteurs minoritaires traversant la jonction ne suffit pas à alimenter les pièges devant participer au piègeage/dépiégeage des porteurs. De plus, nous pouvons supposer que cette limitation est d'autant plus importante que la distance entre la zone sondée et le réservoir est importante.

### 3.3.1: Résultats expérimentaux

Nous avons évalué ce problème par des mesures macroscopiques sur des dispositifs dotés de grilles partielles. Ces grilles partielles, sont soit contiguës à la source et donc éloignées du drain, soit constituent des îlots sur le canal, ce qui doit reproduire avec une surface importante le comportement d'une pointe AFM. Sur la figure 5.10, les caractéristiques  $I_{cp}(V_{g1})$  d'un transistor GP01/32 sont représentées pour différentes configurations. Ce transistor a une largeur de canal de  $20\ \mu\text{m}$  et une longueur de canal de  $10\ \mu\text{m}$ . La grille couvre la première moitié du canal, depuis la source jusqu'à  $5\ \mu\text{m}$ . Elle est donc éloignée de  $5\ \mu\text{m}$  du drain. Une mesure est obtenue en connectant la source et le drain à la masse, une seconde en connectant uniquement la source, et la troisième en connectant uniquement le drain. La fréquence est de  $100\ \text{kHz}$  et l'amplitude de  $6\ \text{V}$ , paramètres choisis à partir des résultats précédents. Les trois courbes sont de même forme, le signal est le plus important lorsque les deux réservoirs sont connectés et le plus faible lorsque le drain, réservoir éloigné de la grille est connecté seul. Le signal est donc peu affecté par une distance de  $5\ \mu\text{m}$  entre le réservoir de porteurs de minoritaires et la grille, la baisse d'intensité du signal sort peu des incertitudes de mesure.

$I_{cp}(V_{g1})$  pour différentes configurations de connexions sur le transistor GP01/32

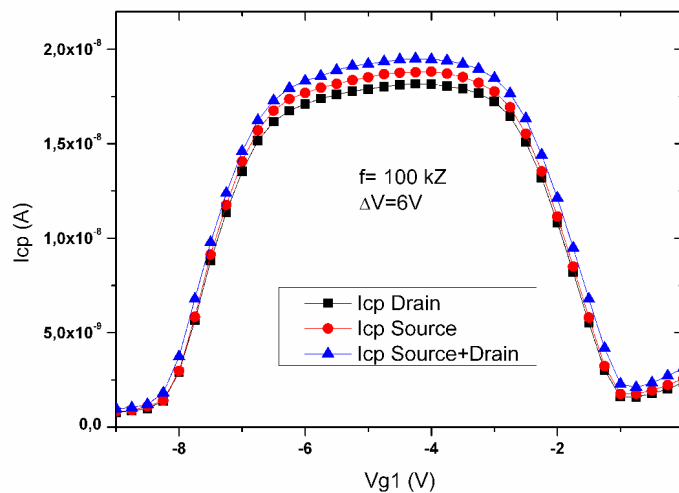


Figure 5.10 : Courbes  $I_{cp}(V_{g1})$  sur le transistor G01/32 pour différentes configurations de connexion

Les caractéristiques  $Q_{cp}(f)$  pour ces trois configurations, obtenues avec  $V_{g1} = -4,4\ \text{V}$  et  $\Delta V = 6\ \text{V}$  en signal sinusoïdal permettent la même conclusion (figure 5.11). Cependant, la charge pompée par cycle semble entamer une chute vers  $1\ \text{MHz}$ , qui semble plus précoce lorsque seul le drain est connecté ( $800\ \text{MHz}$  à  $900\ \text{MHz}$ ). Ceci peut être attribué au temps de vol des porteurs qui constitue

une limite à haute fréquence. De chacune de ces courbes nous extrayons une valeur de densité de pièges de  $1,9 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ . Cette valeur est plus faible que celles extraites pour les transistors complets, mais nous ne pouvons pas affirmer qu'il s'agit d'une sous-estimation de la densité en raison de la non contiguïté entre la grille et le drain. Des variations significatives à l'échelle de l'échantillon et une incertitude importante en particulier sur les surfaces ( $1 \text{ }\mu\text{m}$  d'incertitude sur les dimensions) peuvent être invoquées. L'erreur d'alignement lors de la fabrication des échantillons ainsi que l'attaque chimique ou l'implantation ne permettent pas une maîtrise submicronique des dimensions effectives.

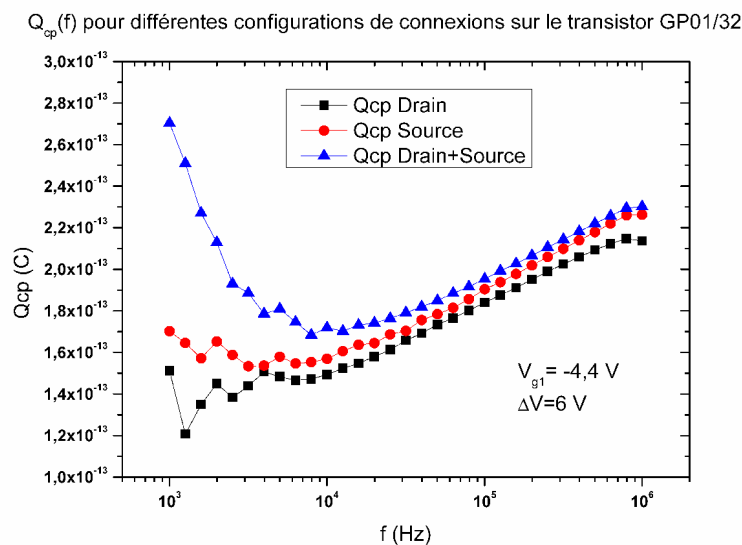


Figure 5.11 : Courbes  $Q_{cp}(V_{g1})$  sur le transistor G01/32 pour différentes configurations de connexion.

Sur la figure 5.12 sont illustrées les courbes  $I_{cp}(V_{g1})$  pour différentes configurations sur le dispositif GP02/23 de canal de largeur  $10 \text{ }\mu\text{m}$  et de longueur  $25 \text{ }\mu\text{m}$ , avec une amplitude de  $6 \text{ V}$  à  $100 \text{ kHz}$ . La grille partielle est située contre la source et s'étend sur  $10 \text{ }\mu\text{m}$ , son bord central est donc situé à  $15 \text{ }\mu\text{m}$  du drain. La courbe obtenue lorsque seule la source est connectée à la masse est similaire à la courbe source et drain connectés. Le signal est peu atténué, est de forme classique et les valeurs de  $V_{th}$  et  $V_{FB}$  que l'on peut extraire correspondent aux valeurs précédentes. La courbe obtenue en connectant uniquement le drain, le réservoir situé à  $15 \text{ }\mu\text{m}$  de la grille, diffère nettement. Son amplitude est moindre et aucun palier n'est observé puisqu'il semble que le signal soit d'autant plus atténué que la tension est négative, c'est-à-dire que l'accumulation est forte. Si l'apport d'électrons depuis un réservoir distant de  $5 \text{ }\mu\text{m}$  n'est pas problématique, à  $15 \text{ }\mu\text{m}$  le signal est déformé.

Les caractéristiques  $Q_{cp}(f)$  (figure 5.13) confirment ce résultat. La tension  $V_{g1}$  est de  $-4,4$  V et l'amplitude de  $6$  V. La courbe pour la source seule connectée est identique à celle pour les deux réservoirs connectés. La charge pompée par cycle augmente continûment jusque  $100$  kHz. Lorsque seul le drain est relié à la masse, le signal suit les autres courbes à basse fréquence (au bruit près) puis décroche pour s'effondrer à partir de  $50$  kHz. En dessous de cette fréquence de coupure, à cette tension  $V_{g1}$ , l'apport de porteurs minoritaire est suffisant pour mesurer convenablement un courant pompé. Au delà, le signal est atténué comme le montre la courbe  $I_{cp}(V_{g1})$ . Les densités de pièges extraites de la courbe pour les deux réservoirs à la masse, de la courbe source et de la courbe drain sont respectivement de  $4,7 \cdot 10^{12} \text{cm}^{-2}$ ,  $4,5 \cdot 10^{12} \text{cm}^{-2}$  et  $3,4 \cdot 10^{12} \text{cm}^{-2}$ .

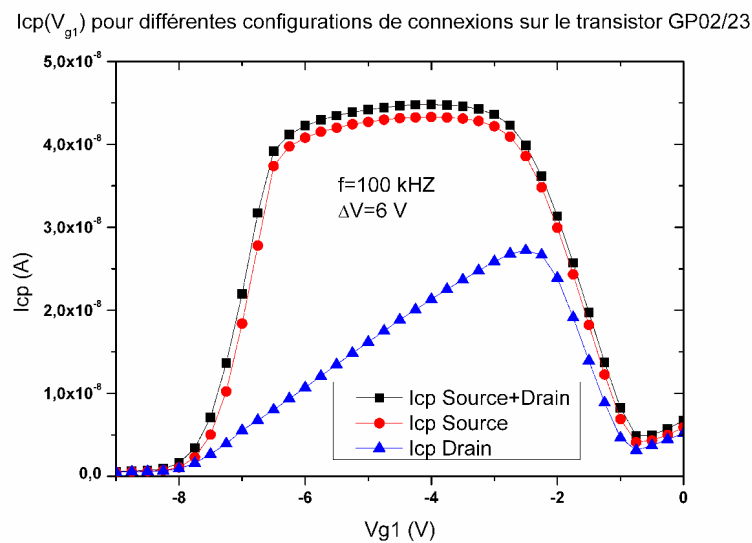


Figure 5.12 : Courbes  $I_{cp}(V_{g1})$  sur le transistor G02/23 pour différentes configurations de connexion.

