



HAL
open science

Etude des comportements en champ et en température des défauts induits par effet tunnel Fowler-Nordheim dans des oxydes de grille minces et ultra-minces de capacité MOS au silicium

Abdelillah El Hdiy

► **To cite this version:**

Abdelillah El Hdiy. Etude des comportements en champ et en température des défauts induits par effet tunnel Fowler-Nordheim dans des oxydes de grille minces et ultra-minces de capacité MOS au silicium. Matière Condensée [cond-mat]. Université Henri Poincaré - Nancy 1, 1993. Français. NNT : 1993NAN10049 . tel-01748594

HAL Id: tel-01748594

<https://hal.univ-lorraine.fr/tel-01748594>

Submitted on 29 Mar 2018

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.



AVERTISSEMENT

Ce document est le fruit d'un long travail approuvé par le jury de soutenance et mis à disposition de l'ensemble de la communauté universitaire élargie.

Il est soumis à la propriété intellectuelle de l'auteur. Ceci implique une obligation de citation et de référencement lors de l'utilisation de ce document.

D'autre part, toute contrefaçon, plagiat, reproduction illicite encourt une poursuite pénale.

Contact : ddoc-theses-contact@univ-lorraine.fr

LIENS

Code de la Propriété Intellectuelle. articles L 122. 4

Code de la Propriété Intellectuelle. articles L 335.2- L 335.10

http://www.cfcopies.com/V2/leg/leg_droi.php

<http://www.culture.gouv.fr/culture/infos-pratiques/droits/protection.htm>

1
UNIVERSITE DE NANCY I, FACULTE DES SCIENCES

Meurthe et Moselle

THESE

présentée en vue de l'obtention du grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITE

Spécialité : Milieux denses et Matériaux

par

Abdelillah EL-HDIY

**ETUDE DES COMPORTEMENTS EN CHAMP ET EN
TEMPERATURE DES DEFAUTS INDUITS PAR EFFET TUNNEL
FOWLER-NORDHEIM DANS DES OXYDES DE GRILLE MINCES ET
ULTRA-MINCES DE CAPACITES MOS AU SILICIUM.**

Soutenue le 20 avril 1993 devant la Commission d'examen

Président : M. Stanislas SCHERRER, Professeur, Ecole des Mines - Nancy,
Rapporteurs : M. Dominique VUILLAUME, Chargé de Recherche I, CNRS - Lille,
M. Marc JOURDAIN, Professeur, Université de Reims,
Examineurs : M. Jacques CAZAUX, Professeur, Université de Reims,
M. Bernard LEPLEY, Professeur, SUPELEC, Université de Metz,
M. Hubert SCHERRER, Professeur, Université de Nancy I,
M. Guy SALACE, Maître de Conférences, Université de Reims.

A mes parents: Dris et Fatima

A ma famille,

A mes amis.

Ce travail a été réalisé au Laboratoire d'Analyse des Solides Surfaces et Interfaces (LASSI) à la Faculté des Sciences de Reims.

Je tiens tout particulièrement à exprimer ma gratitude à Monsieur le Professeur Jacques CAZAUX directeur du LASSI de m'avoir accueilli au sein du Laboratoire et de m'avoir soutenu par la confiance qu'il m'a accordée tout au long de ce travail. Qu'il trouve ici toute ma reconnaissance d'avoir accepté de faire partie des membres du jury.

Monsieur Guy SALACE en acceptant de remplir le rôle de directeur de thèse, rôle hélas difficile, a bien su m'apporter son aide malgré les difficultés rencontrées. Je le remercie pour ses conseils pertinents.

Mes chaleureux remerciements à Monsieur le Professeur Marc JOURDAIN d'une part pour ses conseils avisés le long de ce travail et d'autre part, d'avoir consenti à faire partie des membres du jury en tant que rapporteur.

Je remercie Monsieur Dominique VUILLAUME à double titre: de m'avoir permis de réaliser une partie de ce travail à l'Institut d'Electronique et de Microélectronique du Nord (IEMN) dans le département de Physique de l'Institut Supérieur d'Electronique du Nord (ISEN) de Lille, et d'avoir accepté de remplir le rôle de rapporteur.

Je suis reconnaissant à Monsieur le Professeur Stanislas SCHERRER, à Monsieur le Professeur Bernard LEPLEY et à Monsieur le Professeur Hubert SCHERRER d'avoir voulu faire partie des membres de la commission d'examen.

Mes remerciements sont adressés à tous les membres du Laboratoire (LASSI) et particulièrement à l'ingénieur Christian PETIT qui m'a permis de réaliser ce travail grâce à la création de différents programmes informatiques de traitement des résultats et de commande des appareils de mesures, à Frédéric MAHUT pour la réalisation des dessins, et à Martine PETIT et Jean-Marc PATAT pour leur aide. Qu'ils trouvent ici toute ma gratitude.

Je remercie Madame Anne MEINERTZHAGEN pour ses conseils et pour la

suggestion de certaines expériences.

*Je remercie également Monsieur Gerard REIMBOLD (CEA-LETI, Grenoble)
pour la fourniture des échantillons.*

*Je suis reconnaissant au Ministère de la Recherche et de l'Espace de
m'avoir accordé une bourse pendant toute la durée de la thèse.*

TABLE DES MATIERES

<u>Liste des symboles et abréviations utilisés</u>	9
INTRODUCTION GENERALE	13

PARTIE I

<u>Chapitre n°1: ETAT DE L'ART</u>	17
<u>I- INTRODUCTION</u>	17
<u>II- DEFAUTS D'OXYDE</u>	18
<u>III- DEFAUTS D'INTERFACE</u>	21
<u>IV- LIEN ENTRE CHARGES D'OXYDE ET ETATS D'INTERFACE</u>	25
<u>V- CONCLUSION</u>	25
APPENDICE 1-A: <u>Caractéristiques électriques capacité-tension haute</u>	
<u>et basse fréquence d'une structure MOS "idéale" type P</u>	26
1) <u>Calcul du champ électrique à l'interface Si/SiO₂</u>	26
2) <u>Caractéristique C(V_g) à basse fréquence</u>	27
a) <u>Régime d'accumulation</u>	28
b) <u>Régime de désertion</u>	28
c) <u>Régime d'inversion</u>	30
α) <u>Faible inversion</u>	30
β) <u>Forte inversion</u>	30
3) <u>Caractéristique C(V_g) à haute fréquence</u>	30
APPENDICE 1-B: <u>Effet des défauts sur les caractéristiques</u>	
<u>électriques des structures MOS</u>	33
1) <u>Déplacement de la caractéristique C(V_g)</u>	33
2) <u>Déplacement de la caractéristique I(V_g)</u>	36
<u>Références du chapitre n°1</u>	37

<u>Chapitre n°2: CARACTERISATION DES DEFAUTS DANS UNE STRUCTURE MOS</u>	41
<u>I- INTRODUCTION</u>	41
<u>II- COURANT TUNNEL TYPE FOWLER-NORDHEIM</u>	42
1) <u>Caractéristique courant-tension d'une structure MOS (type P)</u>	42
2) <u>Expression du courant Fowler-Nordheim (FN)</u>	44
<u>III- PROCEDE DE DEGRADATION</u>	45
<u>IV- METHODE DE CARACTERISATION</u>	46
1) <u>La méthode HLFCV</u>	47
a) <u>C(V_g) à haute fréquence (C_{HF}(V_g))</u>	48
b) <u>C(V_g) à basse fréquence (C_{LF}(V_g))</u>	49
c) <u>Détermination de la densité des états d'interface</u>	51
d) <u>Diagramme de mesure de la méthode HLFCV</u>	54
e) <u>Précision et validité de la méthode HLFCV</u>	55
2) <u>La méthode de CV-DLTS</u>	57
a) <u>Principe de la méthode DLTS</u>	57
b) <u>Montage électrique de la méthode DLTS</u>	63
c) <u>Limites de validité de la méthode DLTS</u>	65
3) <u>La méthode LTCVD</u>	65
a) <u>Principe de la méthode LTCVD</u>	66
b) <u>Limites de validité de la méthode de Jenq</u>	68
<u>V- CONCLUSION</u>	68
<u>Références du chapitre n°2</u>	70
<u>Chapitre n°3: DESCRIPTION DES ECHANTILLONS</u>	72
<u>I- INTRODUCTION</u>	72
<u>II- STRUCTURE MOS TYPE LIR04</u>	72
<u>III- STRUCTURE MOS TYPE CAPMUL</u>	73
<u>Références du chapitre n°3</u>	77

PARTIE II

<u>INTRODUCTION A LA PARTIE II</u>	79
<u>Chapitre n°4: RESULTATS EXPERIMENTAUX SUR LA TECHNOLOGIE</u>	
0.5 μm / 30 nm (LIR04)	81
<u>I- INTRODUCTION</u>	81
<u>II- DENSITE D'ELECTRONS INJECTES DANS UNE STRUCTURE MOS</u>	81
<u>III- VIEILLISSEMENT A TEMPERATURE AMBIANTE</u>	82
<u>A) Défauts d'oxyde</u>	84
1) <u>Mécanisme de création de la charge d'oxyde</u>	84
2) <u>Nature de la charge d'oxyde</u>	96
<u>B) Etats d'interface</u>	103
<u>IV- DEPENDANCE EN CHAMP ET EN TEMPERATURE DE LA GENERATION DES</u>	
<u>DEFAUTS</u>	106
1) <u>Présentation des résultats</u>	107
2) <u>Discussion</u>	111
<u>V- CONCLUSION</u>	115
<u>Références du chapitre n°4</u>	117
<u>Chapitre n°5: RESULTATS EXPERIMENTAUX SUR LA TECHNOLOGIE</u>	
0.5 μm / 12 nm (CAPMUL)	120
<u>I- INTRODUCTION</u>	120
<u>II- VIEILLISSEMENT A TEMPERATURE AMBIANTE</u>	122
<u>A) Défauts d'oxyde</u>	122
1) <u>Création de charges positives et négatives</u>	122
2) <u>Nature des défauts d'oxyde</u>	131
<u>B) Etats d'interface</u>	135
<u>C) Evolution des défauts dans le temps après contrainte</u>	139

D) <u>Comparaison expérimentale des méthodes de mesure dans la détermination des états d'interface</u>	140
1) <u>Quelques résultats obtenus par DLTS</u>	141
2) <u>Quelques résultats obtenus par la méthode de Jenq</u>	142
3) <u>Comparaison entre les trois méthodes: la HLFCV, la DLTS et la LTCVD</u>	144
E) <u>Comparaison expérimentale entre les lots 231 et 689</u>	147
<u>III- VIEILLISSEMENT A DIFFERENTES TEMPERATURES</u>	149
<u>IV- CONCLUSION</u>	151
APPENDICE 5-A	153
<u>Références du chapitre n°5</u>	155
CONCLUSION GENERALE	157

Liste des symboles et abréviations utilisés

C, C_{FB}	F ou $F\text{cm}^{-2}$	capacité de la structure MOS, à l'état de bandes plates.
C_{it}, C_{ox}	F ou $F\text{cm}^{-2}$	capacité des états d'interface, de l'oxyde.
C_{sc} ou C_D	F ou $F\text{cm}^{-2}$	capacité de la zone de charge d'espace.
c_p	$\text{cm}^3\text{sec}^{-1}$	coefficient de capture des trous par les états d'interface.
$D_{it}, \Delta D_{it}$	$\text{cm}^{-2}\text{eV}^{-1}$	densité des états d'interface.
$D_{it}(E)$	$\text{cm}^{-2}\text{eV}^{-1}$	densité des états d'interface à l'énergie E par rapport au haut de la bande de valence.
D_s	cm^{-3}	densité des états d'un piège à la surface.
E_a	eV	énergie d'activation thermique.
E_c, E_{cs}	eV	bas de la bande de conduction en volume, à l'interface du silicium.
E_F, E_{FM}	eV	niveau de Fermi du silicium, de la grille.
e_{ox}	Å ou nm	épaisseur de l'oxyde.
e_p	sec^{-1}	coefficient d'émission des trous par les états d'interface.
\overline{E}_{ox}	MV/cm	champ moyen dans l'oxyde.
E_m, E_s	eV	position d'énergie par rapport au haut de la bande de valence du silicium, à l'interface Si / SiO ₂ .
E_v, E_{vs}	eV	haut de la bande de valence du silicium en volume, à l'interface Si / SiO ₂ .
f, F, f_m	Hz	fréquence de mesure.
f_s		fonction d'occupation des états d'interface par des trous.
$F(t)$		filtre de la détection synchrone double phase.

g		facteur de dégénérescence.
h	J sec	constante de Planck (6.626×10^{-34}).
I	A	intensité de courant.
J	Acm^{-2}	densité de courant.
k	$\text{J}^\circ\text{K}^{-1}$	constante de Boltzmann (1.38×10^{-23}).
L_D	Å ou cm	longueur de Debye pour les trous.
Ln		logarithme népérien.
m, m^*, m_p	Kg	masse d'un électron libre, dans l'oxyde, d'un trou.
$n_0, n(x)$	cm^{-3}	concentration des électrons dans le silicium en volume, dans la zone de charge d'espace.
$N_{\text{ox}}^+, \Delta N_{\text{ox}}^+$	cm^{-2}	densité des charges positive d'oxyde.
$N_{\text{it}}, \Delta N_{\text{it}}$	cm^{-2}	densité intégrée des états d'interface.
N_A, p_0	cm^{-3}	concentration des trous dans le silicium en volume.
p_s	cm^{-3}	densité de trous à la surface du silicium sur un piège.
$p(x)$	cm^{-3}	concentration des trous dans la zone de charge d'espace.
q	C	charge d'un électron (1.6×10^{-19}).
Q_{it}	Ccm^{-2}	charge à l'interface.
Q_{ox}	C ou Ccm^{-2}	charge effective dans l'oxyde.
Q_{sc}	C ou Ccm^{-2}	charge dans la zone de charge d'espace.
$R(T)$	fF	signal DLTS.
S	cm^2	surface commune de la structure MOS.
T, T_c	$^\circ\text{C}$ ou K	température de mesure, de contrainte.
T_m	sec	période du filtre de la détection synchrone double phase.
V	V	tension
V_b	V	valeur de la tension grille en créneaux qui mène

à la zone de désertion.

V_g	V	tension de grille appliquée à la structure MOS.
V_{mg}	V	tension grille pour laquelle le niveau de Fermi se trouve au milieu de la bande interdite du silicium.
V_p	V	tension grille qui mène à la zone d'accumulation.
V_{ox}	V	chute de potentiel aux bornes de l'oxyde.
V_t	cm s^{-1}	vitesse thermique des trous.
W, W_m	Å ou μm	largeur de la zone de charge d'espace, maximale.
\bar{x}	Å	centroïde de charges dans l'oxyde déterminé à partir de l'interface grille / SiO_2 .
x_t	Å	distance tunnel dans l'oxyde de silicium.
$\psi(x)$	V	potentiel dans la zone de charge d'espace du silicium.
ψ_s	V	potentiel de surface.
ψ_B	V	différence en tension entre le niveau de Fermi intrinsèque et le niveau de Fermi extrinsèque du silicium.
ϕ_0	eV	barrière énergétique à l'interface grille / SiO_2 .
ϕ_{ms}	eV	différence de potentiel de sortie entre grille et semiconducteur.
$\sigma_{it}, \sigma_{cré}$	cm^2	section efficace de création.
σ_e	cm^2	section de capture des électrons par des trous.
σ_p	cm^2	section efficace de capture des trous par les états d'interface.
ρ_{maj}	cm^{-3}	densité volumique de majoritaires.
ρ_{sc}	cm^{-3}	densité volumique dans la zone de charge d'espace.
ρ_{ox}	cm^{-3}	densité volumique de charge dans l'oxyde.

$\epsilon_{ox}, \epsilon_{sc}$	F_{cm}^{-1}	permittivité de l'oxyde (3.451×10^{-13}), du silicium (1.062×10^{-12}).
$C_{HF}(V_g), C_{LF}(V_g)$		relation liant la capacité dynamique et la tension continue appliquée à la structure MOS.
CV-DLTS		DLTS à tension grille constante.
DLTS		spectroscopie transitoire des niveaux profonds. (Deep-Level Transient Spectroscopy).
HLFCV		méthode de superposition de $C_{HF}(V_g)$ et $C_{LF}(V_g)$. (High-Low Frequency Capacitance-Voltage).
$I(V_g)$		relation liant le courant et la tension grille continue.
$i(t)$		courant de déplacement mesuré par la méthode de rampe lente.
LOCOS		oxydation locale du silicium (Local Oxidation of Silicon).
LTCVD, ou Jenq		déplacement de $C_{HF}(V_g)$ à basse température; Jenq. (Low-Temperature Capacitance-Voltage Displacement).
MOS		structure Métal-Oxyde-Semiconducteur.
SILO		oxydation locale à interface scellée (Sealed Interface Local Oxidation).

INTRODUCTION GENERALE

Le silicium est le constituant de base de l'industrie électronique puisqu'au début des années 80 il intervenait dans plus de 98 % des dispositifs fabriqués. Malgré l'apparition de composés III-V, ceux-ci ne constituent en 1992 que 5 % du marché de la microélectronique et sont utilisés surtout en optoélectronique et en électronique à haute fréquence. Actuellement, le silicium reste donc l'élément principal utilisé dans un grand nombre d'applications telles que les mémoires à grande capacité et plus généralement les circuits à très haute densité d'intégration. Les raisons de l'importance accordée au silicium résultent de ses propriétés physiques et aussi des propriétés particulières de l'interface silicium-oxyde de silicium. Malgré ses mérites, l'emploi du silicium conduit à l'observation de phénomènes d'instabilité reliés à la passivation du silicium (Si) par l'oxyde de silicium (SiO_2). Ces instabilités (ou défauts) sont réduites par les différents procédés et étapes technologiques de fabrication: de la méthode de croissance du silicium sous forme monocristalline, en passant par les processus d'oxydation, les recuits ... jusqu'à l'obtention du produit final.

Malgré l'amélioration et la diversité des méthodes de fabrication des composants électroniques, des défauts subsistent même en faible concentration. D'où l'intérêt considérable accordé à l'étude des défauts présents ou créés dans les films d'oxyde de silicium utilisés dans les technologies métal- oxyde- silicium (MOS). Avec la réduction des dimensions des composants MOS (et donc, la réduction de l'épaisseur de la couche d'oxyde) pour les technologies VLSI et ULSI (Very / Ultra Large Scale Integration) et l'application de tensions relativement constantes, les champs électriques supportés par les films d'oxyde continuent

d'augmenter et entraînent l'apparition de mécanismes de dégradation. Ces dégradations induisent des charges positives ou négatives ou les deux dans le volume de l'oxyde et des défauts à l'interface Si / SiO₂. La présence de ces défauts entraîne une altération dans le fonctionnement du dispositif électronique.

L'objectif de ce travail est d'apporter une contribution à l'étude du mécanisme de création des défauts dans une structure MOS. Ces défauts (d'oxyde et d'interface) seront créés lorsque la capacité MOS sera soumise à de forts champs électriques qui induisent l'injection d'électrons par effet tunnel à travers la couche d'oxyde de silicium. Pour cela, l'étude expérimentale commence d'abord par l'établissement de l'évolution de la densité des défauts suivant la variation de certains paramètres principaux de dégradation, par exemple, l'évolution de création des défauts avec la valeur du fort champ électrique de contrainte, et l'évolution des défauts avec la densité d'électrons injectés. A partir de cette évolution, nous déterminerons certaines propriétés du mécanisme de création des défauts: la cinétique d'évolution et la section efficace de création. Puis nous étudierons l'influence d'autres paramètres tels que la variation de la température de contrainte et celle de la température de recuit lorsque le vieillissement est effectué à basses températures et la mesure est effectuée à température ambiante. Le changement induit dans la densité des défauts par la variation de la température de contrainte, de caractérisation ou de recuit, permet de savoir si les mécanismes de création des défauts d'oxyde et d'interface sont activés thermiquement. Pour cela, nous déterminerons l'énergie d'activation thermique du mécanisme de création de chaque type de défaut (les défauts d'oxyde et les états d'interface). Nous tenterons aussi de déterminer la nature des défauts générés, particulièrement pour les défauts d'oxyde, en faisant la distinction entre les trous piégés pouvant être créés par ionisation par impact bande à bande ou par ionisation de pièges neutres, et les "états

lents" ou les centres de charges positives anormales (APC: Anomalous Positive Charge) conduisant à l'échange de porteurs avec les bandes du silicium.

Nous rejoindrons ainsi les grandes polémiques actuelles sur la physique de la dégradation des fines couches d'oxyde de grille (explication de la charge positive) et de leurs interfaces avec le silicium. Pour les mécanismes de création d'états d'interface, citons essentiellement les deux écoles en présence: mécanisme de création avec diffusion d'une espèce liée à l'hydrogène ou recombinaison de trous piégés à l'interface Si / SiO₂ avec des électrons injectés à partir du silicium. Nous verrons comment nos résultats s'insèrent dans les controverses de ces dix dernières années et apportent une contribution, modeste mais intéressante (coexistence plutôt qu'exclusion) à la polémique sur la création des états d'interface.

L'étude expérimentale sera détaillée dans les chapitres 4 et 5 et elle portera sur deux technologies avancées: la technologie 0.5 μm / 30 nm (LIR04) et la technologie 0.5 μm / 12 nm (CAPMUL). Quant aux trois premiers chapitres, ils contiennent respectivement: un aperçu sur la nature des défauts présents dans une structure MOS (chapitre 1), une description abrégée des méthodes électriques de mesure utilisées, leur domaine d'application et leur limite de validité (chapitre 2), et une description relative à la technologie des échantillons étudiés (chapitre 3). Enfin, nous concluons cette étude en donnant en quelques lignes les points importants des résultats obtenus et nous indiquerons des projets d'avenir.

PARTIE I

<u>Chapitre n°1</u> ETAT DE L'ART

I- INTRODUCTION

L'augmentation de la capacité des mémoires et de la vitesse des circuits électroniques dans la technologie des circuits intégrés (VLSI et ULSI) nécessite une réduction de plus en plus poussée des dimensions des composants électroniques particulièrement, la réduction de la longueur du canal (L) des transistors MOSFET (Metal-Oxide-Semiconductor Field Effect Transistors) et la réduction de l'épaisseur de l'oxyde (e_{ox}). A la tension de fonctionnement nominale - à cause de la réduction de L et de e_{ox} - règnent dans les composants des champs électriques intenses, qui détériorent les performances électriques des structures MOS (Métal - Oxyde - Semiconducteur): les caractéristiques électriques capacité - tension (appendice 1-A) de la structure MOS présentent alors, à la fois des déformations et des translations (appendice 1-B). Il en est de même pour les caractéristiques courant - tension (appendice 1-B).

D'autre part, la présence de défauts électriquement actifs introduit des anomalies "irréversibles" dans le fonctionnement des composants électroniques. Différentes études ont été menées sur les conditions d'amélioration des performances des composants MOS [1-11]. Un composant MOS soumis à une perturbation quelconque, tel qu'un bombardement électronique [12-14], une radiation X [8,15-17], une radiation γ [18,19], ou un fort champ électrique de type tunnel Fowler-Nordheim (F-N) [17,20-23], est plus ou moins dégradé selon l'intensité de la perturbation, selon sa durée d'application, et selon le type de technologie de fabrication du composant utilisé [1-23]. La dégradation d'un composant MOS (ou son vieillissement) se manifeste par l'apparition

de défauts électriquement actifs à la fois dans l'oxyde (section II) et à l'interface Si / SiO₂ (section III).

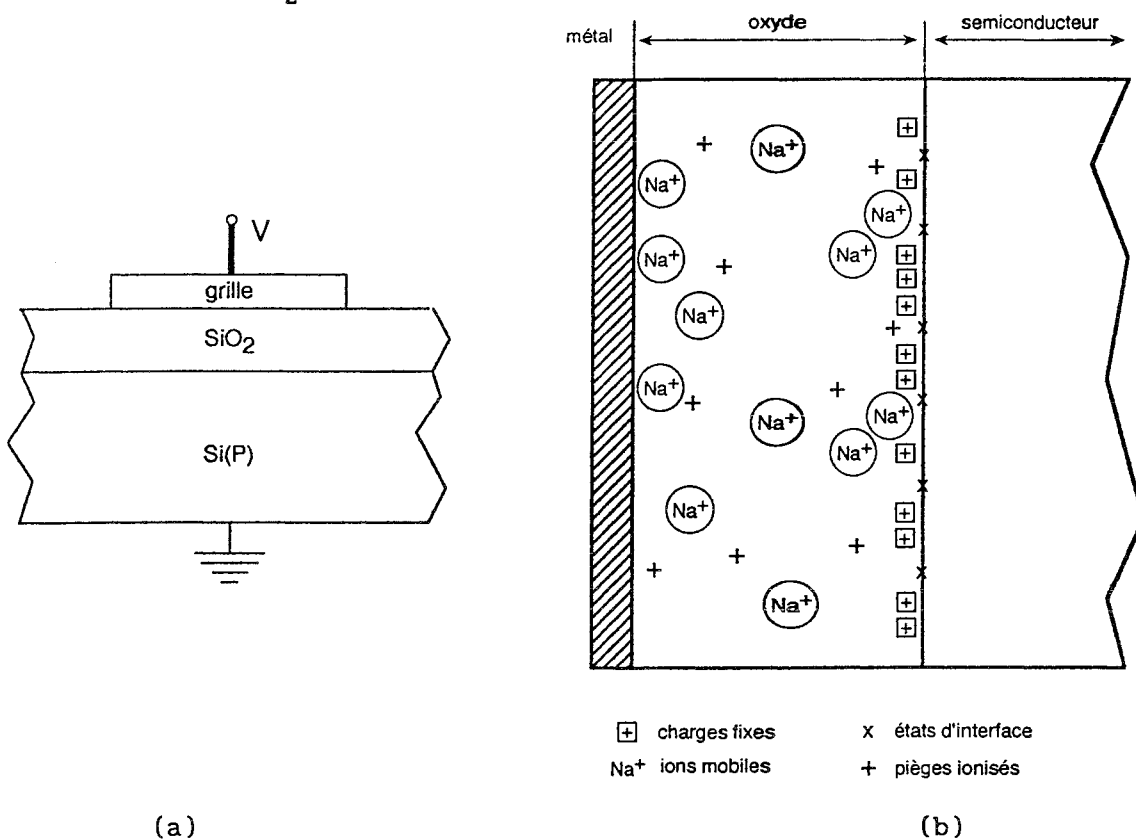


Fig. 1: Coupe d'une structure MOS (a), et nature et localisation des charges dans l'oxyde (b).

II- DEFAUTS D'OXYDE

Le composant MOS, soumis à l'une ou à l'autre de ces perturbations, présente des défauts d'une part dans le volume de l'oxyde et d'autre part à l'interface entre le silicium et son oxyde. Les charges d'oxyde peuvent être de deux signes différents: négatif ou positif [22-30]. Ces défauts d'oxyde s'ajoutent à ceux qui existent déjà dans le volume de l'oxyde (appelés défauts natifs ou existants) introduits lors des procédés d'oxydation. Ces défauts peuvent être classés en quatre catégories selon leur origine physique et leur localisation [31,32]:

Défauts natifs (fig. 1):

-Les charges fixes positives qui sont tout simplement des ions de silicium Si^+ en excès introduits lors de la croissance thermique de la silice. Ils sont localisés près de l'interface avec le silicium. Ces défauts n'interagissent pas avec les bandes de valence et de conduction du silicium.

-Les charges mobiles, qui sont des ions alcalins (Na^+ et K^+ ...) introduits dans la silice lors des étapes d'oxydation. Elles se caractérisent par leur mobilité relative sous l'action du champ électrique et de la température [32] et tendent à disparaître dans les technologies modernes avec l'amélioration des processus d'oxydation.

Défauts induits (fig. 1):

-Les pièges ionisés qui sont de deux types [33]: les charges piégées dans l'oxyde qui se comportent comme des pièges à trous ou à électrons. Leur signe se déduit du déplacement de la caractéristique capacité-tension $C(V_g)$ (appendice 1-B), et les charges de type "états électroniques d'interface" qui sont localisés à l'interface entre l'oxyde de silicium amorphe et le cristal de silicium. Ces états d'interface sont dus essentiellement aux défauts structuraux tels que les liaisons pendantes, les liaisons distordues, ou les liaisons avec certaines impuretés,...[34] (voir paragraphe suivant).

La densité des défauts d'oxyde électriquement actifs (qui se présentent sous forme de charge positive ou négative selon le sens du déplacement de $C(V_g)$) et leur centroïde de charge peuvent être mesurés à partir des caractéristiques $C(V_g)$ et $I(V_g)$ (appendice 1-B), et ceci, dans le cas où il s'agit d'un seul type de charge. Cependant, la mesure à la fois de la densité et de la position de chaque type de charge (positive ou négative) n'est pas facile à mettre en évidence lorsque les deux signes coexistent dans le volume de l'oxyde.

La nature chimique (la structure atomique) de la charge d'oxyde peut

être étudiée par des méthodes magnétiques. Des études de résonance paramagnétique électronique (RPE) ont montré la formation de centres E' (liaison pendante du silicium dans le volume de l'oxyde) dans un oxyde thermique soumis à des radiations ionisantes [35]. Lenahan et al. [36,37] ont combiné la technique RPE et la technique de mesure de la caractéristique $C(V_g)$ sur des structures MOS après irradiation et ils ont montré une corrélation "un par un" entre les centres E' et la charge positive créée. Trombetta et al. [38], en utilisant les mêmes techniques, n'ont pas trouvé de corrélation entre la charge positive et les centres E' dans des oxydes CVD soumis à des injections d'électrons sous de forts champs électriques: il y a bien formation d'une charge positive mais absence de signal RPE caractéristique du centre E'. D'autres études ont montré que la nature chimique de la charge positive générée dans l'oxyde de grille d'une structure MOS dépend de la technique de dégradation utilisée [39]: l'injection de trous par avalanche dans des oxydes ayant différentes épaisseurs (500 à 800 Å), induit la formation de trous piégés (*l'injection par avalanche consiste à appliquer à la structure MOS une polarisation triangulaire dont la valeur maximale correspond à un champ de l'ordre de 5 MV/cm menant le substrat de silicium au régime de déplétion profonde. Cette procédure entraîne la génération de porteurs minoritaires énergétiques à l'interface Si / SiO₂ qui sont ensuite injectés dans l'oxyde par l'application d'une tension grille appropriée*); l'injection d'électrons par avalanche, et par effet tunnel FN sous différentes valeurs de champs électriques (6 à 9 MV/cm) induit la création d'états lents ou de centres de charges positives anormales (*états lents ou APC sont des défauts d'oxyde qui peuvent échanger des porteurs avec le silicium et qui ont une constante de temps de plusieurs secondes*) [39]. Nous reviendrons sur l'étude des défauts d'oxyde lors de la présentation des résultats expérimentaux (chapitres 4 et 5).

III- DEFAUTS D'INTERFACE

Ces défauts introduisent des niveaux d'énergie permis dans la bande interdite du semiconducteur et par conséquent, peuvent échanger des porteurs avec les bandes de valence et de conduction du silicium. Leur état d'occupation (capture et émission de porteurs) dépend de la polarisation appliquée à la structure MOS, de la température (les porteurs piégés à l'interface pendant une phase de capture, peuvent être "gelés" pendant la phase d'émission à basse température; c'est le principe de la méthode de Jenq utilisée pour déterminer la concentration de ces défauts d'interface [40], voir chapitre 2: caractérisation des défauts dans une structure MOS). Des modèles ont été proposés pour expliquer les propriétés électroniques de ces défauts interfaciaux. Ces modèles reposent essentiellement sur l'existence de liaisons pendantes sur des atomes de silicium à l'interface (nommées couramment des centres P_b). Quant aux liaisons avec des impuretés, introduites lors des différentes étapes de réalisation du composant MOS, elles présentent des niveaux énergétiques permis en dehors de la bande interdite du silicium [41]. Ces impuretés peuvent être de nature intrinsèque telles que des atomes d'oxygène ou de silicium en excès résultant du processus d'oxydation, ou de nature extrinsèque telles que des impuretés (H, OH, Cl, F, Na,...) introduites lors des étapes technologiques. Les niveaux énergétiques d'une liaison pendante de silicium, une fois neutralisée par la fixation d'une certaine impureté (Si-H, Si-OH,...), se trouvent en dehors de la bande interdite du silicium à environ 0.5 eV du bas de la bande de conduction ou du haut de la bande de valence [41]. Ceci explique la diminution de la densité des défauts d'interface dans la bande interdite du silicium lors d'une passivation de la liaison pendante. Récemment, une étude de passivation par l'hydrogène (hydrogénation) des défauts induits par un bombardement d'ions silicium sur du silicium oxydé (dans le cas d'oxydes thermiques

minces et ultra-minces: 35 et 11.5 nm), lors des procédés de réalisation des composants MOS, a montré une réduction de la densité des états d'interface [42]. Les liaisons pendantes résultent du désaccord entre la structure cristalline du silicium et la structure amorphe de son oxyde. Ces liaisons ont été les premiers défauts utilisés pour expliquer l'existence de niveaux énergétiques permis dans la bande interdite du silicium.

Sukarai et Sugano [41] ont montré à partir de calculs théoriques que les liaisons pendantes, les liaisons Si-Si et Si-O faibles (liaisons distordues pour lesquelles la distance interatomique est plus grande que les distances correspondantes dans le silicium ou dans l'oxyde) introduisent des niveaux d'énergie permis dans la bande interdite du silicium.

Des expériences de résonance paramagnétique électronique (R.P.E) ont permis une détection fine de la structure atomique de l'interface Si / SiO₂. Le défaut caractéristique (intrinsèque) de l'interface Si / SiO₂ est le centre P_b. Celui-ci a été identifié en premier par Nishi [43,44], puis confirmé par d'autres auteurs [45-47]. Brower [48] a rapporté pour la première fois le spectre de la structure hyperfine associée aux électrons célibataires (centre P_b) à l'interface Si / SiO₂ pour un silicium orienté (111). Ce centre P_b est identifié comme un "silicium trivalent" lié au réseau cristallin à l'interface Si / SiO₂ par trois liaisons covalentes et porteur d'une liaison pendante dirigée vers l'oxyde perpendiculairement à la surface quand celle-ci est orientée (111) (figure 2-a).

Pour les surfaces orientées (100), Poindexter et al. [46] et Gerardi et al. [49] ont observé deux centres P_b différents: un centre P_{b0} qui a la structure Si₃≡ Si', et est essentiellement identique au seul centre P_b observé dans le cas d'une surface orientée (111): un centre P_{b1} qui est chimiquement et paramagnétiquement différent du centre P_{b0}. Mais

actuellement, l'identité des centres P_{b0} et P_{b1} est controversée. Edwards [50], par des calculs théoriques basés sur un modèle donné par Poindexter [46] (figure 2-b) a trouvé que le signal R.P.E. du centre P_{b1} (liaison pendante à la surface (100)) ne peut être observé du fait de sa dégénérescence avec la bande de conduction du semiconducteur ; il a suggéré que le modèle proposé par Poindexter pour le centre P_{b0} à la surface (100) {noté $(100)P_{b0}$ } qui est composé d'un silicium trivalent dans le deuxième plan du cristal de silicium, lié à trois autres atomes de silicium (figure 2-b), serait un bon candidat pour expliquer le spectre du centre P_{b1} . Cette suggestion a été confirmée expérimentalement par Stathis et al. [51], qui ont trouvé que le défaut $(100)P_{b0}$ est chimiquement différent du centre $(111)P_b$ et du centre $(100)P_{b1}$, en proposant que le centre $(100)P_{b0}$ peut ne pas être une simple liaison pendante du silicium.

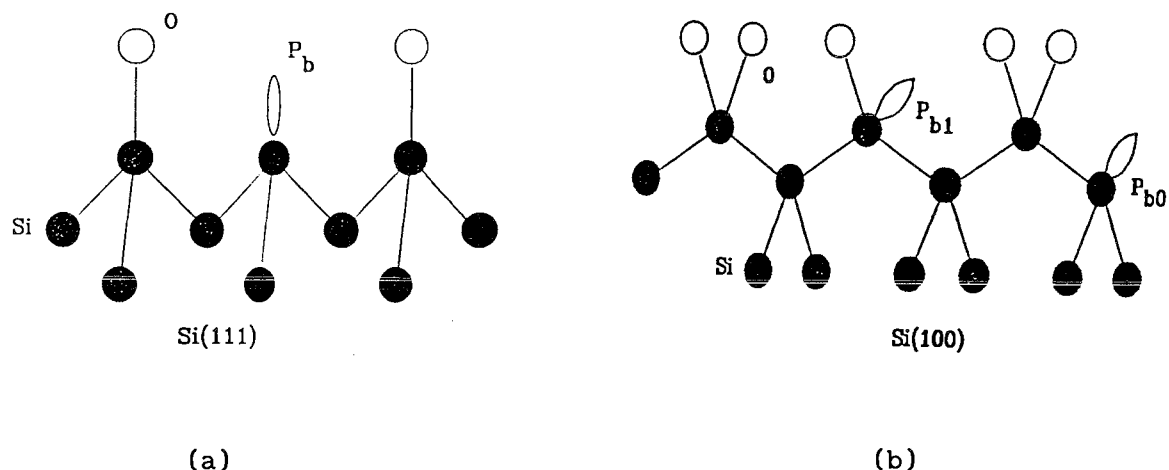


Fig. 2: Modèles de centres P_b ; (a) liaison pendante à l'interface (111), (b) modèle de Poindexter pour les centres P_b à l'interface (100).

En combinant des méthodes électriques de caractérisation et des méthodes magnétiques, des chercheurs ont mis en évidence l'existence de correspondance entre le comportement du centre P_b (pour une surface orientée (111)) et la densité des états d'interface [44,47,48,52]. Une

proportionnalité entre la concentration des centres P_b et la concentration des pièges d'interface a été rapportée par Caplan et al. [45], puis par Mikawa et Lenahan [53], dans le cas d'une oxydation humide du silicium (111). Cependant, d'autres chercheurs [38,54] n'ont pas trouvé cette correspondance ni dans le cas d'une oxydation C.V.D. (Chemical Vapor Deposition) [38], ni dans le cas d'une oxydation sèche [54]. Il apparaît que la relation entre le centre P_b et les défauts d'interface ne dépend pas seulement du procédé employé pour réaliser l'oxyde, mais aussi de la polarisation appliquée sur la grille lors de la dégradation dans le cas d'un vieillissement de la structure MOS par effet F.N. [55].

Une propriété fondamentale du centre P_b mise à jour est son caractère amphotère [37], (fig. 3): dans la partie inférieure de la bande interdite du semiconducteur, le centre P_b est un état d'interface de type donneur ($P_b \Leftrightarrow P_b^+ + 1 \bar{e}$ ou $P_b + 1 t \Leftrightarrow P_b^+$) et diamagnétique. En déplaçant le niveau de Fermi à l'aide de la polarisation vers le milieu de la bande interdite du silicium, le centre P_b^+ chargé positivement accepte un électron et devient paramagnétique et neutre ($P_b^+ + 1 \bar{e} \Rightarrow P_b$). Si le niveau de Fermi continue son déplacement du milieu de la bande interdite vers la bande de conduction, le centre P_b accepte un autre électron et devient chargé négativement et encore diamagnétique ($P_b + 1 \bar{e} \Rightarrow P_b^-$). En conséquence, le centre P_b est seulement paramagnétique quand il est neutre avec un électron célibataire, il est diamagnétique pour ses états de charges (+) et (-) [37]. Ces études montrent de façon claire que l'un des plus importants défauts présents à l'interface Si / SiO₂ est le centre P_b .

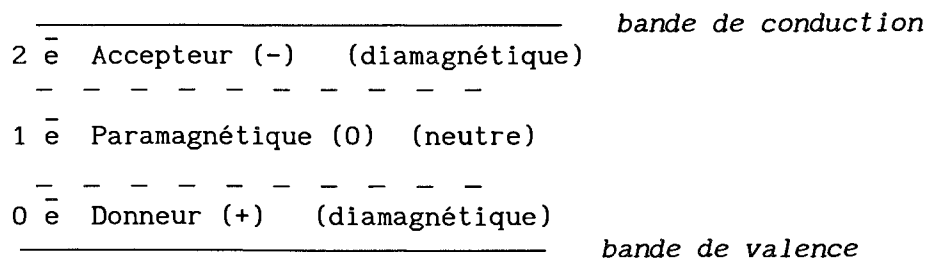


Fig. 3: Comportement amphotère du centre P_b [37].

IV- LIEN ENTRE CHARGES D'OXYDE ET ETATS D'INTERFACE

Deux principaux modèles ont été suggérés pour déterminer le mécanisme de création des états d'interface: un mécanisme propose la relaxation de l'hydrogène ou d'espèces liées à l'hydrogène lors de la dégradation et leur diffusion vers l'interface Si / SiO₂ provoquant ainsi la formation d'états d'interface [1,56-58], et un mécanisme suggère la formation de trous qui seraient piégés dans l'oxyde près de l'interface Si / SiO₂ et pourraient se transformer en états d'interface [20,59,60].

V- CONCLUSION

Dans ce chapitre, nous avons donné un aperçu sur les défauts créés dans le volume de l'oxyde de grille et à l'interface Si / SiO₂ d'une structure MOS soumise à une contrainte quelconque. La présence de ces défauts créés particulièrement par effet tunnel Fowler-Nordheim, mécanisme utilisé pour la programmation des mémoires EEPROM (Electrically Erasable Programmable Read Only Memory), induit des instabilités indésirables dans les composants MOS, telles que la variation de la tension seuil et de la transconductance des MOSFET. La détermination de leur mécanisme de création à la fois dans le volume de l'oxyde et à l'interface Si / SiO₂ nécessite l'utilisation de différentes méthodes électriques: la méthode quasistatique (HLFCV), la spectroscopie transitoire des niveaux profonds (DLTS) et la méthode de Jenq (voir chapitre 2) et des méthodes magnétiques (RPE: Résonance Paramagnétique Electronique). Dans le travail qui suit, nous avons utilisé seulement des méthodes électriques, et dans la plupart du temps, la méthode HLFCV.

APPENDICE 1-A

CARACTERISTIQUES ELECTRIQUES CAPACITE-TENSION HAUTE ET BASSE FREQUENCED'UNE STRUCTURE MOS "IDEALE" TYPE P

Le mot "idéale" signifie que:

$$Q_{ox} = 0, \quad Q_{it} = 0, \quad \phi_{ms} = 0 \quad (1-1)$$

où: Q_{ox} , Q_{it} et ϕ_{ms} représentent respectivement, la charge d'oxyde, la charge à l'interface et la différence entre le travail de sortie du métal et celui du semiconducteur.

1) Calcul du champ électrique à l'interface Si/SiO₂.