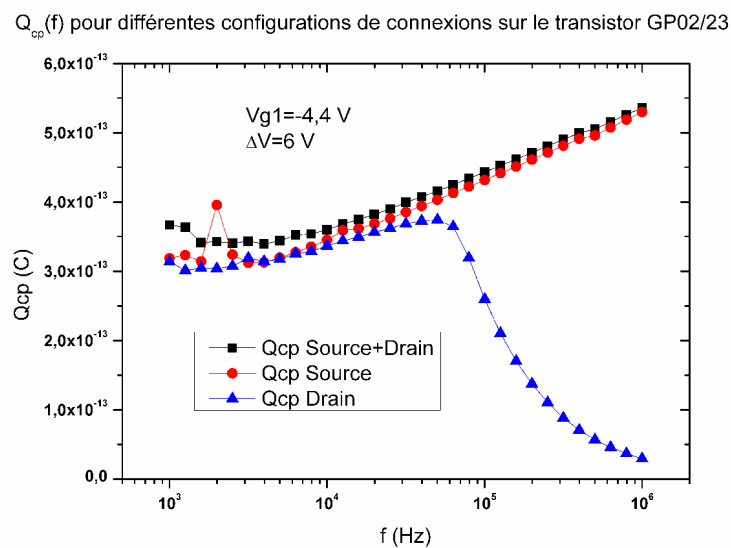


Figure 5.13 : Courbes  $Q_{cp}(V_{g1})$  sur le transistor G02/23 pour différentes configurations de connexion.

Le dispositif GP21/13 a un canal large de  $4\ \mu\text{m}$  et long de  $25\ \mu\text{m}$ , la grille partielle longue de  $5\ \mu\text{m}$  est centrée, ses bords distants de  $10\ \mu\text{m}$  de la source et du drain. Il est donc symétrique. Le signal  $I_{cp}(V_{g1})$ , lorsque seule la source est connectée, est légèrement atténué par rapport au signal source et drain (figure 5.14). Un palier apparaît mais il semble que le signal soit déformé puisque nous évaluons à partir de cette courbe la tension de seuil autour de  $0\ \text{V}$  contre  $-1\ \text{V}$  attendu en raison d'une atténuation sur la partie gauche de la cloche. Le système étant symétrique, nous ne présentons pas la mesure pour le drain connecté seul. La caractéristique  $Q_{cp}(f)$  obtenue à  $V_{g1} = -4,4\ \text{V}$  et  $\Delta V = 6\text{V}$  montre une augmentation linéaire de la charge pompée par cycle jusqu'à une fréquence de coupure de l'ordre de  $200\ \text{kHz}$  (figure 5.15). La courbe  $I_{cp}(V_{g1})$  à  $100\ \text{kHz}$  affiche donc un signal légèrement atténué essentiellement sur sa partie gauche, pour les tensions inférieures à  $-4,4\ \text{V}$ . La fréquence de coupure augmente avec la tension. Les densités de pièges extraites des deux courbes sont toutes deux de  $8,1 \cdot 10^{12}\ \text{cm}^{-2}$ .

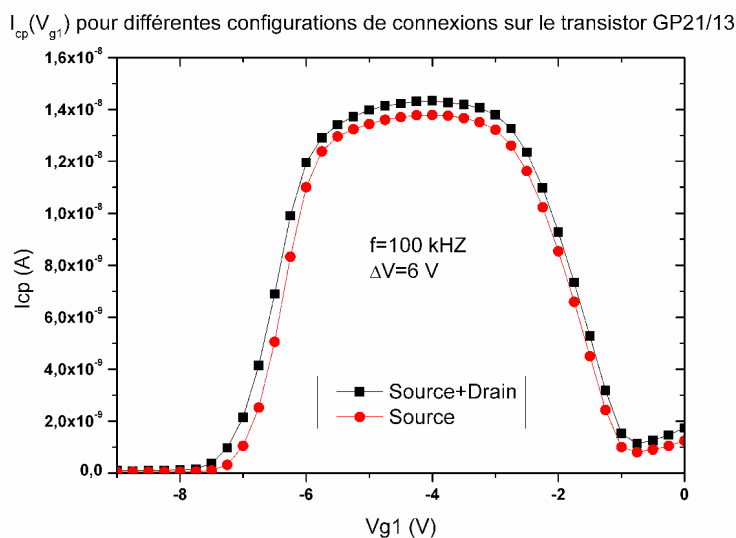


Figure 5.14 : Courbes  $I_{cp}(V_{g1})$  sur le transistor G21/13 pour différentes configurations de connexion.

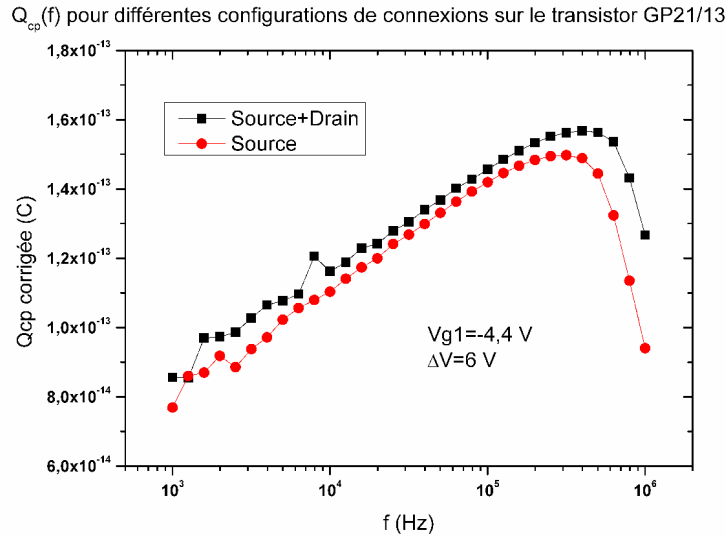


Figure 5.15 : Courbes  $Q_{cp}(V_{gl})$  sur le transistor G21/13 pour différentes configurations de connexion

### 3.3.2: Fréquence de coupure

La figure 5.16 présente les fréquences pour le maximum de charge pompée par cycle en fonction de la distance entre le réservoir de porteurs minoritaires et la grille. Ces valeurs sont obtenues pour une tension  $V_{gl}$  de -4,4 V et une amplitude de balayage de 6 V. On observe une diminution de cette fréquence, que l'on appellera fréquence de coupure, avec la distance. Ceci se traduit par le fait que lors d'un cycle, le temps où la jonction p-n est polarisée en direct (tension positive sur la grille) doit être suffisant pour permettre aux électrons d'atteindre la zone sous la grille. Pour une tension plus faible, les fréquences de coupure seraient plus faibles, et inversement.

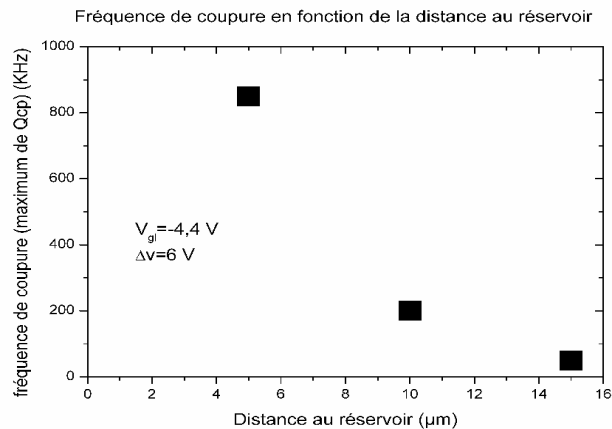


Figure 5.16 : Fréquence de coupure en fonction de la distance au réservoir pour une amplitude de 6 V et une tension  $V_{gl}$  de -4,4 V.

### 3.3.3: Variabilité des résultats

Les figures 5.17 et 5.18 concernent le dispositif GP11/33 de canal de largeur de  $20\ \mu\text{m}$  et de longueur de  $25\ \mu\text{m}$ . La grille est située de  $5\ \mu\text{m}$  à  $10\ \mu\text{m}$  de la source et donc  $15\ \mu\text{m}$  du drain. La courbe  $I_{cp}(V_{g1})$  pour la source connectée seule montre une déformation du signal. Il n'y a pas de palier alors que la distance réservoir-grille n'est que de  $5\ \mu\text{m}$ , la courbe pour le drain connecté seul montre un signal atténué, mais du même ordre de grandeur alors que la distance réservoir-grille est de  $15\ \mu\text{m}$ . Sur les courbes  $Q_{cp}(f)$ , nous observons une fréquence de coupure de  $600\ \text{kHz}$  pour la distance  $5\ \mu\text{m}$  contre  $900\ \text{kHz}$  mesurée sur GP01/32. Elle est supérieure à  $100\ \text{kHz}$  pour la distance  $15\ \mu\text{m}$  contre  $500\ \text{kHz}$  mesurée sur GP02/32. Ceci illustre une certaine variabilité des résultats expérimentaux.

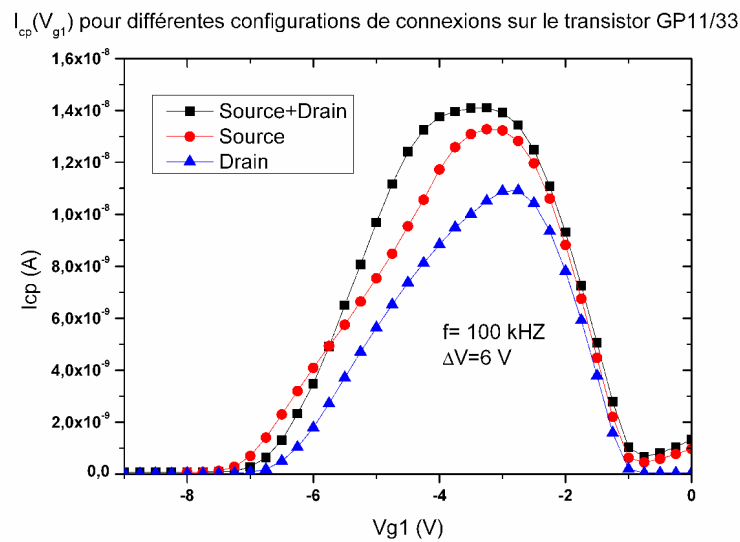


Figure 5.17 : Courbes  $Q_{cp}(V_{g1})$  sur le transistor G11/33 pour différentes configurations de connexion.