Soit l'équation de Poisson à une dimension:

$$\frac{\partial^2 \psi(x)}{\partial x^2} = - \frac{\rho(x)}{\epsilon_{sc}} \quad (1-2)$$

$$\text{où} \quad \rho_{sc}(x) = q [(p(x) - n(x)) + (n_0 - p_0)] \quad (1-3)$$

les concentrations $n(x)$ et $p(x)$ sont données par:

$$\begin{aligned} n(x) &= N_c \times \exp\left(\frac{E_F - E_c(x)}{KT}\right) = n_0 \times \exp(\beta\psi(x)) \\ p(x) &= N_v \times \exp\left(\frac{E_v(x) - E_F}{KT}\right) = p_0 \times \exp(-\beta\psi(x)) \end{aligned} \quad (1-4)$$

avec: $\beta = q/kT$

Une première intégration de l'équation (1-2), donne la relation liant le

champ électrique E et le potentiel (reflétant la courbure de bandes) $\psi(x)$:

$$E(x) = \pm \frac{2KT}{qL_D} \times G(\beta\psi, \frac{n_0}{p_0}) \quad (1-5)$$

où L_D est la longueur de Debye pour les trous;

$$L_D = \sqrt{\frac{2KT\epsilon_{sc}}{p_0 q^2}} \quad (1-6)$$

où $G(\beta\psi, \frac{n_0}{p_0}) = [(\exp(-\beta\psi) + (\beta\psi) - 1) + (\frac{n_0}{p_0})(\exp(\beta\psi) - (\beta\psi) - 1)]^{1/2} \quad (1-7)$

2) Caractéristique $C(V_g)$ à basse fréquence.

Le théorème de Gauss à l'interface donne la charge d'espace par unité de surface qui est aussi la charge surfacique totale de la structure:

$$Q_{sc} = -\epsilon_s E_s = \epsilon_s E(x=0) = \mp \left(\frac{2KT\epsilon_s}{qL_D}\right) \times G(\beta\psi_s, \frac{n_0}{p_0}) \quad (1-8)$$

De cette expression, on déduit la capacité différentielle de la zone de charge d'espace:

$$C_{sc} = \left| \frac{\partial Q_{sc}}{\partial \psi_s} \right| = \frac{\epsilon_{sc}}{L_D} \times \frac{[1 - \exp(-\beta\psi_s) + (\frac{n_0}{p_0})(\exp(\beta\psi_s) - 1)]}{G(\beta\psi_s, \frac{n_0}{p_0})} \quad (1-9)$$

et la capacité de la structure MOS est donnée par:

$$C = \left| \frac{\partial Q_{sc}}{\partial V_g} \right| = \left| \frac{\partial Q_{sc}}{\partial \psi_s} \right| \left| \frac{\partial \psi_s}{\partial V_g} \right| = C_{sc} \left| \frac{\partial \psi_s}{\partial V_g} \right| \quad (1-10)$$

$$\text{où} \quad V_g = V_{ox} + \psi_s = \frac{Q_{sc}}{C_{ox}} + \psi_s \quad (1-11)$$

En combinant la dérivée par rapport à ψ_s de l'équation (1-11) et l'équation (1-10), on obtient [61]:

$$C = \frac{C_{ox} \times C_{sc}}{C_{ox} + C_{sc}} \quad (1-12)$$

La capacité totale C de la structure est un groupement série de la capacité de l'isolant (C_{ox}) et de la capacité de la charge d'espace du semiconducteur (C_{sc}).

On distingue trois régimes particuliers, lorsque la structure est soumise à une polarisation V_g :

a) Régime d'accumulation (fig. 4-a): Les trous s'accumulent près de l'interface Si/SiO₂ sous une tension V_g négative. ψ_s , le potentiel de surface reflétant la courbure des bandes est négatif, et par suite, la capacité du semiconducteur se simplifie selon l'expression suivante:

$$C_{sc} \approx \frac{\epsilon_{sc}}{L_D} \times \exp(-\beta\psi_s) \quad (1-13)$$

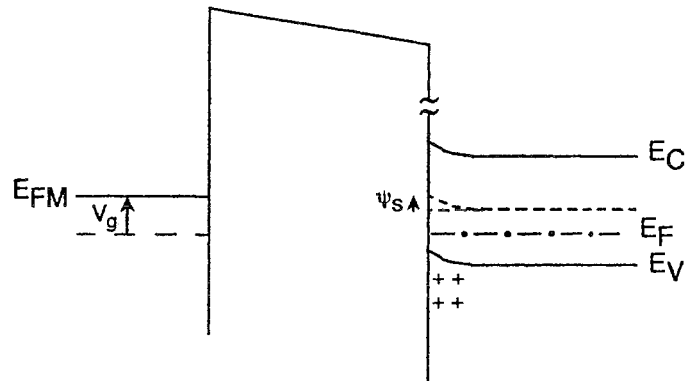
b) Régime de désertion (fig. 4-b): Les trous sont chassés de l'interface vers le volume du semiconducteur sous une polarisation variant dans le sens positif.

A $V_g = 0$; $\psi_s = 0$, et la capacité, par un développement des fonctions exponentielles de l'expression (1-9), devient égale à:

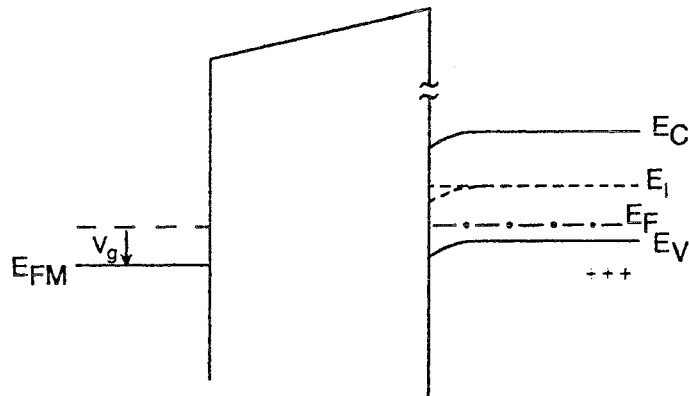
$$C_{sc}(\psi_s=0) = C_{FB} \approx (2)^{1/2} \frac{\epsilon_{sc}}{L_D} \quad (1-14)$$

C_{FB} est appelée capacité de "bandes plates".

Accumulation: ($V_g < 0$)



Désertion: ($V_g > 0$)



Inversion: ($V_g \gg 0$)

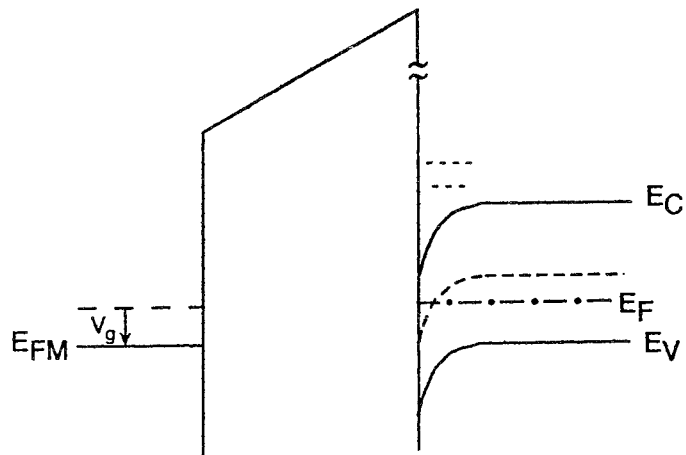


Fig. 4: Régimes particuliers d'une structure MOS polarisée: (a) régime d'accumulation, (b) régime de désertion et (c) régime d'inversion.

Quand V_g devient légèrement positif, ψ_s le devient aussi ($\psi_s > 0$), et on obtient alors:

$$C_{sc} \approx \frac{\epsilon_{sc}}{L_D} \cdot (\beta\psi_s - 1)^{1/2} \quad (1-15)$$

c) Régime d'inversion (fig. 4-c):

α)-*faible inversion*: Dès que le niveau intrinsèque croise le niveau de Fermi ($\psi_s = \psi_B$), une zone d'inversion commence à se former (les électrons s'accumulent près de l'interface Si / SiO₂). Cependant, la densité de ces minoritaires reste faible, et le comportement du système est identique au cas de la désertion. Ce régime de faible inversion est valable jusqu'à ce que $\psi_s = 2 \times \psi_B$.

β)-*forte inversion*: Les porteurs minoritaires peuvent suivre les variations de la tension appliquée. Leur densité près de l'interface devient plus élevée que celle des porteurs majoritaires, et dans ce cas le silicium a un comportement inversé. La capacité de la zone de charge d'espace s'écrit sous la forme de :

$$C_{sc} \approx \frac{\epsilon_{sc}}{L_D} \times \left(\frac{n_0}{p_0} \right)^{1/2} \times \exp(\beta\psi_s) \quad (1-16)$$

ici, la fréquence de mesure doit être inférieure à l'inverse du temps de réponse des minoritaires pour que la densité de ces porteurs puisse suivre la variation de la tension alternative [62].

3) Caractéristique $C(V_g)$ à haute fréquence.

En régime d'accumulation et de désertion, l'expression (1-9) reste valable pour les hautes fréquences, mais en régime d'inversion, les minoritaires ne répondent pas aux variations rapides de la polarisation

appliquée. Dans ce cas, la capacité totale présente un minimum C_{\min} tel que:

$$\frac{1}{C_{\min}} = \frac{1}{C_{\text{ox}}} + \frac{W_m}{\epsilon_{\text{sc}}} \quad (1-17)$$

où
$$W_m = \left(\frac{4\epsilon_{\text{sc}} \psi_B}{q p_0} \right)^{1/2} \quad (1-18)$$

W_m est le maximum de la largeur de la zone de déplétion.

On peut effectuer un calcul numérique de la capacité haute fréquence [34]; la contribution des porteurs minoritaires peut être négligée dans l'expression (1-3) puisque leur concentration ne suit pas la variation du potentiel appliqué à la structure. La charge totale à haute fréquence est donnée par:

$$Q_{\text{sc}}^{\text{hf}} = \int_0^W \rho_{\text{maj}}(x) dx \quad (1-19)$$

où

$$\rho_{\text{maj}} = q(p(x) - p_0) \quad (1-20)$$

en fonction de ψ , on obtient:

$$Q_{\text{sc}}^{\text{hf}} = \mp \frac{q^2 L_D p_0}{2KT} \int_0^{\psi_s} \frac{[\exp(-\beta\psi) - 1]}{G(\beta\psi, \frac{n_0}{p_0})} d\psi \quad (1-21)$$

Cette expression peut être évaluée par une intégration numérique. Ensuite, on détermine la "largeur équivalente" de la zone de charge d'espace:

$$W_{eq} = \left| \frac{Q_{sc}^{hf}}{qp_0} \right| \quad (1-22)$$

et on en déduit la capacité:
$$C_{sc}^{hf} = \frac{\epsilon_{sc}}{W_{eq}} \quad (1-23)$$

et de là, on détermine la capacité totale haute fréquence en utilisant l'expression (1-12).

La figure 5 donne un exemple de courbes $C(V_g)$ expérimentales à basse fréquence (a) et à haute fréquence (b).

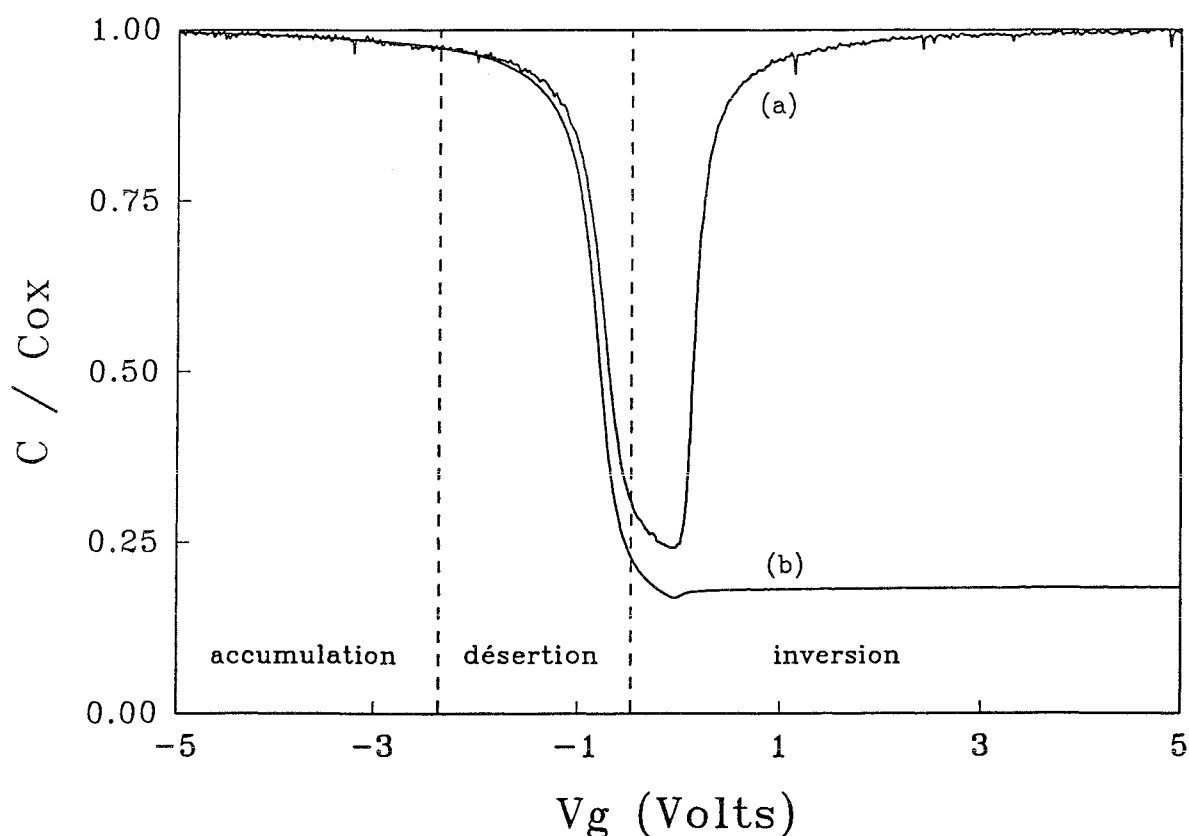


Fig. 5: Caractéristiques $C(V_g)$ expérimentales à basse fréquence (a) et à haute fréquence (b) pour une structure MOS (P) ($N_A = 2.5 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$, $e_{ox} = 30 \text{ nm}$ et $S = 5.44 \times 10^{-4} \text{ cm}^2$).

APPENDICE 1-B

EFFETS DES DEFAUTS SUR LES CARACTERISTIQUES ELECTRIQUESDES STRUCTURES MOS [53].1) Déplacement de la caractéristique C(V_g)

On considère le cas où il y a un seul type de charge dans le volume de l'oxyde, et on suppose que la densité de cette charge ne dépend que de la position x , déterminée à partir de la grille métallique. L'équation de Poisson à une dimension peut être écrite:

$$\frac{d^2V}{dx^2} = - \frac{\rho_{ox}(x)}{\epsilon_{ox}} \quad (1-24)$$

Les conditions aux limites sont: $V(0) = V_g - \phi_{ms}$; et $V(e_{ox}) = \psi_s$ (1-25)

Une première intégration de l'équation (1-24) donne l'expression du champ électrique:

$$E(x) = \frac{1}{\epsilon_{ox}} \int_0^x \rho_{ox}(y) dy + E(0) \quad (1-26)$$

Par l'intermédiaire de:

$$\frac{d}{dx} \left(x \frac{dV}{dx} \right) = \frac{dV}{dx} + x \frac{d^2V}{dx^2} \quad (1-27)$$

on détermine l'évolution du potentiel électrostatique $V(x)$ dans l'oxyde:

$$V(x) = V(0) - \frac{x}{\epsilon_{ox}} \int_0^x \rho_{ox}(y) dy + \frac{1}{\epsilon_{ox}} \int_0^x y \rho_{ox}(y) dy - x E(x) \quad (1-28)$$

Finalement,

$$E(x) = \bar{E}_{ox} - \frac{Q_{ox}}{\epsilon_{ox}} \left(1 - \frac{\bar{x}}{e_{ox}}\right) + \frac{1}{\epsilon_{ox}} \int_0^x \rho_{ox}(y) dy \quad (1-29)$$

où: \bar{x} est le centroïde de la charge d'oxyde mesuré à partir de l'interface grille / SiO_2 . \bar{E}_{ox} est le champ électrique moyen dans l'oxyde tel que:

$$\bar{E}_{ox} = \frac{V(0) - V(e_{ox})}{e_{ox}} \quad (1-30)$$

soit:

$$V(x) = V_g - \phi_{ms} - \bar{E}_{ox} x + \frac{x}{\epsilon_{ox}} \left(1 - \frac{\bar{x}}{e_{ox}}\right) Q_{ox} - \frac{x}{\epsilon_{ox}} \int_0^x \rho_{ox}(y) dy + \frac{1}{\epsilon_{ox}} \int_0^x y \rho_{ox}(y) dy \quad (1-31)$$

La présence de la charge dans l'oxyde et à l'interface entraîne des courbures des bandes du silicium à l'interface Si / SiO_2 . En l'absence de charge ($Q_{ox} = \rho_{ox} = 0$), on obtient:

$$V(x) = V_g - \phi_{ms} - \bar{E}_{ox} x \quad (1-32)$$

et

$$E(x) = \bar{E}_{ox} \quad (1-33)$$

Les bandes sont plates dans le cas où $\psi_s = 0$, donc:

$$V(e_{ox}) = 0 \quad \text{et} \quad E(e_{ox}) = 0 \quad (1-34)$$

Donc:
$$V_g = V_{FB0} = \phi_{ms} \quad (1-35)$$

Quand ρ_{ox} est non nul, on a:

$$V_g = V_{FB1} = \phi_{ms} - \frac{\bar{x}}{\epsilon_{ox}} Q_{ox} \quad (1-36)$$

En fait, la tension de bandes plates dépend aussi de la charge à l'interface Q_{it} :

$$V_{FB} = \phi_{ms} - \frac{\bar{x}}{\epsilon_{ox}} Q_{ox} - \frac{Q_{it}}{\epsilon_{ox}} \quad (1-37)$$

Le déplacement en tension de la caractéristique $C(V_g)$ induit par la présence de Q_{ox} et de Q_{it} est:

$$\Delta V_{FB} = V_{FB1} - V_{FB0} = - \frac{\bar{x}}{\epsilon_{ox}} Q_{ox} - \frac{Q_{it}}{\epsilon_{ox}} \quad (1-38)$$

Pour pouvoir négliger la contribution des pièges d'interface, on calcule la tension de grille, V_g , qui permet de positionner le niveau de Fermi au milieu de la bande interdite du silicium, car dans cette position, on considère que la densité des états d'interface est symétrique: Il y a autant d'états donneurs dans la partie inférieure de la bande interdite que d'états accepteurs dans la partie supérieure [37]. Par conséquent, la charge Q_{it} est négligeable dans l'expression (1-38), ce qui donne:

$$\Delta V_{mg} = - \frac{\bar{x}}{\epsilon_{ox}} Q_{ox} \quad (1-39)$$

Expérimentalement, cette expression reste valable tant que la distribution énergétique des états d'interface reste à peu près symétrique par rapport au milieu de la bande interdite.

2) Déplacement de la caractéristique $I(V_g)$

Le champ électrique à l'interface grille / SiO_2 est donné à partir de l'expression (1-29) par:

$$E_g = E(0) = \bar{E}_{\text{ox}} - \frac{Q_{\text{ox}}}{\epsilon_{\text{ox}}} \left(1 - \frac{\bar{x}}{e_{\text{ox}}}\right) \quad (1-40)$$

par conséquent, le déplacement causé dans la caractéristique $I(V_g^-)$ obtenue en régime d'inversion est:

$$\Delta V_g^- = - e_{\text{ox}} \Delta E_g = \frac{e_{\text{ox}}}{\epsilon_{\text{ox}}} Q_{\text{ox}} \left(1 - \frac{\bar{x}}{e_{\text{ox}}}\right) \quad (1-41)$$

le champ donné à l'interface Si / SiO_2 est donné par:

$$E_s = E(e_{\text{ox}}) = \bar{E}_{\text{ox}} + \frac{Q_{\text{ox}}}{\epsilon_{\text{ox}}} \frac{\bar{x}}{e_{\text{ox}}} \quad (1-42)$$

Le déplacement causé dans la caractéristique $I(V_g^+)$ obtenue en régime d'accumulation lorsque l'on ne tient pas compte de la contribution de la charge piégée à l'interface Si / SiO_2 est:

$$\Delta V_g^+ = - Q_{\text{ox}} \frac{\bar{x}}{\epsilon_{\text{ox}}} \quad (1-43)$$

Ce qui nous permet de déterminer le centroïde de charge à partir des expressions (1-41) et (1-43):

$$\bar{x} = \frac{e_{\text{ox}}}{1 - (\Delta V_g^- / \Delta V_g^+)} \quad (1-44)$$

Des courbes expérimentales $C(V_g)$ et $I(V_g)$ montrant l'effet de la charge d'oxyde seront présentées dans les chapitres 4 et 5.

Références du chapitre n°1

- (1) F.J. Feigl, D.R. Young, D.J. DiMaria, S.K. Lai et J.A. Calise, J. Appl. Phys. 52, 5665 (1981).
- (2) G. Eckardt, et J.Y. Chen, J. Electrochem. Soc. 130, 1403 (1983).
- (3) Z.A. Weinberg, D.R. Young, J.A. Calise, S.A. Cohen, J.C. Deluca et V.R. Deline, Appl. Phys. Lett. 45, 1204 (1984).
- (4) A.J. Chen, S. Dadgar, C.C. Hsu, S.C. Pan et C.T. Sah, J. Appl. Phys. 60, 1391 (1986).
- (5) M. Walters et A. Reisman, J. Electrochem. Soc. 137, 3596 (1990).
- (6) S.P. Tay, A. Kalnitsky, G. Kelly, J.P. Ellul, P. Delalio et E.A. Irene, J. Electrochem. Soc., 130, 3579 (1990).
- (7) D.A. Buchanan, J.H. Stathis et P.R. Wagner, Appl. Phys. Lett. 56, 1037 (1990).
- (8) U. Schwalke et M. Kerber, Appl. Phys. Lett. 58, 1774 (1991).
- (9) L. Vishmbhtla et T.P. Ma, Appl. Phys. Lett. 59, 3595 (1991).
- (10) K. Awazu, H. Kawzoe, T. Ando, et K. Watanabe, J. Appl. Phys. 70, 2979 (1991).
- (11) C.H.L. Weijtens, IEEE Trans. Elect. Dev. 39, 1889 (1992).
- (12) J.R. Szedon et J.E. Sandor, Appl. Phys. Lett. 6, 181 (1965).
- (13) J.M. Aitken, D.R. Young et K. Pan, J. Appl. Phys. 49, 3386 (1978).
- (14) R.L. Pfeffer, J. Appl. Phys. 57, 5176 (1985).
- (15) Y. Wang, T.P. Ma et R.C. Barker, Appl. Phys. Lett. 54, 2339 (1989).
- (16) D.B. Brown et N.S. Saks, J. Appl. Phys. 70, 3734 (1991).
- (17) T.P. Ma, Semicond. Sci. Technol. 4, 1061 (1989).
- (18) P.M. Lenahan et P.V. Dressendorfer, J. Appl. Phys. 54, 1457 (1983).
- (19) A. Ricksand et O. Engström, J. Appl. Phys. 70, 6927 (1991).
- (20) D.J. DiMaria et J.W. Stasiak, J. Appl. Phys. 65, 2342 (1989).

- (21) D.Vuillaume, A. Mir, R. Bouchakour, M. Jourdain, A. El-Hdiy et G. Salace, *J. Appl. Phys.* **73**, 277 (1993).
- (22) M.M. Heyns, D. Rao et R.F. DeKeersmaecker, *Appl. Surf. Sci.* **39**, 327 (1989).
- (23) M. Sakashita, S. Zaima et Y. Yasuda, *J. Appl. Phys.* **67**, 6903 (1990).
- (24) E. Harari, *J. Appl. Phys.* **49**, 2478 (1978).
- (25) M. Itsumi, *J. Appl. Phys.* **52**, 3491 (1981).
- (26) P. Fazan, M. Dutoit, C. Martin et M. Ilegems, *Sol. Stat. Elect.* **30**, 829 (1987).
- (27) Y. Nissan-Cohen, J. Shappir et D. F-Bentchkowsky, *Tech. Digest. IEDM-83*, 182 (1983).
- (28) C.S. Jenq, T.R. Ranganath, C.H. Huang, H.S. Jones et T.T. Chang *Tech. Digest. IEDM*, 388 (1981).
- (29) S.T. Chang et S.A. Lyon, *Appl. Phys. Lett.* **48**, 136 (1986).
- (30) Y. Nissan-Cohen, J. Shappir et D. F-Bentchkowsky, *J. Appl. Phys.* **57**, 2830 (1985).
- (31) M.W. Hillen et J.F. Verwey, "Instabilities in Silicon Devices" **1**, ed. North-Holland, 403 (1986).
- (32) E. Klaussman, W.R. Fahrner et D. Bräunig, "Instabilities in Silicon Devices" **2**, ed. North-Holland, (1989).
- (33) R.B. Laughlin, J.D. Joannopoulos et D.J. Chadi, "The Physics of SiO_2 and its interfaces", ed. S.T. Pantelides, 321 (1978).
- (34) G. Barbotin, J.J. Simonne et A. Vapaille, "Instabilities in Silicon Devices" **1**, ed. North-Holland, 215 (1986).
- (35) W.E. Carlos, *Appl. Phys. Lett.* **49**, 1767 (1986).
- (36) P.M. Lenahan et P.V. Dressendorfer, *Appl. Phys. Lett.* **44**, 97 (1984).
- (37) P.M. Lenahan et P.V. Dressendorfer, *J. Appl. Phys.* **55**, 3495 (1984).
- (38) L.P. Trombetta, G.J. Gerardi, D.J. DiMaria et E. Tierney, *J. Appl. Phys.* **64**, 2434 (1988).

- (39) L.P. Trombetta, F.J. Feigl et R.J. Zeto, *J. Appl. Phys.* **69**, 2512 (1991).
- (40) C.S. Jenq, doctorat de Philosophie, université de Princeton (1978).
- (41) T. Sukarai et T. Sugano, *J. Appl. Phys.* **52**, 2889 (1981).
- (42) S. Kar, K. Srikanth et S. Ashok, *Appl. Phys. Lett.* **60**, 3001 (1992).
- (43) Y. Nishi, *Jpn. J. Appl. Phys.* **5**, 333 (1965).
- (44) Y. Nishi, *Jpn. J. Appl. Phys.* **10**, 52 (1971).
- (45) P.J. Caplan, E.H. Poindexter, B.E. Deal et R.R. Razouk, *J. Appl. Phys.* **50**, 5847 (1979).
- (46) E.H. Poindexter, P.J. Caplan, B.E. Deal et R.R. Razouk, *J. Appl. Phys.* **52**, 879 (1981).
- (47) E.H. Poindexter et P.J. Caplan, *Prog. in Surf. Sci.* **14**, 201 (1983).
- (48) K.L. Brower, *Appl. Phys. Lett.* **43**, 1111 (1983).
- (49) G.J. Gerardi, E.H. Poindexter, P.J. Caplan et N.M. Johnson, *Appl. Phys. Lett.* **49**, 348 (1986).
- (50) A.H. Edwards, "The Physics and Chemistry of SiO₂ and the Si/SiO₂ interface", éd. C.R. Helms et B.E. Deal, Plenum-Press, New-york, 271 (1988).
- (51) J.H. Stathis et L. Dori, *Appl. Phys. Lett.* **58**, 1641 (1991).
- (52) R.C. Fletcher, W.A. Yager, G.L. Pearson et F.R. Merritt, *Phys. Rev.* **95**, 844 (1954).
- (53) R.E. Mikawa et P.M. Lenahan, *Appl. Phys. Lett.* **46**, 550 (1985).
- (54) G.J. Gerardi, E.H. Poindexter, P.J. Caplan, M. Harmartz, W.R. Buchwald et N.M. Johnson, *J. Elect. Soc.* **136**, 2609 (1989).
- (55) D. Vuillaume, D. Goguenheim et J.C. Bourgoin, *Appl. Phys. Lett.* **58**, 490 (1991).
- (56) G. Hu et W.C. Johnson, *Appl. Phys. Lett.* **36**, 590 (1989).
- (57) D.J. DiMaria, *Appl. Phys. Lett.* **51**, 655 (1987).
- (58) M.V. Fischetti et B. Ricco, *J. Appl. Phys.* **57**, 2854 (1985).
- (59) J.K. Wu, S.A. Lyon et W.C. Johnson, *Appl. Phys. Lett.* **42**, 585 (1983).

- (60) S.J. Wang, J.M. Sung et S.A. Lyon, Appl.Phys. Lett. **52**, 1431 (1988).
- (61) A. Goetzberger et S.M. Sze, Appl. Sol. Stat. Sci., Academ. Press, New-York et London **1**, 154 (1969).
- (62) E.H. Nicollian et J.R. Brews, "MOS Physics and Technology", Wiley, 71 (1982).
- (63) B. Balland et G. Barbottin, "Instabilities in Silicon Devices" **2**, ed. North-Holland, 7 (1989).

<p style="text-align: center;"><u>Chapitre n° 2</u> CARACTERISATION DES DEFAUTS DANS UNE STRUCTURE MOS</p>
--

I- INTRODUCTION

L'amélioration des performances des composants MOS passe, entre autres, par l'étude du vieillissement de ces composants, en les soumettant à différentes perturbations extérieures (polarisation sous de forts champs électriques, bombardement aux électrons, aux rayons X ou γ ,...) et ce, pour différentes technologies. Elle passe aussi par l'étude du mécanisme de création des défauts dans la structure MOS, le comportement électrique et thermique de ces défauts et la détermination de leurs propriétés électroniques et magnétiques puisque chaque défaut peut être caractérisé par sa concentration, la nature de sa charge (positive, négative ou neutre), sa probabilité de capture d'un porteur défini par sa section efficace de capture, le mécanisme de sa génération (évolution de sa densité en fonction de la densité de charge injectée définie par sa section efficace de génération).

Dans ce travail, nous focaliserons notre étude sur les propriétés électroniques des défauts telles que la nature de leur charge, leur évolution avec le champ électrique de dégradation et avec la quantité de charges injectées, et sur les propriétés thermiques telles que le comportement en fonction de la température de contrainte (activation thermique du mécanisme de création). L'échantillon est vieilli par l'application de forts champs électriques. Lors de chaque contrainte (vieillissement ou dégradation), la tension appliquée aux bornes de la structure MOS est maintenue constante, et on enregistre la variation du

courant qui traverse l'échantillon. Le champ de contrainte est choisi dans une région bien définie appelée régime tunnel Fowler-Nordheim [1]. Ce régime sera défini sommairement dans le paragraphe II, alors que le paragraphe III contiendra la description du procédé de vieillissement. Les méthodes électriques de caractérisation des défauts utilisées au cours de ce travail seront traitées dans la section IV. Nous concluons à la fin de ce chapitre sur l'utilité et la limite de validité de chacune de ces méthodes.

II- COURANT TUNNEL TYPE FOWLER-NORDHEIM

1) Caractéristique courant-tension d'une structure MOS (type p)

On polarise, avec une tension négative en régime continu, une structure MOS dont le silicium est dopé positivement. Soit le diagramme énergétique qui suit:

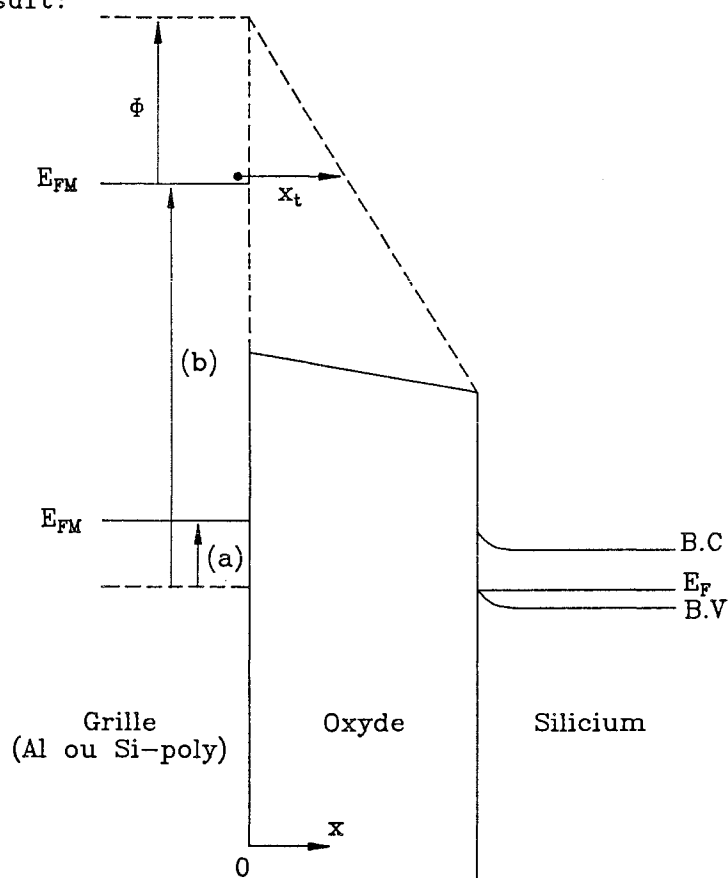


Fig. 1: Diagramme de bandes d'énergie d'une structure MOS polarisée en régime d'accumulation: (a) faible polarisation, (b) forte polarisation.

Si on fait varier la tension V_g de zéro vers des tensions négatives, le courant garde une valeur constante mais très faible de l'ordre de 10^{-14} à 10^{-12} A tant que la tension V_g n'atteint pas un seuil correspondant à un champ d'oxyde E de 5 à 6 MV/cm. A partir de cette valeur, le courant augmente fortement (fig. 2). C'est le régime tunnel Fowler-Nordheim [1].

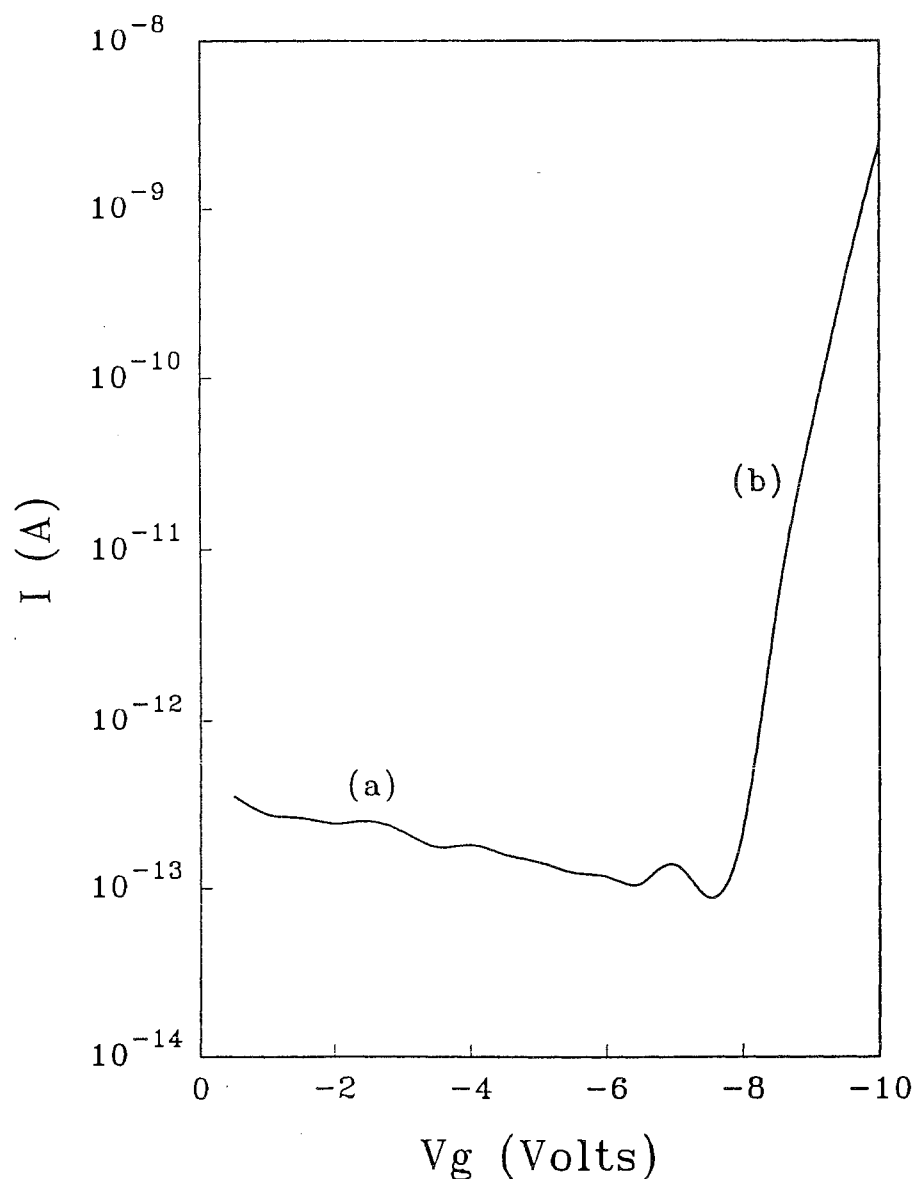


Fig. 2: Caractéristique courant-tension $I(V_g)$ expérimentale d'une structure MOS (type P: $N_A = 1.7 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, $e_{\text{ox}} \approx 11 \text{ nm}$) à grille silicium polycristallin: (a) courant de fuite, (b) régime Fowler-Nordheim.

2) Expression du courant Fowler-Nordheim (FN)

En polarisant la structure MOS (P) en accumulation ($V_g \ll 0$), on permet aux électrons de traverser l'oxyde à partir de la grille vers le silicium. Pour les fortes valeurs de tension de polarisation V_g , même si l'énergie W (déterminée à partir du niveau de Fermi du métal) d'un électron est faible devant la hauteur de barrière ϕ_0 , sa probabilité de traverser l'oxyde vers le silicium n'est pas nulle. L'électron peut atteindre le silicium. La fonction d'onde $\Gamma(x)$ associée à un électron peut être calculée à partir de l'équation de Schrödinger:

$$\frac{d^2\Gamma(x)}{dx^2} + \frac{8\pi^2 m^*}{h^2} (W - \phi(x)) \Gamma(x) = 0 \quad (2-1)$$

$\phi(x)$ est l'énergie potentielle, m^* la masse effective de l'électron dans l'oxyde. On a:

$$\phi(x) = \phi_0 - E x \quad (2-2)$$

On suppose que l'électron est "localisé" au niveau de Fermi de la grille ($W = 0$) et l'on néglige l'influence de la température sur la distribution des électrons dans le métal [2]. Le coefficient de transmission, Tr , déterminé à partir de la méthode W.K.B (Wentzl-Kramer-Brillouin) est :

$$Tr = \exp\left(-\frac{4\pi}{h} \int_0^{x_t} P(x) dx\right) = \exp\left(-\frac{8\pi}{3hE} (2m^*q)^{1/2} \phi_0^{3/2}\right) \quad (2-3)$$

où $P(x)$ est le moment de l'électron dans l'oxyde.

$$P(x) = (2 m^* q \phi(x))^{1/2} \quad (2-4)$$

La densité de courant de type FN est donnée par (pour plus de détails, voir [2,3]):

$$J = \frac{q^2}{8\pi h} \frac{E^2}{\phi_0} \exp\left(-\frac{8\pi}{3h} (2 m^* q)^{1/2} \frac{\phi_0^{3/2}}{E}\right) \quad (2-5)$$

Ce courant tunnel de type FN est le plus souvent utilisé dans la programmation des mémoires EEPROM (Electrically Erasable Programmable Read Only Memory) car la conduction dans les oxydes des structures MOS est due à l'effet tunnel FN [4-6]. C'est l'une des raisons pour laquelle nous avons utilisé ce type de régime pour dégrader nos échantillons.

III- PROCÉDE DE DEGRADATION

L'échantillon est soumis à une différence de potentiel très négative (V_g doit être choisie dans la zone (b) de la figure 2). Cette forte polarisation induit une diminution du parcours tunnel des électrons dans l'oxyde due à la déformation de la barrière rectangulaire en une barrière triangulaire (figure 1). Sous le fort champ qui régné dans l'oxyde, les électrons acquièrent une forte énergie cinétique dans la bande de conduction de l'isolant (fig. 3). On dit que les électrons sont "chauffés" par le champ électrique. Ces "électrons chauds" créent alors des défauts à la fois dans l'oxyde de silicium et à l'interface Si / SiO₂. Pendant la dégradation, la tension V_g est maintenue constante. C'est une contrainte à tension constante. L'appareillage utilisé pour le vieillissement sera décrit dans le paragraphe IV-1.

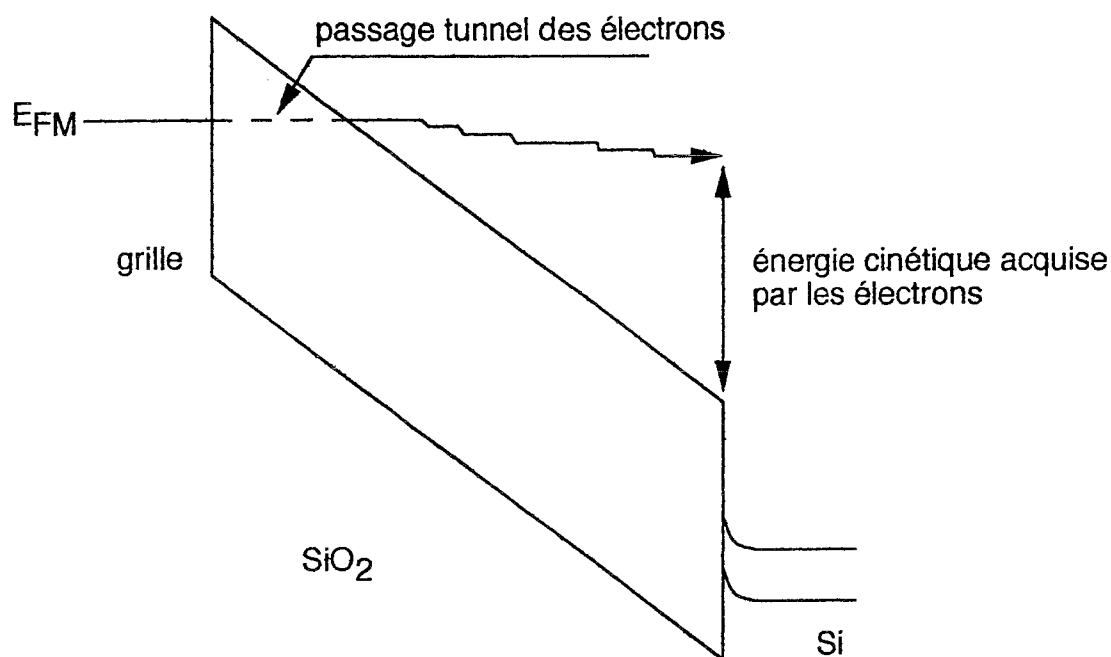


Fig. 3: Représentation du transport des électrons de l'électrode injectante au substrat de silicium à travers la couche d'oxyde sous un fort champ électrique. Après le passage par effet tunnel de la barrière triangulaire, les électrons sont "chauffés" par le champ électrique.