$Q_{cp}(f)$  pour différentes configurations de connexions sur le transistor GP11/33

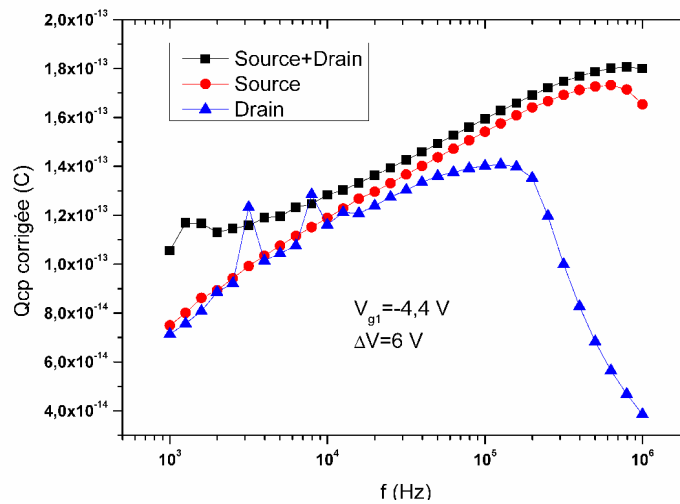


Figure 5.18 : Courbes  $Q_{cp}(V_{g1})$  sur le transistor G11/33 pour différentes configurations de connexion.

### 3.3.4: Densité surfacique de défauts

Le tableau ci-dessous récapitule les densités de défauts extraites sur les dispositifs précédemment présentés et en différentes configurations de connexion. Les valeurs obtenues oscillent entre  $1,6 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$  et  $1,2 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ . Ces valeurs sont calculées à partir de la surface nominale de la grille ce qui induit une incertitude importante (50% pour la largeur lorsqu'elle est attendue à  $4 \mu\text{m}$  en considérant une valeur réaliste d'incertitude de  $2 \mu\text{m}$ ). AG33, le transistor de plus grande surface (avec la plus faible incertitude relative) nous permet d'évaluer une densité surfacique de pièges de l'ordre de  $5 \cdot 10^{12} \cdot \text{cm}^{-2}$ .

Les valeurs obtenues sur les transistors à grille partielle ne sont pas significativement inférieures (par exemple pour GP21/13 dont la grille est à  $10 \mu\text{m}$  de la source et du drain), ce qui montre la possibilité d'évaluer un bon ordre de grandeur sur les grilles partielles, malgré la déformation du signal.

Dispositif	$N_s$ (cm <sup>-2</sup> )
AG13	$(1,2 \pm 0,8) \cdot 10^{13}$
AG22	$(5,4 \pm 2,1) \cdot 10^{12}$
AG33	$(4,7 \pm 1,1) \cdot 10^{12}$
GP01/32	$(2,0 \pm 1,2) \cdot 10^{12}$
GP01/32 Source	$(2,0 \pm 1,2) \cdot 10^{12}$
GP01/32 Drain	$(1,9 \pm 1,2) \cdot 10^{12}$
GP02/23	$(4,7 \pm 1,9) \cdot 10^{12}$
GP02/23 Source	$(4,5 \pm 1,8) \cdot 10^{12}$
GP02/23 Drain	$(3,4 \pm 1,4) \cdot 10^{12}$
GP11/33	$(1,8 \pm 0,9) \cdot 10^{12}$
GP11/33 Source	$(1,8 \pm 0,9) \cdot 10^{12}$
GP11/33 Drain	$(1,6 \pm 0,8) \cdot 10^{12}$
GP21/13	$(8,1 \pm 7,3) \cdot 10^{12}$
GP21/13	$(8,1 \pm 7,3) \cdot 10^{12}$

Figure 5.19 : Tableau récapitulatif des densités surfaciques de défauts obtenues sur les différents dispositifs

### 3.3.5: Interprétation

Lorsque la grille est isolée de la source et du drain, nous observons une modulation du signal de courant pompé en fonction des distances aux réservoirs d'électrons, de la fréquence et de la tension  $V_{gl}$ . Ceci implique que l'ensemble des pièges qui participent normalement au phénomène ne répondent pas. La source et le drain connectés à la masse, constituent des réservoirs de porteurs minoritaires, ici les électrons, qui doivent être apportés à l'interface silicium-oxyde et être piégés par les défauts. L'atténuation du signal constatée résulte d'un apport insuffisant d'électrons à l'interface. Sur un dispositif classique, l'ensemble de la surface entre la source et le drain est polarisée. En polarisation positive, la couche d'inversion est formée sur toute la surface, le transistor est à l'état passant et les électrons sont aisément acheminés depuis la source et le drain. Ici, il demeure une zone non polarisée entre la grille et les réservoirs sur laquelle la couche d'inversion n'est pas formée, ce qui limite l'injection d'électrons. Ainsi, plus la distance entre la grille et le réservoir est grande, plus l'apport en minoritaires est faible, ce qui conduit, au delà d'une certaine limite, à l'atténuation du signal mesuré voire à son extinction. Lorsque la fréquence devient grande, l'équilibre électrique (compensation des électrons piégés par les défauts) n'a plus le temps de s'instaurer. Autrement dit, les électrons n'ont plus le temps de migrer jusqu'à la grille.

Cependant, l'atténuation varie avec la tension  $V_{gl}$ , ce qui indique que la polarisation de la grille a un impact sur l'apport d'électrons. Lorsque la grille est polarisée, l'essentiel de la chute de potentiel se situe dans la couche diélectrique, mais le potentiel de surface  $\Psi_s$ , soit la courbure de

bande dans le semi-conducteur, varie également. Le substrat p avec la source et le drain n+ forment des jonctions p-n qui sont polarisées en raison du potentiel de surface à priori non nul (même sans polarisation de la grille) sous la grille. Lorsque la tension de grille est positive, les jonctions sont polarisées en direct ce qui favorise le passage des électrons dans la zone p. A l'inverse, pour une tension négative, les jonctions sont polarisées en inverse, ce qui limite le passage des électrons. La figure 5.20 est un schéma du dispositif en polarisation positive. Les diagrammes énergétiques de la jonction en polarisation directe et inverse sont présentés figure 5.21.

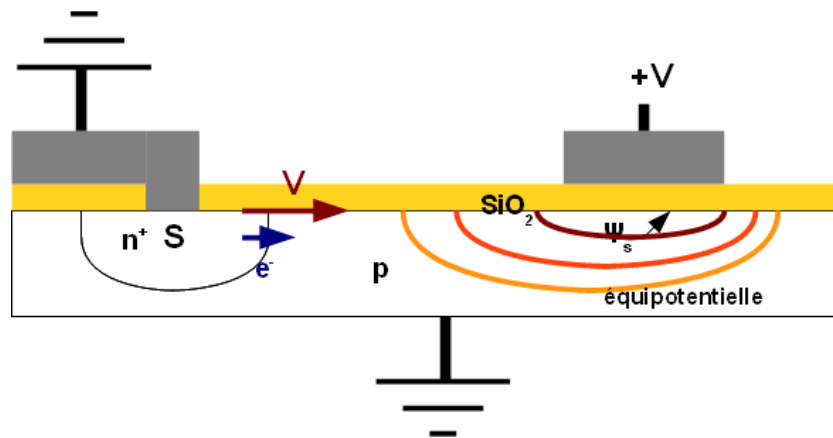


Figure 5.20 : Schéma illustrant la polarisation de la jonction dans le cas de la tension de grille positive.

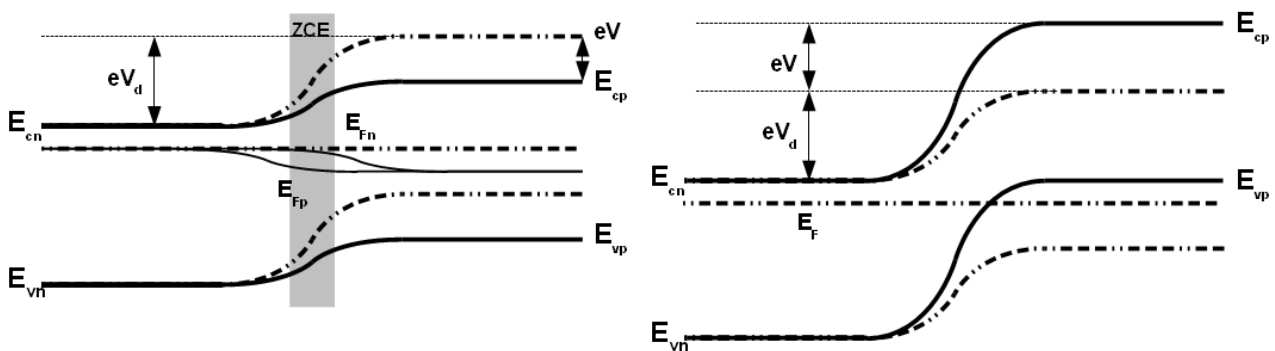


Figure 5.21 : Diagrammes énergétiques de la jonction p-n polarisée en direct à gauche et en inverse à droite.

En accumulation, la valeur extrême du potentiel de surface est de  $-E_g/2 + \Phi_F$  soit  $-0,20$  V pour un dopage de  $10^{16} \text{cm}^{-3}$  et en inversion la valeur maximale est de  $E_g/2 + \Phi_F$  soit  $0,91$  V. Si l'on admet l'approximation d'un potentiel de surface nul au repos sur la zone sans grille, les jonctions p-n subissent une polarisation supérieure à  $-0,26$  V pour une tension de grille fortement négative et inférieure à  $0,86$  V pour une tension de grille fortement positive. Cet intervalle n'est évidemment pas réaliste puisque le potentiel de surface n'est pas, et certainement de loin, transmis intégralement jusqu'à la frontière de la jonction. Seule une résolution numérique de l'équation de Poisson peut nous permettre d'évaluer la tension aux bornes de la jonction.

Ces polarisations semblent modérées mais peuvent avoir un impact important sur la densité de porteurs minoritaires sous la grille. Pour une jonction, l'expression de la densité d'électrons minoritaires en fonction de la tension de polarisation  $V$  est [2]:

$$n_p' - n_p = n_p \left( e^{\frac{qV}{kT}} - 1 \right) \cdot e^{-\frac{(x_p - x)}{L_n}} \quad (5.4)$$

$x_p$  est la position de la frontière de la charge d'espace dans la partie p et  $L_n$  la distance de diffusion des électrons porteurs minoritaires.  $x_p = W_p$

$$W_p = 2 L_{Dp} \left( \frac{1}{1 + N_d / N_a} \ln \frac{N_d N_a}{n_i^2} \right)^{1/2} \quad (5.5)$$

$N_a$  et  $N_d$  sont les densités de donneurs et d'accepteurs dans les zones respectives,  $n_i$  la densité intrinsèque de porteurs.

Comme les dopages diffèrent largement, l'expression tend vers :

$$W_p = 2 L_{Dp} \left( \ln \frac{N_d N_a}{n_i^2} \right)^{1/2} \quad (5.6)$$

La longueur de Debye est donnée par :

$$L_{Dp} = \left( \frac{\epsilon_{sc} k T}{2 e^2 N_a} \right)^{1/2} \quad (5.7)$$

Pour un dopage de  $10^{16} \text{cm}^{-3}$  elle est de 29 nm.

Si l'on considère un dopage de  $10^{19} \text{cm}^{-3}$  dans la source et le drain, la largeur de la zone de charge d'espace coté canal est de 240 nm.

La distance de diffusion  $L_n$  des électrons a classiquement, dans le volume, une valeur micrométrique. Dans notre cas, la diffusion se fait proche de l'interface où sont présents de nombreux centres de recombinaison des paires, aussi doit-on supposer une longueur de diffusion plus faible.

Le diagramme de la figure 5.22 illustre le gain en décibels sur la densité d'électrons dans la zone p en fonction de la polarisation de la jonction et à différentes distances de la jonction. Nous prenons comme hypothèse une longueur de diffusion de 500 nm. Pour une polarisation de 0,2 V par exemple, le gain sur la densité d'électrons est de 23 dB à 2  $\mu\text{m}$  de la jonction. La densité de porteurs minoritaires est largement augmentée sous la grille par la polarisation, ce qui favorisant la mesure du courant pompé.

Ce modèle est simplement illustratif. Il est nécessaire de développer un modèle en

dynamique, puisque la tension de grille est périodique, prenant en compte le comportement capacitif des jonctions. Ceci est indispensable si l'on veut certifier les densités de porteurs mesurées. Des paramètres intrinsèques à l'échantillon, parfois difficilement accessibles, doivent être connus. En particulier, la longueur de diffusion des porteurs minoritaires est un paramètre largement dépendant de ce que l'on cherche à quantifier puisque les défauts d'interface sont des centres de recombinaison des paires électron-trou.

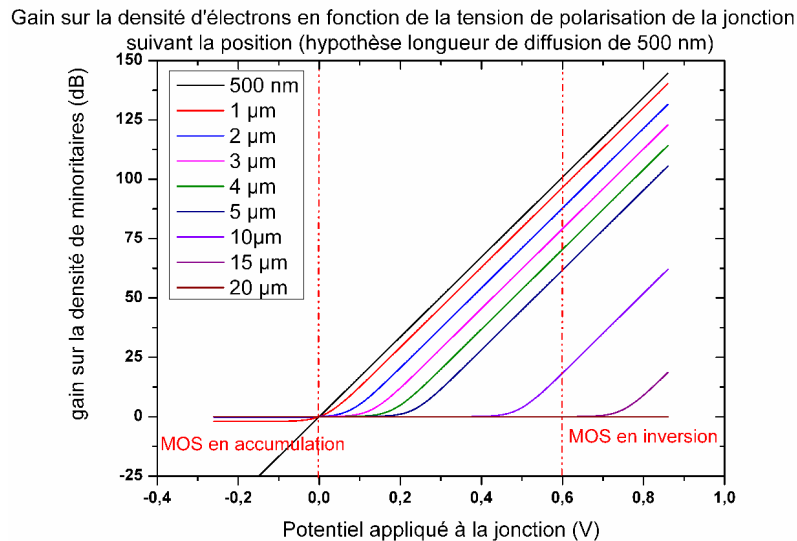


Figure 5.22 : Gains sur la densité de porteurs minoritaires en fonction de la polarisation de la jonction et en fonction de la distance à la jonction.

## 4: Pompage de charge en champ proche

### 4.1: Protocole expérimental

Les mesures présentées sont obtenues sur un dispositif sans grille SG31 de canal de largeur nominale 20 µm et de longueur 4 µm. Le positionnement sur canal est effectué à l'aide de l'optique du microscope puis par imagerie AFM en mode contact. La zone de canal est identifiable puisque un sillon apparaît aux jonctions avec la source et le drain (figure 5.23). On constate une distance de 2,4 µm entre les sillons contre 4 µm attendus. Nous avons positionné la sonde proche de la source, à une distance inférieure à 500 nm en paramétrant un balayage de 0 nm. Le laser servant à l'asservissement de la pointe frappe également la surface de l'échantillon. Le faisceau traverse la couche d'oxyde et génère des paires électrons-trous dans le semi-conducteur. Les jonctions p-n à

l'interface des sources et drain de type n et le canal de type p séparent les paires électron-trou. Notre échantillon constitue un capteur photovoltaïque. Nous mesurons un courant photoélectrique entre le substrat et la source et le drain de l'ordre de  $10^{-7}$  A. Dans ces conditions, il n'est pas envisageable de mesurer le courant pompé. Nous avons donc obturé le laser. Pour ce faire, nous paramétrons les coefficients de rétroaction à 0 avant d'appliquer un cache sur le faisceau laser, puisque la possibilité d'éteindre le laser n'est pas prévue par le constructeur (mode *dark-lift* non disponible sur notre microscope). Le capot opaque est fermé. Ceci nous permet de mesurer un photo-courant de  $10^{-12}$  A à  $10^{-11}$  A permettant la mesure. Cependant, il n'y a plus d'asservissement vertical de la pointe AFM.

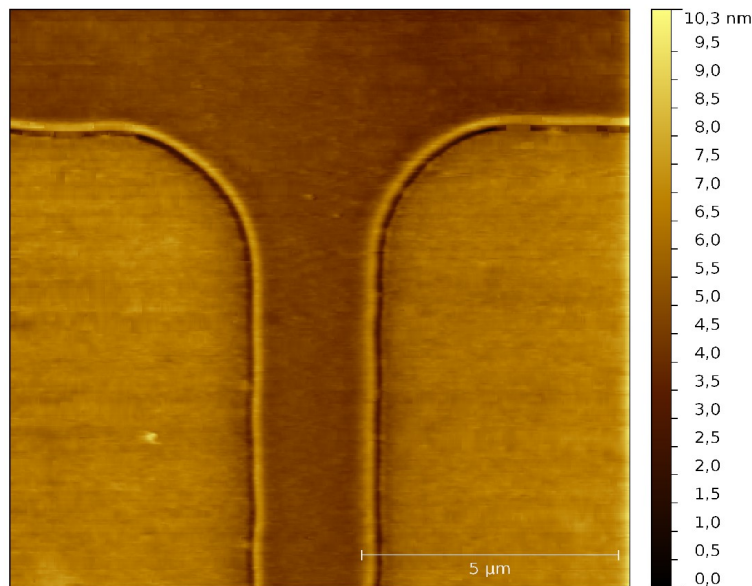


Figure 5.23 : Image AFM en mode contact du dispositif SG31. Les jonctions sont apparentes.

## 4.2: Pompage sur l'oxyde frais

Nous avons tout d'abord recherché un signal en augmentant progressivement l'amplitude de la composante sinusoïdale  $\Delta V$  en fonction de la tension  $V_{g1}$ . L'utilisation d'une fréquence de 5 MHz est nécessaire pour obtenir un signal détectable. Sur la figure 5.24, les courbes  $I_{cp}(V_{g1})$  pour des tensions de 3 V à 12 V sont représentées. Le signal est faible pour une amplitude de 3 V ( $\approx 4,10^{-13}$  A) puis augmente avec l'amplitude. Cependant, l'amplitude de signal est constante sur toute la gamme de tension  $V_{g1}$  sondée. Nous n'observons pas de plateau. En particulier, le signal ne s'effondre pas au delà de la valeur de tension de seuil évaluée macroscopiquement entre -1 V et -0,7 V. La gamme de tensions que l'on peut appliquer est limitée par -10 V et 10 V. Il faut supposer une tension de seuil extrêmement haute et une tension de bande plate excessivement basse pour expliquer que l'on ne puisse pas observer la cloche, et ceci en désaccord avec les mesures macroscopiques.

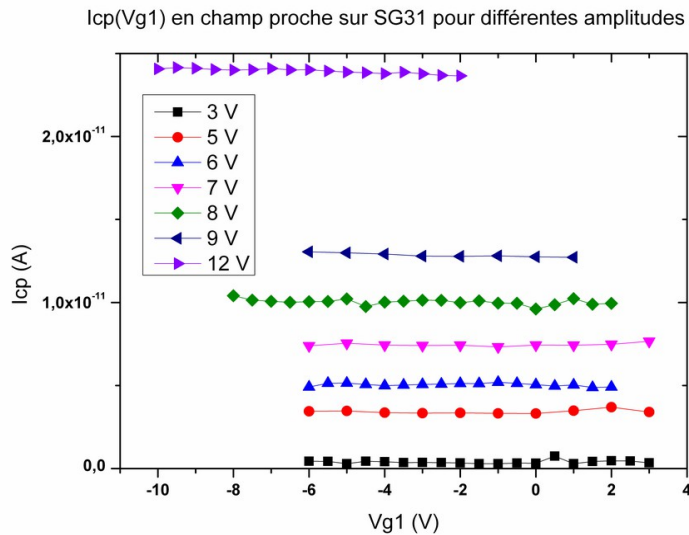


Figure 5.24 :  $I_{cp}(V_{g1})$  pour différentes amplitudes sur le transistor SG31, mesure en champ proche. Signal sinusoidal.

La figure 5.25 présente des courbes  $I_{cp}(V_{g1})$  obtenues dans différents cas de figures. Le signal est nul lorsque le substrat est déconnecté, la mesure étant réalisée sur la source et le drain, et également lorsque la pointe est levée. Ceci montre que la polarisation par la pointe est responsable de l'apparition du signal. Le signal est plus faible lorsque seule la source est connectée, et plus faible encore lorsque seul le drain est connecté. Ceci est cohérent avec le fait que la mesure est faite en un point proche de la source.