IV- METHODES DE CARACTERISATION

Comme mentionné dans le chapitre 1, la présence de défauts dans l'oxyde de la structure MOS induit un déplacement parallèle de la caractéristique capacité-tension $C(V_g)$. Le sens de ce déplacement donne le signe de la charge effective créée. Quant à la présence de défauts à l'interface Si / SiO₂, elle induit des déformations de la caractéristique $C(V_g)$. Il existe différentes méthodes de caractérisation des défauts. Nous ne traiterons que celles utilisées dans ce travail:

la méthode HLFCV ($C(V_g)$ à haute et basse fréquence) [7], que nous avons utilisée le plus souvent et qui consiste en la détermination expérimentale de la caractéristique $C(V_g)$ à la fois à haute et à "basse fréquence" pour accéder à la densité des pièges d'interface

(ou densité d'états d'interface), D_{it} , comme une fonction de l'énergie dans la bande interdite du silicium. Dans cette méthode, on détermine la charge effective créée dans l'oxyde par la mesure de V_{FB} (tension de bandes plates) à partir de la mesure de $C_{HF}(V_g)$, ou, pour plus de précision, par la mesure de V_{mg} (tension grille pour laquelle $\psi_s = \psi_B$) pour laquelle le niveau de Fermi se trouve au milieu de la bande interdite du silicium. Pour cette tension, dans l'hypothèse d'une distribution d'états d'interface de nature amphotère, il n'y a pas de contribution de pièges d'interface à la charge d'oxyde (la charge nette piégée à l'interface est négligeable). On considère qu'à cette position, il y a autant de pièges d'interface donneurs qu'accepteurs. Expérimentalement, ceci n'est valable que s'il y a une distribution énergétique symétrique des états d'interface autour du milieu de la bande interdite du silicium.

la méthode DLTS (spectroscopie transitoire des niveaux profonds) standard, particulièrement la CV-DLTS (DLTS à tension constante) basée sur l'analyse du transitoire de capacité dû à l'émission thermique des porteurs piégés sur les états d'interface. Ce transitoire apparaît quand la capacité est "pulsée" de l'accumulation vers la faible inversion.

la méthode LTCVD (déplacement de $C(V_g)$ à basse température), connue sous le nom de méthode de Jenq. Elle permet de mesurer la densité "intégrée" (cm^{-2}) des états d'interface dans la région centrale de la bande interdite du silicium, sur une largeur de 0.5 à 0.7 eV à une température de 90 à 100 K.

1) La méthode HLCV

Cette méthode consiste à déterminer la distribution des états d'interface dans la bande interdite. Elle se fait par étapes :

(a) l'extraction de la densité de pièges d'interface en fonction de la polarisation de la grille à partir de la superposition de la capacité mesurée à basse fréquence et celle mesurée à haute fréquence,

(b) l'extraction de la position du niveau de Fermi à la surface du silicium (donnée par le potentiel de surface ψ_s) en fonction de la polarisation de la grille V_g .

a) $C(V_g)$ à haute fréquence ($C_{HF}(V_g)$)

La capacité est mesurée en fonction de la tension de grille V_g avec une fréquence fixée à une valeur assez élevée pour qu'à la fois la concentration des porteurs minoritaires et celle des états d'interface ne suivent pas les variations du potentiel alternatif appliqué à la structure MOS (généralement la fréquence de mesure est située entre 100 KHz et 2 MHz; dans notre travail, nous avons utilisé 1 MHz). Ainsi, ils ne contribuent pas à la capacité haute fréquence mesurée. Par contre, ces pièges d'interface suivent la variation lente de la tension, quand la capacité est ramenée du régime d'inversion (ou d'accumulation) vers le régime d'accumulation (ou d'inversion) induisant un "allongement" dans la zone de désertion de la caractéristique $C(V_g)$ le long de l'axe des tensions, car l'état d'occupation des pièges d'interface change en plus du changement de la charge de la zone de charge d'espace du semiconducteur. La capacité de la structure MOS à haute fréquence (fig. 5-b) est donnée par (voir 1-12):

$$C_{HF} = \frac{C_{ox} C_{sc}}{C_{ox} + C_{sc}} \quad (2-6)$$

L'expression (2-6) est la même que celle d'une structure MOS "idéale" (appendice A du chapitre 1), pourvu que la capacité C_{sc} soit la même dans les deux cas. Celle-ci (C_{sc}) varie en fonction du potentiel de surface ψ_s . En comparant la caractéristique $C_{HF}(V_g)$ mesurée à la caractéristique $C_{HF}(\psi_s)$ calculée (appendice A du chapitre 1), on peut déterminer le potentiel de surface, ψ_s , en fonction de la tension appliquée, V_g . En

fait, il existe d'autres méthodes permettant de déterminer ψ_s en fonction de V_g . Celle que nous avons utilisée consiste à comparer $C_{LF}(\psi_s)$ calculée (voir appendice A du chapitre 1) avec $C_{HF}(V_g)$ mesurée dans un intervalle qui s'étend de l'accumulation à la valeur C_{min} correspondant au minimum de $C_{LF}(\psi_s)$. La procédure de la détermination de $\psi_s(V_g)$ est donnée dans le graphique qui suit:

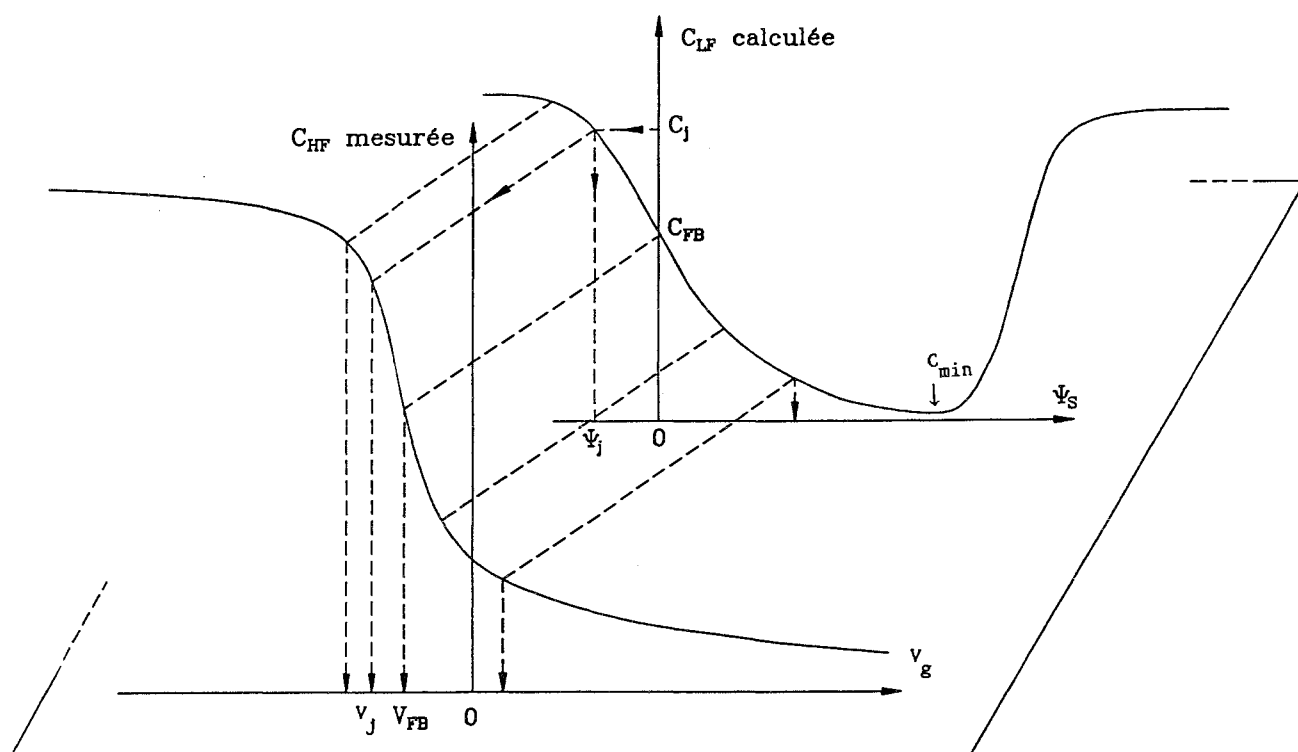


Fig. 4: $\psi_s(V_g)$ à partir de la comparaison de $C_{HF}(V_g)$ mesurée et $C_{LF}(\psi_s)$ calculée.

b) $C(V_g)$ à basse fréquence ($C_{LF}(V_g)$)

A basse fréquence, les pièges d'interface peuvent avoir une réponse immédiate contribuant ainsi à la capacité mesurée dont l'expression est donnée par (fig. 5-c):

$$\frac{1}{C_{LF}} = \frac{1}{C_{ox}} + \frac{1}{C_{sc} + C_{it}} \quad (2-7)$$

En pratique, au lieu d'utiliser une tension alternative, même de très faible fréquence ($f < 0.1$ Hz), on préfère appliquer une rampe lente de tension [7-9]. Car dans la méthode alternative (où la capacité basse fréquence est mesurée de façon directe en fonction de la polarisation), les amplificateurs utilisés à haute fréquence fonctionnent mal à basse fréquence, dès que $f \leq 100$ Hz [10].

La méthode de rampe lente consiste à appliquer une rampe linéaire de tension de pente dV_g/dt à la structure MOS et à mesurer le courant de déplacement. De la valeur de la pente et du courant mesuré, on déduit la capacité. On choisit une pente dV_g/dt très faible, typiquement de 0.001 à 0.1 V/s pour qu'à la fois les porteurs minoritaires et les pièges d'interface puissent répondre au signal variable. La structure MOS est alors dite en équilibre. Le courant de déplacement est exprimé par:

$$i(t) = \frac{dQ}{dt} = \frac{dQ}{dV_g} \frac{dV_g}{dt} = C_{LF}(V_g) \frac{dV_g}{dt} \quad (2-8)$$

où $dQ / dV_g (= C_{LF}(V_g))$ est la capacité différentielle de la structure MOS pour la polarisation instantanée $V_g(t)$.

En plus de la rapidité, cette méthode de rampe lente présente un avantage sur la méthode de la mesure directe de la capacité basse fréquence (la méthode alternative): dans cette dernière, un certain nombre d'états d'interface ne peuvent pas répondre au signal et en plus, des défauts même localisés dans le substrat de silicium, loin de l'interface, agissent sur la courbe $C_{LF}(V_g)$ comme des états d'interface. Néanmoins, l'utilisation de la méthode de rampe lente est limitée à des structures MOS pour lesquelles le courant de fuite reste petit devant le courant mesuré [7].

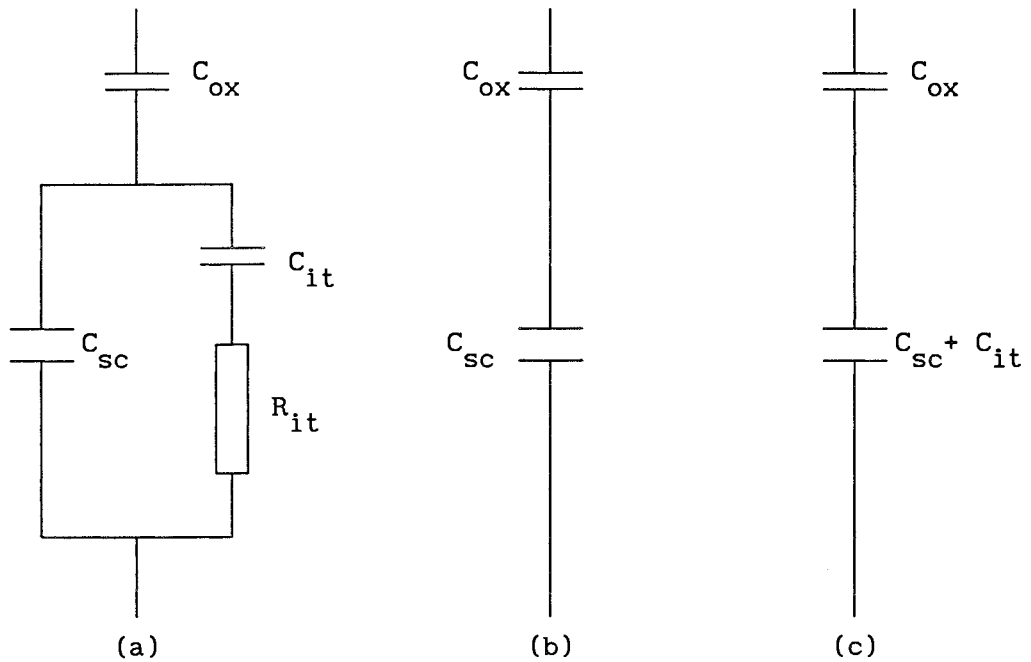


Fig. 5: Circuit équivalent simplifié d'une structure MOS:

- (a) non polarisée,
- (b) polarisée à haute fréquence,
- (c) polarisée à basse fréquence.

c) Détermination de la densité des états d'interface

La densité des états d'interface, D_{it} (noté aussi N_{ss}) peut être déterminée par la comparaison entre les caractéristiques $C_{LF}(V_g)$ et $C_{HF}(V_g)$ mesurées, selon la relation [7]:

$$D_{it} = \frac{C_{ox}}{q S} \left[\frac{C_{LF} / C_{ox}}{1 - C_{LF} / C_{ox}} - \frac{C_{HF} / C_{ox}}{1 - C_{HF} / C_{ox}} \right] \quad (2-9)$$

Cette expression donne la densité des états d'interface en fonction de la

tension de grille (la polarisation appliquée). Pour déterminer la distribution énergétique des pièges d'interface, on calcule D_{it} en fonction de ψ_s ($\psi_s(V_g)$ déterminée à partir de C_{HF} mesurée et de C_{LF} calculée, fig. 4). Un exemple de variation de $D_{it}(\psi_s)$ est donné dans la figure 6. L'expression (2-9) est valable seulement dans un intervalle d'énergie limité dans la bande interdite autour du niveau de Fermi intrinsèque. Ce domaine de validité s'étend du seuil d'apparition de la zone de la faible inversion où la densité des minoritaires reste négligeable, (tant que $\psi_s \leq 2\psi_B$) à une valeur ψ_s du potentiel de surface où la constante de temps des états d'interface devient égale à la période du signal alternatif [7].

En pratique, nous nous sommes intéressés à la densité des états d'interface du milieu de la bande interdite.

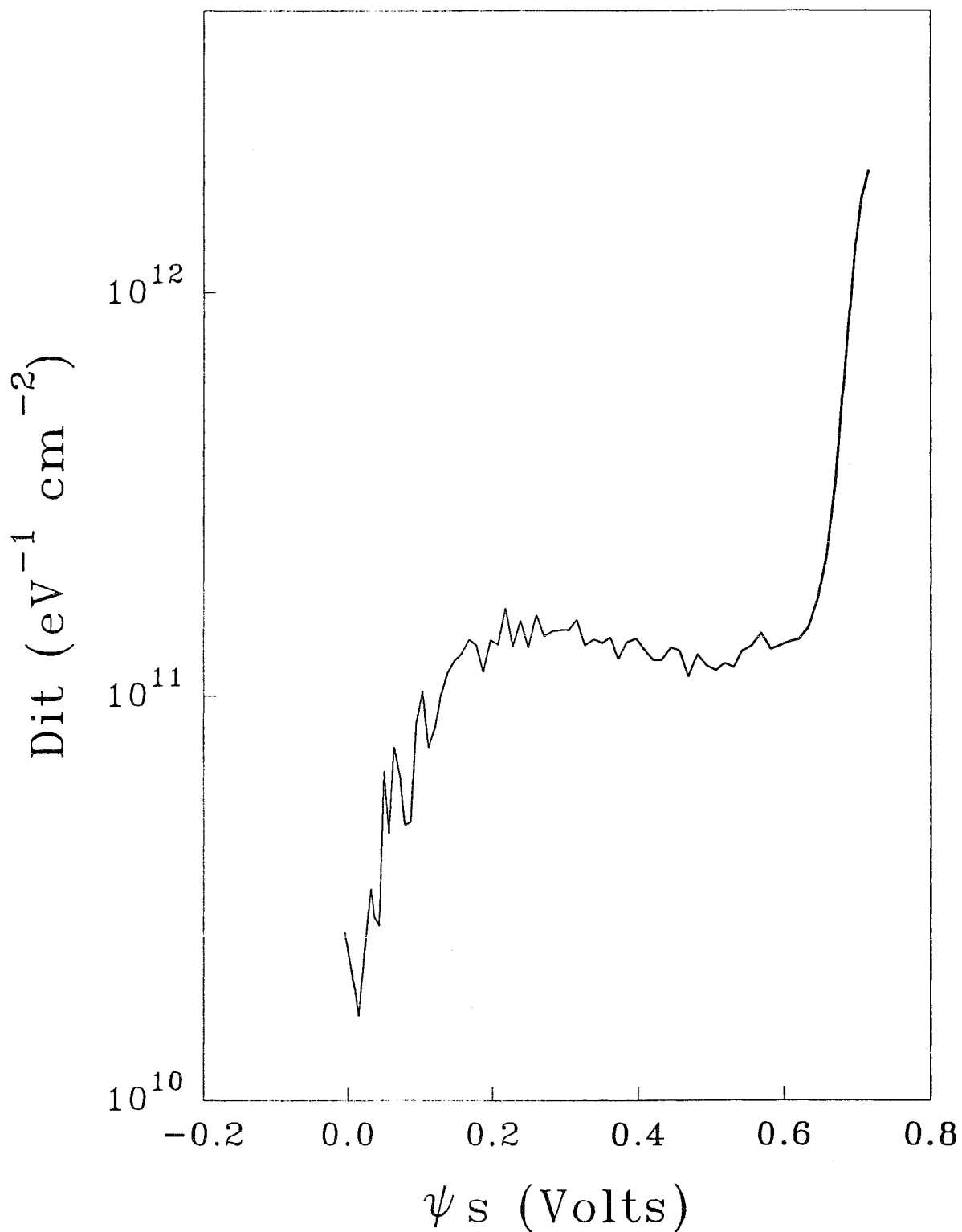


Fig. 6: Distribution énergétique des états d'interface dans la bande interdite du silicium pour une structure MOS (P) non contrainte à grille Si-poly. ($N_A = 1.7 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, $e_{\text{ox}} = 11 \text{ nm}$ et $S = 4 \times 10^{-4} \text{ cm}^2$).

d) Diagramme de mesure de la méthode HLFCV

Le système de mesure de la méthode HLFCV comprend:

→ un picoampèremètre type HP4140B, qui sert de source de tension à la fois pour la mesure des caractéristiques $C(V_g)$ et $I(V_g)$, et pour la dégradation des échantillons.

→ un capacimètre Boonton 72B (1 MHz) pour la mesure de $C_{HF}(V_g)$.

→ une boîte "porte-échantillon" type HP 16055A.

→ un cryostat à circulation d'azote liquide pour les contraintes et dégradations à basses températures.

→ une table traçante type HP 7470A.

→ le tout est piloté par un micro-ordinateur qui sauvegarde aussi les données expérimentales après traitements.

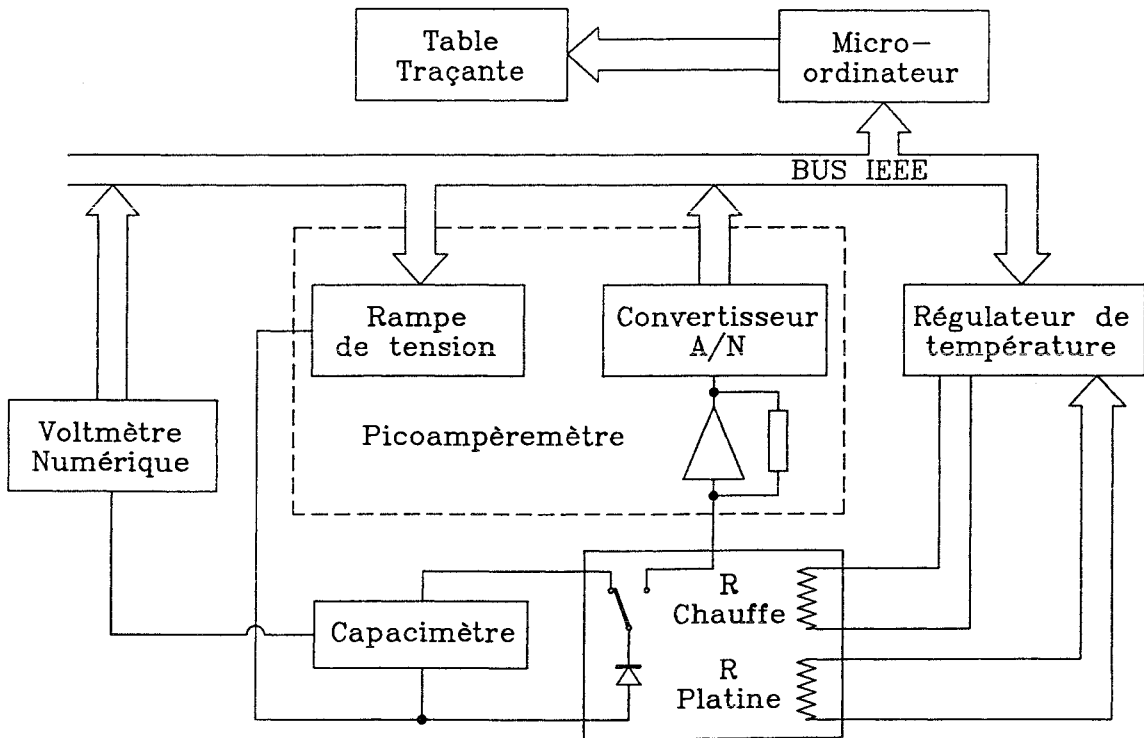


Fig. 7: Bloc de mesure de la méthode HLFCV.

e) Précision et validité de la méthode HLFCV

La contribution capacitive des états d'interface est donnée par:

$$C_{it} = \left[\frac{1}{C_{LF}} - \frac{1}{C_{ox}} \right]^{-1} - \left[\frac{1}{C_{HF}} - \frac{1}{C_{ox}} \right]^{-1} \quad (2-10)$$

l'erreur relative dans C_{it} causée par les erreurs relatives de mesure de C_{ox} , de C_{LF} et de C_{HF} est donnée par:

$$\begin{aligned} \frac{dC_{it}}{C_{it}} = & \left[\frac{C_{HF}}{C_{ox} - C_{HF}} + \frac{C_{LF}}{C_{ox} - C_{LF}} \right] \frac{dC_{ox}}{C_{ox}} + \left[\frac{C_{ox} - C_{LF}}{C_{ox} - C_{HF}} \right] \left[\frac{C_{HF}/C_{LF}}{1 - C_{HF}/C_{LF}} \right] \frac{dC_{HF}}{C_{HF}} \\ & + \left[\frac{C_{ox} - C_{HF}}{C_{ox} - C_{LF}} \right] \left[\frac{1}{1 - C_{HF}/C_{LF}} \right] \frac{dC_{LF}}{C_{LF}} \end{aligned} \quad (2-11)$$

lorsque C_{LF} , ou C_{HF} s'approchent de C_{ox} , l'erreur relative augmente considérablement. Les termes en C_{HF} / C_{LF} amplifient les erreurs dans la détermination de C_{it} quand ces deux capacités sont comparables (en régime d'accumulation). En plus de ces erreurs qui sont liées à l'expression analytique de C_{it} (ou D_{it}), il y a les erreurs dues à l'utilisation de la haute fréquence, 1 MHz, dans la mesure de C_{HF} car, même à cette haute fréquence, il y a des pièges d'interface qui répondent au petit signal alternatif, causant un déplacement de la caractéristique C_{HF} mesurée par rapport à la caractéristique C_{HF} "idéale" où il n'y a pas de contribution des pièges d'interface. Pour estimer l'erreur relative, dC_{HF}/C_{HF} , on suppose qu'elle est entièrement due à l'utilisation de 1 MHz comme fréquence de mesure. La capacité haute fréquence, en tenant compte de la contribution des états de surface qui ont suivi la polarisation alternative, est donnée par [11]:

$$\frac{1}{C_{HF}} = \frac{1}{C_{ox}} + \frac{1}{C_{sc} + C_{it}(f)} \quad (2-12)$$

où $C_{it}(f)$ représente la contribution capacitive de la portion de pièges d'interface qui ont répondu au signal alternatif 1 MHz.

L'erreur due à la contribution des états de surface qui ont suivi le signal est obtenue par comparaison des expressions (2-12) et (2-6):

$$\Delta\left(\frac{1}{C_{HF}}\right) = \frac{1}{C_{sc}} - \frac{1}{C_{sc} + C_{it}} \approx \frac{C_{it}(f)}{C_{sc}^2} \quad (2-13)$$

Comparée à l'expression (2-11) limitée à l'erreur haute fréquence, on obtient:

$$\begin{aligned} \left[\frac{dC_{it}}{C_{it}} \right]_{HF} &= \left[\frac{1/C_{LF} - 1/C_{ox}}{1/C_{HF} - 1/C_{ox}} \right] \left[\frac{1}{1/C_{HF} - 1/C_{LF}} \right] \frac{dC_{HF}}{C_{HF}^2} = - \frac{C_{sc}^2}{C_{it}} d\left(\frac{1}{C_{HF}}\right) \\ &= \frac{C_{it}(f)}{C_{it}} \end{aligned} \quad (2-14)$$

ce qui donne:

$$\frac{\Delta C_{it}}{C_{it}} = \frac{C_{it}(f)}{C_{it}} \quad \text{ou,} \quad \frac{\Delta D_{it}}{D_{it}} = \frac{D_{it}(f)}{D_{it}} \quad (2-15)$$

Si $C_{it}(f) \approx 0.1 C_{it}$, alors $D_{it}(f) \approx 10\%$ de D_{it} totale. L'erreur relative dans la densité des états d'interface due à l'utilisation de la haute fréquence, f , est égale au rapport du nombre de pièges d'interface ayant suivi la variation alternative, par rapport à la densité totale D_{it} .

Quant à l'erreur due à la mesure de C_{LF} , elle contribue aussi à l'erreur relative dans C_{it} par:

$$\begin{aligned}
 \left[\frac{dC_{it}}{C_{it}} \right]_{LF} &= \left[\frac{1/C_{HF} - 1/C_{ox}}{1/C_{LF} - 1/C_{ox}} \right] \left[\frac{1}{1/C_{HF} - 1/C_{LF}} \right] \frac{dC_{LF}}{C_{LF}^2} \\
 &= \left[1 + \frac{C_{sc}}{C_{it}} \right] \left[1 + \frac{C_{LF}}{C_{ox} - C_{LF}} \right] \frac{dC_{LF}}{C_{LF}} \quad (2-16)
 \end{aligned}$$

Cette erreur est d'autant plus importante que la densité des états d'interface est faible.

En pratique, la densité d'états d'interface minimum détectable au milieu de la bande interdite ($D_{it} = 0.1 C_{sc}(\psi_B) / q$) du silicium par la méthode HLFCV est de l'ordre de $5 \times 10^{10} \text{ cm}^{-2} \text{ eV}^{-1}$ (pour un dopage de $2.5 \times 10^{15} \text{ cm}^{-2}$) à $10^{11} \text{ cm}^{-2} \text{ eV}^{-1}$ (pour un dopage de $1.7 \times 10^{17} \text{ cm}^{-2}$).

2) La méthode de CV-DLTS

a) Principe de la méthode DLTS

On étudie le régime transitoire du retour à l'équilibre de la capacité d'une structure MOS lorsqu'elle est ramenée du régime d'accumulation en régime de faible inversion. On se limite au régime de faible inversion pour ne pas avoir de contribution des porteurs minoritaires. On applique à la structure MOS une tension V_g en "créneaux" (fig. 8-a).

A l'instant $t = 0$, la structure MOS (type P) est en régime de désertion, ou inversion faible. L'équilibre thermodynamique est atteint lorsque les états d'interface situés au dessous du niveau de Fermi ont libéré les trous (fig. 8-c). Quand V_g bascule de V_b à V_p , la structure passe brutalement de la désertion à l'accumulation. Ici, les états d'interface localisés au dessus du niveau de Fermi vont capturer les trous de la bande de valence presque instantanément (fig. 8-d). Ces trous piégés à l'interface vont représenter, dans la phase de désertion, un excès de

charge positive qui sera compensé par une augmentation de la charge négative des accepteurs ionisés par l'intermédiaire de la largeur de la zone de charge d'espace du semiconducteur. A la fin de l'impulsion, on revient brusquement en régime de désertion; les états d'interface situés au-dessous du niveau de Fermi vont alors émettre les trous avec une constante de temps dépendante de la température. Au cours de l'émission des trous, la capacité totale de la structure MOS va croître et tendre vers C_0 (valeur à l'équilibre), puisqu'avant l'émission, une partie de la zone désertée du semiconducteur était compensée par les trous précédemment piégés par les états d'interface (fig. 8-e).

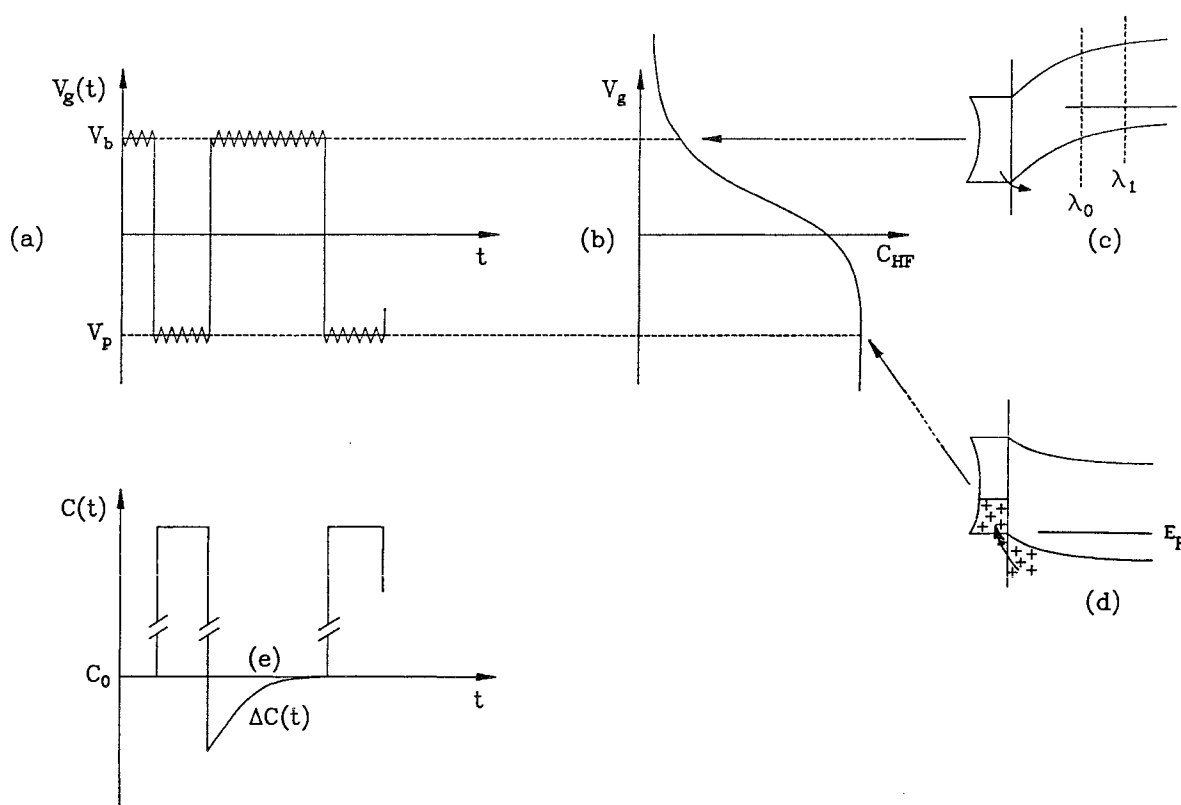


Fig. 8: Principe de la DLTS: (a) polarisation de la structure MOS, (b) $C_{HF}(V_g)$ de la structure, (c) émission de trous de l'interface, (d) capture de trous à l'interface, (e) $\Delta C(t)$ du à l'émission de trous.

Le transitoire $\Delta C(t)$ de la capacité dépend essentiellement du phénomène d'émission qui lui-même varie fortement avec la température. Par conséquent, l'évolution du transitoire $\Delta C(t)$ dépendra de la température par l'intermédiaire de la fonction d'occupation des états d'interface. L'expression analytique de la variation de la capacité totale de la structure MOS pendant l'émission des trous des pièges d'interface pour un continuum d'états est [12]:

$$\Delta C(t) = A \int_{E_{vs}}^{E_{cs}} D_{it}(E_s) f_s(E_s, t) dE \quad (2-17)$$

où: $D_{it}(E_s)$ est la densité des états d'interface à la position énergétique E_s et $f_s(E_s, t)$ est la fonction d'occupation des états d'interface par des trous.

La méthode DLTS consiste à analyser ce régime transitoire par des méthodes de filtrage telles que la méthode du double échantillonnage [13] dans laquelle le transitoire $\Delta C(t)$ est corrélé avec un filtre $F(t)$ dont la forme est présentée à la figure 9:

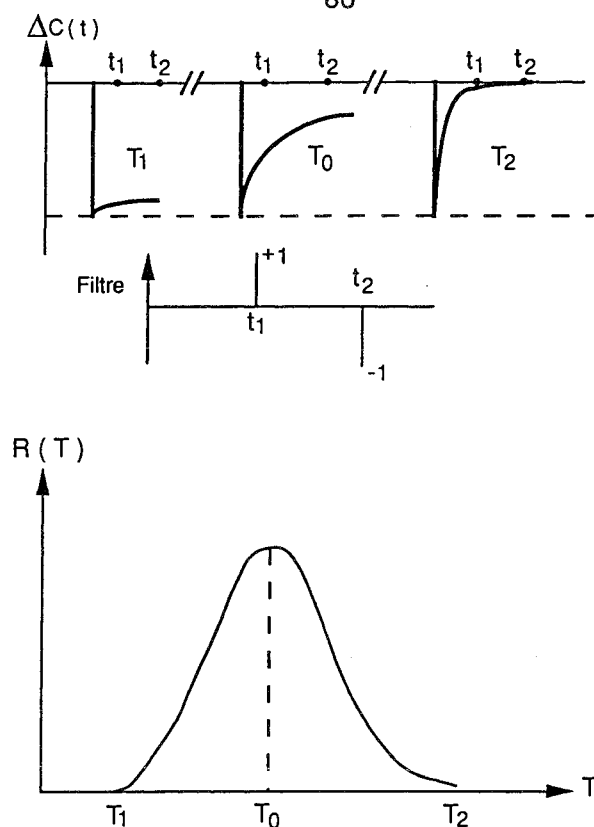


Fig. 9: Filtrage par la méthode du double échantillonnage.

Dans le cas d'un niveau d'énergie discret, l'amplitude de la réponse DLTS $R(T)$ (T étant la température) est maximale quand, à une température T_0 donnée, le coefficient d'émission des trous, $e_p(T_0)$, coïncide avec la fenêtre d'émission fixée e_{p0} par le choix des temps d'échantillonnage t_1 et t_2 (figure 9). En réalité, pour une interface où il existe un continuum d'états, la situation est plus compliquée. En effet, à toute température, il existe un piège où le taux d'émission tombe dans la fenêtre d'émission choisie, et le signal DLTS, $R(T)$, est alors une représentation directe de ce continuum d'états (figure 10).

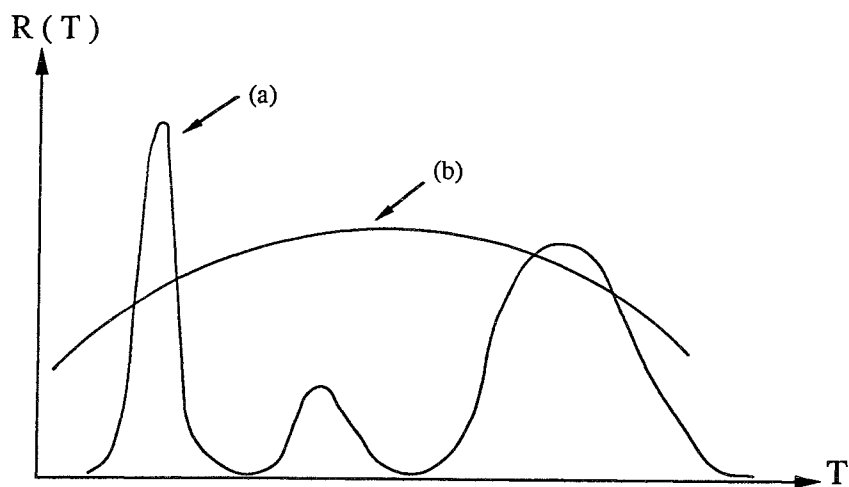


Fig. 10: Signaux typiques de la réponse DLTS: (a) états discrets, (b) continuum d'états.

En pratique, nous avons utilisé une autre méthode de filtrage qui se caractérise par un meilleur rapport signal / bruit. C'est la détection synchrone double phase [14, 15] qui consiste à corréler le transitoire $\Delta C(t)$ avec un filtre $F(t)$ représenté à la figure 11:

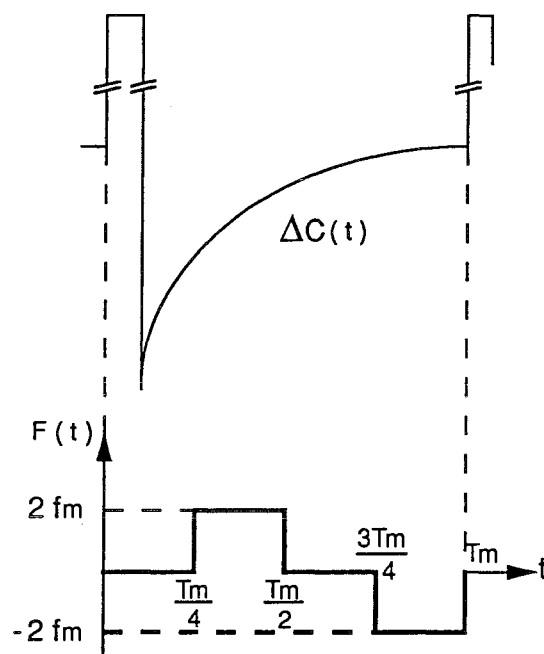


Fig. 11: Transitoire de capacité ($\Delta C(t)$) et filtre à détection synchrone double phase ($F(t)$).

La réponse DLTS, $R(T)$, est égale à la convolution de $\Delta C(t)$ avec $F(t)$ [16]:

$$R(T) = A \int_0^{T_m} F(t) \int_{E_{vs}}^{E_{cs}} D_{it}(E_s) f_s(E_s, t) dE_s dt \quad (2-18)$$

après calcul, on a:

$$R(T) = 0.432 A kT D_{it}(E_m) \quad (2-19)$$

la position énergétique est donnée par:

$$E_m = E_v + kT \ln\left(\frac{\sigma_p N_v V_p}{e_{po}}\right) \quad (2-20)$$

les expressions (2-19) et (2-20) donnent le profil énergétique de la densité des états d'interface dans le bas de la bande interdite du semiconducteur. En effet, le signal DLTS est dû à l'émission des porteurs majoritaires, ce qui dans notre cas, correspond à l'émission de trous. Un exemple donnant $D_{it}(E_m)$ est donné à la figure 12:

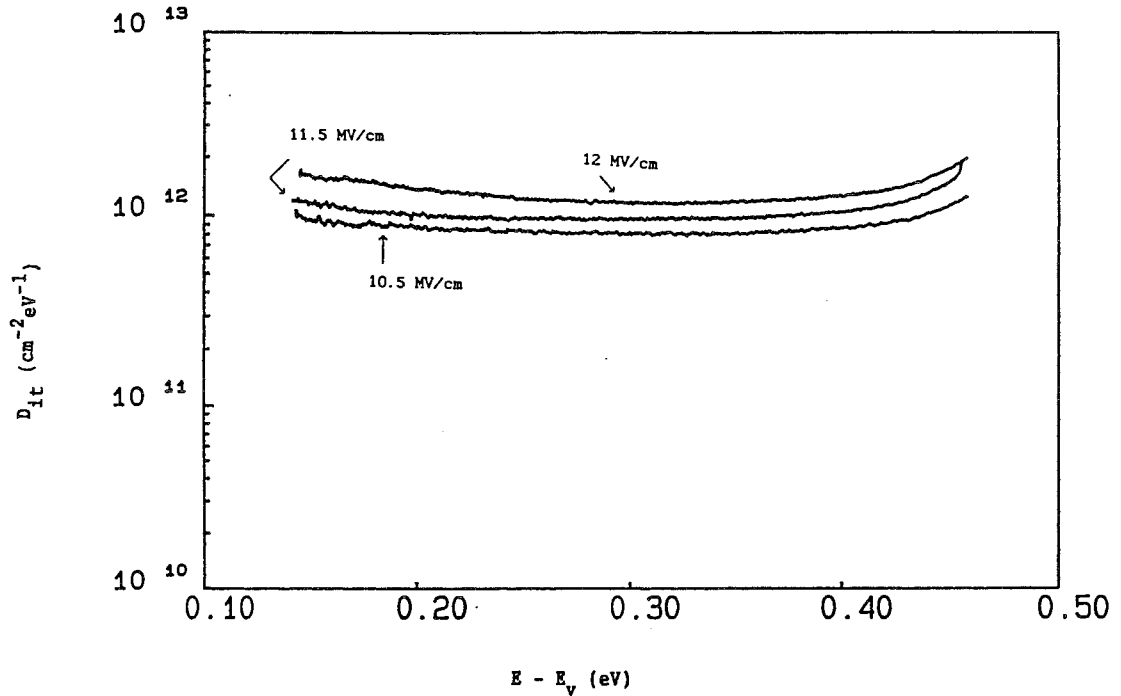


Fig. 12: Spectre $D_{it}(E_m)$ obtenu sur un échantillon MOS (P) à grille Si-poly. dégradé ($N_{inj} = 10^{20} \text{ cm}^{-2}$ pour: -10.5, -11.5 et -12 MV/cm) et dont les caractéristiques sont: $N_A = 1.7 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, $e_{ox} = 11 \text{ nm}$ et $S = 4 \times 10^{-4} \text{ cm}^2$.

b) Montage électrique de la méthode DLTS

Le montage de mesure est composé:

- d'un capacimètre haute fréquence (1 MHz),
- d'une détection synchrone double phase, tous les appareils de mesure sont synchronisés sur la fréquence des impulsions envoyées par le générateur d'impulsion (G.I.),
- d'un échantillonneur-bloqueur (E.B.) installé entre le capacimètre et la détection synchrone. Il empêche la saturation des amplificateurs de la détection par la brusque augmentation de capacité de C_0 à C_{ox} lors du remplissage des pièges. La saturation du capacimètre est évitée en travaillant avec une ligne de base (capacité au repos) située à moins de 60 % du calibre pleine échelle. A la sortie de l'E.B., on ne récupère que le transitoire de capacité,
- d'un générateur rapide (HP 8112 A) qui fournit la polarisation

(ligne de base et impulsion); (G.I.),

→d'un micro-ordinateur pour la commande des appareils, le calcul et la sauvegarde des résultats,

→d'un cryostat à circulation d'azote liquide où l'on monte l'échantillon à étudier,

→d'un régulateur de température à vitesse de chauffe variable,

→d'une table traçante,

→d'un oscilloscope pour visualiser le transitoire $\Delta C(t)$.