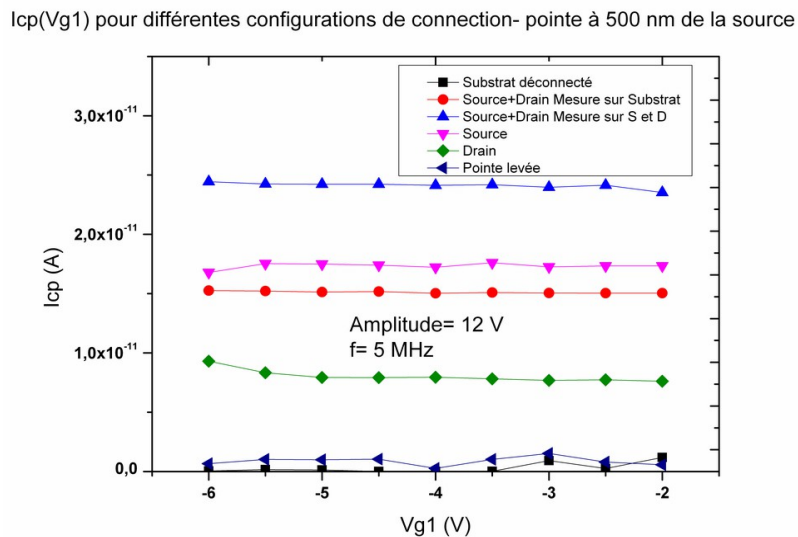


Figure 5.25 :  $I_{cp}(V_{g1})$  pour différentes configurations sur le transistor SG31, mesure en champ proche à 500 nm de la source.

Des caractéristiques  $Q_{cp}(f)$  sur la même zone pour différentes amplitudes sont présentées sur la figure 5.26. La charge pompée est plus importante à mesure que l'amplitude de tension augmente. Comme attendu, la charge par cycle augmente avec la fréquence, ce qui confirme qu'il s'agit bien du phénomène de pompage lié aux pièges d'oxyde. Les courbes affichées sur la figure 5.24 ne sont pas corrigées. La figure 5.27 présente la correction de la courbe pour 15 V d'amplitude. La quasi-linéarité est obtenue jusque 6 MHz, mais sur le dernier point de mesure une forte augmentation de la charge pompée par cycle apparaît. Nous mettons en cause la composante géométrique (recombinaison des paires électron/trou directes, sans capture par les défauts).

Ces résultats montrent, en tout état de cause, qu'il est possible de mesurer un courant pompé via la pointe AFM en tant que grille.

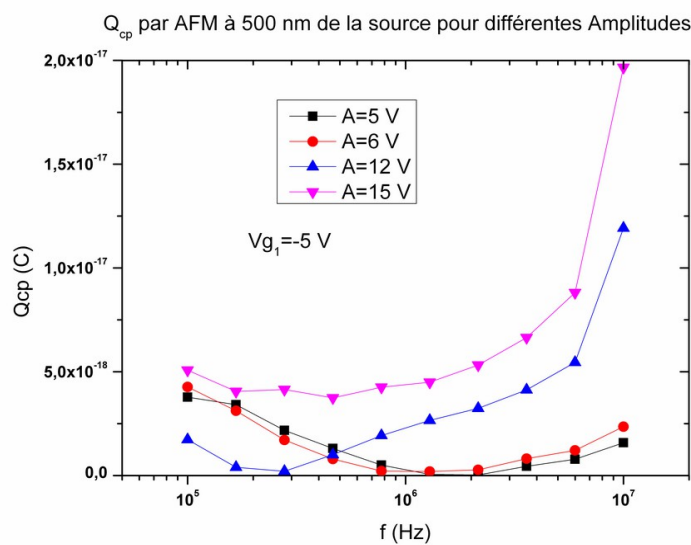


Figure 5.26 :  $Q_{cp}(f)$  pour différentes amplitudes sur le transistor SG31, mesure en champ proche.

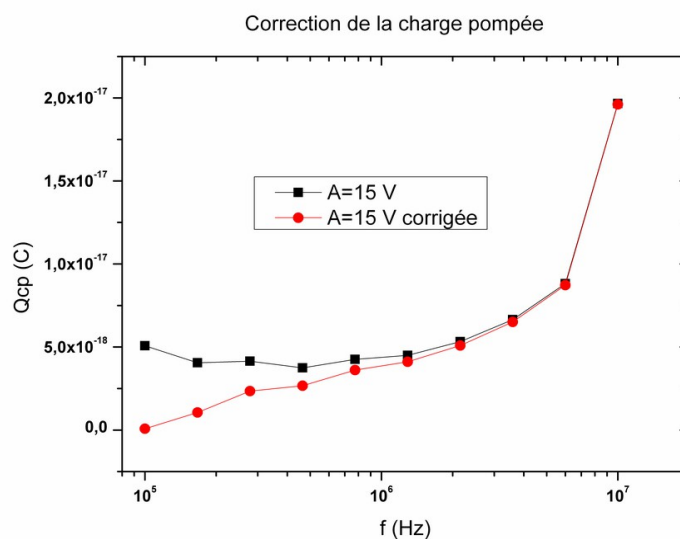


Figure 27 : Correction de  $Q_{cp}(f)$  pour l'amplitude 15 V.



### 4.3: Influence du stress électrique

Lorsqu'une forte tension est appliquée à la structure MOS, en particulier lors de l'acquisition d'une caractéristique  $I(V)$ , des défauts sont générés dans le diélectrique, y compris à l'interface avec le semi-conducteur. Ce phénomène doit pouvoir être identifié via le pompage de charge par AFM, la pointe AFM servant préalablement au stress électrique. Nous avons réalisé cette expérience sur un dispositif SG32 de longueur nominale  $10\ \mu\text{m}$ . L'image AFM indique une distance réelle proche de  $7,5\ \mu\text{m}$ . Nous avons positionné la pointe à environ  $2\ \mu\text{m}$  du drain soit à  $5,5\ \mu\text{m}$  de la source. Des mesures de charge pompée  $Q_{cp}(f)$  à répétition obtenues sont présentées sur la figure 5.28. La gamme de balayage de tension est maximisée afin de solliciter un maximum de défauts soit avec une tension  $V_{gl}$  de  $-10\ \text{V}$  et une amplitude de  $20\ \text{V}$ . Les courbes brutes sont présentées dans l'ordre de leur acquisition. Les courbes 1, 4, 5, 6 montrent la bonne répétabilité de la mesure, ce qui indique une dégradation par la mesure limitée. La forte augmentation de la charge pompée par cycle est à nouveau constatée pour le point de mesure à  $10\ \text{MHz}$ . La deuxième courbe est obtenue sans connecter la source et la troisième sans connecter le drain. Il y a affaiblissement du signal lorsque la source, réservoir le plus éloigné de la pointe, n'est pas reliée à la masse. Lorsque le drain est déconnecté, le signal est plus atténué encore, car la structure MOS est privée du réservoir le plus proche. On constate un fléchissement de la pente qui peut traduire un défaut d'approvisionnement en électrons en raison de l'éloignement du réservoir.

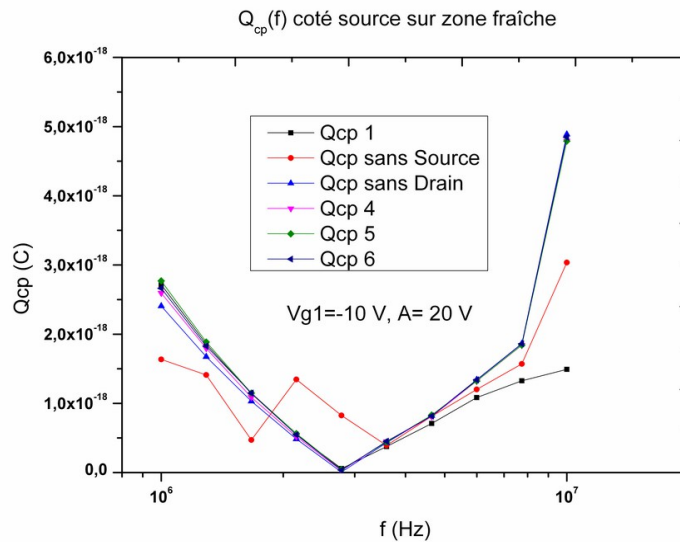


Figure 5.28 :  $Q_{cp}(f)$  sur une zone fraîche.

Au même point, nous avons appliqué une rampe de tension aller-retour pour stresser électriquement la couche, ceci avec la SMU utilisée pour le pompage de charge. L'épaisseur de l'oxyde étant importante (37 nm), nous avons appliqué la tension entre 0 V et 20 V sur la pointe. Le temps d'acquisition n'est pas contrôlé puisque la SMU est en autocalibration.

Sur la figure 5.29, sont représentées les caractéristiques  $I_{cp}(V_{gl})$  avant et après application de la rampe de tension. Alors que le signal avant le stress, mesuré avec une amplitude de 14 V, oscille sur toute la gamme de tension autour d'une valeur de 2 pA, la courbe après stress a la forme d'une cloche dont le maximum dépasse les 263 pA. Il semble que l'application de la rampe de tension continue ait bien conduit à la génération de nombreux défauts dans l'oxyde. La cloche est fortement décalée par rapport à celles obtenues sur les dispositifs par mesure macroscopique. S'il n'est pas surprenant que le niveau énergétique des défauts générés diffère de celui des défauts déjà présents, il semble de plus que les tensions de bande plate et de seuil soient fortement modifiées. Ainsi, d'après la courbe, la tension de seuil serait inférieure à -6 V. Une autre possibilité est une forte distorsion du signal, propre à la mesure par AFM, comme le laisse déjà supposer le niveau de courant pompé constant mesuré quelle que soit la composante continue de la tension sur une zone fraîche.

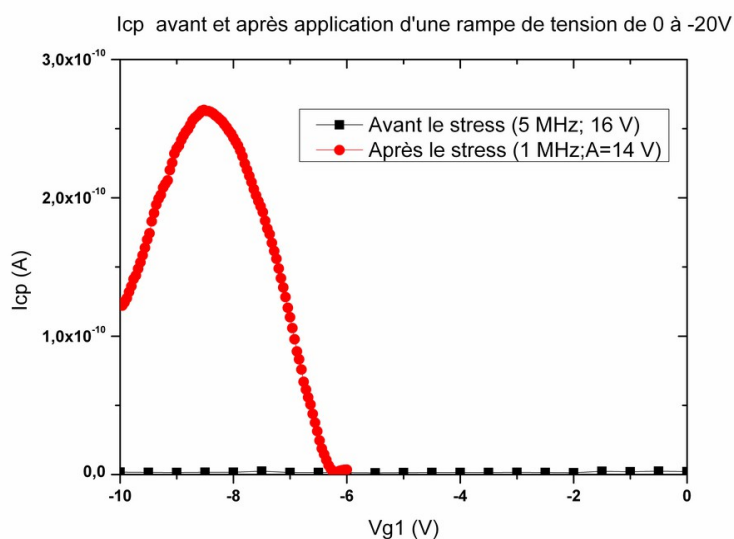


Figure 5.29 : Comparaison du signal  $I_{cp}(V_{gl})$  avant et après stress électrique par application d'une rampe de tension de 0 à 20 V)

La mesure de la charge pompée par cycle en fonction de la fréquence est présentée sur le graphe de la figure 5.30 sur lequel sont représentées les courbes obtenues avant le stress. La gamme de balayage en tension est également maximisée. Étant donné le fort signal, nous avons pu démarrer la mesure à partir de 10 kHz. Une proposition de courbe corrigée est représentée. La charge pompée

augmente d'abord avec la fréquence mais rapidement la pente fléchit et le signal atteint un maximum vers 1,5 MHz avant effondrement. Une première explication est celle d'un apport insuffisant d'électrons depuis les réservoirs bien que la source ne soit éloignée que de 2  $\mu\text{m}$  environ. Cependant, la surface polarisée par la pointe étant moins grande que les grilles partielles, notamment elle n'occupe pas la largeur du canal, la polarisation de la jonction p-n est certainement moins marquée à distance équivalente, d'où un apport en porteurs minoritaires plus critique. La participation de défauts très certainement générés dans le volume de l'oxyde aux basses tensions peut conduire à une saturation, puis une diminution du signal à haute fréquence. Il s'agirait de défauts de constante de relaxation modérée, proches de l'interface et pouvant intervenir à des fréquences assez élevées.

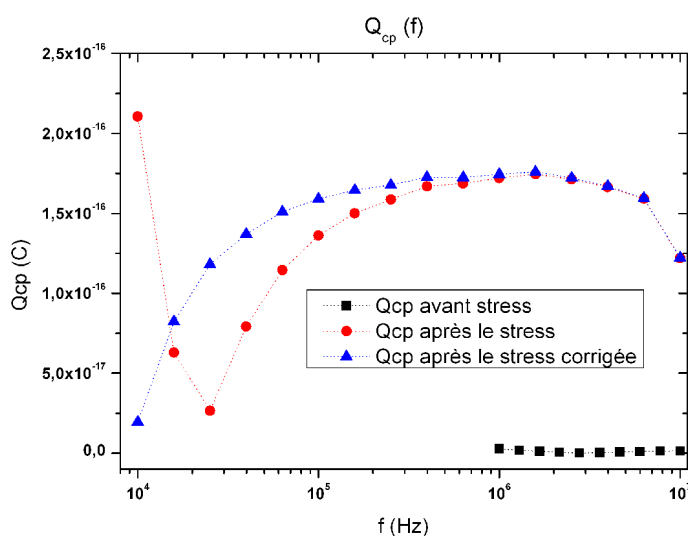


Figure 5.30 : Comparaison du signal  $Q_{cp}(V_{gl})$  avant et après stress électrique.

#### 4.4: Une hypothèse sur la déformation du signal : effet de bord

Quelque soit l'amplitude du signal appliqué, nous ne parvenons pas à observer de plateau sur la courbe  $I_{cp}(V_{gl})$  (voir figure 5.29). Nous avons constaté par mesure macroscopique que le signal est atténué en fonction de la tension à fréquence trop élevée. Nous proposons ici un mécanisme additionnel propre à la mesure en C-AFM.

Nous supposons que le signal de courant pompé provient en bonne partie d'états d'interface ne se situant pas sous le contact pointe-silice. Il s'agit donc d'un effet de bord. La variation du potentiel de surface avec la tension de grille ne se limite pas à la surface de la structure MOS, et nous l'avons d'ailleurs observé expérimentalement. Tout se passe comme si la zone périphérique

subissait une tension effective de grille, de norme atténuée par rapport à celle de la tension appliquée à la pointe. L'amplitude de cette tension effective décroît avec la distance à la pointe. Il en découle que la surface périphérique est sondée par un signal de grille effectif qui diffère de celui appliqué. Sa réponse diffère donc de la réponse sous la pointe.

Les schémas de la figure 5.31 illustrent ce principe. Celui de gauche concerne le cas où le signal balaye tout l'intervalle entre  $V_{FB}$  et  $V_{th}$ . Lors d'une mesure conventionnelle, tous les états participent au courant pompé, une variation de  $V_{gl}$  ne modifie pas le courant pompé, d'où un plateau sur la courbe. L'aire en rouge représente la zone sondée dans notre cas. Tous les états sont sollicités sous la pointe puis l'intervalle énergétique décroît avec la distance à la pointe. Une variation de  $V_{gl}$  à  $\Delta V$  constant conduit alors à une variation du signal, il augmente lorsque  $V_{gl}$  diminue. La conséquence est qu'il n'y a plus de plateau. Le maximum de signal doit être mesuré pour une valeur de  $V_{gl}$  inférieure à  $V_{th} - \Delta V$ , ainsi se trouve t-il décalé vers les tensions négatives avec  $V_{gl}$ .

A droite est représenté le cas où la tension appliquée est constamment inférieure à  $V_{FB}$ . Le signal provenant de la surface sous la pointe est nul. En revanche, la zone périphérique produit un signal de pompage puisqu'elle subit une tension de grille effective de norme inférieure. On sonde en fait une surface annulaire autour de la pointe. Et en fonction de la répartition des défauts dans la bande interdite et du profil de potentiel, il n'est pas impossible que le maximum de signal soit mesuré dans cette configuration, alors même que l'interface sous la pointe ne répond pas.

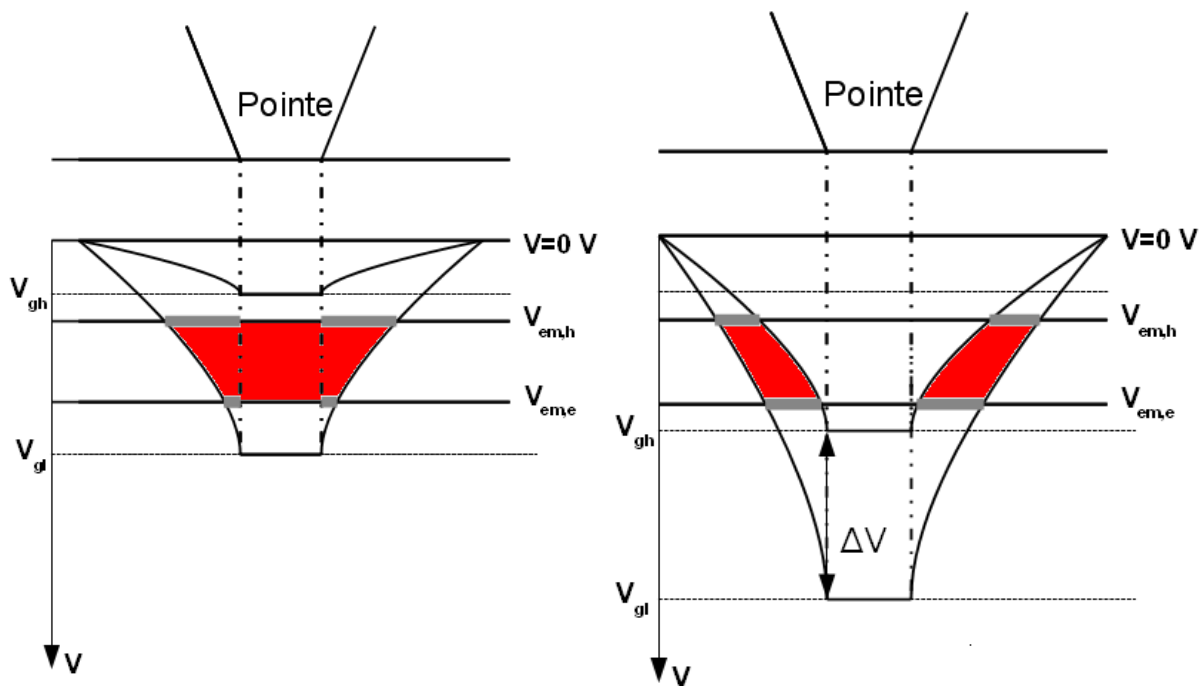


Figure 5.31 : Schémas illustrant l'effet de bord pour le pompage de charge par AFM. A gauche l'intervalle de tension appliquée recouvre l'intervalle entre  $V_{FB}$  et  $V_{th}$ . A droite, il est en dessous. Seule la périphérie du contact est sondée. Les frontières de l'intervalle énergétique sondé fluctuent (barres grises)

## 4.5: Nombre de pièges

Le tableau 5.32 récapitule le nombre de défauts extrait à partir des courbes  $Q_{cp}(f)$ . Les mesures 1 à 5 sont celles faites sur le transistor SG31, les suivantes les mesures faites lors de l'expérience sur le stress électrique. La valeur obtenue après stress est issue de la pente à basse fréquence de la courbe corrigée.

Les mesures sur des zones fraîches nous donnent une moyenne du nombre de pièges de l'ordre de 300. En considérant la densité surfacique mesurée macroscopiquement de  $5.10^{12} \text{cm}^{-2}$ , la surface effective de mesure de pompage est de l'ordre de  $6000 \text{nm}^2$  soit un rayon de 44 nm. Cette valeur est cohérente avec les valeurs évaluées dans le chapitre 3 par modélisation du courant tunnel Fowler-Nordheim lors des premières rampes de tension. La polarisation de la pointe semble affecter le potentiel de surface sur une large surface, ce qui est mis en évidence par la modulation du signal pompé en fonction de  $V_{gl}$ . En effet, ceci montre que le potentiel dans le semi-conducteur est perturbé jusqu'à des distances micrométriques de la pointe, ce qui permet la polarisation de la jonction p-n.

Une première explication vient simplement de la répartition étendue des lignes de champ électrique dans le substrat. Une modélisation numérique paraît donc indispensable. C'est un comportement intrinsèque au dispositif. La seconde idée est que, puisque l'expérience est menée à l'air libre, ce sont le ménisque et la couche d'eau qui étendent la polarisation à une plus large surface, le ménisque d'eau constituant en quelque sorte une extension de la sonde. Bien évidemment, ces valeurs sont à considérer avec précaution étant donné l'aspect du signal qui diffère fortement du cas macroscopique. Un modèle physique reste à proposer.