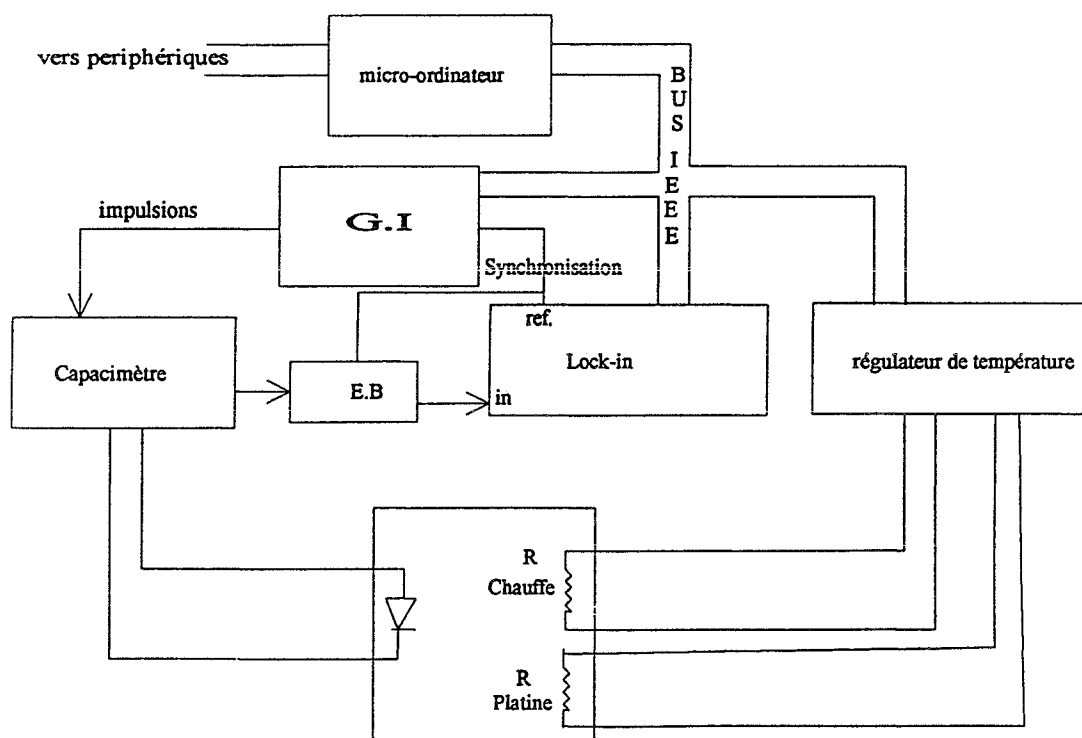


Fig. 13: Bloc de mesure de la méthode DLTS.

c) Limites de validité de la méthode DLTS

L'emploi de la DLTS en vue de la détermination de la distribution énergétique de la densité des états d'interface dans la bande interdite du semiconducteur implique certaines approximations: la simplification de la fonction d'occupation à l'expression (2-41) [12] pour la mesure du signal $R(T)$. Pour la détermination de $D_{it}(E_m)$, nous avons aussi considéré que la section de capture étant constante (\approx à 10^{-15} cm^2) bien qu'elle puisse varier en fonction de la position énergétique du piège d'interface et en fonction de la température [17-20]. La détermination de la section efficace de capture et de l'énergie du piège à partir de la courbe d'Arrhénius (2-63) n'est en général pas possible dans le cas d'un continuum, car on ne peut pas repérer avec précision un niveau d'énergie choisi parmi ce continuum. La détermination précise de la section de capture requiert une analyse rigoureuse de mesures DLTS utilisant de faibles amplitudes des pulses de remplissage (méthode DLTS à énergie résolue; ERDLTS) [17,20].

Un autre paramètre essentiel pour la DLTS concerne le balayage en température. L'intervalle de température utilisé ici est [77 - 250 K]. Car au delà de 250 K, le pic caractéristique des porteurs minoritaires apparaît (la génération des électrons n'est plus négligeable). A basse température, la méthode est limitée par le temps de formation de la zone de déplétion; ce temps est d'autant plus élevé que la température est basse ($\approx 1 \mu\text{s}$ à 40 K) [21]. Ces raisons justifient notre choix limité à 77 K comme basse température car le système cryogénique utilise l'azote liquide.

3) La méthode LTCVD (Jenq)

La méthode de déplacement de $C_{HF}(V_g)$ à basse température (LTCVD), appelée aussi méthode de Jenq [22] permet, à partir d'un "aller - retour"

en tension dans une caractéristique $C_{HF}(V_g)$ hors - équilibre relevée à basse température (77 - 100 K), de mesurer la densité totale des états d'interface dans toute la région centrale de la bande interdite du semiconducteur (sur 0.5 à 0.7 eV).

a) Principe de la méthode LTCVD

La figure 13 représente la mesure de la caractéristique $C_{HF}(V_g)$ par la méthode LTCVD. Cette méthode est basée sur une mesure à basse température en deux étapes: la première étape consiste à faire une mesure de $C_{HF}(V_g)$ du régime d'accumulation vers la déplétion profonde de façon assez rapide pour qu'il n'y ait pas de changement d'état d'occupation des pièges d'interface (pendant cette étape, les trous restent "gelés" dans les pièges d'interface). Une fois au point B de la figure 14, l'échantillon est éclairé pendant quelques secondes (≈ 10 sec) en lumière visible pour générer des paires électrons-trous et donc créer une zone d'inversion. Ce qui provoque une augmentation de la valeur de la capacité vers le point C. Les porteurs minoritaires sont alors capturés par les états d'interface qui changent d'état d'occupation. La charge à l'interface devient négative et l'éclairement est arrêté.

La deuxième étape est entamée en faisant le chemin inverse, c'est à dire en décrivant la caractéristique $C_{HF}(V_g)$ de l'inversion (point C) vers l'accumulation (point A) à la même vitesse qu'auparavant. En partant du point C vers le point D, la capacité reste constante à une valeur supérieure à celle obtenue à l'équilibre thermique à cause de l'excès d'électrons à l'interface. Ces électrons vont être chassés de la zone de charge d'espace sous la variation de la tension grille et quand leur densité devient négligeable, la zone de désertion apparaît (entre les points D et E). Le décalage entre les points D et D' est dû au changement d'état de charge dans les pièges d'interface et sa mesure permet de déterminer la densité totale (le nombre de pièges par cm^2) des défauts

d'interface, ΔN_{it} , à partir de la relation [22]:

$$\Delta N_{it} = \frac{(V_{DD'} - V_{FF'}) \epsilon_{ox}}{q e_{ox}} \quad (2-21)$$

Dans la zone de désertion à partir du point F vers le point A, les deux courbes ne sont pas superposées; l'hystérésis dû aux états lents qui peuvent échanger des porteurs avec les bandes de valence et de conduction du silicium [23]. C'est la raison pour laquelle, on soustrait le décalage en tension $V_{FF'}$, du décalage total $V_{DD'}$, dans (2-21).

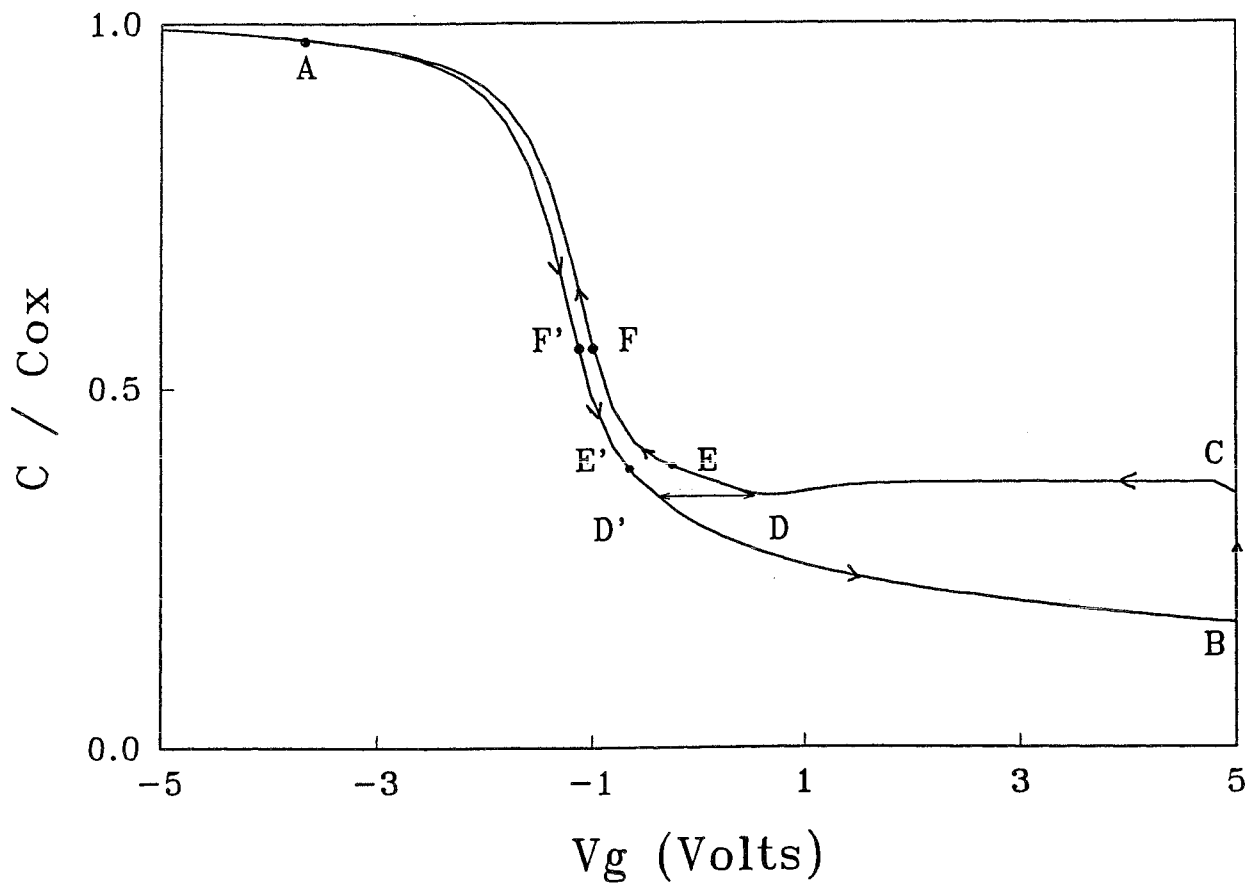


Fig. 14 Principe de détermination de la densité des états d'interface (cm^{-2}) par la méthode de Jenq.

L'équation (2-21) donne la densité totale des états d'interface dans la zone centrale de la bande interdite du semiconducteur sur une largeur de 0.5 à 0.7 eV. Au delà de cet intervalle, les états d'interface ont le temps d'émettre les trous. L'appareillage de mesure de la méthode LTCVD est le même que celui de la méthode HLFCV.

b) Limites de validité de la méthode de Jenq

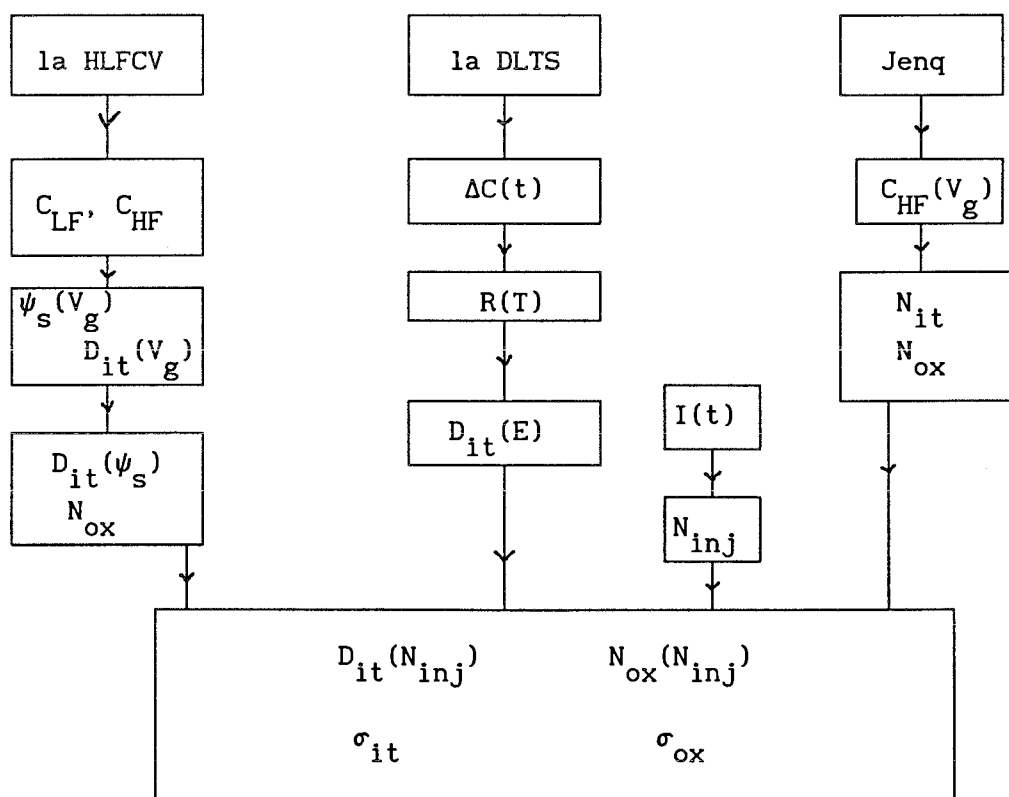
Bien qu'il s'agisse d'une méthode simple, la LTCVD n'est valable que lorsqu'on arrive à distinguer la portion montante DE (figure 14 qui doit être parallèle à la portion D'E'). L'apparition du bord montant n'est visible que si la température est suffisamment basse ($T \leq 100$ K) et la vitesse de balayage est assez élevée ($dV / dt = \pm 1$ V/ sec) [22]. En principe si ces deux conditions sont réunies, la fenêtre en énergie où la densité des pièges d'interface est mesurée est large. Si la vitesse de balayage est faible, l'écart entre D et D' diminue et la densité des états d'interface se trouve sous-estimée. Si la température est élevée, la portion DE est réduite et là encore la densité ΔN_{it} est sous-estimée.

V- CONCLUSION

Nous avons traité dans ce chapitre trois méthodes électriques de caractérisation des défauts créés dans une structure MOS: la méthode HLFCV permet d'avoir à la fois la densité des défauts dans le volume de l'oxyde et la distribution énergétique ($\text{cm}^{-2}\text{eV}^{-1}$) des défauts d'interface dans la bande interdite du silicium. La méthode DLTS donne également le spectre des défauts interfaciaux, mais seulement dans la partie inférieure de la bande interdite (dans le cas où les porteurs majoritaires sont des trous). Car au delà, on aurait un "recouvrement" par les porteurs minoritaires. La méthode de Jenq permet d'avoir la densité totale des états d'interface (cm^{-2}) dans la zone centrale de la bande interdite sur une largeur de

0.5 à 0.7 eV. Cette largeur énergétique est liée à la fois à la température de mesure et à la vitesse de balayage de C_{HF} .

Bien que les domaines de validité de ces méthodes soient différents, il y a des points de "rencontre" en fiabilité et en précision quant à leur application pour l'étude des échantillons utilisés dans ce travail. Cependant, le but principal ne consiste pas à faire des comparaisons de façon systématique entre ces méthodes (voir chap. 5, parag. E sur la comparaison expérimentale entre la HLFCV, la DLTS et la méthode de Jenq dans le cas du lot 231) mais plutôt à les utiliser chacune dans son domaine de validité afin de pouvoir cerner certaines propriétés électroniques des deux types de défauts (d'oxyde et d'interface). Le tableau suivant résume le rôle de chacune de ces trois méthodes:



Tab. 1: Résumé sur les trois méthodes de caractérisation : la HLFCV, la DLTS et la méthode de Jenq.

Références du chapitre 2

- (1) R.H. Fowler et L.N. Nordheim, Proc. R. Soc.A. **119**, 173 (1928).
- (2) P. Hesto, "Instabilities in Silicon Devices", ed. G. Barbottin et A. Vapaille, (North-Holland) **1**, 263 (1986).
- (3) S.R. Pollack et J.A. Seitchik, Appl. Sol. Stat. Sci. **1**, 343 (1969).
- (4) M. Lenzlinger et E.H. Snow, J. Appl. Phys. **40**, 278 (1969).
- (5) D.J. DiMaria, J. Appl. Phys. **47**, 4073 (1976).
- (6) Z.A. Weinberg, Sol. Stat. Eletron. **20**, 11 (1977).
- (7) R. Castagné et A. Vapaille, Surf. Sci. **28**, 157 (1971).
- (8) D.R. Keer, "Conference on Properties and Use of MIS structures", ed. J. Borel, Grenoble, France, juin 17-21, 303 (1969).
- (9) M. Kuhn, Solid-State Electron. **13**, 873 (1970).
- (10) T.J. Mego, Rev. Sci. Instrum. **57**, 2798 (1986).
- (11) E.H. Nicollian et J.R. Brews, "MOS-Physics and Technology", Wiley, 347 (1982).
- (12) K. Yamasaki, Jpn. J. Appl. Phys. **18**, 113 (1979).
- (13) D.V. Lang, J. Appl. Phys. **45**, 3023 (1974).
- (14) D. Vuillaume, thèse de Docteur-Ingénieur ISEN, Lille (1984).
- (15) D. Vuillaume, J.C. Bourgoin et M. Lannoo, Phys. Rev. B **34**, 1171 (1986).
- (16) D. Pons, thèse de Docteur Ingénieur, Paris, (1979).
- (17) N.M. Johnson, Appl. Phys. Lett. **34**, 802 (1979).
- (18) T.J. Tredwell et S.R. Viswanathan, Sol. Stat. Electr. **23**, 1179 (1980).
- (19) D. Vuillaume, R. Bouchakour, M. Jourdain et J.C. Bourgoin, Appl. Phys. Lett. **55**, 153 (1989).
- (20) D. Goguenheim, D. Vuillaume, G. Vincent et N.M. Johnson, J. Appl. Phys. **68**, 1104 (1990).

- (21) E. Rosencher, V. Mosser et G. Vincent, Sol. Stat. Comm. **45**, 629 (1983).
- (22) C-S. Jenq, doctorat de Philosophie, Université de Princeton (1978).
- (23) D.A. Buchanan, J.H. Stathis et P.R. Wagner, Appl. Phys. Lett. **56**, 1037 (1990).

Chapitre n°3

DESCRIPTION DES ECHANTILLONS

I- INTRODUCTION

Dans ce travail, toutes les expériences ont été réalisées sur des capacités métal-oxyde-semiconducteur (MOS) fabriquées sur du silicium dopé P et dont la surface est orientée (100). Nous avons étudié deux technologies différentes à la fois dans les dimensions, les dopages et dans la nature de la grille métallique. Ces structures portant les noms: LIRO4 (une technologie 0.5 μm / 30 nm) et CAPMUL (une technologie 0.5 μm / 12 nm) nous ont été fournies par le CEA - LETI (Laboratoire d'Electronique, de Technologie et d'Instrumentation du CEA de Grenoble: département de Micro-électronique). Ces échantillons se présentent sous forme de disque de silicium de diamètre 3.5 pouces (8.89 cm), sur lequel sont gravés par masquage un grand nombre de capacités et de transistors. Les masques sont différents pour les deux types d'échantillons étudiés. Les mesures se font sous pointes.

II- STRUCTURE MOS TYPE LIRO4 (fig. 1)

Ces structures MOS ont été dopées au bore à $2.5 \times 10^{15} \text{cm}^{-3}$, oxydées thermiquement à 900 °C (oxydation sèche) en présence de 5 % de HCl. Cette oxydation sèche est suivie par un "recuit de post-oxydation" (POA: Post-Oxidation Annealing) à 1050 °C dans de l'Argon. L'épaisseur moyenne de l'oxyde, mesurée à partir de $C(V_g)$ est de 300 Å (la capacité de l'oxyde est de l'ordre de 65 pF). La grille métallique, de $5.44 \times 10^{-4} \text{cm}^2$

surface, est obtenue par évaporation d'Aluminium (Al). Après évaporation, les échantillons ont subi un "recuit de post-métallisation" (PMA: Post-Metallization Annealing) à 450 °C dans un environnement de N₂ pendant 30 mn. Ce type d'échantillon possède une faible densité initiale d'états d'interface ($\approx 5 \times 10^9$ à $5 \times 10^{10} \text{ cm}^{-2} \times \text{eV}^{-1}$ mesurée à partir de la méthode HLFCV et la DLTS). La tension de grille qui correspond aux "bandes plates" est $V_g(\psi_s = 0) = V_{FB} = -0.78$ Volt et la tension grille correspondant au milieu de la bande interdite est $V_g(\psi_s = \psi_b) = V_{mg} = -0.24$ V. Ce qui donne, si on considère que toute la charge d'oxyde se trouve localisée très près de l'interface Si / SiO₂, une densité de charge positive native de l'ordre de $N_{ox} = 1.7 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$.

III- STRUCTURE MOS TYPE CAPMUL (fig. 2)

Ces capacités ont été fabriquées sur du silicium orienté (100), dopé avec du bore à $1.7 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ (résistivité de l'ordre de 6 - 8 $\Omega \times \text{cm}$). L'oxyde thermique est réalisé en deux étapes: une première phase consiste à faire une oxydation à 900 °C pendant 5 minutes dans un environnement d'oxygène avec 33 % de N₂. Dans la deuxième étape toujours à la même température (900 °C) l'oxydation dure 27 minutes sous oxygène avec 30 % de N₂ et 3 % de HCl. Le retour à l'ambiante dure 30 mn en présence de N₂. La grille dont la surface fait $4 \times 10^{-4} \text{ cm}^2$ est du silicium polycristallin. A la fin, ces échantillons CAPMUL ont subi un recuit à 450 °C dans un environnement de H₂ + N₂. Nous en avons étudié deux variétés; lot 231 et lot 689:

Les capacités du lot 231 ont été soumises, après oxydation thermique (112 Å d'épaisseur mesurée à partir de $C(V_g)$; $C_{ox} \approx 123$ pF), à une implantation de bore à $3.5 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ sous 40 KeV afin d'ajuster la tension seuil des transistors (capacités et transistors sont fabriqués sur la même plaquette).

Les capacités du lot 689 ont subi la même quantité d'implantation, mais avant oxydation thermique (104 \AA d'épaisseur mesurée à partir de $C(V_g)$; $C_{ox} \approx 133 \text{ pF}$). Ces deux variétés ont subi en fait, le même procédé de fabrication. Les différences concernent d'une part, l'implantation de bore à travers l'oxyde pour le lot 231, et avant oxydation pour le lot 689 et d'autre part, le procédé d'isolation: oxydation locale du silicium (LOCOS: Local Oxidation of Silicon) pour le lot 231 et oxydation locale à interface scellée (SILO: Sealed Interface Local Oxidation) pour le lot 689.

Ces deux variantes possèdent la même densité initiale moyenne d'états d'interface ($D_{ito} = 1.6 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2} \times \text{eV}^{-1}$). Quant à la charge effective d'oxyde, pour le lot 231, on a $V_{FB} = -1.04 \text{ V}$ et $V_{mg} = -0.08 \text{ V}$, soit $N_{ox} = 1.55 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$; pour le lot 689, $V_{FB} = -1.06 \text{ V}$ et $V_{mg} = -0.08 \text{ V}$ soit $N_{ox} = 1.66 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$. Toutes ces valeurs ont été déterminées à partir de la méthode HLFCV. Le tableau suivant résume les principales caractéristiques technologiques des échantillons étudiés:

	Si(P) dopage (cm^{-3})	procédé d'isolation	oxydation sèche	e_{ox} (Å)	POA	implant. d'ajust. de seuil	grille	PMA
LIR04	2.5×10^{15}	—	900 °C, O_2 5 % HCl	300	1050°C Ar	—	Al	450 °C N ₂ 30 mn
CAPMUL 231	1.7×10^{17}	LOCOS	900 °C, O_2 33 % N ₂ 5 mn, - puis -	112	900°C O_2 25 mn puis	travers oxyde 3.5×10^{12} 40 KeV	Si-poly	450 °C N ₂ + H ₂
CAPMUL 689	1.7×10^{17}	SILO	900 °C, O_2 30 % N ₂ +3 %HCl 27 mn	104	900°C Ar 5 mn	avant oxyde 3.5×10^{12} 40 KeV	Si-poly	30 mn

Tab. 1: Principales caractéristiques technologiques des échantillons étudiés.

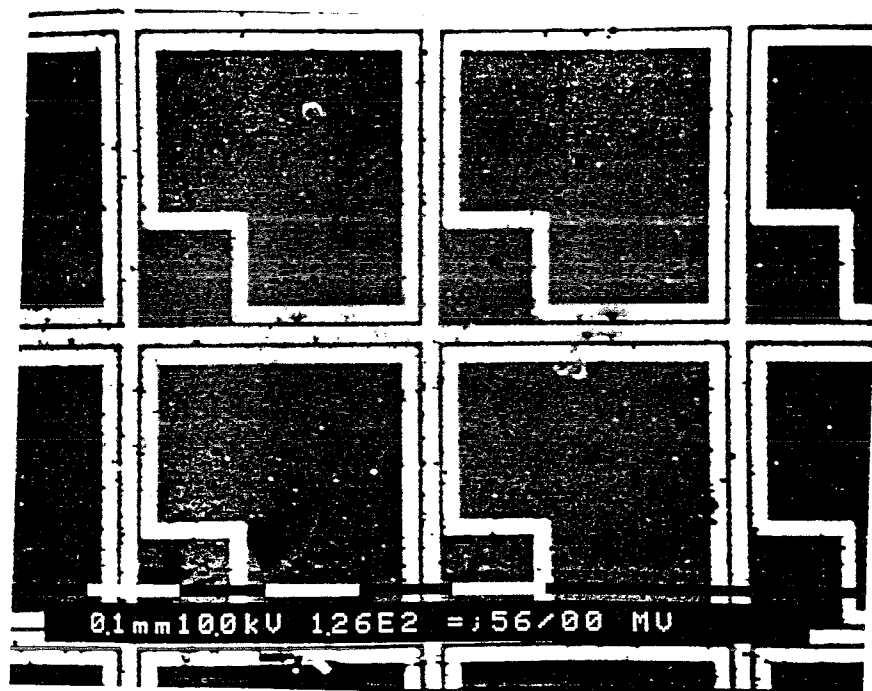


Fig. 1: Image en électrons secondaires montrant des capacités MOS de la technologie LIR04.

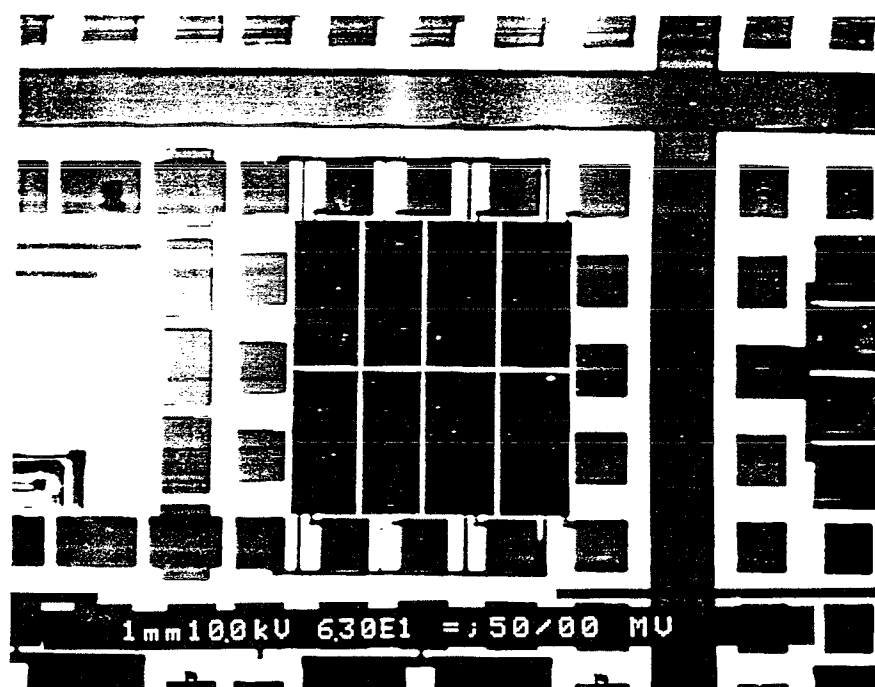


Fig. 2: Image en électrons secondaires montrant des capacités MOS de la technologie CAPMUL.

Définition de:

LOCOS: Oxydation Locale du Silicium; l'isolation entre deux circuits adjacents dans la technologie VLSI (very large scale integration) est réalisée par l'introduction localement d'une couche épaisse de SiO_2 ($\approx 1000\text{nm}$). Cette couche se forme dans une fenêtre délimitée par une couche de Si_3N_4 . Ces structures sont alors appelées LOCOS et la zone de transition entre l'oxyde épais et le film de Si_3N_4 est appelée "bec d'oiseau" (fig. 3). Dans ce procédé d'isolation, des défauts tels que des dislocations et des effets d'entassement peuvent être formés à cause des contraintes de bords dans le bec d'oiseau [1,2].

SILO: Ici aussi, l'oxydation est freinée par un film de Si_3N_4 , mais le "bec d'oiseau" est réduit par une transition abrupte (fig. 3). Le procédé SILO est moins néfaste que le procédé LOCOS car, il réduit la densité des défauts sur le bord des échantillons par la réduction du bec d'oiseau.

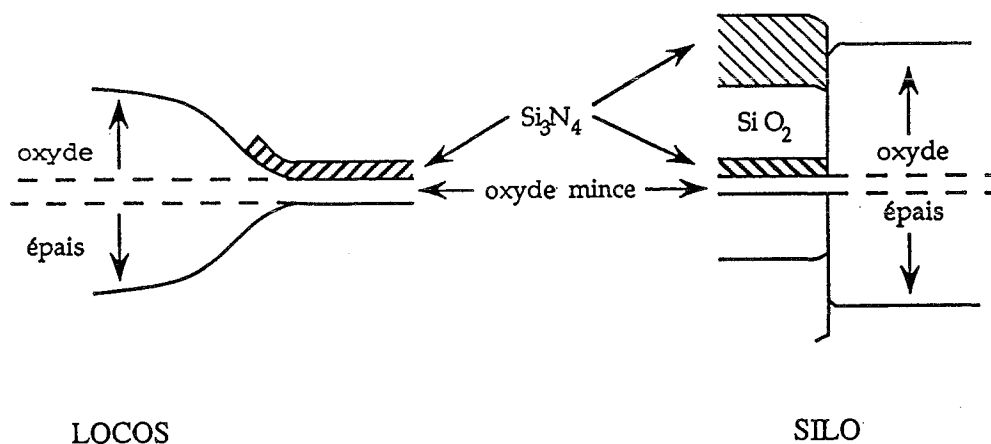


Fig. 1: Procédés d'isolation dans les échantillons CAPMUL.

Références du chapitre 3

- (1) J. Vanhellemont, S. Amelinckx et C. Claeys, J. Appl. Phys. **61**, 2170 (1987).
- (2) J. Vanhellemont, S. Amelinckx et C. Claeys, J. Appl. Phys. **61**, 2176 (1987).

Partie II

RESULTATS EXPERIMENTAUX

CARACTERISATION DES DEFAUTS DANS
DES STRUCTURES MOS

INTRODUCTION A LA PARTIE II

Dans ce travail, nous nous sommes fixés comme objectif l'étude des propriétés des défauts créés dans une structure MOS (défauts d'oxyde et défauts d'interface) lors d'une injection de porteurs à travers l'oxyde, et l'étude de leurs mécanismes de création. Il est à rappeler qu'il s'agit de contraintes uniformes, réalisées par l'application de champs électriques très intenses à travers l'oxyde de grille où l'injection Fowler - Nordheim d'électrons est faite à partir de la grille vers le substrat de silicium. Pour les deux technologies (LIR04 et CAPMUL), nous avons fait des dégradations à différents champs et à différentes températures. La méthode de mesure que nous avons utilisée le plus souvent est la HLFCV du fait de sa rapidité et du fait que c'est la seule méthode électrique de caractérisation des structures MOS qui permet de déterminer les densités des défauts sans l'utilisation de basses températures comme pour la méthode de Jenq, ni balayage en température comme pour la méthode DLTS.

Nous avons étudié d'une part, l'évolution des densités des défauts à la fois en fonction de la charge injectée et en fonction du champ électrique de contrainte et d'autre part, l'évolution des densités des défauts en fonction de la température de contrainte de deux manières: en premier lieu, l'étude est faite par une caractérisation à la température de dégradation et en second lieu, par une caractérisation à la température ambiante. Ces résultats nous permettront de proposer un modèle pour les mécanismes de dégradation d'une structure MOS.

Dans cette deuxième partie, nous présentons et discutons des résultats expérimentaux, tout d'abord, sur l'échantillon LIR04 dans le chapitre 4, puis des résultats sur les deux variantes CAPMUL (lot 231 et lot 689) dans le chapitre 5 et nous faisons, à la fin de ce chapitre (chap. 5) certaines comparaisons entre ces variantes technologiques. Enfin, nous donnons une conclusion générale sur le travail réalisé ici et citons quelques projets et perspectives.

Chapitre n°4
RESULTATS EXPERIMENTAUX SUR
LA TECHNOLOGIE 0.5 μm / 30 nm (LIR04)

I- INTRODUCTION

L'étude des défauts créés dans l'échantillon LIR04 a été effectuée par la méthode HLFCV [1] seulement. Cette méthode a été appliquée à la fois à basses (77 à 300 K) comme à hautes températures (300 à 400 K) pour caractériser les défauts induits par injection d'électrons type Fowler - Nordheim réalisée elle aussi à différentes températures. Ceci va nous permettre d'étudier d'une part l'évolution des densités de défauts d'oxyde et d'interface en fonction de la variation de température et de déterminer dans le cas d'une dépendance, l'énergie d'activation thermique du mécanisme de création, et d'autre part d'étudier la corrélation entre ces deux types de défauts. Autrement dit, nous allons vérifier si les mécanismes de création des défauts générés dans une structure MOS sont activés thermiquement, et s'il existe une corrélation entre défauts d'oxyde et états d'interface. L'échantillon LIR04 a subi des dégradations à basses (77 à 300 K) et à hautes températures (300 à 400 K) sous les mêmes champs électriques dont les valeurs moyennes sont: -9; -9.5 et -9.75 MV/ cm, et pour les mêmes densités d'électrons injectés dont le procédé de détermination est donné dans le paragraphe qui suit.

II- DENSITE D'ELECTRONS INJECTES DANS UNE STRUCTURE MOS

Lors d'une contrainte à tension constante, la grille est polarisée négativement par rapport au semiconducteur. La tension appliquée est

suffisamment élevée de telle sorte que les électrons puissent, à partir de la grille, traverser l'oxyde par effet tunnel vers le semiconducteur (voir chapitre 2). La densité d'électrons injectés, N_{inj} (cm^{-2}), est déterminée par la mesure et l'intégration du courant tunnel:

$$N_{inj} = \frac{1}{q S} \times \int_0^{t_c} i(t) dt \quad (4-1)$$

où q est la valeur absolue de la charge d'un électron ($= 1.6 \times 10^{-19}$ C), S la surface de la structure MOS (en cm^2), $i(t)$ le courant tunnel (en Amp.) qui traverse l'échantillon pendant la durée de contrainte t_c (en secondes).

III- VIEILLISSEMENT A TEMPERATURE AMBIANTE

La figure 1 illustre, pour un champ électrique donné, l'effet de la densité d'électrons injectés sur la déformation et le déplacement des caractéristiques électriques $C(V_g)$ (C_{HF} et C_{LF}): la caractéristique $C_{HF}(V_g)$ se déplace presque parallèlement à l'axe des tensions dans le sens négatif. Elle présente une faible inclinaison dans la zone de désertion. Ce déplacement est d'autant plus fort que la densité de charge injectée est élevée. Ceci est expliqué par la création d'une charge d'oxyde induite par l'injection d'électrons. De plus, la pente de la caractéristique $C_{HF}(V_g)$ en désertion est de moins en moins forte avec l'augmentation de la densité d'électrons injectés; on observe un "allongement" de la caractéristique $C_{HF}(V_g)$ dans la zone de désertion. Ceci est une conséquence directe de la création des pièges à l'interface Si / SiO₂, car la charge de grille nécessaire pour créer un potentiel de surface donné, dépend de la densité des pièges d'interface. La caractéristique $C_{LF}(V_g)$, en plus du déplacement dans le même sens que $C_{HF}(V_g)$, présente une déformation dans le creux de façon asymétrique qui se manifeste sous forme d'un petit pic dans la distribution énergétique des états d'interface

situé dans la partie supérieure de la bande interdite du semiconducteur, (notamment pour les fortes injections (fig. 2)). Ce résultat a été observé par d'autres auteurs [2,3].

Puisque la méthode HLFCV permet de séparer entre les défauts d'oxyde et les états d'interface, nous allons traiter ces défauts séparément.

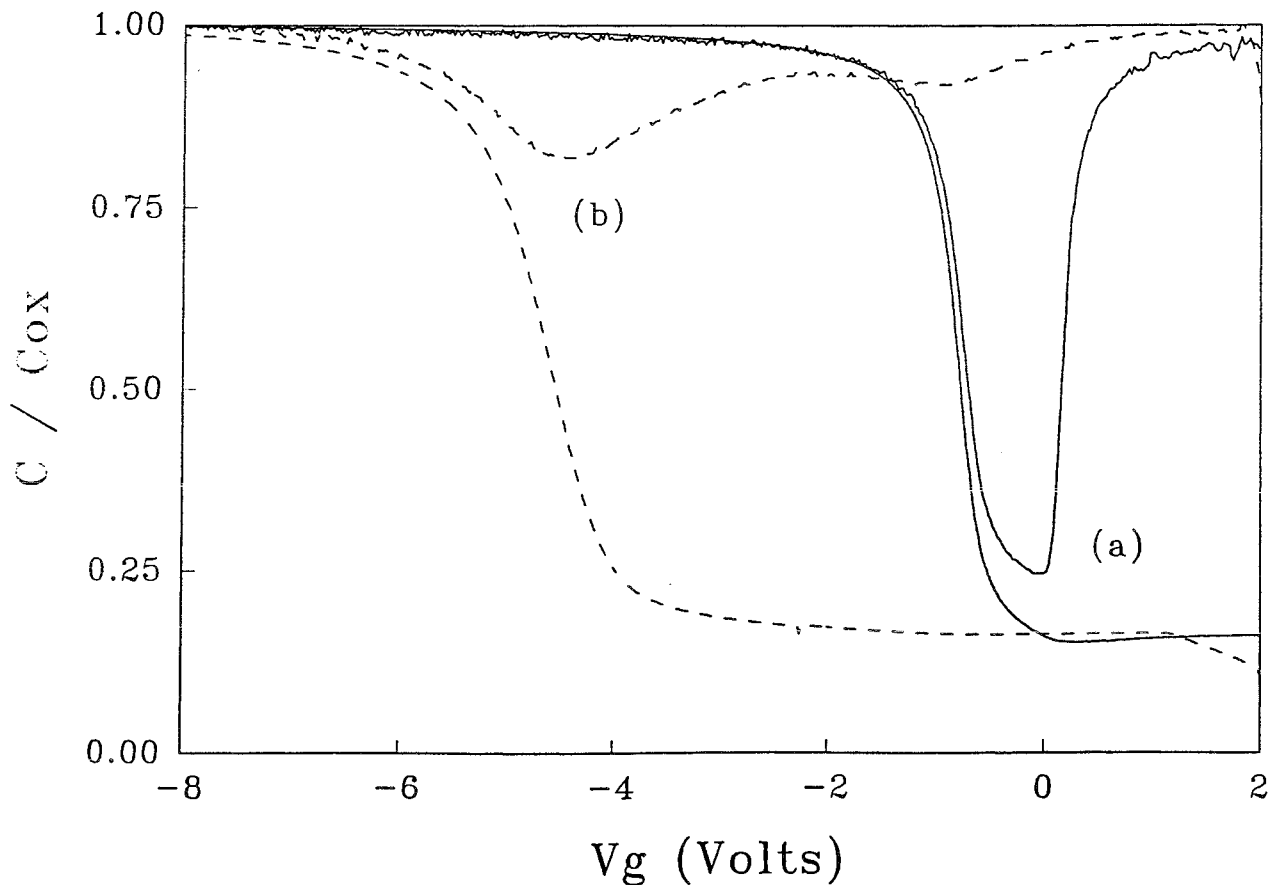


Fig. 1: Effet de la dégradation sur les caractéristiques électriques capacité - tension basse et haute fréquence: (a) $C(V_g)$ avant contrainte, (b) après contrainte pour $E = -9.75$ MV/cm et $N_{inj} = 10^{17}$ cm⁻².