Le nombre de défauts mesuré après stress est de 13800, ce qui constitue une forte augmentation et, en considérant la même surface, donne une densité surfacique de défauts supérieure à  $10^{14} \text{cm}^{-2}$ . Ce chiffre est à comparer avec la densité surfacique d'atome de silicium à l'interface qui est de  $6,8.10^{14} \text{cm}^{-2}$  ce qui signifie un piège pour quelques atomes seulement. Il peut également s'agir de défauts étendus pouvant piéger plusieurs porteurs.

	nombre de pièges
<b>Mesure 1</b>	<b>303</b>
<b>Mesure 2</b>	<b>376</b>
<b>Mesure 3</b>	<b>312</b>
<b>Mesure 4</b>	<b>188</b>
<b>Mesure 5</b>	<b>511</b>
<b>Mesure avant stress</b>	<b>246</b>
<b>Mesure avant stress sans source</b>	<b>246</b>
<b>Mesure avant stress sans drain</b>	<b>176</b>
<b>Mesure après stress</b>	<b>13800</b>

Figure 5.32 : Tableau récapitulatif du nombre de pièges mesuré.

#### 4.6: État topographique de la zone après le stress

La figure 5.33 est l'image AFM en mode contact de la zone étudiée avant et après stress. Pour l'acquérir, l'asservissement est restauré, la dérive lors de ces manipulations est raisonnable. Une bosse de dimensions importantes s'est formée avec une hauteur de 61 nm. Le nombre de défauts d'interface mesuré par pompage est de 13800 contre quelques centaines sur une zone fraîche. Ceci est en cohérence avec le fait que l'interface recule en profondeur comme montré au chapitre 3. De plus, l'oxyde, probablement non stœchiométrique, peut contenir dans son volume un nombre important de pièges dont les plus proches de l'interface peuvent contribuer au courant pompé à basse fréquence.

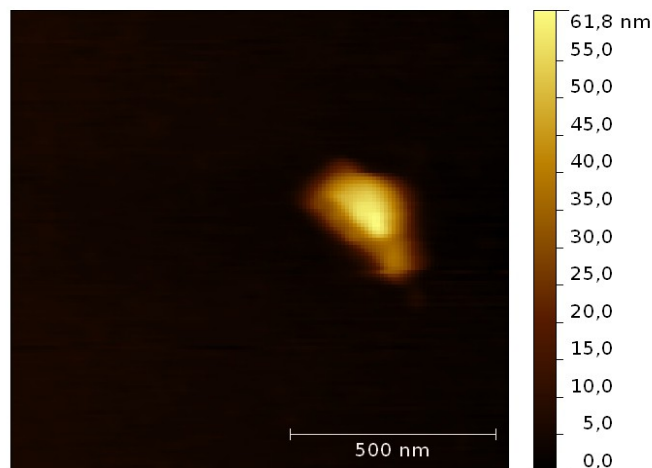


Figure 5.33 : Image AFM de la zone après application d'une rampe de tension.

## 5: Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons démontré la faisabilité d'une mesure des défauts d'interface par pompage de charge via une sonde AFM. Les mesures macroscopiques sur les grilles partielles à distance des réservoirs de porteurs minoritaires prouvent qu'il est possible de mesurer un signal de courant pompé malgré la non formation de la couche d'inversion sur la totalité de l'espace séparant la grille et les réservoirs. Ce signal permet d'évaluer une valeur réaliste de la densité surfacique de défauts. Cependant, le signal est modulé en fonction de la position de la grille, de la fréquence mais aussi du niveau de la tension appliquée (bien que balayant tout intervalle entre  $V_{FB}$  et  $V_{th}$ ). Ces paramètres impactent l'injection d'électrons depuis la source et le drain jusqu'à la zone polarisée. La dépendance en tension indique que les jonctions p-n sont polarisées, ce qui pose également la question de la surface participant effectivement au pompage. Un modèle physique décrivant cette modulation du signal reste à développer. La longueur de diffusion des porteurs en est un paramètre important qui dépend largement des défauts d'interface que l'on cherche à étudier puisque ils sont des centres de recombinaison des paires électron/trou.

Les mesures faites à l'aide de la pointe AFM en remplacement de la grille conventionnelle montrent également un signal qui s'apparente au pompage de charge et la charge pompée par cycle augmente avec la fréquence. Cependant nous n'avons pu mettre en évidence de gamme de tension pour laquelle il y a réponse totale des pièges (courbe en cloche), en particulier sur une zone fraîche de l'oxyde. Des mesures réalisées après le stress de la zone par application d'une rampe de tension (formation d'une bosse) indiquent une forte augmentation du nombre de défauts d'interface sous la pointe. Nous constatons un maximum de  $I_{cp}(V_{g1})$  mais sans plateau, et pour des tensions bien plus basses que pour les mesures macroscopiques. Outre le décalage des tensions de seuil et de bande plate, nous supposons un effet de bord. La zone périphérique au contact répond mais selon un signal effectif de norme inférieure à celle du signal de grille appliqué. Cette hypothèse est en accord avec le fait que la surface effective de contact extraite est amplement supérieure au contact physique. Selon cette hypothèse, il serait possible de sonder un anneau périphérique à la pointe sans sonder la surface sous le contact.

La baisse de la charge pompée par cycle avec la fréquence plus précoce peut être due à la réponse de nombreux défauts profonds. La déformation du signal en AFM diffère de celle observée sur les grilles partielles, sans doute en raison des dimensions de la pointe mais peut-être également de la nature du contact. Là aussi un modèle physique doit être proposé.

Les valeurs du nombre de défauts obtenues par AFM permettent d'évaluer la surface

effective de pompage à  $6000 \text{ nm}^2$ . Cette valeur est plausible en regard de celles extraites par le modèle de conduction Fowler-Nordheim sur une zone fraîche (première I(V)). Elle est peu satisfaisante en termes de résolution, mais peut dépendre du ménisque d'eau ou simplement de la répartition du champ électrique dans la structure elle-même. Ceci doit être étudié. Le nombre de défauts mesuré après le stress électrique est de 13800, ce qui, en considérant la même surface suppose une densité supérieure à  $10^{14} \text{ cm}^{-2}$ , valeur proche de la densité surfacique d'atomes de silicium. Remarquons qu'une bosse est formée et que nous avons montré au chapitre 3 que l'interface silicium-silice est parfois détruite.

Si l'on a montré pour la première fois, à notre connaissance, qu'un signal de type courant pompé par AFM est mesurable, un modèle doit être développé pour décrire sa déformation par rapport au signal conventionnel. Par la suite le pompage à deux niveaux et à trois niveaux pourra être explorés en vue d'accéder à la résolution énergétique. Pour faire une cartographie des défauts, un développement du pilotage de la sonde est nécessaire, puisque celle-ci est réalisable en faisant des spectroscopies point par point. Nous avons constaté que le laser servant à l'asservissement de la pointe produit un photo-courant important recouvrant le signal utile. Le faisceau laser est donc coupé lors de la mesure. Ceci est une contrainte importante dans la perspective de mettre au point une cartographie, en termes de lourdeur du procédé mais aussi de résolution (dérive). La sensibilité en courant doit encore être optimisée si l'on espère mesurer le signal induit par un défaut ponctuel.



## ***Bibliographie du chapitre 5***

[1] J.L. Autran and C.Chabrierie, *Use of the charge pumping technique with a sinusoidal gate waveform*, Solid-State Electron. , v 39, p 1394 (1996)

[2] Mathieu H., *Physique des semiconducteurs et des composants électroniques*, 6<sup>ème</sup> édition, Dunod



## Conclusion générale

Ce travail de thèse s'intéresse au microscope à force atomique comme instrument pour la caractérisation électrique des couches minces diélectriques. Nous nous sommes intéressés à certaines des limites de la technique mais nous avons également prospecté en vue d'une nouvelle application permettant la caractérisation localisée des défauts d'interface.

En premier lieu, nous avons largement étudié la déformation de la couche diélectrique en polarisation de pointe positive. Cette déformation, couramment signalée lors des mesures de stress électrique par C-AFM, méritait d'être mieux comprise puisque le processus est susceptible de corrompre les interprétations, en particulier lorsqu'il s'agit d'étudier les mécanismes de dégradation et de claquage diélectrique.

Nous confirmons que cette observation n'est pas un artefact causé par l'interaction électrostatique. Ce phénomène nécessite la présence de la couche diélectrique et n'apparaît pas sur le substrat. En revanche, cette dégradation peut être suffisamment intensive pour détruire superficiellement le substrat puisque nous avons montré la présence de cavités dans le substrat pour de forts champs électriques.

Les caractéristiques  $I(V)$  montrent, dans de nombreux cas, un fort pic de courant dont l'apparition doit être attribuée au claquage du diélectrique. La descente du niveau de courant correspond à l'apparition de la bosse, qui est une reformation de couche isolante. Nous avons confirmé la quasi-simultanéité des deux événements en mesurant le déplacement de la pointe lors du stress. D'après ces études, nous pensons, sans proposer d'hypothèses précises sur sa nature physicochimique, qu'il s'agit d'un phénomène en premier lieu thermique ou électrothermique. Il s'agit en quelque sorte d'un recuit de la couche. Dans un second temps, on ne peut exclure l'injection d'espèces depuis l'environnement dans la couche devenue perméable.

Il est montré dans la littérature que cette déformation, bien que de moindre amplitude, et moins fréquente, est observable sous ultra-vide. La couche d'eau adsorbée sur la surface peut aisément être incriminée pour justifier cette différence. Pour notre part, nous concluons que l'eau n'est pas la responsable directe. Elle intervient en fait en favorisant le claquage franc du diélectrique, notamment en fournissant des protons qui sont injectés dans la couche sous l'effet du champ électrique. L'hydrogène est d'ailleurs un responsable bien connu de la génération de défauts. C'est en réalité une montée abrupte du courant, soit un claquage prompt, qui conduit à la formation

des plus importantes bosses. Nous savons que la bosse est isolante, aussi sa formation liée au fort courant est une rétroaction négative. Les porteurs de charge qui traversent la couche sont essentiellement des porteurs chauds, ce qui signifie qu'ils ne sont pas en équilibre thermodynamique avec le matériau. On peut définir une température du gaz de porteurs supérieure à celle du matériau. La montée en température de la couche et donc sa déformation est en retard sur le courant. La rétroaction négative est en quelque sorte « prise de vitesse ». Dans ce phénomène, l'eau n'interviendrait que comme accélérateur de la cinétique de claquage.

Ceci est rédhibitoire lorsqu'il s'agit d'étudier le comportement de la couche après un stress intense, à fortiori si l'on cherche à extrapoler le comportement de la couche sur dispositif. De plus, la montée en courant pouvant être très rapide, avec un temps de montée de l'ordre de la microseconde, il est possible que la formation de la bosse, si elle intervient rapidement, masque le claquage du diélectrique. En effet les courants à mesurer sont faibles, ce qui ne permet pas une fréquence d'échantillonnage importante.

Nous avons constaté une interdépendance des mesures lorsque celles-ci sont effectuées en mode automatique, sur des points répartis sur une surface et espacés d'environ 1  $\mu\text{m}$ . Certains expérimentateurs réalisent des mesures sur des surfaces plus petites. Les mesures sont réalisées consécutivement, sans temps de repos. Pour les premières rampes de chaque série de mesure, que la pointe soit neuve ou non, la conduction est plus précoce, le volume de la bosse formée plus important, l'énergie dissipée plus grande. Nous expliquons l'influence d'une mesure sur les suivantes par la proximité à la fois spatiale et temporelle. L'augmentation significative de la température lors de la mesure suffit à la désorption de l'eau sur la surface de travail, la pointe est également séchée. Ce sont les conditions de mesures qui sont modifiées, l'eau qui favorise le claquage étant partiellement éliminée. Des mesures espacées de 3  $\mu\text{m}$  voient l'interdépendance réduite mais toujours significative. Les distances nécessaires pour dissocier les mesures sont donc très importantes ou bien l'échauffement de la pointe a une influence du même ordre de grandeur que l'espacement. La surface effective de contact extraite par ajustement d'un courant Fowler-Nordheim avec des paramètres choisis arbitrairement montre une décroissance au fil de la série de mesures, ce qui renforce l'idée que l'eau est partiellement désorbée.

L'évaluation de la surface effective de contact électrique demeure un point crucial en vue de la mesure métrologique. Nous avons établi le constat que l'évaluation par le modèle de conduction Fowler-Nordheim trouve ses limites sans la possibilité de connaître avec précision par d'autres techniques les paramètres tels que la hauteur de barrière ou la masse effective des électrons dans l'oxyde. La sensibilité du C-AFM ne permet pas d'extraire ces paramètres. La mesure d'un courant

tunnel direct à basse tension est impossible par exemple.

Nos hypothèses souffrent d'un besoin de confrontation à une modélisation, sur le plan thermique en particulier. Ces résultats devront être confrontés à des études sous vide ou en atmosphère contrôlée et ainsi valider ou non le rôle de l'eau. S'il est vérifié que les phénomènes décrits sont moins présents sous vide, ils s'y produisent. Il convient de vérifier qu'ils sont suffisamment transparents pour l'étude des films diélectriques minces. Quoiqu'il en soit, si la mesure en ultra-vide et ses lourdes contraintes est acceptable en recherche, il est difficile de l'envisager dans le cadre de procédures de contrôle qualité industrielles. Des solutions alternatives doivent donc être recherchées.

Afin de mettre en œuvre la technique de pompage de charge en champ proche, qui doit nous permettre la caractérisation localisée des défauts d'interface électriquement actifs, nous avons élaboré des échantillons de type n-MOS à grille aluminium dont certains sont dépourvus de grille. Des transistors munis de grilles partielles, nous ont permis, par mesure conventionnelle, de vérifier qu'il est possible de mesurer un courant pompé bien que la grille soit distante du réservoir de porteurs minoritaires. Cependant, elle est limitée par une fréquence de coupure qui diminue quand la distance augmente. Cette fréquence est d'autant plus faible que la tension est basse, en raison d'une polarisation de la jonction p-n en inverse plus marquée. La conséquence est un signal  $I_{cp}(V_{gl})$  déformé, modulé. L'extraction de densités de défauts réalistes reste néanmoins possible.

Les mesures réalisées avec la pointe AFM comme grille nous montrent un courant de type pompé. Néanmoins, sur l'oxyde frais, la valeur du courant est constante quelle que soit la tension continue, ce que nous n'expliquons pas. Nous extrayons à partir de ces valeurs, une surface effective de polarisation de l'ordre de  $6000 \text{ nm}^2$ , valeur décevante. Après stress électrique, le nombre de défauts augmente considérablement pour atteindre une densité surfacique, pour la même surface, de  $10^{14} \text{ cm}^{-2}$  proche de la densité surfacique d'atomes de silicium. Nous observons ici une courbe en cloche du courant pompé, mais sans palier. Nous expliquons ceci par un effet de bord, l'essentielle de la zone effectivement sondée subissant une tension de grille effective inférieure à la tension appliquée. La polarisation de la jonction en est une preuve.

Si la cause en est la répartition intrinsèque du potentiel dans la structure, la technique serait condamnée, tant sa résolution serait limitée et la déconvolution du signal complexe. Mais à l'instar des mesures  $I(V)$ , on peut supposer, et espérer que l'eau est responsable d'une forte augmentation de la surface effective. Cependant la mise en œuvre de la technique en atmosphère contrôlée ou sous vide serait extrêmement contraignante.

Il s'agira ici, outre de poursuivre les études expérimentales, de produire un modèle physique ainsi que des simulations numériques permettant une bonne exploitation du signal de courant pompé mesuré.



## FOLIO ADMINISTRATIF

### THESE SOUTENUE DEVANT L'INSTITUT NATIONAL DES SCIENCES APPLIQUEES DE LYON

NOM : **GRANDFOND**

DATE de SOUTENANCE : 16/12/2014

Prénoms : **Antonin**

TITRE :

#### **Étude de la fiabilité des mesures électriques obtenues par la microscopie à force atomique sur couches diélectriques ultra-minces. Développement d'une technique de pompage de charge résolue spatialement pour la caractérisation des défauts d'interface**

NATURE : Doctorat

Numéro d'ordre : 2014 ISAL 0133

Ecole doctorale : Electronique, Electrotechnique, Automatique

Spécialité : Electronique, micro et nanoélectronique, optique et laser

RESUME :

Les progrès rapides de la microélectronique en terme de puissance, de coût unitaire sont obtenus grâce à la réduction des dimensions du constituant élémentaire de la technologie MOS qu'est le transistor CMOS. Les fuites de courant et la consommation électrique qui en résulte ont conduit au remplacement de le dioxyde de silicium SiO<sub>2</sub> par le dioxyde d'hafnium HfO<sub>2</sub>. De nouveaux diélectriques de grande constante diélectrique dits high-k devront être intégrés dans l'avenir pour poursuivre cette progression. La conception de ces matériaux doit être optimisée car ces derniers peuvent être affectés de nombreux défauts, font l'objet de fuites de courant, ce qui compromet leur utilisation dans des dispositifs. Le claquage du diélectrique doit également être évalué et minimisé. Ces phénomènes se produisent à une échelle nanométrique, c'est pourquoi le microscope à force atomique (AFM) est aujourd'hui un outil incontournable pour la caractérisation électrique des diélectriques en couche mince. Cependant, l'étude électrique par AFM se révèle essentiellement qualitative, aussi des progrès en terme de métrologie sont-ils nécessaires. Dans nos travaux, nous avons cherché à étudier les limites, souvent spécifiques, de la technique. Le Conductive-AFM (C-AFM) consiste à utiliser une pointe AFM comme électrode supérieure afin de faire des mesures de type I(V) ou cartographier le courant traversant l'échantillon. Dans notre cas, le diélectrique sur substrat semi-conducteur et la pointe AFM forment une capacité MOS. Nous avons montré que cette structure ne peut pas directement être apparentée à celles constituées par le dépôt d'électrodes conventionnelles. Nous avons cherché à identifier le phénomène qui conduit à la dégradation de la couche diélectrique par l'application d'une tension, matérialisée par la déformation de la surface. Par une batterie d'études, nous avons montré qu'il s'agissait d'un effet thermique due à la forte densité de courant, ne s'apparentant pas à la DBIE observée sur dispositif, et pouvant aller jusqu'à la détérioration du substrat à l'interface. Ce phénomène, sans en être la conséquence, est largement favorisé par la présence d'eau. Ceci confirme qu'il est préférable de réaliser les caractérisations électriques sous ultra-vide malgré les contraintes expérimentales. Les études du diélectrique sont ainsi compromises puisque le mode de dégradation est en partie propre à la technique AFM et ne permet pas aisément d'extrapoler le comportement du matériau intégré dans un dispositif. De plus, l'acquisition systématique d'un nombre significatif de mesures, afin d'appréhender de manière statistique la dégradation de la couche (statistique de Weibull), couramment utilisée est affectée par un biais d'interdépendance. De la même façon, la modélisation de la conduction à travers la couche doit être utilisée avec précaution, car la surface du contact électrique pointe-diélectrique demeure un paramètre très variable. Les caractérisations macroscopiques conventionnelles des dispositifs électroniques n'offrent pas d'information en terme de position du phénomène qu'elles prétendent quantifier. La technique de pompage de charges, qui consiste à quantifier les pièges à l'interface oxyde/semi-conducteur en les sollicitant par l'application d'une tension de grille périodique, permet un bon dénombrement des défauts, ceci avec une résolution énergétique, mais ne donne pas d'information sur leur répartition sur l'interface. Nous avons donc adapté cette technique à la microscopie champ proche, la pointe AFM conductrice faisant office de grille. Sur des transistors dépourvus de grille spécialement préparés pour l'occasion, nous avons pu montrer la faisabilité de la technique, en accord satisfaisant avec les mesures macroscopiques. Nous mesurons un signal que nous associons à coup sûr à un courant pompé. La dégradation de l'oxyde par l'application d'une forte tension via la pointe AFM, produit une importante augmentation du courant pompé mesuré, prouvant que des défauts sont générés à l'interface. Cependant, le signal est déformé comparativement aux mesures macroscopiques. Un modèle physique reste à développer puisque dans notre cas, les charges minoritaires doivent traverser depuis la source et le drain un espace non polarisé par la grille. Par la suite, un dispositif de cartographie des défauts d'interface, éventuellement résolue en énergie, pourra être développé.

MOTS-CLES : Microscope à Force Atomique, Diélectrique ultra-mince, claquage diélectrique, fiabilité de la mesure, Pompage de charge

Laboratoire (s) de recherche : **Institut des Nanotechnologies de Lyon (INL UMR 5270)**

Directeur de thèse : Brice Gautier

Co-directeur de thèse : Liviu Militaru

Président de jury : Laurence Ressler

Composition du jury :

Laurence Ressler

Abdelillah El Hdiy

Brice Gautier

Damien Deleruyelle

Martine Le Berre

Liviu Militaru