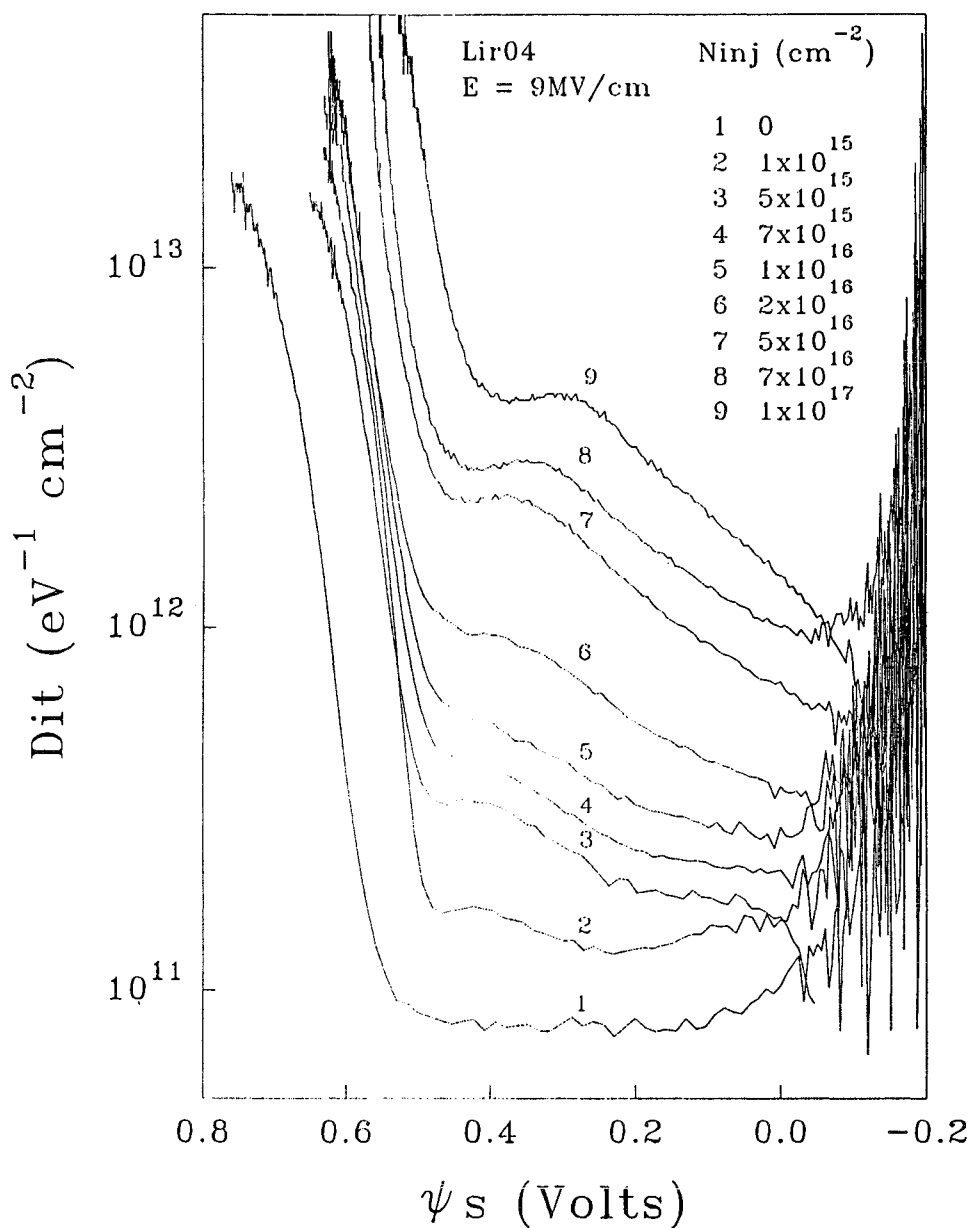


Fig. 2: Effet de la dégradation sur la distribution énergétique des états d'interface dans la bande interdite du semiconducteur.

A) Défauts d'oxyde

1) Mécanisme de création de la charge d'oxyde

La détermination des défauts d'oxyde (leur densité effective et leur signe) peut être effectuée à partir de la mesure de $C_{HF}(V_g)$ par la mesure de V_{mg} (tension grille qu'il faut appliquer à la structure MOS pour

positionner le niveau de Fermi, à l'interface Si / SiO₂, au milieu de la bande interdite du semiconducteur). Seules les charges d'oxyde contribuent à cette tension particulière pour laquelle on considère qu'il y a autant d'états d'interface donneurs en dessous du niveau de Fermi que d'états accepteurs au dessus [4] (voir chap. 2). Ceci n'est valable que s'il y a une symétrie, par rapport au milieu de la bande interdite du silicium dans la distribution énergétique des états d'interface, ce qui n'est pas le cas dans la figure 2. Il n'est donc pas indispensable de suivre la variation de V_{mg} . La variation de la densité de la charge créée dans l'oxyde sera présentée par la variation de V_{FB} dans laquelle on ne tiendra pas compte de la contribution de la charge nette piégée à l'interface Si / SiO₂. Dans les figures qui suivent (fig. 3, 4 et 5), nous présentons des résultats expérimentaux obtenus sur les défauts d'oxyde.

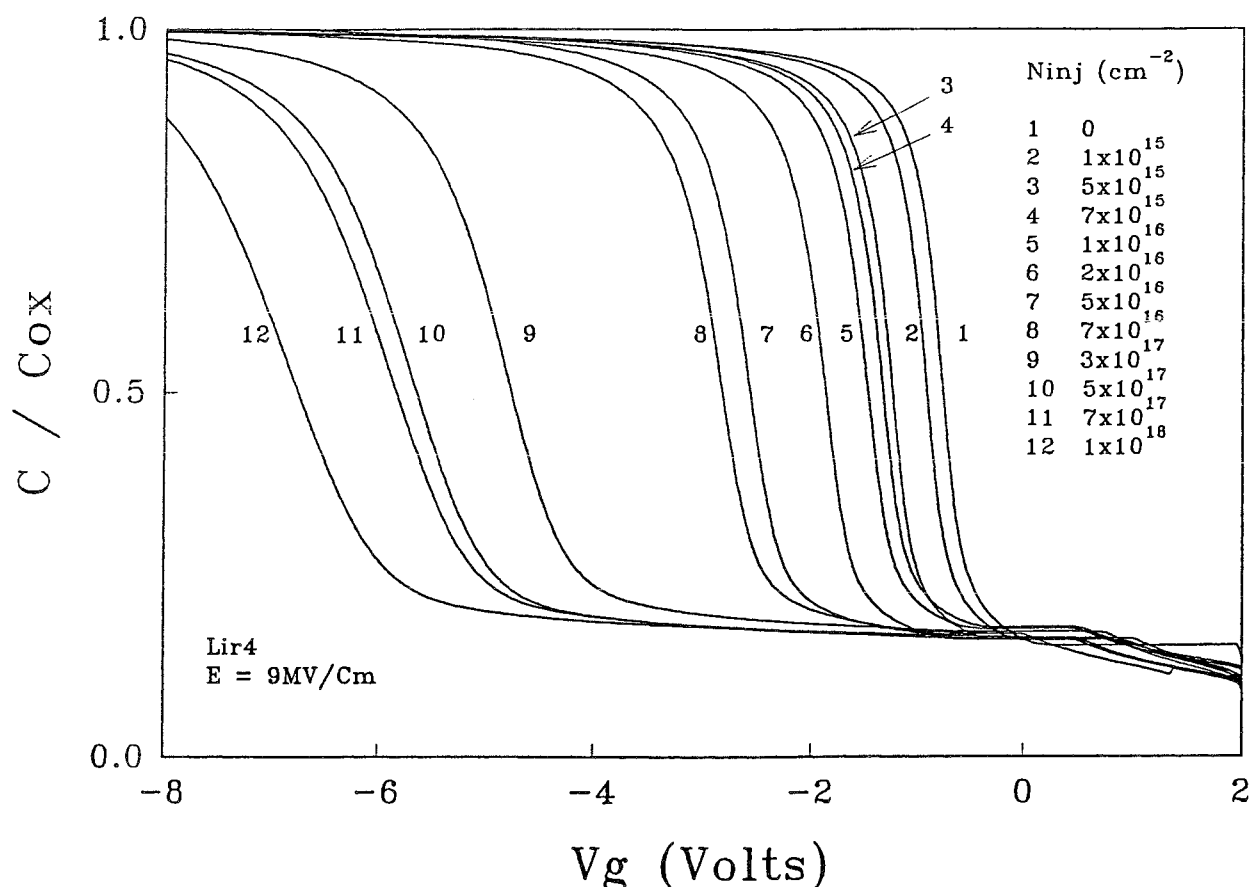


Fig. 3: Effet des défauts d'oxyde sur la caractéristique capacité - tension haute fréquence.

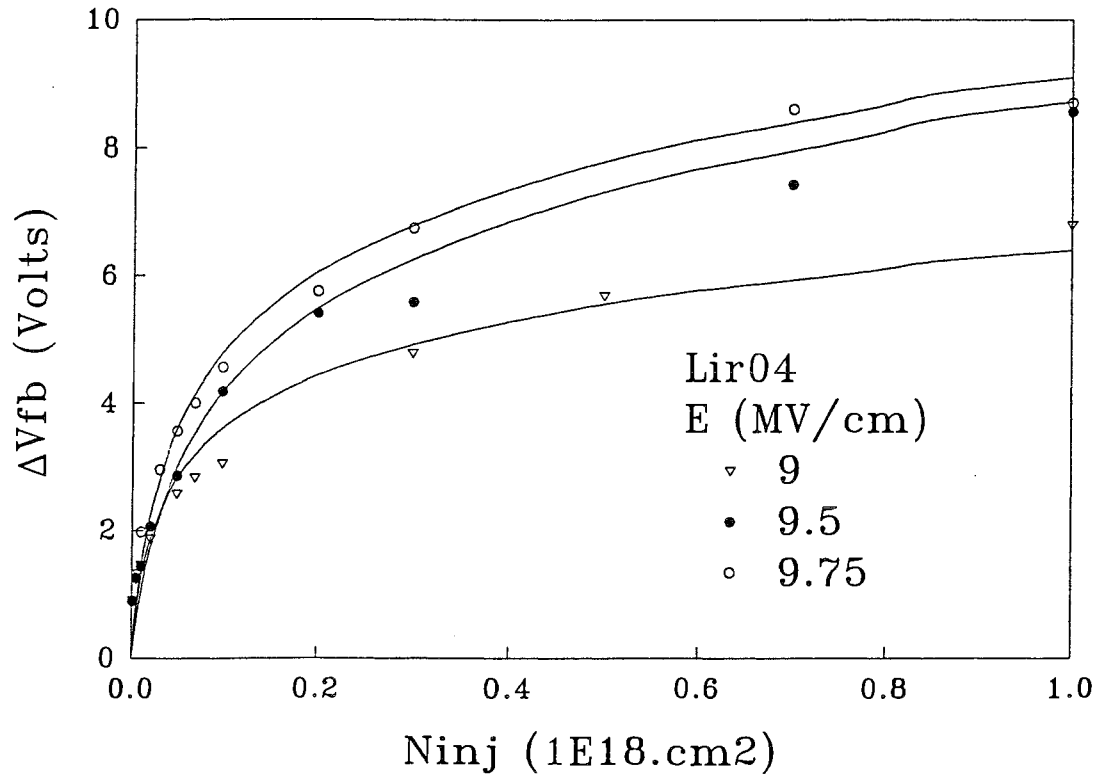


Fig. 4: Variation de la tension grille de bandes plates (V_{FB}) en fonction de l'injection (N_{inj}) pour trois champs de contrainte: -9; -9.5 et -9.75 MV/cm.

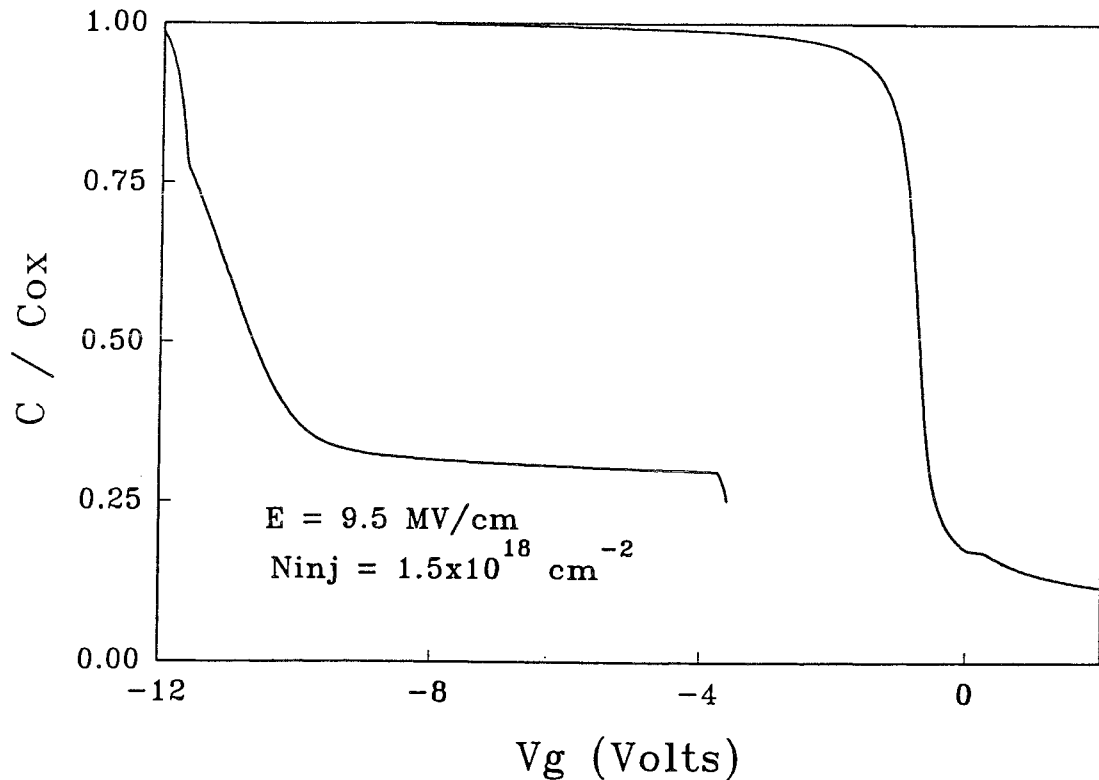


Fig. 5: Caractéristique capacité-tension haute fréquence déformée après une injection de $1.5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-2}$ sous un champ de -9.5 MV/cm.

La figure 3 montre le déplacement de $C_{HF}(V_g)$ parallèlement à l'axe des tensions vers les valeurs négatives, nous indiquant que la charge globale créée dans l'oxyde est une charge positive d'après la relation (voir appendice 1-B):

$$\Delta V_{FB} = - \frac{\bar{x}}{\epsilon_{ox}} Q_{ox} \quad (4-2)$$

La figure 4 montre le déplacement de la tension ΔV_{FB} en fonction de la densité d'électrons injectés pour des champs électriques de contrainte dont les valeurs moyennes sont: -9, -9.5, -9.75 MV/cm. La tension grille des "bandes plates", V_{FB} , est une mesure directe de la charge effective créée dans le volume de l'oxyde. ΔV_{FB} augmente avec la densité d'électrons injectés et présente un début de saturation pour les fortes injections. Le déplacement de $C_{HF}(V_g)$ en fonction de la tension de polarisation (tension de grille) demeure dans le même sens jusqu'à déformation de la caractéristique $C_{HF}(V_g)$ comme indiqué dans la figure 5.

Tenant compte de l'évolution de ΔV_{FB} en fonction de la densité de charges injectées, nous supposons qu'il y a un seul type de charge dans l'oxyde qui est positive et dont la densité et le centroïde sont déterminés par la combinaison des caractéristiques $C_{HF}(V_g)$ et $I(V_g^-)$ (caractéristique courant - tension en régime d'accumulation). La caractéristique $I(V_g^-)$ présente un déplacement ΔV_g^- dont la valeur est choisie pour un faible courant de l'ordre de 10^{-10} à 10^{-8} A. Le déplacement ΔV_g^- est donné par:

$$\Delta V_g^- = \frac{Q_{ox}}{\epsilon_{ox}} (e_{ox}^- \bar{x}) \quad (4-3)$$

où e_{ox} est l'épaisseur de l'oxyde et \bar{x} est le centroïde de la charge positive Q_{ox} (déterminé à partir de l'interface grille / SiO_2).

La combinaison des expressions (4-2) et (4-3) donne:

$$\bar{x} = \frac{\Delta V_{FB}}{\Delta V_{FB} - \Delta V_g^-} e_{ox} \quad (4-4)$$

Le calcul de \bar{x} pour un champ de contrainte de -9.5 MV / cm et pour différentes injections donne les valeurs suivantes:

$$\bar{x} = 0.8 \times e_{ox} \text{ à } 0.97 \times e_{ox}, \text{ soit: } 237 \text{ \AA} \leq \bar{x} \leq 290 \text{ \AA} \text{ pour } N_{inj} = 5 \times 10^{16} \text{ cm}^{-2}$$

$$\bar{x} = 0.82 \times e_{ox} \text{ à } 0.96 \times e_{ox}, \text{ soit: } 246 \text{ \AA} \leq \bar{x} \leq 288 \text{ \AA} \text{ pour } N_{inj} = 10^{17} \text{ cm}^{-2}$$

$$\bar{x} = 0.88 \times e_{ox} \text{ à } 0.94 \times e_{ox}, \text{ soit: } 265 \text{ \AA} \leq \bar{x} \leq 280 \text{ \AA} \text{ pour } N_{inj} = 10^{18} \text{ cm}^{-2}.$$

Soit une distance comprise entre 10 \AA et 63 \AA par rapport à l'interface Si / SiO_2 .

A partir de la figure 4, on peut constater que l'évolution de ΔV_{FB} en fonction de la densité de charge injectée dépend de la valeur du fort champ électrique de contrainte, E ; plus cette valeur est élevée, plus le déplacement de C_{HF} est fort. L'évolution de ΔV_{FB} pour les faibles densités d'électrons injectés est rapide. Elle ralentit pour les fortes injections, et indique un début significatif de saturation. Ces résultats sont similaires à ceux obtenus par Nissan-Cohen et al. [5]. Dans cette situation, une cinétique du premier ordre donnée souvent dans la littérature pour expliquer la génération de charge d'oxyde peut être appliquée. La variation de ΔN_{ox}^+ (ou de ΔV_{FB}) en fonction de N_{inj} peut être décrite par:

$$\Delta N_{ox}^+ = \Delta N_{ox}^{\infty} (1 - \exp(-\sigma_{cré} N_{inj})) \quad (4-5)$$

où, ΔN_{ox}^{∞} (densité effective en cm^{-2} correspondant à la saturation de la variation exponentielle), et $\sigma_{cré}$ (section efficace de création) sont des paramètres qui dépendent faiblement de la valeur du champ électrique de

contrainte. Le tableau 1 montre la dépendance en champ de ces paramètres:

E(MV/cm)	ΔN_{ox}^{∞} (10^{12} cm^{-2})	$\sigma_{\text{cré}}$ (10^{-18} cm^2)
9	3.9	6.1
9.5	6.1	3.5
9.75	5.4	7.5

Tab. 1: Paramètres calculés par "ajustement" des points expérimentaux.

Les concentrations, ΔN_{ox}^+ sont calculées en supposant le centroïde de charges positives situé à l'interface Si / SiO₂ pour laquelle la technique C(V_g) est la plus sensible. La valeur à la saturation (ΔN_{ox}^{∞}) et la section efficace de création ($\sigma_{\text{cré}}$) varient faiblement avec le champ de contrainte, E. Ceci est en accord avec des résultats antérieurs donnés par Fischetti [6,7].

La section σ reflète la probabilité de création d'un défaut dans l'oxyde par les électrons injectés. La présence d'une seule cinétique suggère la création d'un seul type de charge dans l'oxyde. La valeur de la saturation ΔN_{ox}^{∞} représente la densité totale de charges que l'on peut créer dans l'oxyde.

Pour expliquer le mécanisme de création de la charge positive dans l'oxyde, nous avons introduit le modèle d'ionisation par impact. Cette suggestion est basée sur le fait que les électrons chauds de la bande de conduction de l'oxyde continuent de déplacer la caractéristique C(V_g) jusqu'à la saturation: les électrons chauds créent des pièges à trous par ionisation jusqu'à ce que le nombre total de pièges d'oxyde soit atteint, ou jusqu'à l'apparition d'un état stationnaire dans lequel on a un phénomène de compensation entre la création de trous et le processus de capture d'électrons par ces trous. Cette saturation dépend de la valeur du

champ électrique de contrainte. D'où le choix du modèle d'ionisation par impact.

La création de défauts d'oxyde suivant la loi exponentielle est identique à la cinétique du premier ordre de remplissage de pièges d'oxyde utilisée dans la littérature [8-12]. Ce mécanisme de création peut être décrit par le modèle d'ionisation - recombinaison de charges positives [13]. Car en plus de l'ionisation par impact [14,15], il existe probablement d'autres phénomènes de collisions qui créent la charge d'oxyde. Ceci a été montré dans des études antérieures [5,13,16,17]. Nissan-Cohen et al. [13] ont montré que la dynamique de génération et annihilation de la charge positive pendant la contrainte, peut être décrite par:

$$\frac{\partial P}{\partial t} = \frac{J(t)}{q} (\alpha - \sigma P) \quad (4-6)$$

où P est le nombre de trous créés par unité de volume, α le coefficient d'ionisation par impact (en cm^{-1}) [14] et σ est la section efficace de recombinaison (ou de capture des électrons par la charge positive).

En utilisant un facteur de correction $g(x)$ (fig. 6) qui tient compte à la fois de la distance "d'accélération" des électrons et de "la région morte" (dead space); région où la chute de potentiel est inférieure à l'énergie seuil E_{th} (énergie à partir de laquelle les électrons peuvent induire des ionisations par impact), Nissan-Cohen et al. [5] ont donné la probabilité d'ionisation corrigée sous la forme de:

$$\alpha(x, E) = g(x) \alpha_0 \exp(-H / E) \quad (4-7)$$

où E est le champ électrique qui règne dans l'oxyde de grille, et α_0 et H sont des constantes. La constante H est liée à ΔW (ΔW représente la différence entre l'énergie électronique moyenne et l'énergie seuil à

partir de laquelle l'ionisation commence) et au libre parcours moyen des électrons λ ($H = \Delta W/q\lambda$) [5].

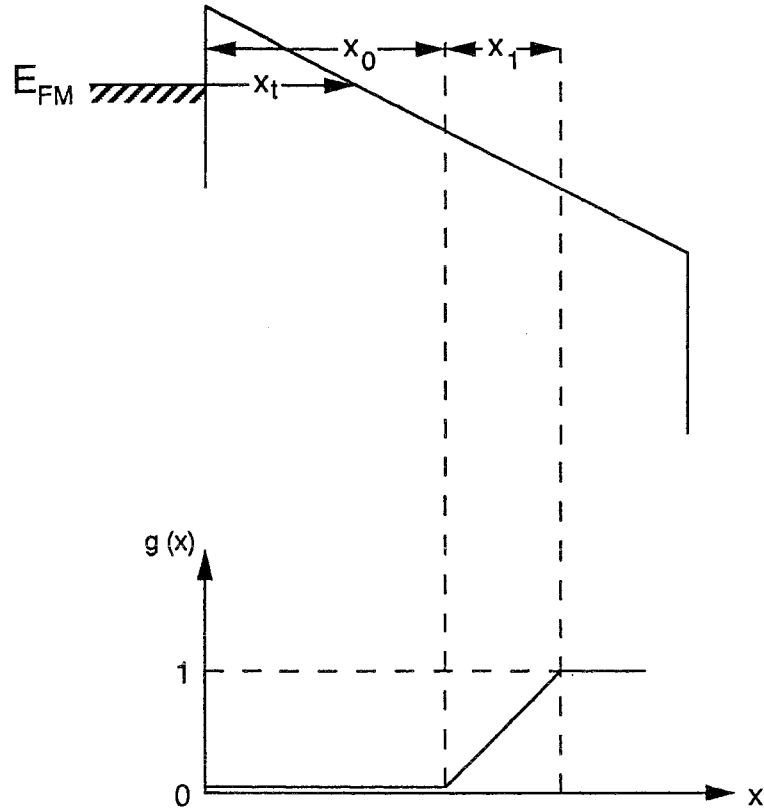


Fig. 6: Variation du facteur de correction dans l'oxyde.

D'après Nissan-Cohen et al. [5], la fonction de correction est définie de la façon suivante:

→ pour $x < x_0$, $g(x) = 0$. (la distance x est mesurée à partir de la grille métallique) et x_0 est la largeur de la "région morte"; $x_0 = E_{th}/qE(0)$, où $E(0)$ est le champ électrique à l'interface grille / SiO_2 . Si la distance "d'accélération" de la distribution énergétique des électrons est x_1 , alors pour $x > x_0 + x_1$ le coefficient d'ionisation par impact est défini par:

$$\alpha = \alpha_0 \exp(-H/E) \quad (4-8)$$

ici $g(x) = 1$ et on retrouve l'expression donnée par Solomon et al. [13].

→Pour $x_0 < x < x_0 + x_1$, région où les électrons gagnent de l'énergie, Nissan-Cohen et al. [5] ont supposé que pour cette région d'accélération, il y a une dépendance linéaire de l'énergie électronique moyenne en fonction de la distance (mesurée à partir de la grille). Dans ce cas, la charge positive est donnée par [5]:

$$\frac{\partial P}{\partial t} = \frac{J}{q} [\alpha(x, E) - \sigma_e P] \quad (4-9)$$

et:
$$\frac{\partial E}{\partial x} = -q \frac{P}{\epsilon_{ox}} \quad (4-10)$$

Ces équations résolues numériquement dans le cas où $\partial P / \partial t = 0$ [5], ont donné le profil de la distribution de charges dans l'oxyde et le profil du champ électrique E.

DiMaria et al. [18], dans une étude sur la formation de charge positive par ionisation par impact, ont simulé l'établissement de la charge positive due au piégeage de trous dans SiO_2 , par la résolution de:

$$q \frac{\partial P}{\partial t} = \sigma_p \alpha J (N_p - P) - \sigma_e J P \quad (4-11)$$

où N_p est le nombre total de pièges à trous préexistant par unité de volume dans l'oxyde, σ_p est la section efficace de capture des trous par ces sites pièges d'oxyde énergétiquement "profonds", σ_e est la section efficace de recombinaison d'électrons / trous, et α est la probabilité d'ionisation définie comme un rapport de courant de substrat sur le courant dans le canal [19]. Leur simulation semble concorder avec leurs résultats expérimentaux [18].

Dans cette étude, nous proposons un modèle simple pour expliquer la création de la charge positive et relier les paramètres ΔN_{ox}^{∞} et $\sigma_{cré}$ avec

les coefficients d'ionisation dans SiO_2 . Nous prenons les approximations suivantes: puisque la forte polarisation de contrainte appliquée à la structure MOS induit une déformation de la barrière de potentiel en une barrière triangulaire (fig. 7-a): les électrons pénètrent dans l'oxyde, gagnent de l'énergie et créent des charges positives près de l'interface Si / SiO_2 . Une partie des électrons injectés peuvent se recombiner avec la charge créée, mais ce phénomène devient négligeable au cours de l'injection des électrons [20], car la densité de la charge positive créée augmente et induit une augmentation dans le champ électrique qui règne entre l'interface injectante (grille / SiO_2) et le centroïde de charge (fig. 7-b). Ce qui entraîne une diminution de la distance "tunnel" x_t .

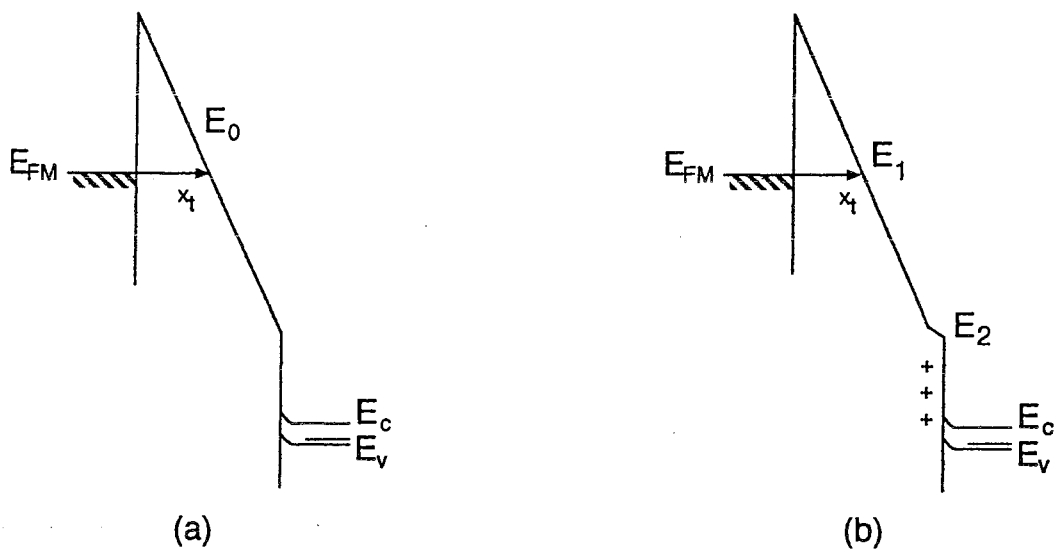


Fig. 7: (a) barrière de potentiel triangulaire due à la forte tension, (b) déformation de la barrière due à la présence de la charge positive.

Par la résolution de l'équation de Poisson, le champ électrique est donné par:

$$E_1 = E_0 + \left(1 - \frac{\bar{x}}{e_{ox}}\right) q \frac{N_{ox}^+}{\epsilon_{ox}} \quad (4-12)$$

$$E_2 = E_0 - \frac{\bar{x}}{e_{ox}} q \frac{N_{ox}^+}{\epsilon_{ox}} \quad (4-13)$$

où E_1 est le champ qui règne dans la zone située entre l'électrode injectante et le centroïde de la charge positive et E_2 le champ qui règne dans la région limitée par le centroïde de la charge positive et l'interface Si / SiO₂ (fig. 7); $E_0 = V_{ox} / e_{ox} \approx V_g / e_{ox}$ est le champ de contrainte.

Au cours de la dégradation, N_{ox}^+ augmente et E_1 augmente en conséquence mais E_2 diminue. Dans l'hypothèse où la génération de la charge positive est due au phénomène d'ionisation par impact [18], le coefficient d'ionisation par impact dans l'expression (4-8) devient:

$$\alpha(E_0, N_{ox}^+) = \alpha_0 \exp(-H / E_1) \quad (4-14)$$

$$\text{où } \frac{1}{E_1} \approx \frac{1}{E_0} - \left(1 - \frac{\bar{x}}{e_{ox}}\right) \frac{q N_{ox}^+}{\epsilon_{ox}} \frac{1}{E_0^2} \quad (4-15)$$

Cette approximation est justifiée car, le deuxième terme du membre de droite de l'expression (4-12) vaut 0.5 MV/cm, soit environ 5 % du plus faible champ utilisé ici ($E = 9$ MV/cm et $N_{ox}^+ \approx 10^{12} \text{ cm}^{-2}$).

Ce qui donne:

$$\alpha(E_0, N_{ox}^+) = \alpha(E_0) h(N_{ox}^+) \quad (4-16)$$

avec: $\alpha(E_0)$ est l'expression donnée par Solomon et al. [14], et

$$\begin{aligned}
h(N_{ox}^+) &= \exp\left(-\frac{H}{E_0} \left(1 - \frac{\bar{x}}{e_{ox}}\right) \frac{q N_{ox}^+}{\epsilon_{ox} E_0}\right) \\
&\approx 1 + \frac{H}{E_0} \left(1 - \frac{\bar{x}}{e_{ox}}\right) \frac{q N_{ox}^+}{\epsilon_{ox} E_0}
\end{aligned} \tag{4-17}$$

L'exposant de la fonction exponentielle vaut environ 0.04 pour $N_{ox}^+ = 10^{12} \text{ cm}^{-2}$, $E = -9 \text{ MV/cm}$ et $H \approx 49 \text{ MV/cm}$ (valeur qui sera déterminée dans la suite).

En combinant les expressions (4-6), (4-16) et (4-17), et en considérant que:

$$P = \frac{N_{ox}^+}{e_{ox}} \tag{4-18}$$

P s'exprime en cm^{-3} et N_{ox}^+ en cm^{-2} , on obtient:

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{N_{ox}^+}{e_{ox}}\right) = \frac{J}{q} \alpha(E_0) \frac{H}{E_0} \left(1 - \frac{\bar{x}}{e_{ox}}\right) \frac{q N_{ox}^+}{\epsilon_{ox} E_0} + \frac{J}{q} \alpha(E_0) - \sigma_e \frac{J}{q} \frac{N_{ox}^+}{e_{ox}} \tag{4-19}$$

soit:

$$\frac{dN_{ox}^+}{dt} = \frac{J}{q} e_{ox} \alpha(E_0) - \frac{J}{q} \sigma_{\text{cré}} N_{ox}^+ \tag{4-20}$$

où: $\sigma_{\text{cré}}$ est une section efficace de création donnée par:

$$\sigma_{\text{cré}} = \sigma_e - e_{ox} \alpha(E_0) \frac{H}{E_0} \left(1 - \frac{\bar{x}}{e_{ox}}\right) \frac{q}{\epsilon_{ox} E_0} \tag{4-21}$$

Si on considère que l'expression ci-dessus est une constante, la résolution de l'équation (4-20) donne :

$$\Delta N_{ox}^+ = \Delta N_{ox}^{\infty} \{ 1 - \exp(-\sigma_{\text{cré}} N_{inj}) \} \tag{4-22}$$

où:

$$\Delta N_{\text{ox}}^{\infty} = \frac{e_{\text{ox}} \alpha(E_0)}{\sigma_{\text{cré}}} \quad (4-23)$$

En comparant l'expression (4-22) avec l'expression (4-5) dont les paramètres $\Delta N_{\text{ox}}^{\infty}$ et $\sigma_{\text{cré}}$ sont donnés dans le tableau 1, nous pouvons déterminer $\alpha(E_0)$ à partir de l'expression (4-23) et puis, H et α_0 dont les valeurs moyennes sont: $H \approx 49$ MV/cm et $\alpha_0 \approx 1718$ cm⁻¹ déterminées à partir de la relation (4-8). Et enfin, nous en déduisons la valeur de la section efficace de capture des électrons par la charge positive. Les résultats sont donnés dans le tableau qui suit:

E_0 (MV/cm)	$\alpha(E_0)$ (cm ⁻¹)	σ_e (10 ⁻¹⁸ cm ²)
9	7.93	7
9.5	7.12	4.2
9.75	13.5	8.8

Tab. 2: Coefficients d'ionisation et sections de recombinaison caractérisant la création de la charge d'oxyde.

La valeur moyenne de H et celle de α_0 sont différentes de celles données par Solomon et al. [14] ($H = 180$ MV/cm et $\alpha_0 = 6.5 \times 10^{11}$ cm⁻¹) et de celles données par Nissan-Cohen et al. [5] ($H = 82$ MV/cm et $\alpha_0 = 2.15 \times 10^6$ cm⁻¹).

2) Nature de la charge d'oxyde

Il n'existe pas de consensus sur la nature microscopique des charges positives induites par la contrainte. Ces charges peuvent être des centres E' (des liaisons pendantes de silicium dans le volume de l'oxyde du type O₃≡Si·), des pièges à trous, ou des états lents (APC).

Des expériences de résonance paramagnétique électronique (RPE) ont été utilisées pour déterminer la structure atomique des défauts créés dans les systèmes MOS [21-30]. Des études RPE de l'oxyde thermique après exposition à des radiations ionisantes [24,25,29] ont révélé la génération de centres E'. Cette technique RPE utilisée en conjonction avec la caractéristique capacité - tension ($C(V_g)$) sur des structures MOS après irradiation, a montré une corrélation "un par un" entre les centres E' et la charge positive [24,25]. D'autres travaux effectués sur des oxydes thermiques épais (≈ 120 nm) soumis à une injection d'électrons Fowler-Nordheim ont montré que les centres E' comptent pour 20 % environ de la charge positive [27,28]. Trombetta et al. [30] ont donné des résultats similaires, en utilisant des techniques RPE, $C(V_g)$ et $I(V_g)$, ne montrant aucune corrélation entre la charge positive créée et les centres E' dans des oxydes CVD (Chemical Vapor Deposition) soumis à une injection d'électrons sous de forts champs électriques. Ces auteurs ont observé un établissement de la charge positive, mais aucun signal RPE du centre E'. Ils ont suggéré que la charge positive pouvait être attribuée aux états "lents" également appelés "charge positive anormale" (APC: Anomalous Positive Charge) [30]. Buchanan et al. [31] ont combiné des techniques RPE et $C(V_g)$ pour découvrir la nature de la charge positive dans des films SiO_2 PECVD (Plasma-Enhanced Chemical Vapor Deposition). Ils ont trouvé qu'environ 95 % de la charge positive n'est pas corrélée avec le défaut E', mais que cette charge est un résultat des pièges "donneurs" localisés près de l'interface Si / SiO_2 qui se comportent comme des états "lents". Ils ont aussi montré que cette charge positive n'est pas due aux trous piégés, puisque la caractéristique $C(V_g)$ se déplace dans les deux sens selon le signe de la polarisation. Si la charge positive était due aux trous, une polarisation positive permettrait aux électrons du silicium de traverser l'interface par effet "tunnel" et de se recombiner avec les trous; cette réduction de la charge positive induirait un retour dans la

caractéristique $C(V_g)$ vers le sens positif des tensions, et sous une polarisation négative, il n'y aurait pas de déplacement puisque les trous ne pourraient pas être injectés [31]. Trombetta et al. [32] ont étudié la nature de la charge positive créée par injection de trous par avalanche, par injection d'électrons par avalanche et par injection d'électrons par effet tunnel F-N. Ils ont montré que la charge positive générée par injection de trous par avalanche est due aux trous piégés. Quant à l'injection d'électrons par avalanche et l'injection d'électrons par effet tunnel F-N, elles induisent la création d'états lents ou centres de charge positive anormale (APC) dont la constante de temps de charge est de l'ordre de 60 minutes [32].

Pour déterminer la nature de la charge positive créée dans nos échantillons, nous avons procédé de la manière suivante: nous avons dégradé un échantillon en lui appliquant un champ de -9.5 MV / cm en régime d'accumulation. Après une injection d'électrons de $5 \times 10^{16} \text{ cm}^{-2}$, nous avons effectué une première mesure de $V_{FB} = -2.86 \text{ V}$ (courbe 2, fig. 8) et de D_{it} , puis nous avons appliqué un champ de -4.5 MV / cm pendant 30 minutes en régime d'accumulation afin de dépiéger les électrons capturés par la charge positive d'oxyde pendant la durée de la dégradation. Ce qui aboutit à la courbe 3 qui est peu différente de la courbe 2 ($V_{FB} = -2.78 \text{ V}$). Par contre, nous avons observé un petit changement dans la distribution des états d'interface. Juste après contrainte, la distribution des états d'interface montre un petit pic à $0.615 \pm 0.033 \text{ eV}$ de la bande de valence. Après 30 minutes sous un champ de -4.5 MV / cm en régime d'accumulation, le pic disparaît. Ce pic réapparaît après 30 minutes sous le même champ mais en régime d'inversion ($+4.5 \text{ MV/cm}$) et le déplacement $C_{HF}(V_g)$ est réduit ($V_{FB} = -2.00 \text{ V}$, courbe 4, fig. 8). Si on réapplique le même cycle, le pic disparaîtra encore une fois mais la caractéristique $C_{HF}(V_g)$ n'est presque pas affectée (courbe 5). Par contre le creux dans la caractéristique $C_{LF}(V_g)$ se déforme

de façon réversible en fonction du signe de la polarisation appliquée. Cette déformation se manifeste dans la distribution énergétique des états d'interface par la disparition et la réapparition du petit pic. Ce phénomène réversible de "l'apparition -disparition" du pic dans la partie supérieure de la bande interdite du silicium peut s'expliquer par l'échange d'électrons entre des états lents, énergétiquement "peu profonds" par rapport à la bande de conduction du silicium, et cette même bande: la durée du régime d'accumulation (30 mn), est suffisante pour que les états lents émettent les électrons vers la bande de conduction du silicium; et la même durée pour le régime d'inversion suffit pour la capture des électrons de la bande de conduction du silicium par ces états lents. Dans la figure 8 nous donnons le déplacement de la caractéristique $C_{HF}(V_g)$ selon le sens de la polarisation: la courbe 1 est obtenue avant contrainte, la courbe 2 juste après dégradation, la courbe 3 après 30 mn sous -4.5 MV/cm en régime d'accumulation et puis la courbe 4 est obtenue après 30 mn sous $+4.5$ MV/cm en régime d'inversion. La courbe 5 correspondant à -4.5 MV/cm et la courbe 6 correspondant à $+4.5$ MV/cm sont très peu différentes de la courbe 4. La figure 9 montre l'effet de la polarisation sur la distribution des états d'interface.

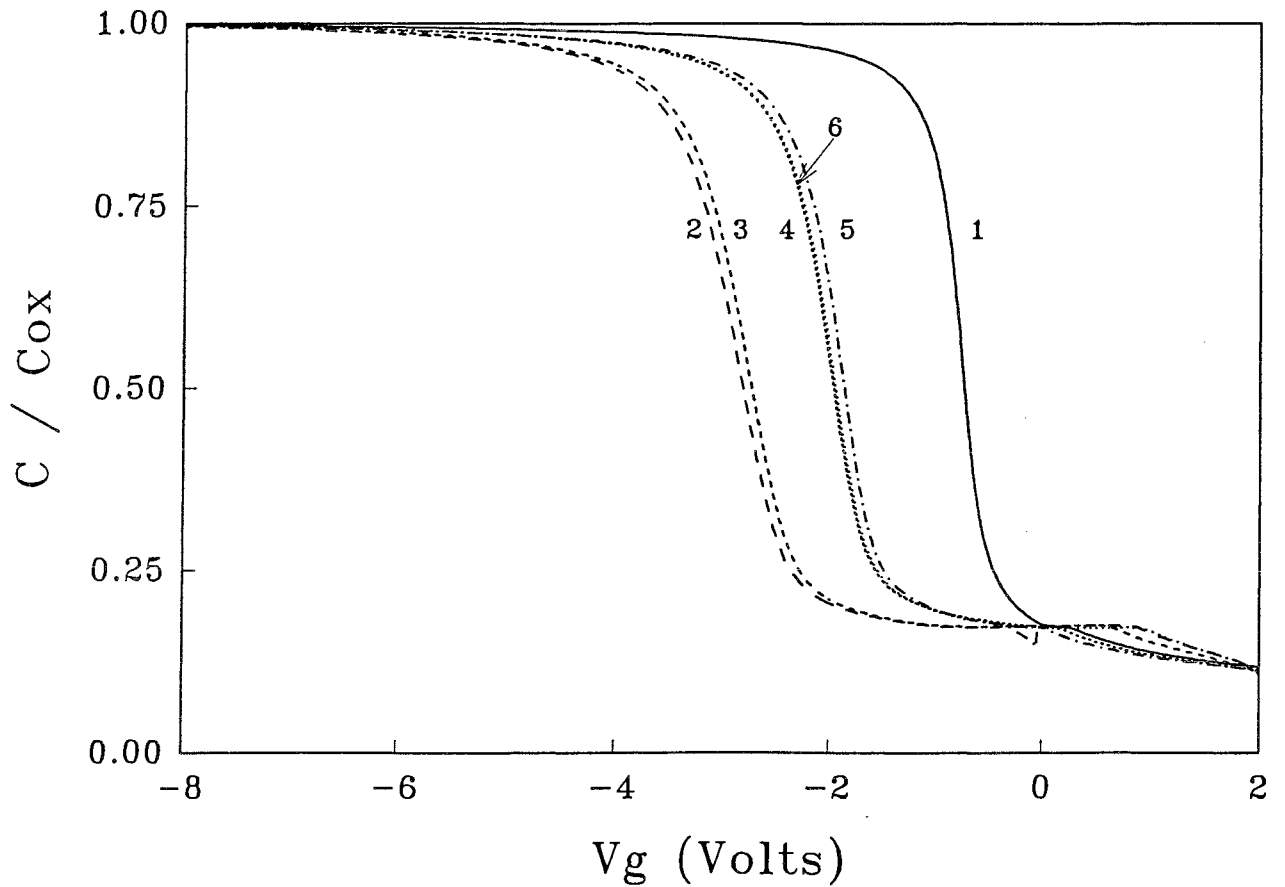


Fig. 8: Effet de ± 4.5 MV / cm (en accumulation et en inversion) sur la charge positive créée dans l'oxyde: (1) échantillon non contraint, (2) juste après contrainte, (3) après 30 mn sous -4.5 MV/cm, (4) après 30 mn sous $+ 4.5$ MV/cm, (5) après 30 mn sous -4.5 MV/cm et (6) après 30 mn sous $+ 4.5$ MV/cm.

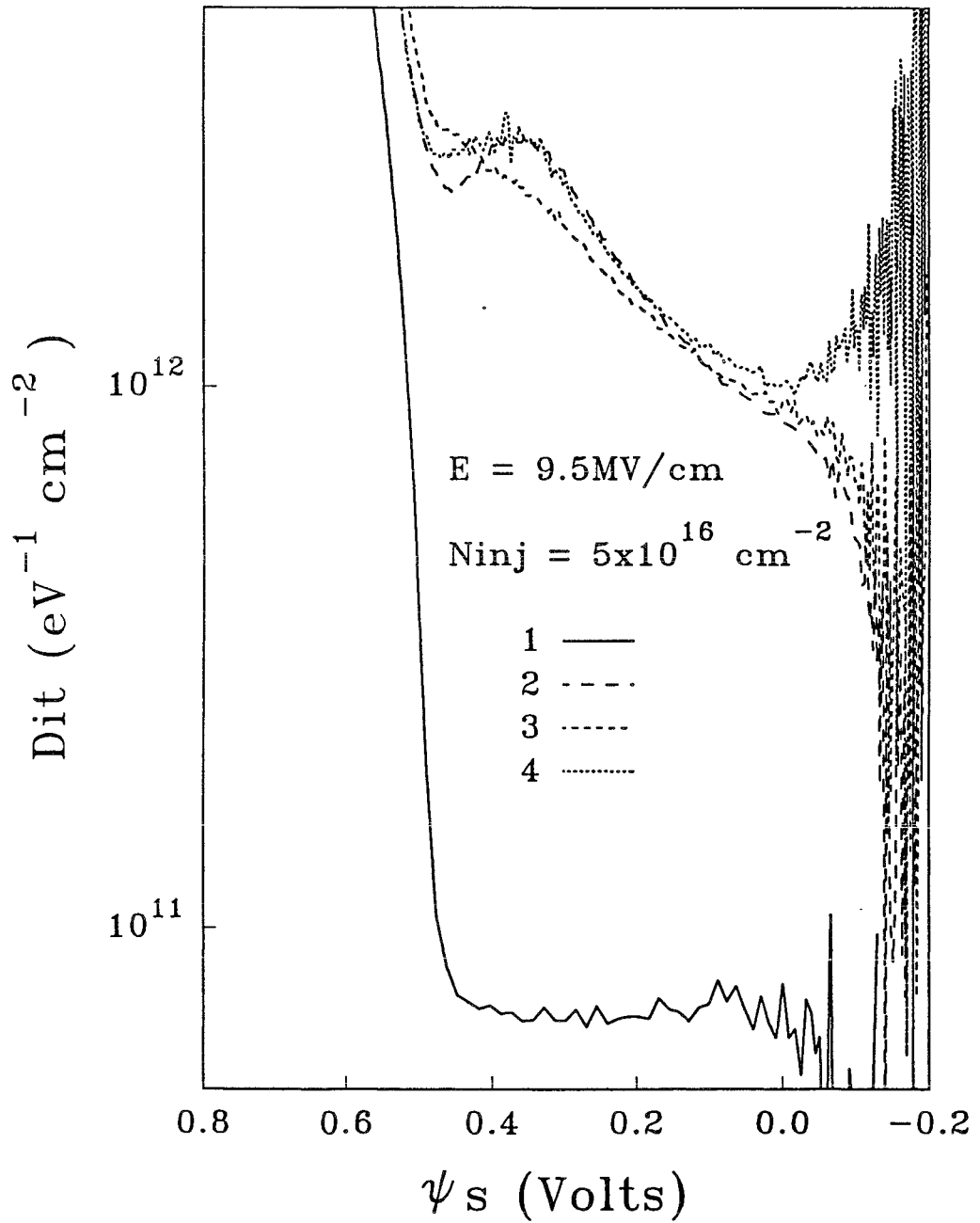


Fig. 9: Effet de $\pm 4.5 \text{ MV/cm}$ (en accumulation et en inversion) sur la distribution des états d'interface: (1) avant contrainte, (2) juste après contrainte, (3) après 30 mn sous -4.5 MV/cm et (4) après 30 mn sous $+4.5 \text{ MV/cm}$.

Ces expériences montrent clairement que la charge positive n'est pas due aux centres E', contrairement à des résultats antérieurs [33,34] où le phénomène de piégeage - dépiégeage des électrons entre le silicium et les défauts d'oxyde est réversible. Cependant, à partir du déplacement entre les courbes 4 et 5 (ou 5 et 6) de la figure 8, nous pouvons calculer la contribution due à la charge positive (états lents, charge positive anormale ou centres E') qui a échangé des porteurs avec le silicium: le déplacement en tension dû à cet échange est de 0.11 V, soit une densité de $8 \times 10^{10} \text{ cm}^{-2}$ qui représente environ 5 % de la densité totale de la charge générée dans l'oxyde ($\Delta N_{\text{ox}}^+ \approx 1.5 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$).

Pour déterminer la nature de la charge positive, Zvanut et al. [34] ont combiné des méthodes électriques et magnétiques (RPE). Ils ont montré que le défaut responsable de l'hystérésis observé dans le cycle de remplissage - vidage des pièges d'oxyde est le centre E'. Nous suggérons donc, que la grande partie de la charge positive est due au piégeage de trous qui seraient créés par ionisation par impact. Ce processus est probable étant donné que les champs électriques de contrainte appliqués ici sont supérieurs au champ seuil de 7.5 MV / cm et en plus, l'épaisseur de l'oxyde est de 30 nm [18]. Car dans ces conditions, et en se basant sur la dispersion de phonons et les taux d'ionisation par impact en fonction de l'énergie cinétique des électrons, il a été montré qu'il y a un phénomène de "dérive" dans le spectre d'énergie des électrons pour des champs élevés. Cette "dérive" du spectre apparaît lorsque la dispersion des électrons avec les phonons acoustiques devient très faible pour stabiliser la distribution des électrons à des énergies inférieures à la largeur de la bande interdite. Les électrons ne sont plus freinés dans l'oxyde après leur passage tunnel et gagnent alors suffisamment d'énergie pour provoquer la génération de paires électrons - trous par impact [19].

B) Etats d'interface

La figure 10 montre l'effet à la fois de la charge injectée et du champ électrique de contrainte sur la création des états d'interface au milieu de la bande interdite du silicium. Ces courbes ne présentent aucune saturation dans l'évolution de la densité des états d'interface en fonction de la densité d'électrons injectés. Nous observons une augmentation dans la densité des états d'interface. Nous observons aussi l'apparition d'une petite asymétrie dans leur distribution énergétique par rapport au milieu de la bande interdite. La figure 2 en montre un exemple.

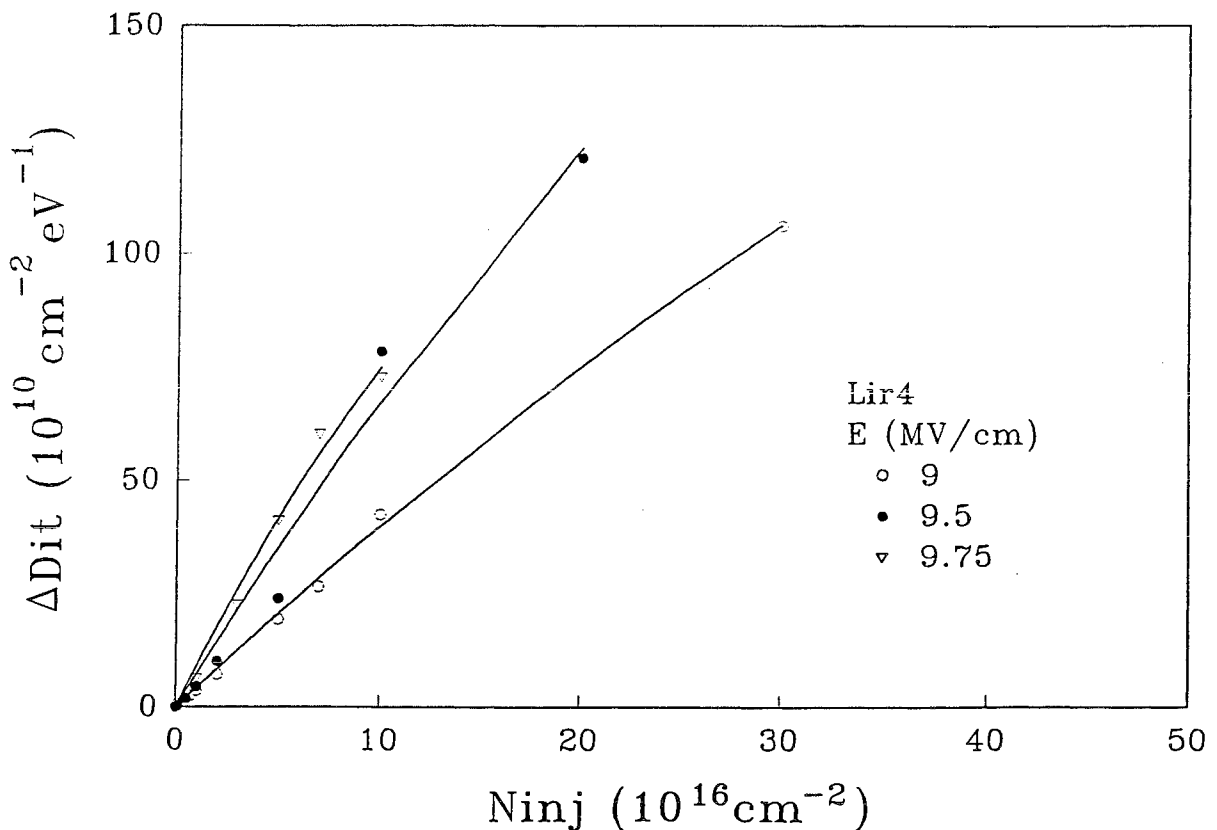


Fig. 10: Densité des états d'interface (ΔD_{it}) au "mid-gap" en fonction de la densité des électrons injectés pour les trois champs -9, -9.5 et -9.75 MV/cm.

Le profil énergétique des états d'interface n'est pas tout à fait symétrique par rapport au milieu de la bande interdite. Ce qui signifie qu'il y a plus d'états accepteurs que d'états donneurs (Les états accepteurs se trouvent dans la partie supérieure de la bande interdite et les états donneurs dans la partie inférieure), particulièrement pour les injections élevées. En plus comme nous l'avons déjà observé, cette densité d'états d'interface ne sature pas, mais continue d'augmenter en fonction de la densité de charges injectées jusqu'au claquage de l'échantillon. La densité $10^{13} \text{ cm}^{-2} \text{ eV}^{-1}$ qui représente la limite supérieure pouvant être mesurée par la méthode HLFCV est largement dépassée dès que $N_{inj} > 10^{17} \text{ cm}^{-2}$ pour les forts champs de contrainte utilisés ici. Néanmoins, la cinétique de création de ces états d'interface peut être décrite par une cinétique du premier ordre:

$$\Delta D_{it}(N_{inj}) = \Delta D_{it}^{\infty} (1 - \exp(-\sigma_{it} N_{inj})) \quad (4-24)$$

Une telle loi est souvent utilisée pour la cinétique de création dans les composants MOS aussi bien pour la création des états d'interface [35,36] que pour la formation de la charge positive dans l'oxyde [7,35].

La valeur à la saturation (ΔD_{it}^{∞}) et la section efficace de création des états d'interface varient peu avec le champ électrique de contrainte. Ce résultat concorde avec des résultats déjà cités [6,7]. Les valeurs de ΔD_{it}^{∞} et de σ_{it} sont données dans le tableau 3.

$E(\text{MV/cm})$	$\Delta D_{it}^{\infty} (10^{13} \text{cm}^{-2} \text{eV}^{-1})$	$\sigma_{it} (10^{-18} \text{cm}^2)$
9	3.5	1.2
9.5	4.1	1.8
9.75	2.1	4.4

Tab. 3: Valeur à la saturation et section de création des états d'interface déterminées par "ajustement" des points expérimentaux avec la relation (4-28).

Pour la création des états d'interface, deux modèles ont été proposés dans la littérature. Un mécanisme suggère la diffusion à travers l'oxyde de l'hydrogène ou d'espèce liée à l'hydrogène (OH, H₂O...) libérés par les électrons chauds, vers l'interface Si / SiO₂ où ces entités créent des défauts [35,37-40]. Pour justifier l'importance de ce modèle, des expériences SIMS (Secondary Ion Mass Spectroscopy) ont montré que l'hydrogène s'accumule à l'interface Si / SiO₂ durant la contrainte [40]. L'autre modèle repose sur la création de trous dans l'oxyde par ionisation par impact. Ces trous seraient piégés près de l'interface Si / SiO₂ et pourraient se transformer en états d'interface [41,42] sous certaines conditions (par exemple, lors d'une annihilation par capture d'un électron). Des études ont été menées pour chercher une corrélation entre trous piégés et états d'interface [41-45]. Johnson et al. [41,43] ont montré qu'il existe une corrélation "un pour un" entre la densité de trous créés par injection en régime Fowler-Nordheim à basse température (90 K) et la densité d'états d'interface créés après retour à la température ambiante. Il a été montré que l'annihilation de trous créés par avalanche

près de l'interface Si / SiO₂ par des électrons injectés dans l'oxyde induit la génération d'états d'interface [44]. Des études très significatives ont été effectuées pour donner une relation générale entre la localisation de trous piégés et la génération des états d'interface [42]. Il a été montré que tant que les trous sont piégés à une distance inférieure à 30 Å de l'interface Si / SiO₂, leur recombinaison avec des électrons induirait la création d'états d'interface. Si ces trous sont piégés au delà de cette distance, leur annihilation ne change en rien ni la distribution énergétique des états d'interface ni leur densité.

Dans notre cas, pour des contraintes effectuées à température ambiante, nous avons remarqué que la diminution de la densité de la charge positive annihilée par éclaircissement lorsque l'échantillon contraint est mis en régime d'inversion n'induit pas de changement de la densité des états d'interface. Nous ne pouvons donc pas donner, à cette étape du travail, de proposition sur la nature du mécanisme de conversion des trous en états d'interface. Nous avons effectué des études complémentaires en réalisant des injections à basses températures.

IV- DEPENDANCE EN CHAMP ET EN TEMPERATURE DE LA GENERATION DES DEFAUTS

Dans ce paragraphe, nous présentons des résultats sur l'influence du champ électrique de contrainte et de la température à la fois sur la charge positive créée dans l'oxyde et sur les états d'interface. Nous avons effectué des vieillissements en gardant les mêmes champs et les mêmes densités de charges injectées que ceux utilisés à température ambiante, afin de "cerner" l'effet de la température (puisque c'est le seul paramètre qui change) sur l'évolution des défauts créés dans cette structure MOS. L'étude a été réalisée de deux manières différentes: une fois la contrainte effectuée à une température donnée ($77 \leq T \leq 400$ K), on

réalise tout d'abord une mesure (à l'aide de la méthode HLFCV) de la densité des états d'interface et de la charge d'oxyde à la dite température; puis pour la deuxième mesure, l'échantillon est ramené à la température ambiante, on refait alors la mesure de la densité des défauts. De la première mesure; ensemble de contraintes-caractérisations à différentes températures, on déduit l'effet de la température de contrainte. Pour cela, on détermine l'énergie d'activation thermique, s'il y en a une, du mécanisme de création et l'effet du retour à la température ambiante lorsque les contraintes sont effectuées à basses températures ($77 \leq T \leq 300$ K). Une étude complémentaire en température nous a permis d'étudier la corrélation entre la diminution de la charge positive créée dans l'oxyde à basse température (100 K) et l'apparition des états d'interface lorsque la température croît vers l'ambiante.

1) Présentation des résultats

D'abord, nous présentons des résultats sur l'évolution de la densité des états d'interface en fonction de la densité d'électrons injectés pour des champs de -9, -9.5 et -9.75 MV/cm à une basse température, par exemple 163 K (fig. 11).

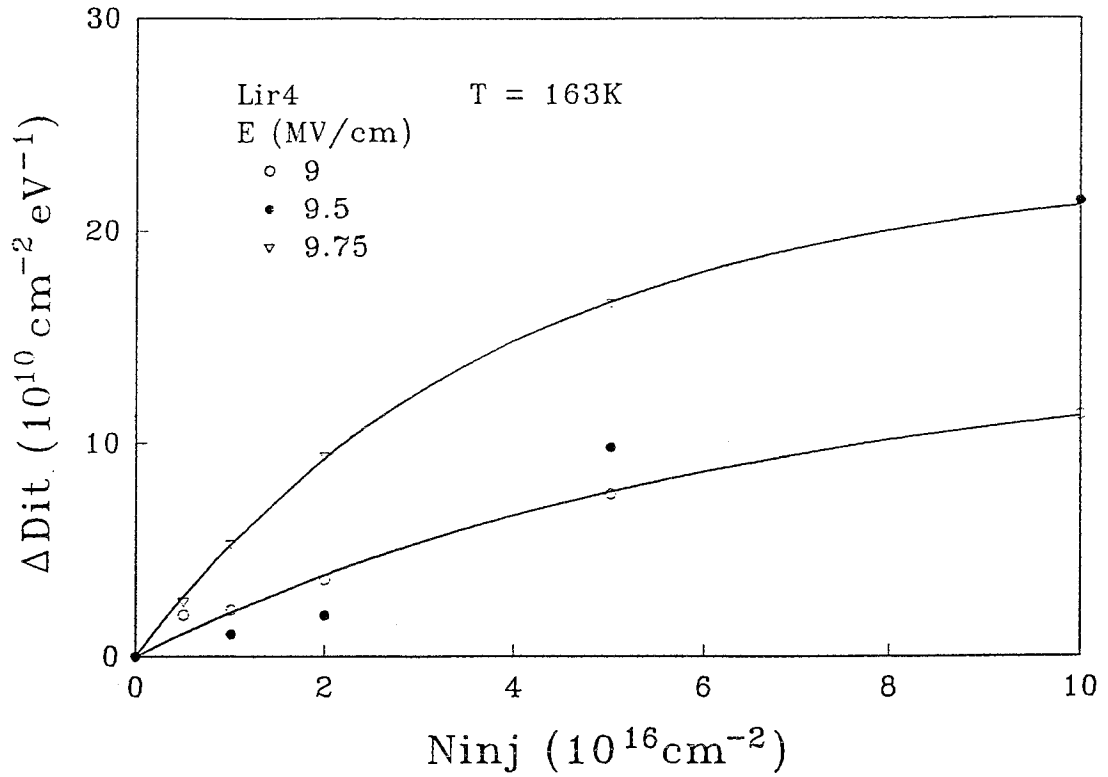


Fig. 11: Evolution de la densité des états d'interface au milieu de la bande interdite en fonction de la densité de charges injectées sous -9, -9.5 et -9.75 MV/cm à 163 K.

Cette évolution peut être décrite par la même cinétique du premier ordre que celle obtenue à température ambiante. Les sections efficaces de création σ_{it} et les valeurs à la saturation ΔD_{it}^{∞} sont données dans le tableau ci-dessous et sont comparées aux valeurs obtenues à température ambiante (excepté pour les mesures sous 9.5 MV/cm):

E(MV/cm)	$\Delta D_{it}^{\infty} (10^{13} \text{ cm}^{-2} \text{ eV}^{-1})$		$\sigma_{it} (10^{-17} \text{ cm}^2)$	
	300 K	163 K	300 K	163 K
9	3.5	0.14	0.12	1.6
9.5	4.1		0.18	
9.75	2.1	0.23	0.44	2.6

Tab. 4: Densité à la saturation et sections efficaces de création des états d'interface à 300 K et à 163 K.

De même qu'à température ambiante, nous observons une augmentation des paramètres ΔD_{it}^{∞} et σ_{it} en fonction du champ électrique. Les sections de création obtenues à 163 K sont 10 fois plus élevées que celles mesurées à 300 K. Par contre les valeurs ΔD_{it}^{∞} sont plus faibles à 163 K.

La figure 12 montre l'évolution de ΔV_{FB} en fonction de la densité d'électrons injectés à 163 K:

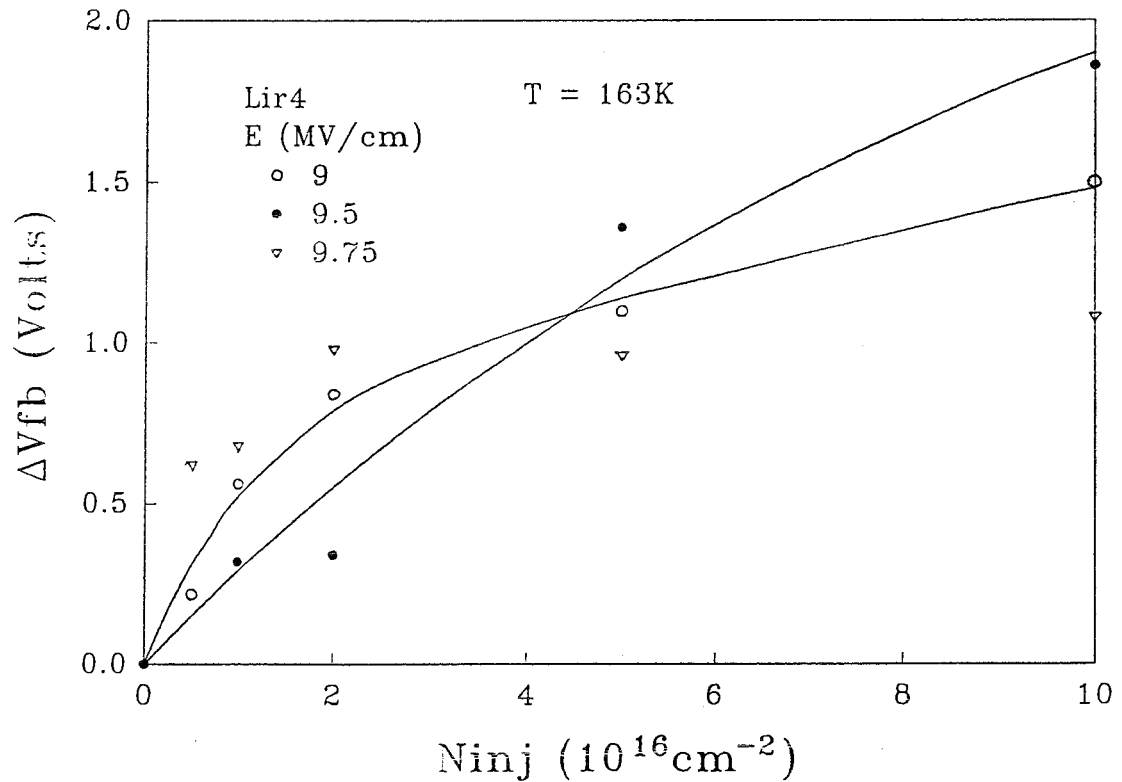


Fig. 12: Variation de la tension de bandes plates en fonction de la densité de charges injectées à 163 K pour les trois champs -9, -9.5 et -9.75 MV/cm.

La cinétique utilisée dans la description de la création des états d'interface peut encore être utilisée pour "ajuster" les points de mesure obtenus pour la variation de la charge créée dans l'oxyde. Ce qui donne le tableau 5:

E(MV/cm)	$\Delta N_{\text{ox}}^{\infty} (10^{12} \text{ cm}^{-2})$		$\sigma_{\text{cré}} (10^{-17} \text{ cm}^2)$	
	300 K	163 K	300 K	163 K
9	3.9	1	0.61	4
9.5	6.1	2	0.35	1.1
9.75	5.4	0.7	0.75	14.8

Tab. 5: Densité à la saturation et section de création de la charge positive d'oxyde à 300 K et à 163 K.

A cette basse température (163 K), nous procédons de la même manière qu'à température ambiante pour déterminer les paramètres d'ionisation (le coefficient d'ionisation $\alpha(E_0)$, α_0 et H) ainsi que la section efficace de capture des électrons par les trous pendant la contrainte (σ_e). A partir de la relation (4-8), nous déterminons H et α_0 dont les valeurs moyennes sont: $H \approx 77$ MV/cm (au lieu de 49 MV/cm à 300 K) et $\alpha_0 \approx 53777 \text{ cm}^{-1}$ (au lieu de 1718 cm^{-1} à 300 K). Les autres résultats sont résumés dans le tableau 6:

E(MV/cm)	$\alpha(E_0) (\text{cm}^{-1})$		$\sigma_e (10^{-17} \text{ cm}^2)$	
	300 K	163 K	300 K	163 K
9	7.93	13.33	0.7	4.2
9.5	7.12	7.33	0.42	1.2
9.75	13.5	34.53	0.88	15.3

Tab. 6: Coefficient d'ionisation et section de recombinaison caractérisant la création de la charge d'oxyde à 300 K et à 163 K.

La dégradation à basse température (ici 163 K) induit une augmentation des paramètres d'ionisation (α_0 et H), ainsi qu'une augmentation de la section de création de la charge d'oxyde (σ , ou σ^*) et de la section de recombinaison (σ_e). Le coefficient $\alpha(E_0)$ obtenu à 163 K est légèrement supérieur à celui trouvé à température ambiante.

2) Discussion

Des contraintes effectuées à des températures comprises entre 100 K et 400 K montrent que les valeurs à la saturation, ΔD_{it}^∞ augmentent avec la température de contrainte. Les figures 13 et 14 montrent la dépendance en température de la génération des états d'interface (ΔD_{it} en fonction de $10^3/T_c$, où T_c est la température de contrainte) et de la charge positive (ΔV_{FB} en fonction de $10^3/T_c$), respectivement. Ces figures montrent que les lois de dépendance en température des mécanismes de création des deux types de défauts obéissent à une loi d'Arrhénius si $T_c \geq 200$ K. Les mesures sont obtenues à la fois à basses températures et à température ambiante à partir du déplacement des courbes $C_{HF}(V_g)$ pour ΔV_{FB} et à partir de la méthode HLFCV pour ΔD_{it} .

Deux régimes ont été observés soit dans le cas de la caractérisation à la température de contrainte, soit dans le cas de la caractérisation à la température ambiante. Pour la génération des états d'interface, on trouve une énergie d'activation d'environ 80 meV pour les hautes températures (220 - 400 K) et une faible énergie d'activation de l'ordre de 2.5 meV pour les basses températures (≤ 220 K). Le même phénomène a été observé pour les charges positives d'oxyde; on a relevé une énergie d'activation de l'ordre de 23 meV pour des températures supérieures à 250 K et une énergie d'activation d'environ 3 meV lorsque la température est inférieure à 250 K. Les valeurs 2.5 meV et 3 meV sont inférieures à kT/q ($77 \text{ K} \leq T_c \leq 250 \text{ K}$) et par conséquent, le mécanisme de création des défauts d'oxyde et d'interface n'est pas activé thermiquement pour les basses

températures ($T_c \leq 220$ K pour les états d'interface et $T_c \leq 250$ K pour la charge positive d'oxyde). Dans la littérature, l'augmentation de la densité des états d'interface pendant le réchauffement après contrainte à basse température (≤ 100 K) a été étudiée dans le cas de contraintes à tension de grille positive [36,39,41]. Cependant, seulement un faible effet a été observé après une contrainte à tension de grille négative [45]. L'effet que nous observons est plus marqué (une décade sur D_{it}). Pour étudier une possible corrélation entre l'augmentation de D_{it} et la diminution de N_{ox}^+ pendant le retour à la température ambiante, nous avons réalisé l'expérience suivante: un échantillon a été dégradé à 77 K, et la densité des états d'interface a été mesurée par la méthode HLFCV à 77 K, puis l'échantillon est réchauffé sous une tension de grille de 0 Volt, et le réchauffement a été interrompu plusieurs fois entre 77 et 300 K. A chaque interruption, la température était maintenue constante pendant le temps nécessaire à la mesure de la densité des états d'interface, ΔD_{it} , et la mesure de la charge positive à partir de ΔV_{FB} . Nous observons une augmentation de D_{it} et une diminution simultanée de la densité de la charge positive (voir fig. 15). Le rapport entre la densité intégrée des états d'interface, ΔN_{it} , créée par l'effet du retour à l'ambiante (réchauffement); $N_{it}(300\text{ K}) - N_{it}(77\text{ K})$, et la densité de la charge positive annihilée, ΔN_{ox}^+ , est environ 1.3 (ΔN_{it} est calculé comme la densité des états d'interface intégrée en énergie sur une largeur de 0.6 eV centrée au milieu de la bande interdite qui est une largeur typique d'énergie accessible par la méthode HLFCV). Ce rapport ($\Delta N_{it} / \Delta N_{ox}^+$) est proche d'une corrélation "un pour un" trouvée par Hu et Johnson dans le cas d'une contrainte à tension grille positive [43]. Un ensemble de mesures complémentaires de ΔD_{it} et de ΔV_{FB} effectuées sur une durée de 19 heures après retour à l'ambiante n'indiquent ni changement, ni relaxation [41,46-49] des états d'interface ni de la charge positive. Ce résultat pourrait suggérer que la transformation de la charge positive interfaciale

en états d'interface a été effectuée de façon complète pendant le réchauffement.

Nos résultats sont une confirmation directe de résultats trouvés par Sakashita et al. [45] qui ont étudié la création des états d'interface et la génération de la charge positive dans l'oxyde entre 77 K et 300 K. Ils ont trouvé des énergies de l'ordre de 70 à 72 meV lorsque la température est supérieure à 180 K et 4 à 5 meV pour des températures inférieures à 180 K. Ces auteurs ont suggéré que les électrons injectés produisent des défauts dans l'oxyde de grille, et que ces défauts diffusent vers l'interface Si / SiO₂. Ce processus aurait besoin d'une énergie d'activation suffisante pour la génération et la diffusion des défauts vers l'interface Si / SiO₂, d'où son apparition pour les hautes températures (≥ 180 K) [45].

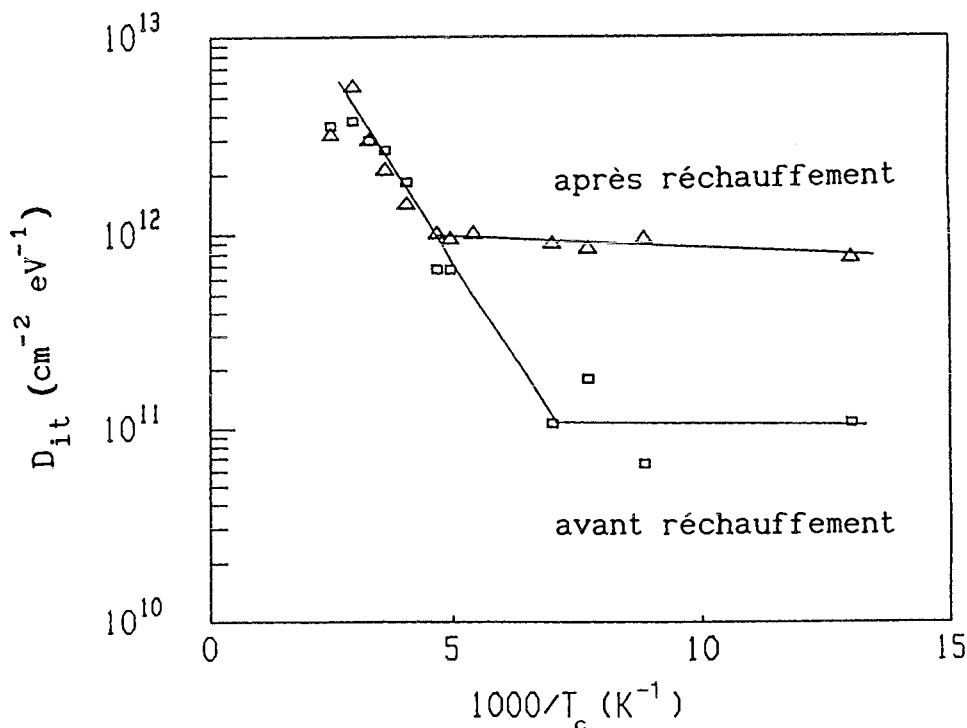


Fig. 13: Evolution de la densité des états d'interface en fonction de $1000/T_c$.

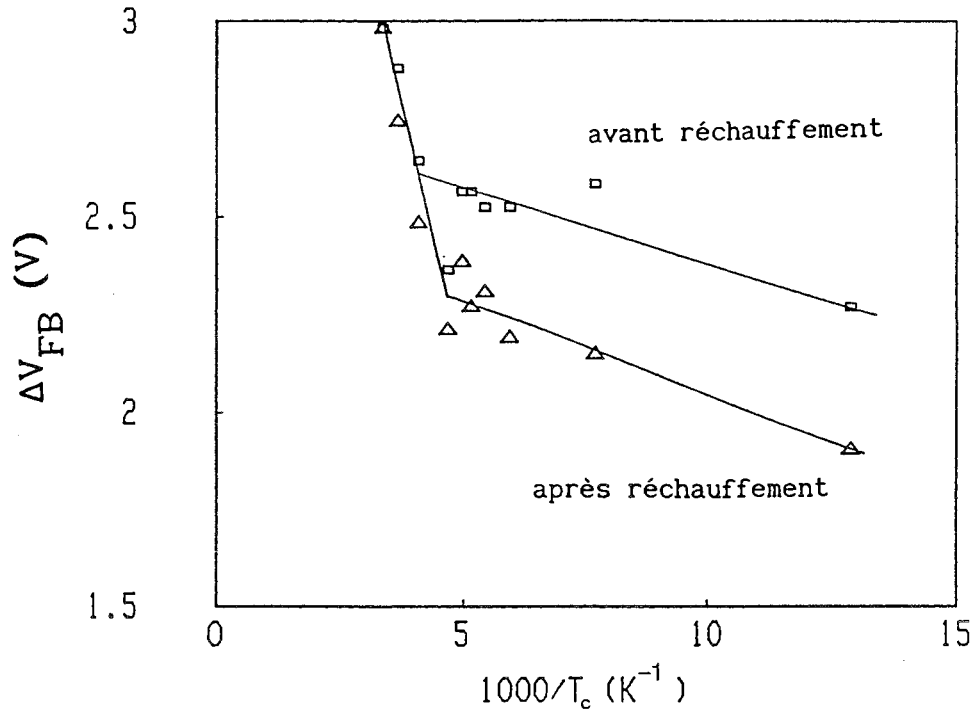


Fig. 14: Variation de la tension de bandes plates en fonction de $1000/T_c$.

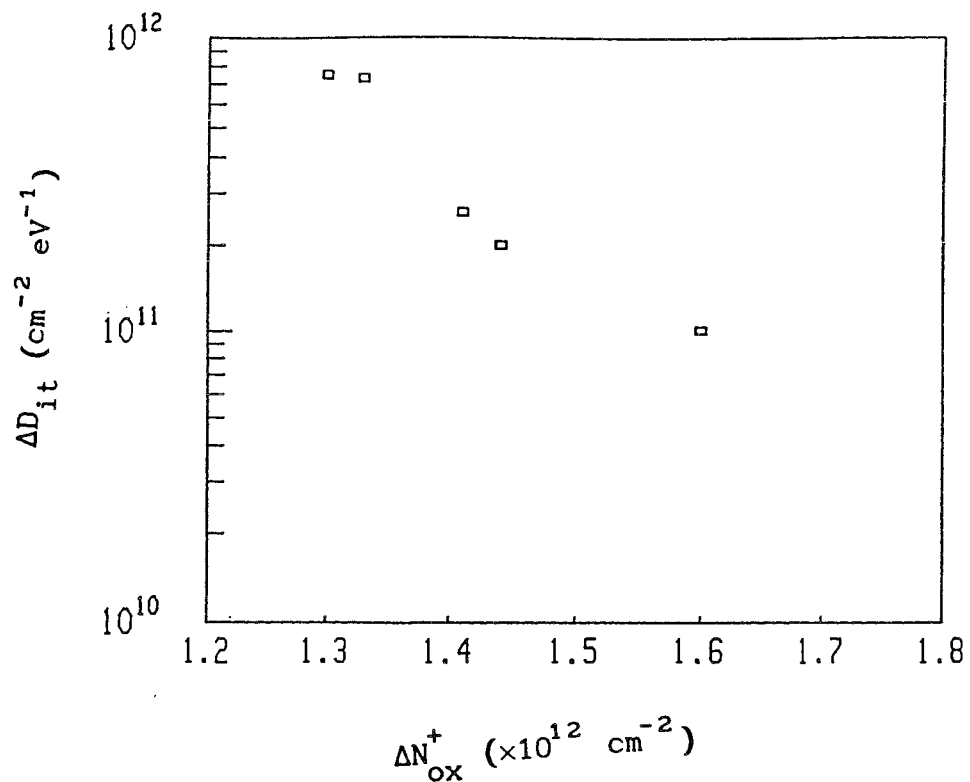


Fig. 15: Corrélation entre charge positive et états d'interface.

V- CONCLUSION

Nous avons examiné et discuté la création de la charge dans l'oxyde de grille et la génération d'états d'interface dues à l'injection tunnel Fowler-Nordheim dans les échantillons LIR04 pour un domaine de températures allant de 77 à 400 K. Nous avons montré que ΔV_{FB} et D_{it} causés par la contrainte dépendent de la température à laquelle la dégradation est effectuée. Lorsque la température est basse, il y a création de charge positive dans l'oxyde mais pas de génération d'états d'interface. Ces derniers n'apparaissent aux dépens de la charge positive que lors du retour à la température ambiante. Quant à la nature de la charge positive, les résultats obtenus à température ambiante montrent qu'il ne s'agit pas d'états lents ou de centres de charges positives anormales, ni de centres E' . Nous suggérons que cette charge positive est due aux trous piégés qui sont créés par ionisation par impact bande à bande près de l'interface Si/SiO₂. Ces trous se transformeraient pendant le retour à la température ambiante en états d'interface par un mécanisme non élucidé à ce jour. Dans cette étude, le modèle de trous piégés [41-43] explique le mieux nos résultats pour les domaines de basses températures (100 - 250 K). Nous pouvons aussi tenir compte de l'hypothèse faisant intervenir le modèle d'hydrogène, ou d'espèces chimiques liées à l'hydrogène, car cette hypothèse peut rendre compte de l'activation thermique du mécanisme de création des défauts à hautes températures ($T_c > 250$ K). Pour cette étude en température, nous avons des résultats similaires à ceux obtenus dans le cas de contraintes à tension de grille négative (injection d'électrons à partir du substrat de silicium) de structures MOS type N [50].

DiMaria et al. [18] ont montré que la formation de trous piégés par ionisation par impact et la création des états d'interface due à la recombinaison électrons - trous dépendent faiblement de la température.

Vuillaume et al. [51] ont vérifié expérimentalement, dans une plage de température de 90 à 300 K, que la charge créée par ionisation par impact bande à bande est indépendante de la température. Dans les échantillons LIRO4, les énergies d'activation de 2.5 meV pour les états d'interface pour $T \leq 220$ K et 3 meV de la charge d'oxyde pour $T \leq 250$ K sont inférieures à l'énergie thermique dans ces zones de températures. Ceci indique que ni la charge positive, ni les états d'interface ne sont activés thermiquement dans la plage 100 - 220 K et 100 - 250 K, respectivement. Cette indépendance en température de la génération de la charge d'oxyde est une preuve supplémentaire de la présence du processus d'ionisation par impact. Quant aux états d'interface, ils semblent être créés de façon directe par les électrons chauds injectés lors de la contrainte dans le domaine de basses températures ($T_c < 220$ K), et probablement aussi par un phénomène de "transformation" de trous en états d'interface, ce qui pourrait expliquer la corrélation presque "un par un" entre trous piégés et états d'interface.

Pour les températures supérieures à 220 K (ou à 250 K) pour les états d'interface (ou pour la charge positive d'oxyde), il existe un autre mécanisme de création qui est thermiquement activé. Ce mécanisme prédomine à hautes températures. Il pourrait probablement s'agir de la relaxation d'hydrogène et sa migration vers l'interface Si / SiO₂ créant ainsi des états d'interface. Il nous paraît intéressant de constater que les deux mécanismes principaux de génération d'états d'interface souvent cités en opposition dans la littérature peuvent coexister dans une même structure MOS.

Références du chapitre n°4

- (1) R. Castagné et A. Vapaille, Surf. Sci. **28**, 557 (1971).
- (2) M.V. Fischetti, Z.A. Weinberg et J.A. Calise, J. Appl. Phys. **57**, 418 (1985).
- (3) S.K. Lai et D.R. Young, J. Appl. Phys. **52**, 6231 (1981).
- (4) P.M. Lenahan et P.V. Dressendorfer, J. Appl. Phys. **55**, 3495 (1984).
- (5) Y. Nissan-Cohen, J. Shappir et D. F-Bentchkowsky, J. Appl. Phys. **57**, 2830 (1985).
- (6) M.V. Fischetti, Appl. Phys. Lett. **56**, 575 (1984).
- (7) M.V. Fischetti, J. Appl. Phys. **57**, 2860 (1985).
- (8) K.K. Thornber, D. Kahng, Appl. Phys. Lett. **52**, 131 (1978).
- (9) D.J. DiMaria, "The Physics of SiO₂ and its interfaces", ed. S.T. Pantelides, Pergamon Press, New-york, 160 (1978).
- (10) T.H. Ning, J. Appl. Phys. **43**, 5997 (1978).
- (11) D.R. Young, E.A. Irene, D.J. DiMaria, R.F. DeKeersmaecker et H.Z. Massoud, J. Appl. Phys. **50**, 6356 (1979).
- (12) R.F. DeKeersmaecker, "Insulating Films on Semiconductors 1983" ed. J.F. Verweij et D.R. Wolters, North-Holland, Amsterdam, 85 (1983).
- (13) Y. Nissan-Cohen, J. Shappir et D. F-Bentchkowsky, J. Appl. Phys. **54**, 5793 (1983).
- (14) P. Solomon et N. Klein, Sol. Stat. Commun. **17**, 1397 (1975).
- (15) N. Klein et P. Solomon, J. Appl. Phys. **47**, 4364 (1976).
- (16) A.P. Nagin et V.M. Tyul'Kin, Sov. Tech. Phys. Lett. **8**, 611 (1982).
- (17) Z.A. Weinberg, W.C. Johnson et M.A. Lampert, J. Appl. Phys. **47**, 248 (1976).
- (18) D.J. DiMaria, D. Arnold et E. Cartier, Appl. Phys. Lett. **60**, 2118 (1992).
- (19) D. Arnold, E. Cartier et D.J. DiMaria, Phys. Rev. B **45**, 1477 (1992).

- (20) M. Itsumi, *J. Appl. Phys.* **52**, 3431 (1981).
- (21) Y. Nishi, *Jpn. J. Appl. Phys.* **10**, 52 (1971).
- (22) P.J. Caplan, E.H. Poindexter, B.E. Deal et R.R. Razouk, *J. Appl. Phys.* **50**, 5847 (1979).
- (23) E.H. Poindexter, P.J. Caplan, B.E. Deal et R.R. Razouk, *J. Appl. Phys.* **52**, 879 (1981).
- (24) P.M. Lenahan et P.V. Dressendorfer, *Appl. Phys. Lett.* **44**, 97 (1984).
- (25) P.M. Lenahan et P.V. Dressendorfer, *J. Appl. Phys.* **55**, 3495 (1984).
- (26) E.H. Poindexter, G.J. Gerardi, M.E. Rueckel, P.J. Caplan, N.M. Johnson et D.K. Biegelson, *J. Appl. Phys.* **56**, 2844 (1984).
- (27) W.L. Warren et P.M. Lenahan, *Appl. Phys. Lett.* **49**, 1296 (1986).
- (28) W.L. Warren et P.M. Lenahan, *J. Appl. Phys.* **62**, 4305 (1987).
- (29) W.E. Carlos, *Appl. Phys. Lett.* **49**, 1767 (1986).
- (30) L.P. Trombetta, G.J. Gerardi, D.J. DiMaria et E. Tierney, *J. Appl. Phys.* **64**, 2434 (1988).
- (31) D.A. Buchanan, J.H. Stathis et P.R. Wagner, *Appl. Phys. Lett.* **56**, 1037 (1990).
- (32) L.P. Trombetta, F.J. Feigl et R.J. Zeto, *J. Appl. Phys.* **69**, 2512 (1991).
- (33) M.E. Zvanut, F.J. Feigl et J.D. Zook, *J. Appl. Phys.* **64**, (1988).
- (34) M.E. Zvanut, F.J. Feigl, W.B. Fowler, J.K. Rurdra, P.J. Caplan, E.H. Poindexter et J.D. Zook, *Appl. Phys. Lett.* **54**, (1989).
- (35) F.J. Feigl, D.R. Young, D.J. DiMaria, S.K. Lai et J. Calise, *J. Appl. Phys.* **52**, 5665 (1981).
- (36) S. Horiguchi, T. Kobayashi et K. Saito, *J. Appl. Phys.* **58**, 387 (1985).
- (37) D.J. DiMaria, *Appl. Phys. Lett.* **51**, 655 (1987).
- (38) M.V. Fischetti et B. Ricco, *J. Appl. Phys.* **57**, 2854 (1985).
- (39) D.J. DiMaria et J.W. Stasiak, *J. Appl. Phys.* **65**, 2342 (1989).

- (40) R. Gale, F.J. Feigl, C.W. Magee et D.R. Young, *J. Appl. Phys.* **54**, 6938 (1983).
- (41) J.K. Wu, S.A. Lyon et W.C. Johnson, *Appl. Phys. Lett.* **42**, 585 (1983).
- (42) S.J. Wang, J.M. Sung et S.A. Lyon, *Appl. Phys. Lett.* **52**, 1431 (1988).
- (43) G. Hu et W.C. Johnson, *Appl. Phys. Lett.* **36**, 590 (1980).
- (44) S.K. Lai, *Appl. Phys. Lett.* **39**, 58 (1981); *J. Appl. Phys.* **54**, 2540 (1983).
- (45) M. Sakashita, S. Zaima et Y. Yasuda, *J. Appl. Phys.* **67**, 6903 (1990).
- (46) C.C. Sah, J.Y. C. Sun et J. J. Tsou, *J. Appl. Phys.* **54**, 2547 (1983).
- (47) C.T. Sah, W.W. Lin et C.C. Hsu, *Appl. Phys. Lett.* **48**, 1736 (1986).
- (48) C.C. Hsu et C.T. Sah, *Sol. Stat. Elect.* **31**, 1003 (1988).
- (49) T.P. Ma, *Semicond. Sci. Technol.* **4**, 1061 (1989).
- (50) D. Vuillaume, A. Mir, R. Bouchakour, M. Jourdain, A. El-Hdiy et G. Salace, *J. Appl. Phys.* **73**, 277 (1993).
- (51) A. Mir et D. Vuillaume, *Appl. Phys. Lett.* (accepté).

<p style="text-align: center;">Chapitre n°5 RESULTATS EXPERIMENTAUX SUR LA TECHNOLOGIE 0.5μm/12nm (CAPMUL)</p>

I- INTRODUCTION

Comme nous l'avons vu au chapitre 3, l'échantillon CAPMUL est "technologiquement" différent du LIR04, particulièrement dans la nature de la grille et le procédé d'oxydation. C'est la raison pour laquelle nous avons séparé les résultats expérimentaux obtenus sur les échantillons du LIR04 (chapitre 4) de ceux des échantillons du CAPMUL qui vont être présentés dans ce chapitre.

Il est indiqué dans la littérature que généralement les dégradations de type Fowler-Nordheim effectuées dans des structures MOS à grille silicium polycristallin (Si-poly) induisent la création de trois types de défauts: des charges positives et négatives dans le volume de l'oxyde, et des défauts à l'interface Si / SiO₂ [1-6]. Dans ce chapitre, nous apportons une contribution supplémentaire relative à l'existence de ces trois types de défauts dans les échantillons CAPMUL, particulièrement dans les échantillons du lot 231 qui se sont avérés beaucoup plus résistants aux dégradations que ceux du lot 689. Ces derniers claquent pour des champs de l'ordre de -10.5 MV/cm et des injections de l'ordre de 10¹⁹ cm⁻² (voir paragraphe E).

Pour les échantillons du lot 231, nous avons procédé de la même manière que dans le cas du LIR04: des dégradations ont été effectuées pour

différents champs allant cette fois-ci de -10.5 à -12 MV/cm (pour l'échantillon LIR04, il y avait claquage dès que $|E| \geq 10$ MV / cm), pour différentes densités de charges injectées allant jusqu'à $2 \times 10^{20} \text{ cm}^{-2}$ (soit une charge de 32 C cm^{-2}) et pour différentes températures. Pour les contraintes effectuées à température ambiante, la mesure des défauts d'oxyde est faite à partir de ΔV_{mg} et la mesure de ΔD_{it} est effectuée à partir de trois méthodes électriques: la méthode HLFCV, la DLTS et la méthode de Jenq. L'utilisation de la DLTS nous a permis d'affiner les mesures de la densité des états d'interface obtenues par la méthode HLFCV dans les échantillons du lot 231, alors que la méthode de Jenq nous a permis de mesurer la densité "intégrée" des états d'interface. Pour les contraintes effectuées à basse et à haute températures, nous avons utilisé la méthode HLFCV seulement. Dans l'échantillon du lot 231, la zone d'inversion n'apparaît à température ambiante qu'après 5000 secondes environ (fig. 1). Pour accélérer son apparition il suffit d'éclairer à la lumière blanche pendant quelques secondes l'échantillon polarisé en régime d'inversion. Pour tenir compte de l'effet de l'éclairement sur l'échantillon contraint, nous avons appliqué la méthode HLFCV de deux manières; une première mesure a été effectuée dans le noir (pas de zone d'inversion), et une seconde mesure après éclairement pendant 10 secondes environs. Auparavant, nous avons effectué une suite d'éclairements-mesures sur un échantillon non contraint et ces mesures n'indiquent aucun changement lié à l'éclairement ni dans la densité des états d'interface et leur distribution dans la bande interdite, ni dans la densité des charges d'oxyde existantes.

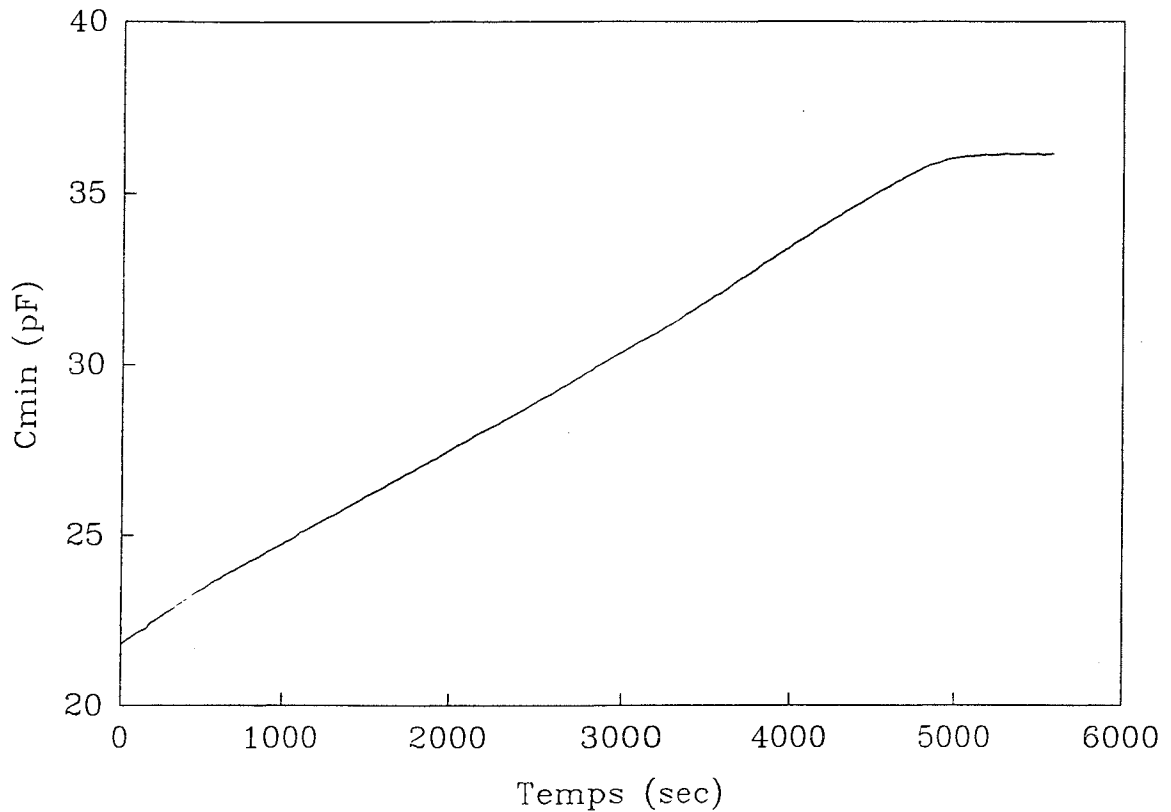


Fig. 1: Variation dans le temps de la capacité minimale (C_{min}) d'un échantillon non contraint soumis à +4.5 MV/cm dans le noir.

II- VIEILLISSEMENT A TEMPERATURE AMBIANTE

Comme dans le cas du LIR04, la dégradation est de type Fowler-Nordheim (F-N) à tension grille constante et négative; l'injection se fait à partir du Si-poly à travers l'oxyde vers le substrat de silicium. Nous présentons d'abord les résultats obtenus sur les échantillons du lot 231.

A) Défauts d'oxyde

1) Création de charges positives et négatives

La figure 2 montre un exemple de variation du courant tunnel F-N pendant la dégradation; le courant tunnel augmente au début de l'injection et diminue lentement en fonction de la durée de la contrainte:

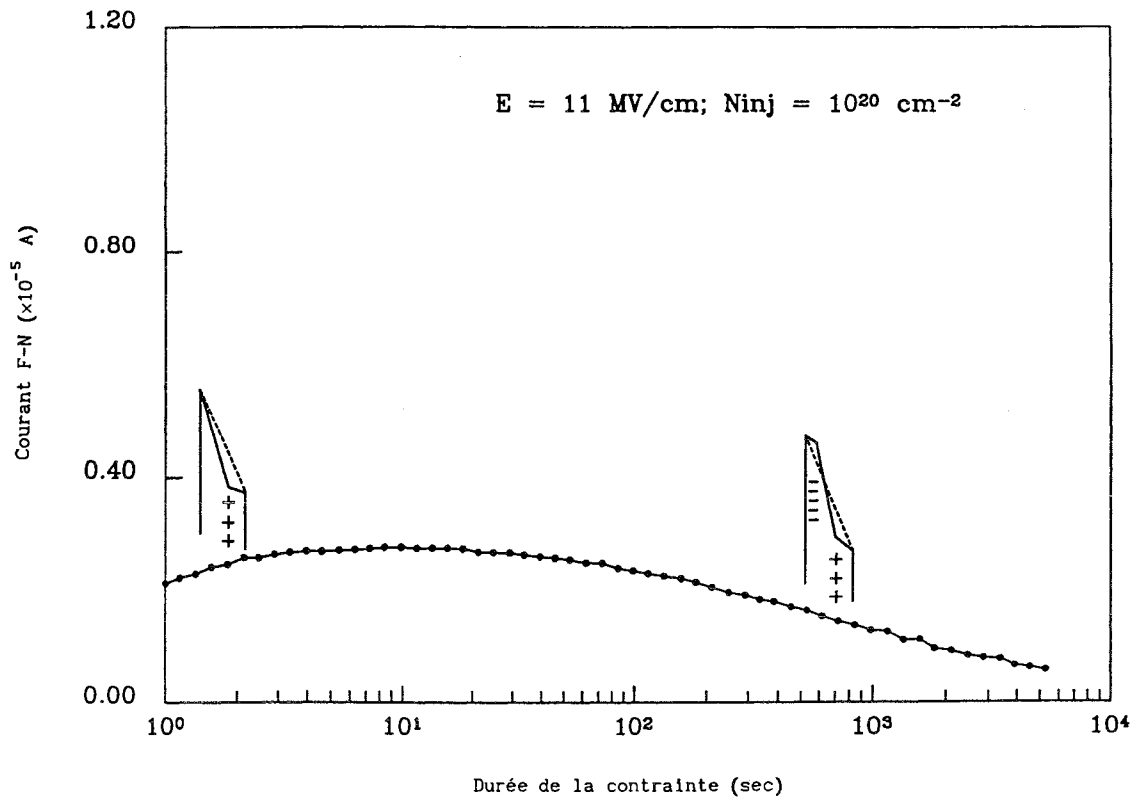


Fig. 2: Evolution du courant tunnel F-N dans le temps durant l'injection à tension constante ($E = -11 \text{ MV/cm}$ et $N_{inj} = 10^{20} \text{ cm}^{-2}$).

La figure 3 donne la variation de la tension du milieu de la bande interdite, V_{mg} , en fonction de la densité de la charge injectée pour différentes valeurs de champs électriques de contrainte.

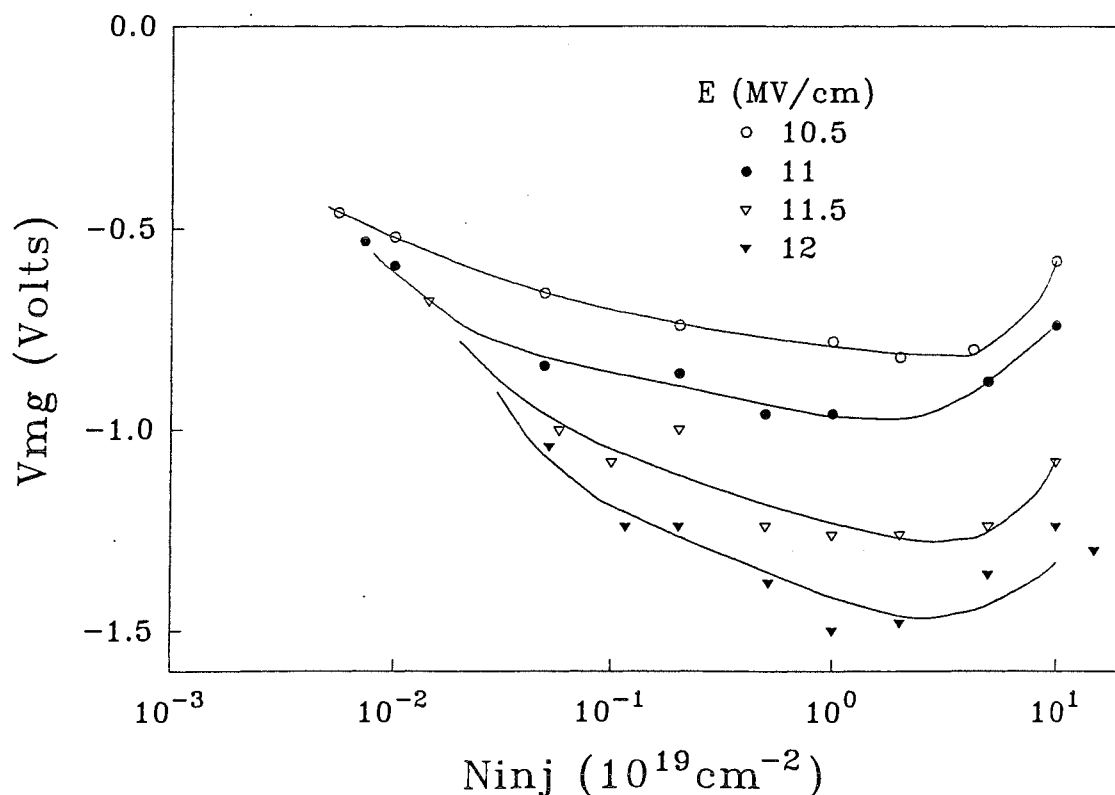


Fig. 3: Variation de V_{mg} en fonction de N_{inj} pour quatre champs de contraintes: -10.5, -11, -11.5 et -12 MV/cm.

Les valeurs V_{mg} sont extraites de la caractéristique $C_{HF}(V_g)$. Nous observons un "effet de retour" qui apparaît à partir d'une injection d'électrons d'environ $2 \times 10^{19} \text{cm}^{-2}$ pour les valeurs de champs étudiés ici. Cet effet a déjà été mis en évidence dans des travaux antérieurs obtenus par Fazan et al. [5] et par Radojcic [7] dans le cas de contraintes à courant constant. Ces résultats sont similaires aussi à ceux obtenus par Lai et al. [8] dans le cas d'injection d'électrons par avalanche. Les variations du courant tunnel et de la tension V_{mg} qui, elle, représente l'évolution de la charge globale créée dans l'oxyde, indiquent la création de deux types de charges: une charge positive et une charge négative. La charge positive apparaît au début de l'injection des électrons; elle n'est probablement pas due au phénomène d'ionisation par impact bande à bande,

car ce processus n'apparaît qu'à partir d'un champ seuil d'environ 7.5 MV / cm et seulement pour des oxydes dont l'épaisseur est supérieure ou égale à 30 - 40 nm [9]. Pour des épaisseurs inférieures, le champ seuil augmente considérablement; pour des épaisseurs de 10-20 nm, l'ionisation par impact n'apparaît que pour des champs supérieurs à 12 MV/cm [9]. Cette charge positive est probablement due au piégeage de trous qui seraient injectés par effet tunnel à partir du substrat de silicium dans l'oxyde [10]. Il existe une autre possibilité c'est l'ionisation par impact d'un piège neutre: l'électron piégé sur le défaut neutre est arraché suivant la réaction [11]: $D^0 + \bar{e} \rightarrow D^+ + 2 \bar{e}$.

Il est probable qu'il existe un phénomène de recombinaison de la charge positive avec les électrons injectés, mais ce phénomène est négligeable comparé au piégeage d'électrons dans le volume de l'oxyde ou près de l'interface injectante pour compenser la charge positive créée [7]. La localisation de la charge positive et de la charge négative pourrait être déterminée par l'acquisition de la caractéristique $I(V_g)$: si les défauts d'oxyde sont localisés près des interfaces, les courbes $I(V_g)$ obtenues en régime d'accumulation et en régime d'inversion restent virtuellement non affectées [12]. En réalité, la localisation des défauts d'oxyde reste difficile à mettre en évidence, spécialement lorsque les deux types de charges coexistent. D'après des travaux antérieurs, certains auteurs ont suggéré que la charge négative est localisée près de l'interface grille / SiO_2 [5,7,12,13], pour d'autres elle est distribuée dans le volume de l'oxyde [2,14]. Quant à la charge positive, elle se trouve localisée près de l'interface Si / SiO_2 [13,15,16]. Nous avons effectué des mesures $I(V_g)$ en accumulation ($I(V_g^-)$) et en inversion ($I(V_g^+)$) avant et après contrainte afin de localiser les deux types de charges. Ces caractéristiques (fig. 4 et 5) montrent un faible déplacement et une petite distorsion qui semblent indiquer que les deux types de défauts sont localisés près des interfaces; la charge positive près de l'interface

Si / SiO₂ et la charge négative près de l'interface injectante (grille / SiO₂). Les figures 4 et 5 illustrent ainsi expérimentalement l'effet des charges d'oxyde sur les caractéristiques I(V_g). Ici, la densité de charges injectées est de 5×10¹⁹cm⁻² sous un fort champ E= -12 MV/cm.

Si on suppose que la charge négative est localisée à environ x_n = x_{t0} (où x_{t0} est la distance "tunnel" = φ / E avec φ ≈ 3.2 eV barrière de potentiel à l'interface grille / SiO₂ extraite de la fig. 6), à partir de l'interface injectante, alors les déplacements en tension ΔV_g⁻ et ΔV_g⁺ en régime d'accumulation et d'inversion respectivement, déterminés pour un faible courant de l'ordre de 10⁻¹² à 10⁻¹⁰A, sont: ΔV_g⁻ ≈ 0.75 V, ΔV_g⁺ ≈ 0.25 V et ΔV_{mg} = -1.28 V. Et si on considère que:

$$\Delta V_{mg} = - \frac{1}{\epsilon_{ox}} (Q_p x_p - Q_n x_n) \quad (5-1)$$

$$\Delta V_g^- = - x_n \frac{Q_n}{\epsilon_{ox}} \quad (5-2)$$

$$\Delta V_g^+ = \frac{e_{ox}}{\epsilon_{ox}} \left(1 - \frac{x_p}{e_{ox}}\right) Q_p \quad (5-3)$$

où x_n (x_p) est le centroïde de la charge négative Q_n (charge positive Q_p) défini à partir de l'interface grille / SiO₂ (fig. 7).

Alors, on trouve que:

$$x_n \approx 30 \text{ \AA},$$

$$Q_n = -qN_n = -8.63 \times 10^{-7} \text{ C cm}^{-2}, \text{ soit } N_n \approx 5.4 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2},$$

$$Q_p = qN_p = 2.42 \times 10^{-7} \text{ C cm}^{-2}, \text{ soit } N_p \approx 1.5 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2},$$

$$x_p \approx 75 \text{ \AA}.$$

La charge positive est donc localisée à une distance d'environ 36 Å de l'interface Si / SiO₂.

Les valeurs de x_n, Q_n, x_p et Q_p sont déduites de calculs approximatifs.

Elles sont donc à prendre avec précaution.

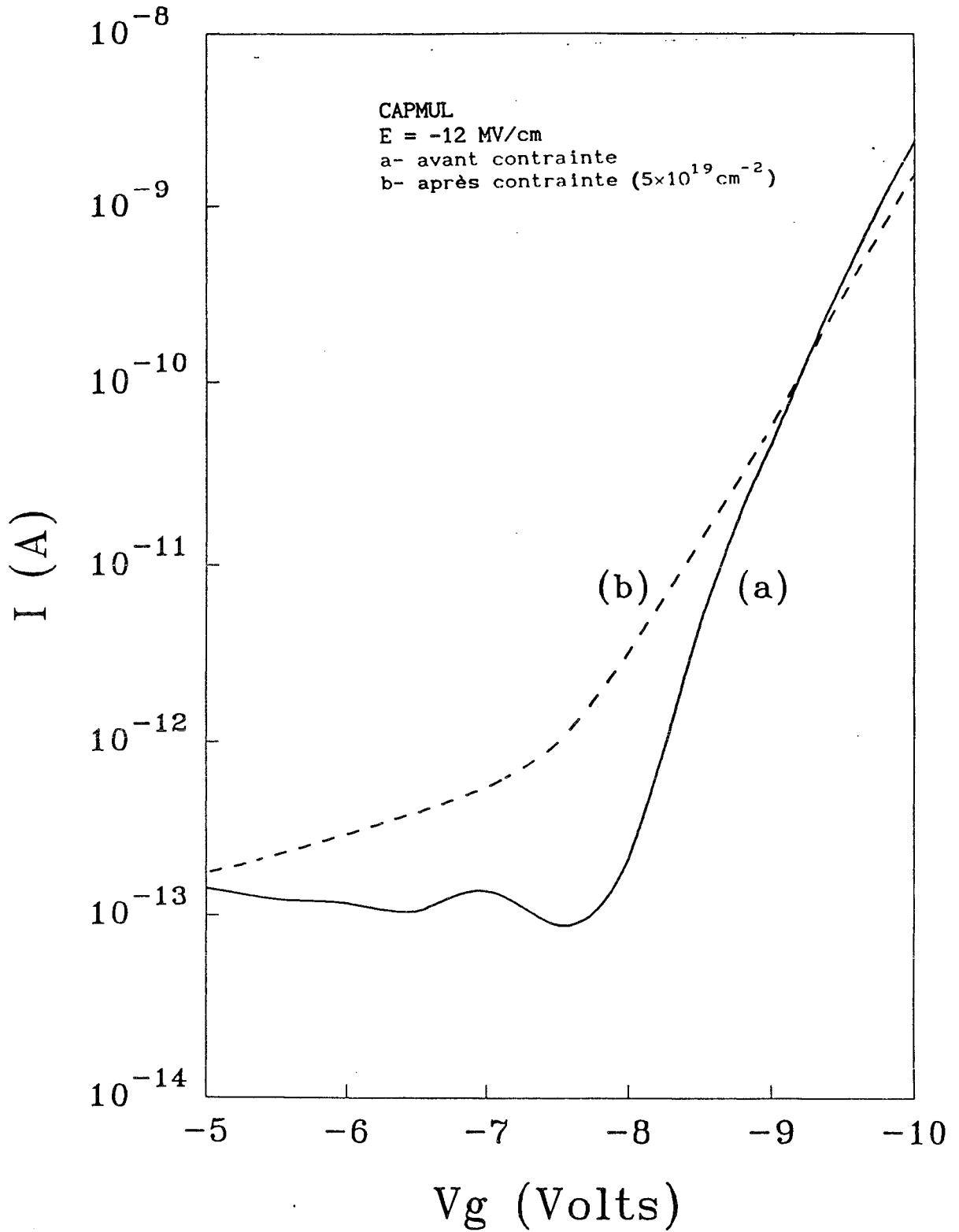


Fig. 4: Effet des défauts d'oxyde sur la caractéristique $I(V_g^-)$.

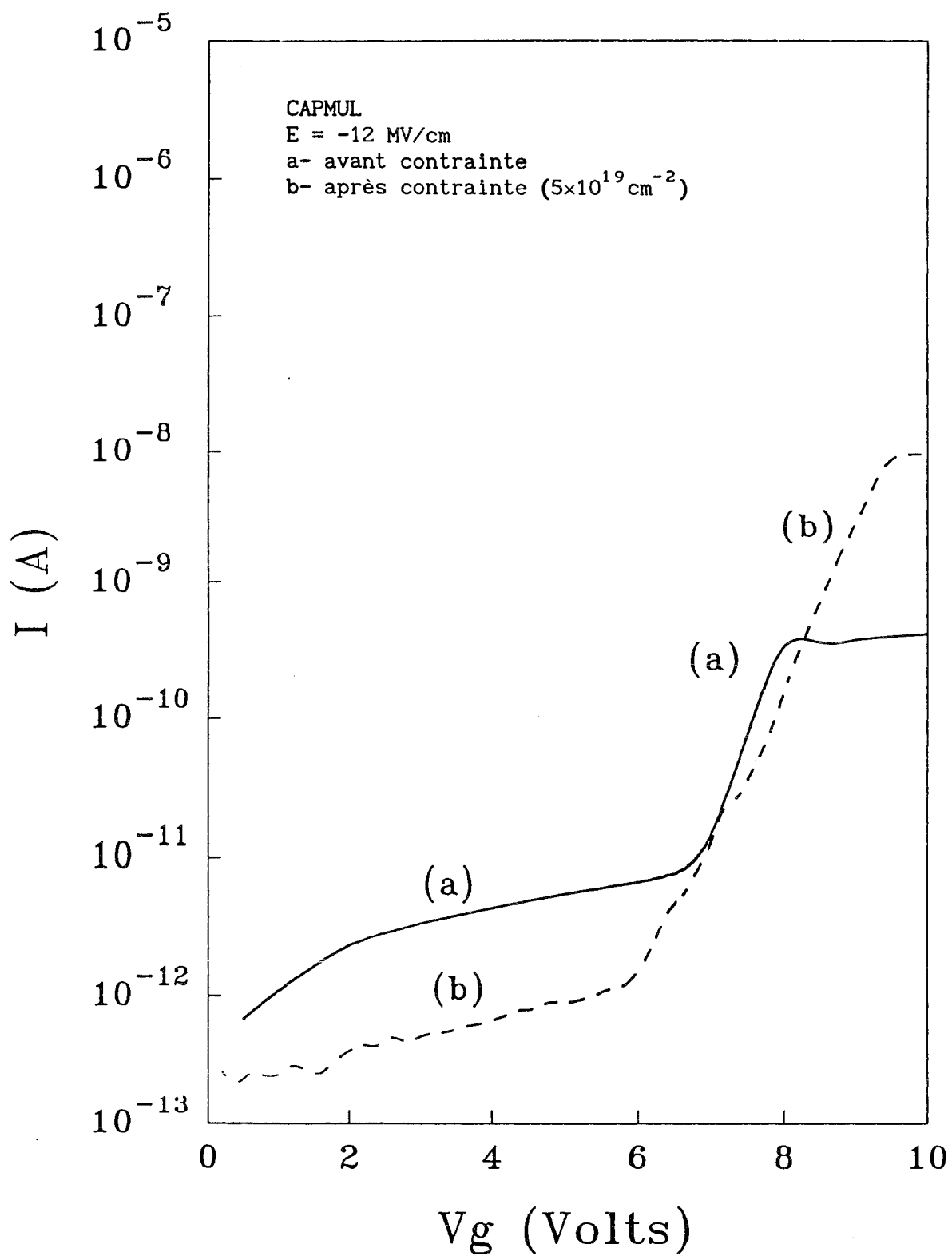


Fig. 5: Effet des défauts d'oxyde sur la caractéristique $I(V_g^+)$.

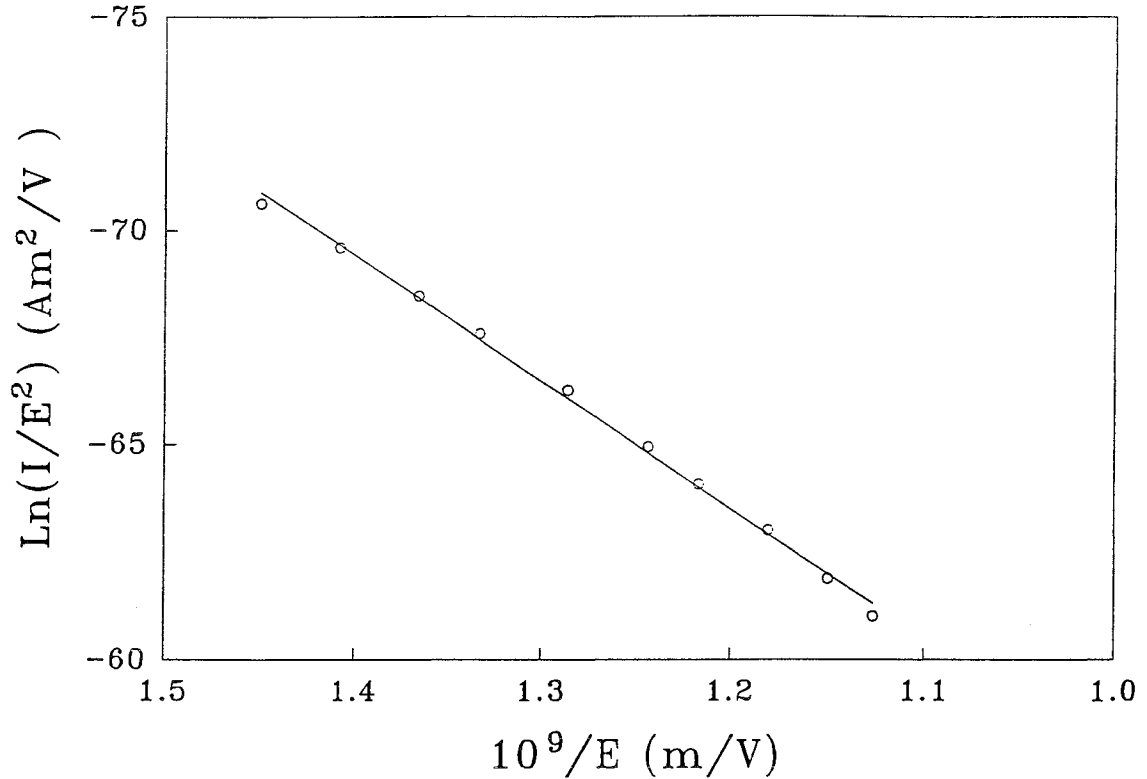


Fig. 6: Caractéristique F-N: $\ln(I/E^2)$ en fonction de $1/E$.

La présence de la charge positive supposée localisée près de l'interface Si / SiO₂ et de la charge négative supposée localisée près de l'électrode injectante (grille / SiO₂) induit une déformation de la barrière de potentiel. Ce qui permet d'introduire le modèle représenté sur la figure 7 dans lequel les paramètres E_1 , E_2 et E_3 sont respectivement le champ limité entre l'interface injectante et la position x_n de la charge négative, le champ limité entre la position de la charge négative et la position x_p de la charge positive et le champ qui règne entre la position de la charge positive et l'interface Si / SiO₂. Les distances x_t (la nouvelle distance tunnel), x_n (centroïde de la charge négative) et x_p (centroïde de la charge positive) sont définies à partir de l'interface grille / SiO₂. La distance tunnel x_t est donnée en fonction de ϕ_0 , x_n , E_1 et E_2 à partir de la figure 7:

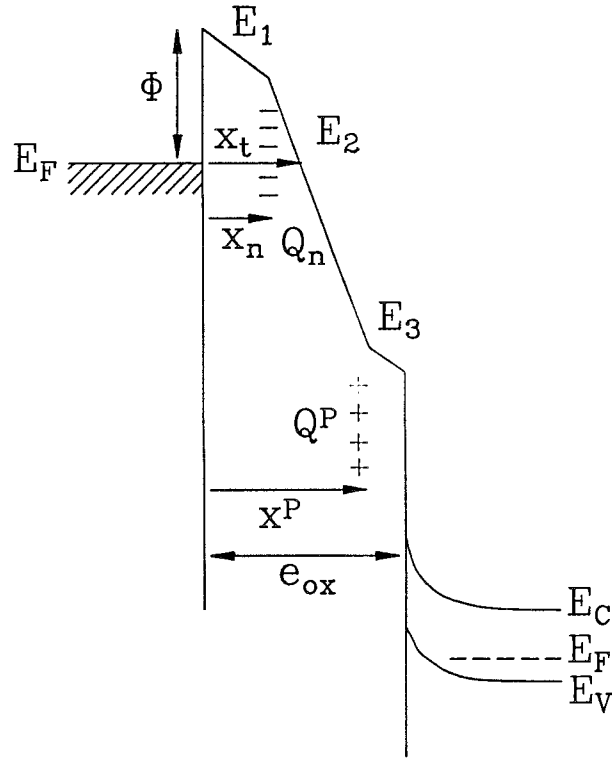


Fig. 7: Diagramme des bandes énergétiques pour un échantillon dégradé.

$$x_t = (\phi_0 - x_n (E_1 - E_2)) / E_2 \quad (5-4)$$

A partir du théorème de Gauss, on obtient:

$$E_1 = (V_{ox} / e_{ox}) - (1 - x_n / e_{ox}) (Q_n / \epsilon_{ox}) + (1 - x_p / e_{ox}) (Q_p / \epsilon_{ox}) \quad (5-5)$$

$$E_2 = (V_{ox} / e_{ox}) + (x_n / e_{ox}) (Q_n / \epsilon_{ox}) + (1 - x_p / e_{ox}) (Q_p / \epsilon_{ox}) \quad (5-6)$$

$$E_3 = (V_{ox} / e_{ox}) - (Q_p x_p - Q_n x_n) / (\epsilon_{ox} e_{ox}) \quad (5-7)$$

Nous constatons que le champ E_2 dans la région limitée entre la charge positive et la charge négative augmente aux dépens de E_1 et de E_3 lorsque Q_n et (ou) Q_p augmentent. La variation de ce champ intermédiaire va influencer la génération des états d'interface comme nous le verrons par la suite (voir parag. B).

2) Nature des défauts d'oxyde

Pour distinguer entre états lents (APC) et trous piégés, nous avons procédé de la même manière que dans le cas des échantillons LIR04: après une dégradation en régime d'accumulation, en injectant une densité de 10^{19} cm^{-2} sous un champ électrique de -12 MV/cm et juste après caractérisation (courbe 2, fig. 8), nous avons appliqué à l'échantillon contraint un champ de -5 MV/cm , tout d'abord pendant 30 mn en régime d'accumulation où nous n'avons remarqué aucun changement ni sur les caractéristiques $C(V_g)$ (courbe 3, fig. 8) ni dans la distribution des états d'interface (fig. 9), et puis en régime d'inversion pendant la même durée (30 mn) sous le champ de $+5 \text{ MV/cm}$ avec, au début, un éclaircissement très bref d'une durée de 10 sec (l'éclaircissement permet la création de la zone d'inversion). Nous avons observé un retour dans les caractéristiques $C(V_g)$ (courbe 4, fig. 8) et un changement dans la distribution énergétique des états d'interface dans la partie inférieure de la bande interdite du silicium (fig. 9); il y a augmentation de la densité des états d'interface entre le niveau de Fermi et le milieu de la bande interdite. Cette augmentation d'états d'interface disparaît lorsqu'on applique à nouveau un champ de -5 MV/cm en régime d'accumulation. Nous avons fait subir à l'échantillon contraint alternativement des champs de $\pm 5 \text{ MV/cm}$ pendant une durée de 30 mn (pour chaque alternance); nous avons remarqué que le phénomène "d'augmentation - diminution" de la distribution des états donneurs d'interface est réversible. Une explication possible de ce phénomène réversible est que la polarisation V_g^+ plaque la charge positive à l'interface Si / SiO_2 et la polarisation négative V_g^- éloigne la charge positive de l'interface. Par conséquent, une partie de la charge positive d'oxyde doit être plus ou moins mobile. La distribution énergétique dans la partie supérieure de la bande interdite n'est pas affectée (fig. 9). Lorsque l'échantillon contraint est soumis à un champ de $+5 \text{ MV/cm}$ en régime d'inversion, la caractéristique $C(V_g)$ se déplace vers la

caractéristique obtenue avant contrainte. Lorsqu'on soumet l'échantillon contraint à un champ de -5 MV/cm en régime d'accumulation, la courbe $C(V_g)$ se déplace très peu; elle n'est presque pas affectée. Les figures 8 et 9 montrent l'influence du signe et de la durée d'application de la polarisation à un échantillon contraint. Ceci nous permet de suggérer que les niveaux énergétiques des défauts dans l'oxyde seraient des niveaux profonds et qu'un champ de -5 MV/cm n'est pas suffisant pour induire par effet de champ un dépiégeage d'électrons. Par conséquent, contrairement aux résultats donnés par Trombetta et al. [17], la charge positive n'est pas due à la présence d'états lents (APC). Contrairement aussi aux résultats donnés par Zvanut et al. [18] elle n'est pas due non plus aux centres E' , puisqu'une polarisation négative appliquée pendant 120 mn puis pendant 180 mn n'affecte pas la caractéristique $C(V_g)$.

Si on exclut aussi la formation de charges positives par ionisation par impact bande à bande, la seule possibilité envisageable est la présence d'un autre défaut de type donneur $D^{0/+}$, de niveau énergétique profond dans la bande interdite de l'oxyde et l'ionisation de ce défaut neutre permet d'expliquer la présence de charges positives dans l'oxyde près de l'interface Si / SiO_2 [11].

Nos résultats sont cohérents avec les travaux de Wang et al. [19]. Lorsque la charge positive est localisée dans l'oxyde à une distance située entre 20 et 70 \AA à partir de l'interface Si / SiO_2 , elle disparaît après la capture d'électrons sans génération d'états d'interface. Quand cette charge se trouve à une distance inférieure à 20 \AA , son annihilation par les électrons induit la génération d'états d'interface [19]. En conséquence on peut estimer que la charge positive générée dans nos échantillons est localisée à plus de 20 \AA de l'interface Si / SiO_2 , ce qui est en bon accord avec les centroïdes de charges déterminés au cours de ce travail (paragraphe II: A), et également avec la littérature [11].

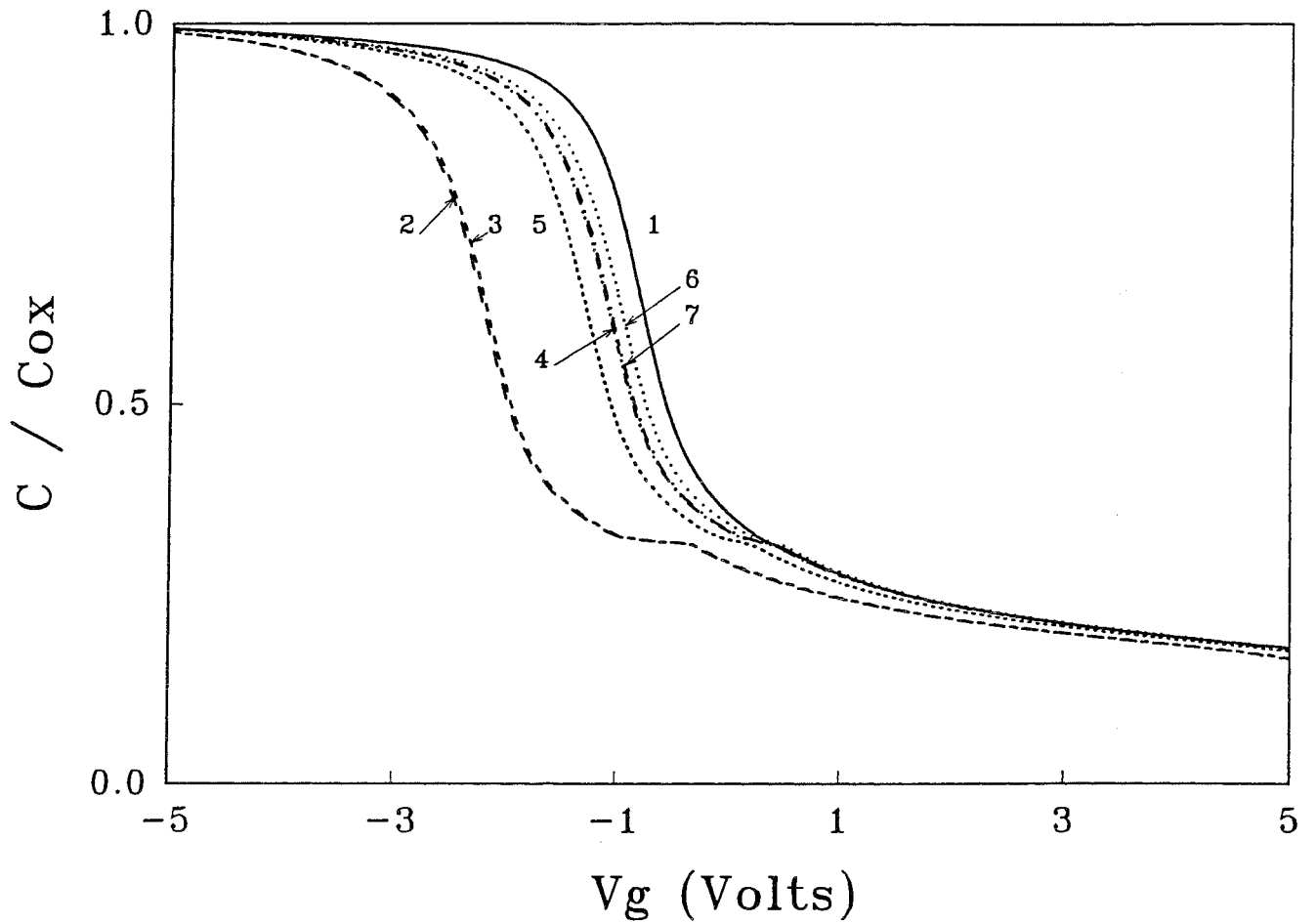


Fig. 8: Déplacement de la caractéristique $C(V_g)$ selon le signe de la polarisation V_g (5 MV/cm). 1: $C(V_g)$ initiale (échantillon non contraint); 2: $C(V_g)$ après contrainte; 3, 5 et 7: sous -5 MV/cm (V_g^-) pendant 30 mn, 120mn et 180 respectivement; 4, ou 6: sous +5 MV/cm (V_g^+) pendant 30 mn.

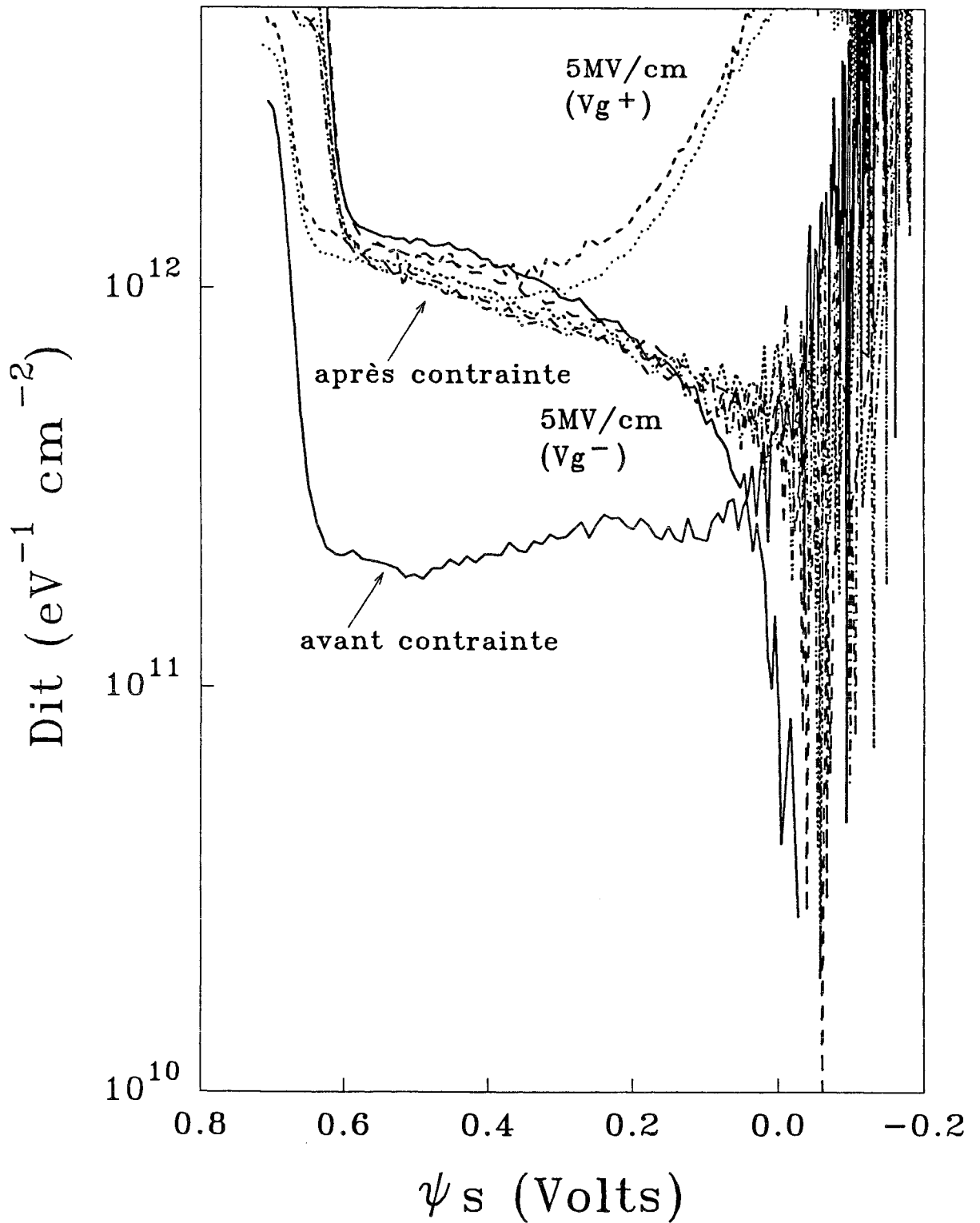


Fig. 9: Distribution des états d'interface montrant l'effet d'application de 5MV/cm à un échantillon contraint.

B) Etats d'interface

La distribution énergétique des états d'interface est approximativement uniforme sur une étendue d'environ 0.6 eV autour du milieu de la bande interdite du silicium et nous pouvons donc décrire juste la variation de la densité des états d'interface au milieu de la bande interdite. La figure 10 donne la variation des états d'interface en fonction de la densité de charges injectées:

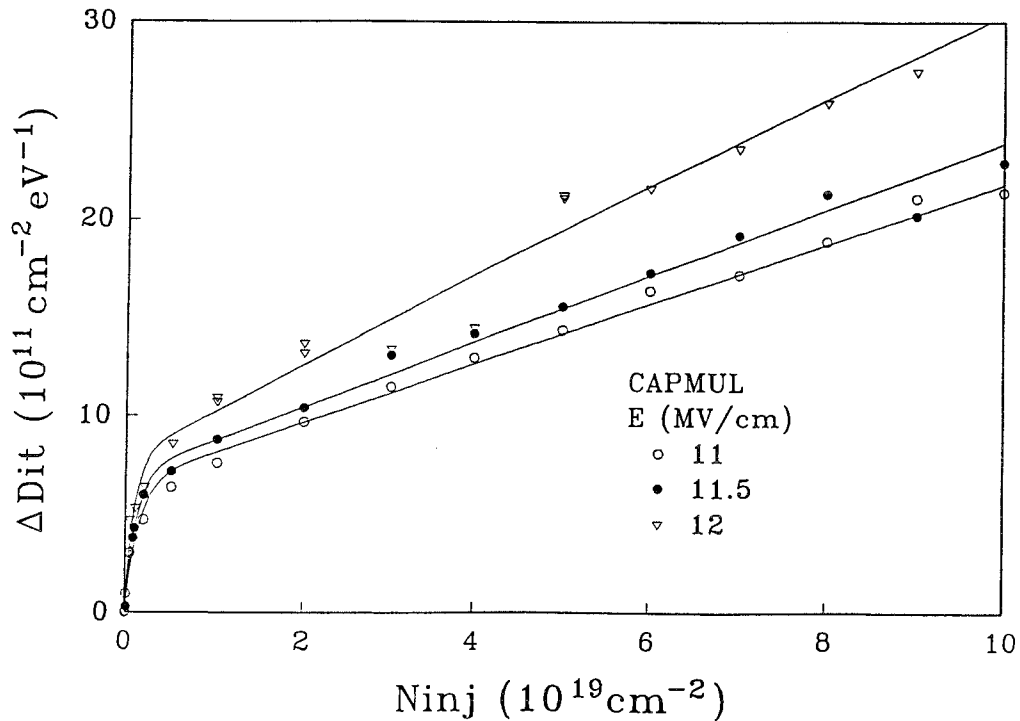


Fig. 10: Densité des états d'interface du milieu de la bande interdite (ΔD_{it}) en fonction de la densité des électrons injectés (N_{inj}).

Le comportement de la densité des états d'interface est le même pour tous les forts champs électriques utilisés dans ce travail. Cette densité ne présente aucune saturation.

Nous avons tenté d'injecter plus de 2×10^{20} électrons cm^{-2} pour atteindre une saturation, mais nos échantillons ne résistent pas au dépassement de cette densité. Les points de mesure sont bien décrits par la combinaison de deux cinétiques impliquant l'existence de deux

mécanismes de création:

$$\Delta D_{it} = \Delta D_{it}^{\infty} (1 - \exp(-\sigma_{it} N_{inj})) + S N_{inj} \quad (5-8)$$

où ΔD_{it}^{∞} , σ_{it} (section efficace de création) et S sont des paramètres dont les valeurs sont données dans le tableau 1.

E(MV/cm)	ΔD_{it}^{∞} ($10^{11} \text{ cm}^{-2} \text{ eV}^{-1}$)	σ_{it} (10^{-20} cm^2)	S (10^{-8} eV^{-1})
10.5	6.7	5.4	1.7
11.0	6.6	6.7	1.5
11.5	7.1	8.0	1.7
12.0	8.1	9.3	2.2

Tab. 1: Valeurs des différents paramètres déterminés à partir de l'équation (5-8) appliquée aux points expérimentaux.

Ces paramètres varient faiblement avec les valeurs de champs électriques. Les valeurs de la pente S sont en accord avec des résultats antérieurs de DiMaria [20] où les mesures des effets d'électrons chauds dans des structures à grille Si-poly ont donné des taux de génération de 10^{-8} - 10^{-7} état / électron. D'autres mesures ont donné des valeurs identiques pour des champs plus faibles que 6 MV/cm et des densités d'électrons injectés inférieures à $1.5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-2}$ [21]. Dans nos mesures, on observe que le régime linéaire est dominant dans la région de fortes injections; commençant à $2 \times 10^{19} \text{ cm}^{-2}$. Il est remarquable de noter que cette densité de $2 \times 10^{19} \text{ cm}^{-2}$ correspond au "point de retour" de V_{mg} dans la caractéristique $C(V_g)$ pour lequel la charge négative apparaît (fig. 3). Le régime exponentiel correspond à un mécanisme de création par les électrons énergétiques ayant une énergie supérieure à 2 eV [1]. La cinétique linéaire est due à un deuxième mécanisme stimulé par la

présence de charges négatives qui pourrait être considérée comme un précurseur direct ou indirect dans la création d'un autre type de défaut.

Nous proposons donc une explication pour le régime linéaire qui en fait, pourrait correspondre à une approximation de la cinétique de création du premier ordre lorsque $N_{inj} \ll 1 / \sigma_{it}$:

a) Pour $N_{inj} < 2 \times 10^{19} \text{cm}^{-2}$, la génération des états d'interface suit une cinétique du premier ordre ($D_{it}^{\infty} (1 - \exp(-\sigma_{it} N_{inj}))$), où D_{it}^{∞} est de l'ordre de $7 - 8 \times 10^{11} \text{cm}^{-2} \text{eV}^{-1}$ et σ_{it} est de l'ordre de $5 \times 10^{-20} - 10^{-19} \text{cm}^2$ comme on peut l'observer sur le tableau 1. Ce mécanisme peut correspondre à la dépassivation des liaisons Si-H qui ne nécessitent qu'une faible énergie comprise entre 1-3 eV.

b) Pour $N_{inj} > 2 \times 10^{19} \text{cm}^{-2}$, le champ électrique E_2 qui règne dans la région centrale de l'oxyde (fig. 7), entre la charge positive et la charge négative, augmente avec la concentration de charges négatives. Les électrons atteignent une énergie cinétique très élevée dans cette région, et peuvent casser d'autres liaisons plus stables à l'interface Si / SiO₂ telles que les liaisons Si-Si ou Si-O distordues. Ce mécanisme peut aussi être décrit par une cinétique du premier ordre. Si on suppose que la valeur à la saturation est de l'ordre de $10^{13} - 10^{14} \text{cm}^{-2} \text{eV}^{-1}$ et σ_{it} est de l'ordre de $10^{-22} - 10^{-21} \text{cm}^2$, tant que la densité de charges injectées reste inférieure à $1 / \sigma_{it}$ ($10^{21} - 10^{22} \text{cm}^{-2}$), cette cinétique prend la forme $D_{it}^{\infty} \times \sigma_{it} \times N_{inj}$, ce qui donne le régime linéaire observé.

Dans le premier régime, $D_{it}^{\infty} \approx 10^{12} \text{cm}^{-2} \text{eV}^{-1}$ peut correspondre à la densité des centres P_b observée sur les surfaces <100>. Dans le deuxième régime, la section de création (σ_{it}) est plus faible car il s'agit d'un mécanisme moins probable car nécessitant une énergie plus importante conduisant à une valeur de saturation D_{it}^{∞} plus élevée car le nombre de liaisons Si-Si et Si-O est plus grand que le nombre de centres P_b .

Dans le tableau 2, nous présentons une compilation des résultats des

sections efficaces de création pour des oxydes de différentes épaisseurs, pour différents champs de contrainte de différentes polarités (V_g^+ et V_g^-) tirés des références [22-24]. Ces valeurs sont présentées dans la figure 11; elles montrent une décroissance en puissance de la section de génération avec la diminution de l'épaisseur de l'oxyde. Cette section efficace de création semble être indépendante de la polarité de la tension de grille (V_g) de contrainte, mais présente une faible augmentation avec les valeurs du champ électrique. Pour une épaisseur d'oxyde de 2.5 nm, une densité d'électrons injectés supérieure à $6.25 \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$ peut traverser le film d'oxyde sans création significative ni d'états d'interface ni création de charge d'oxyde [25]. Ceci montre que la section de génération est très faible pour cette épaisseur.

$e_{\text{ox}} \text{ (nm)}$	E(MV/cm) et injection à partir de	section efficace de création $\sigma_{it} \text{ (cm}^2\text{)}$	références
75	8.3 Si	3.5×10^{-16}	[22]
30	9 9.5 grille 9.75	1.2×10^{-18} 1.8×10^{-18} 4.4×10^{-18}	chapitre 4 (LIRO4)
16	8.3 grille	7.9×10^{-19}	[23]
14.8	8.3 Si 9.3 ou 11 grille	2×10^{-18} 3×10^{-18} 5×10^{-18}	fig. 7 dans [24]
11.2	10.5 11 11.5 grille 12	5.4×10^{-20} 6.7×10^{-20} 8×10^{-20} 9.3×10^{-20}	chapitre 5 (CAPMUL)
10.7	8.3 Si 9.3 ou 11 grille	2×10^{-18} 3×10^{-18} 5×10^{-18}	fig. 7 dans [24]
	11 grille	1.5×10^{-18}	fig. 9 dans [24]
5.4	8.3 Si 9.3 ou 11 grille	5×10^{-21} 2×10^{-20} 5×10^{-20}	fig. 7 dans [24]
	11 grille	2×10^{-21}	fig. 9 dans [24]

Tab. 2: Compilation des sections efficaces de création des états d'interface en fonction de l'épaisseur de l'oxyde.

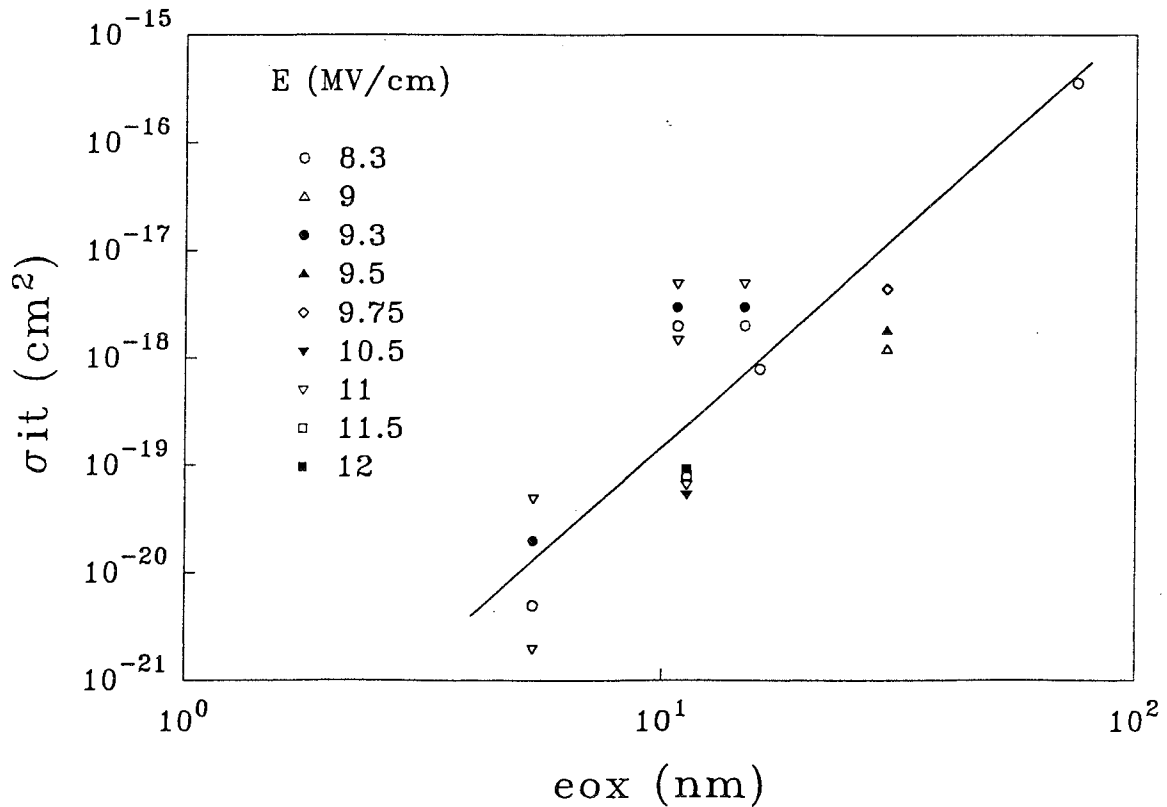


Fig. 11: Variation de la section efficace de création des états d'interface en fonction de l'épaisseur de l'oxyde.

C) Evolution des défauts dans le temps après contrainte

Dans l'étude à température ambiante, nous avons remarqué que la densité des états d'interface et la densité de la charge globale des défauts d'oxyde créés par injection tunnel F-N, changent au cours du temps, lorsque l'échantillon contraint est laissé "en l'air" (sans polarisation) à température ambiante. Nous avons effectué un certain nombre de mesures pendant la durée de stockage à température ambiante pour suivre l'évolution de la densité des défauts dans le temps. La variation de la charge d'oxyde dans le temps suit une loi en puissance de la forme t^{-n} où t est le temps de relaxation de la charge et n est de l'ordre de 0.013 à 0.078, selon la quantité de la charge injectée. L'évolution des états d'interface est aussi proportionnelle à $t^{-\mu}$ où $\mu = 0.04$ et est indépendante de la densité d'électrons injectés. La diminution de la

densité des états d'interface et de celle de la charge globale d'oxyde indiquent qu'il n'y a pas de conversion entre ces deux types de défauts. Il s'agit d'une annihilation de la charge globale d'oxyde et d'une "passivation" des états d'interface. La valeur moyenne de l'exposant n est d'environ 0.045, valeur proche de celle de μ . S'agit-il alors d'une simple recombinaison entre états d'interface et charges d'oxyde qui sont localisées près de l'interface Si / SiO₂ ? Les résultats sont présentés dans l'appendice 5-A de ce chapitre.

Un composant électronique est soumis dans la plupart du temps, à une polarisation électrique et sa température à l'équilibre thermique est supérieure à l'ambiante. C'est l'une des raisons pour lesquelles la relaxation nécessiterait une étude plus approfondie en suivant l'évolution des défauts dans le temps, d'une part lorsque l'échantillon contraint est soumis à une tension quelconque à température ambiante afin de déterminer l'effet de la polarisation (signe et intensité), et d'autre part lorsqu'il y a changement de température tel qu'un recuit par exemple.

D) Comparaison expérimentale des méthodes de mesure dans la détermination des états d'interface

Jusque là, nous avons toujours utilisé la méthode HLFCV comme méthode de mesure. Dans ce paragraphe, le but principal est de faire une comparaison expérimentale entre cette technique, la DLTS et la méthode de Jenq dans la mesure de la densité des états d'interface sur l'échantillon type 231. Nous rappelons que la DLTS, après traitement, donne un spectre d'états d'interface dans la partie inférieure de la bande interdite du silicium pour ce type d'échantillon (dans la partie supérieure le signal DLTS est masqué par la réponse des minoritaires). La méthode de Jenq permet d'avoir la densité "intégrée" des états d'interface sur une largeur moyenne d'énergie de 0.6 eV déterminée expérimentalement à partir du

rapport moyen $\Delta N_{it}/\Delta D_{it}$, où ΔD_{it} est donné par l'expression (2-9) et ΔN_{it} est donnée par l'expression (2-21).

Avant d'aborder la comparaison, nous présentons d'abord certains résultats obtenus par la DLTS et d'autres résultats obtenus par la méthode de Jenq.

1) Quelques résultats obtenus par DLTS

La figure 12 montre des courbes expérimentales de la distribution des états d'interface dans le bas de la bande interdite du semiconducteur, obtenues pour un champ de -11 MV/cm et pour différentes densités d'électrons injectés. Ces spectres présentent chacun un continuum d'états d'interface pour une injection donnée. La densité des états d'interface augmente et les fluctuations observées dans ces spectres diminuent lorsque la charge injectée augmente.

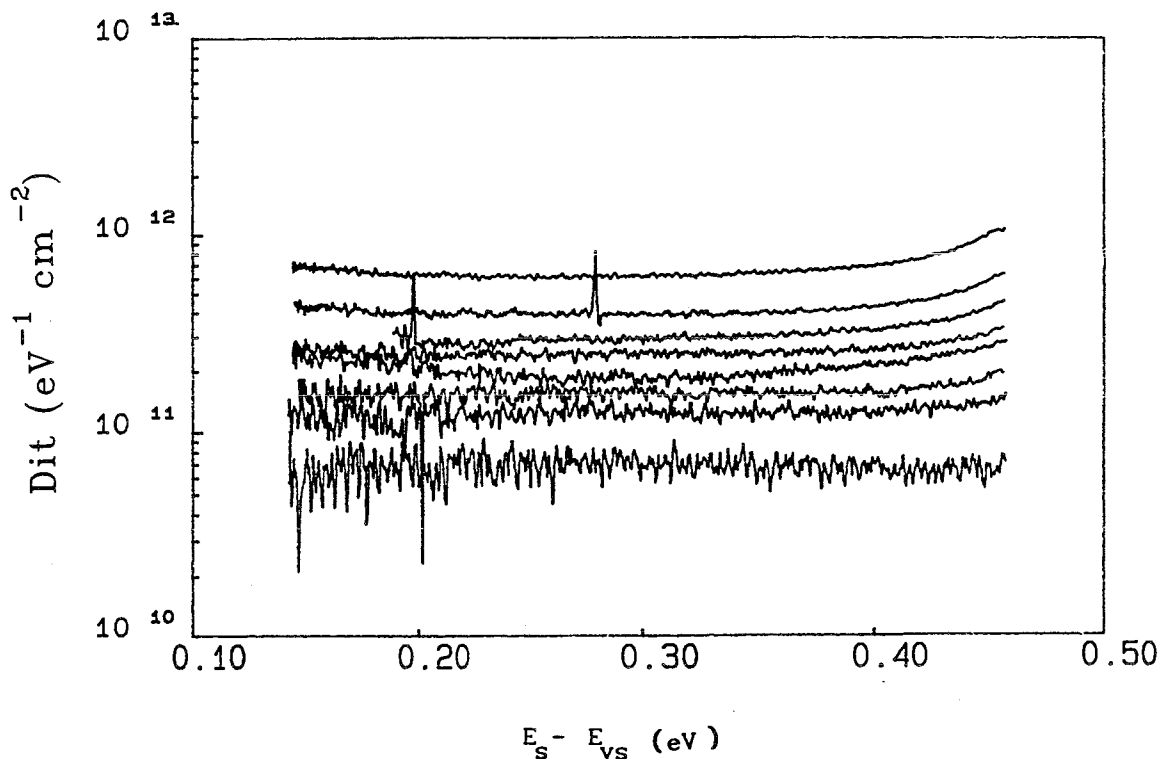


Fig. 12: Distribution énergétique des états d'interface dans la partie inférieure de la bande interdite du silicium pour $E = -11$ MV/cm et pour différentes injections (obtenues par DLTS).

La figure 13 donne l'évolution de la densité des états d'interface (ΔD_{it}) à la position énergétique $E_s - E_{vs} = 0.4$ eV en fonction de la densité d'électrons injectés et pour les quatre champs utilisés. Nous observons la même évolution que pour les résultats obtenus par la méthode HLFCV (ajustement avec la même cinétique). Cependant, les densités mesurées par la DLTS sont plus faibles (voir paragraphe II: D-3).

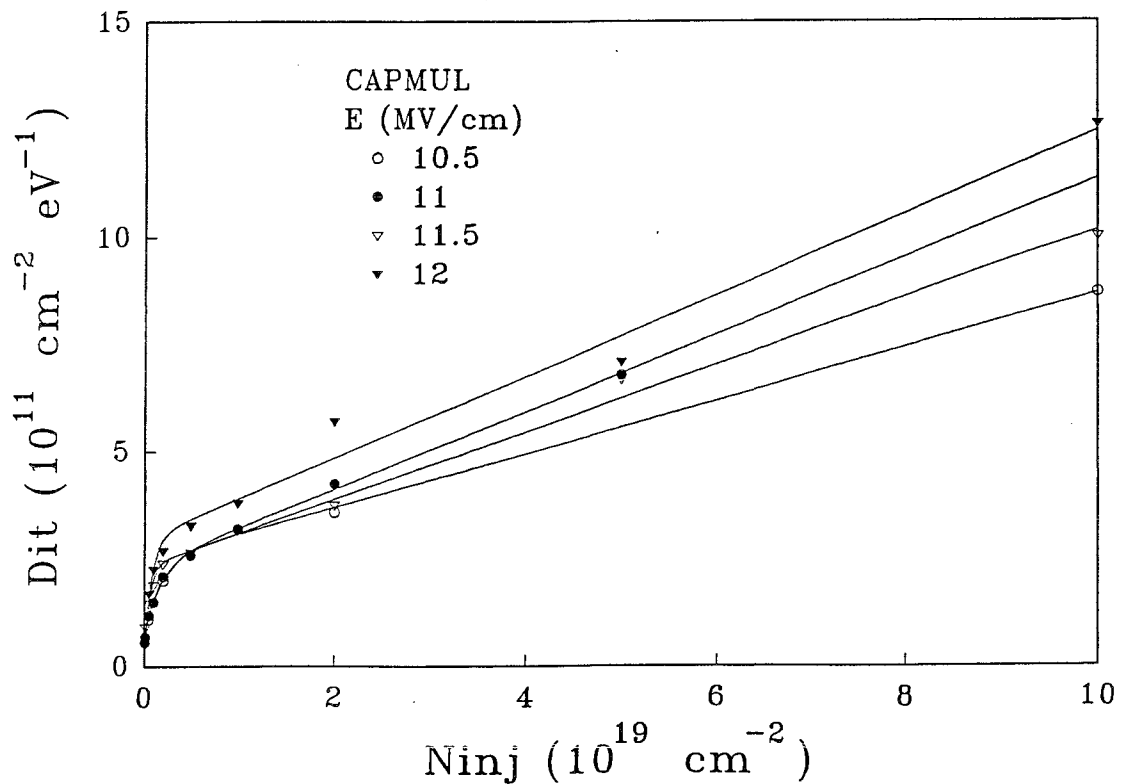


Fig. 13: Densité des états d'interface mesurée par la méthode DLTS en fonction de la densité d'électrons injectés.

2) Quelques résultats obtenus par la méthode de Jenq

La figure 14 montre la variation de la densité intégrée des états d'interface (ΔN_{it}) mesurée par la méthode de Jenq en fonction de la densité des électrons injectés pour les quatre champs utilisés dans ce travail. La figure 15 donne les densités des états d'interface (ΔD_{it}) déterminées à partir de la figure 14 selon l'expression:

$$\Delta D_{it} = \frac{\Delta N_{it}}{\overline{\Delta E}} \quad (5-9)$$

où $\overline{\Delta E} = 0.6 \text{ eV}$.

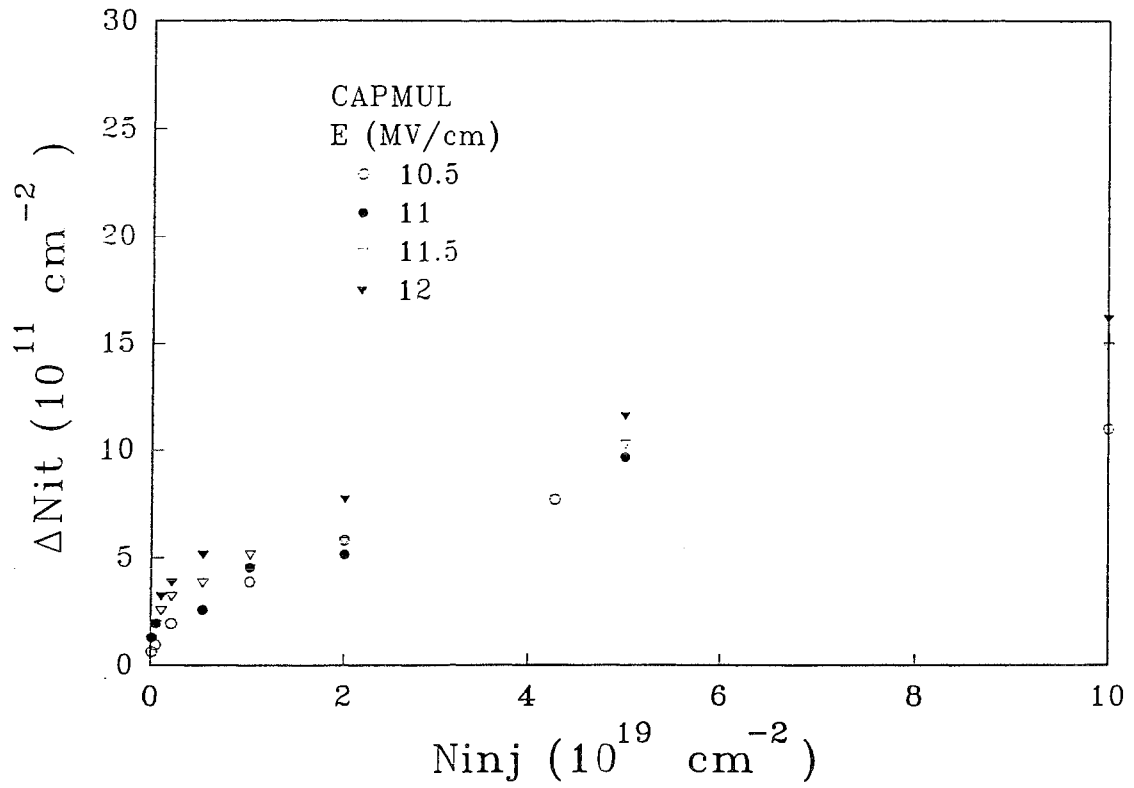


Fig. 14: Densité "intégrée" des états d'interface obtenue par la méthode LTCVD en fonction de la densité de charges injectées.

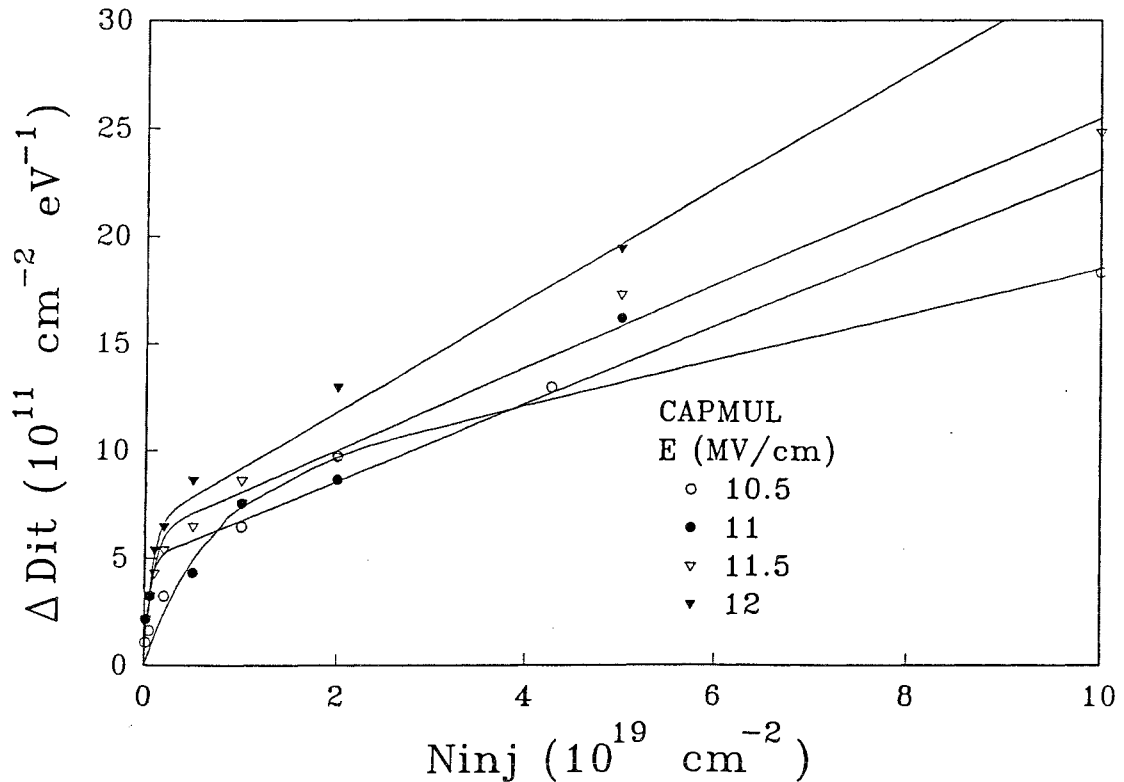


Fig. 15: Densité des états d'interface déduite de la fig. 14 en fonction de la densité de charges injectées.

3) Comparaison entre les trois méthodes la HLFCV, la DLTS et la LTCVD

Les figures 16-a, b, c et d qui montrent l'évolution des densités des états d'interface ΔD_{it} mesurées par les trois méthodes en fonction de la densité des électrons injectés, fournissent chacune d'elles, une comparaison expérimentale claire entre les trois techniques de mesures de ΔD_{it} . Les résultats donnés par la HLFCV (ΔD_{it} du milieu de la bande interdite) et la méthode LTCVD (ΔD_{it} à partir de ΔN_{it} sur une largeur centrale de 0.6 eV) sont approximativement identiques, alors que les densités mesurées par la méthode DLTS sont plus faibles. L'écart entre les densités données par la DLTS d'une part et celles données par la LTCVD et la HLFCV d'autre part, augmente lorsque la densité de charges injectées

est élevée. En moyenne, la densité des états d'interface déterminée soit par la HLFCV, soit, par la méthode de Jenq est quatre fois supérieure à celle obtenue par la DLTS. Cette différence est liée à la surestimation de D_{it} par les méthodes HLFCV et Jenq. L'erreur commise sur la méthode HLFCV peut venir de l'erreur introduite à la fois par la mesure de C_{HF} et par la mesure de C_{LF} qui ont été effectuées séparément, ainsi que de la mesure de C_{ox} . L'erreur commise sur la méthode de Jenq est liée à l'intervalle en énergie choisi dans la bande interdite, à la vitesse de balayage en tension, à la mesure de la capacité d'oxyde et enfin à la mesure du déplacement en tension. Dans ces deux méthodes (la HLFCV et la LTCVD), il y a contribution de plusieurs paramètres mesurés et par conséquent, addition de leurs erreurs individuelles dans l'erreur globale, ce qui peut entraîner une forte surévaluation des densités des états d'interface. D'autre part, la densité des états d'interface mesurée par la méthode DLTS est prise à la position énergétique $E_s - E_{vs} = 0.4$ eV qui ne correspond pas à la vraie valeur ΔD_{it} du milieu de la bande interdite. Nous observons en effet une augmentation dans le spectre DLTS vers le milieu de la bande interdite, mais il est probable que les porteurs minoritaires y aient contribué. La figure 17 donne la comparaison de la distribution des états d'interface dans la bande interdite du silicium, et montre, à partir des courbes la limite de chaque méthode: la méthode HLFCV et la méthode de Jenq sont plus précises dans la région centrale de la bande interdite, et la méthode DLTS est précise dans la partie inférieure de la bande.

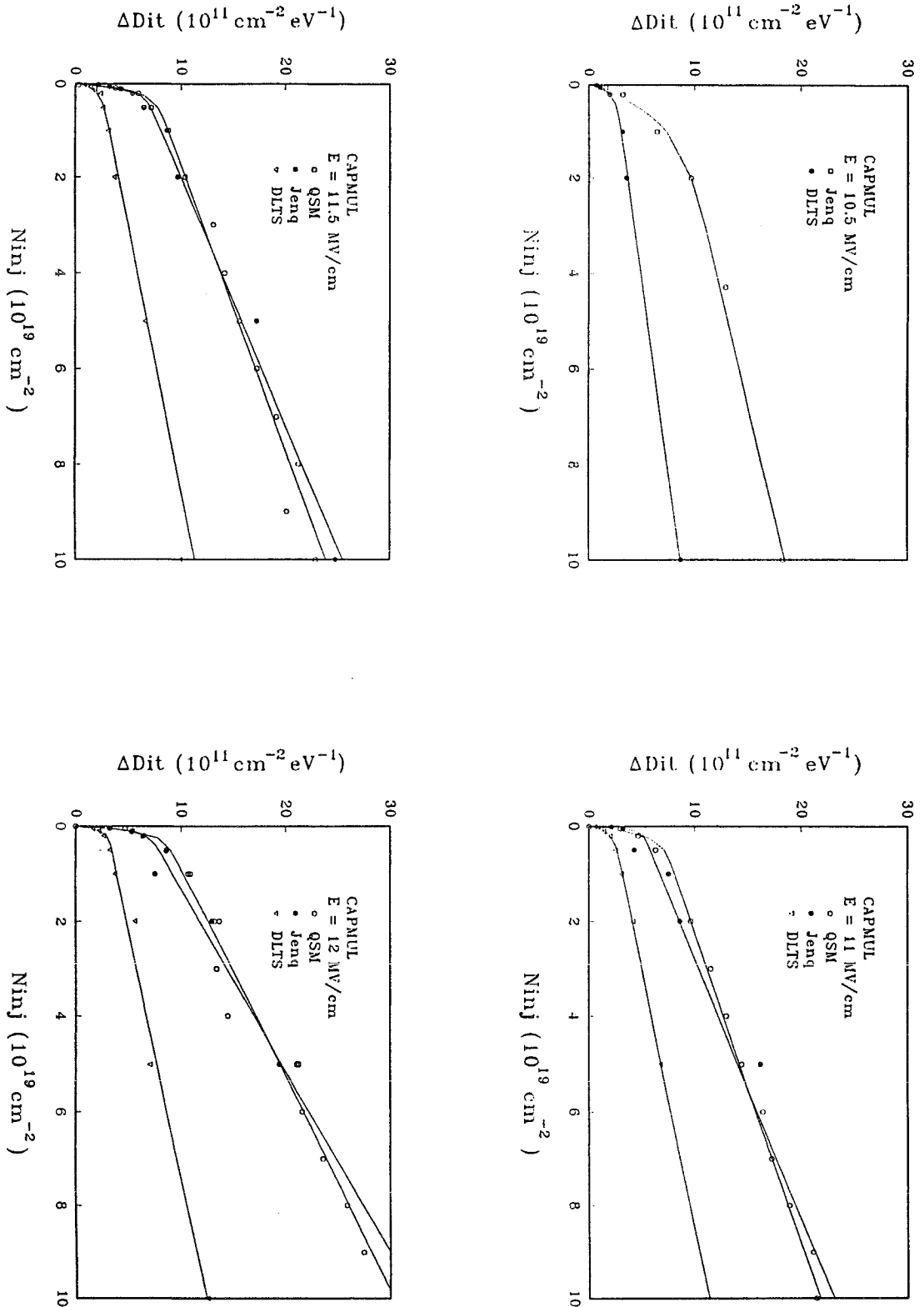


Fig. 16: Comparaison expérimentale entre les trois techniques dans la mesure de la densité des états d'interface pour (a) $E = -10.5$, (b) $E = -11$, (c) $E = -11.5$ et (d) $E = -12 \text{ MV/cm}$.

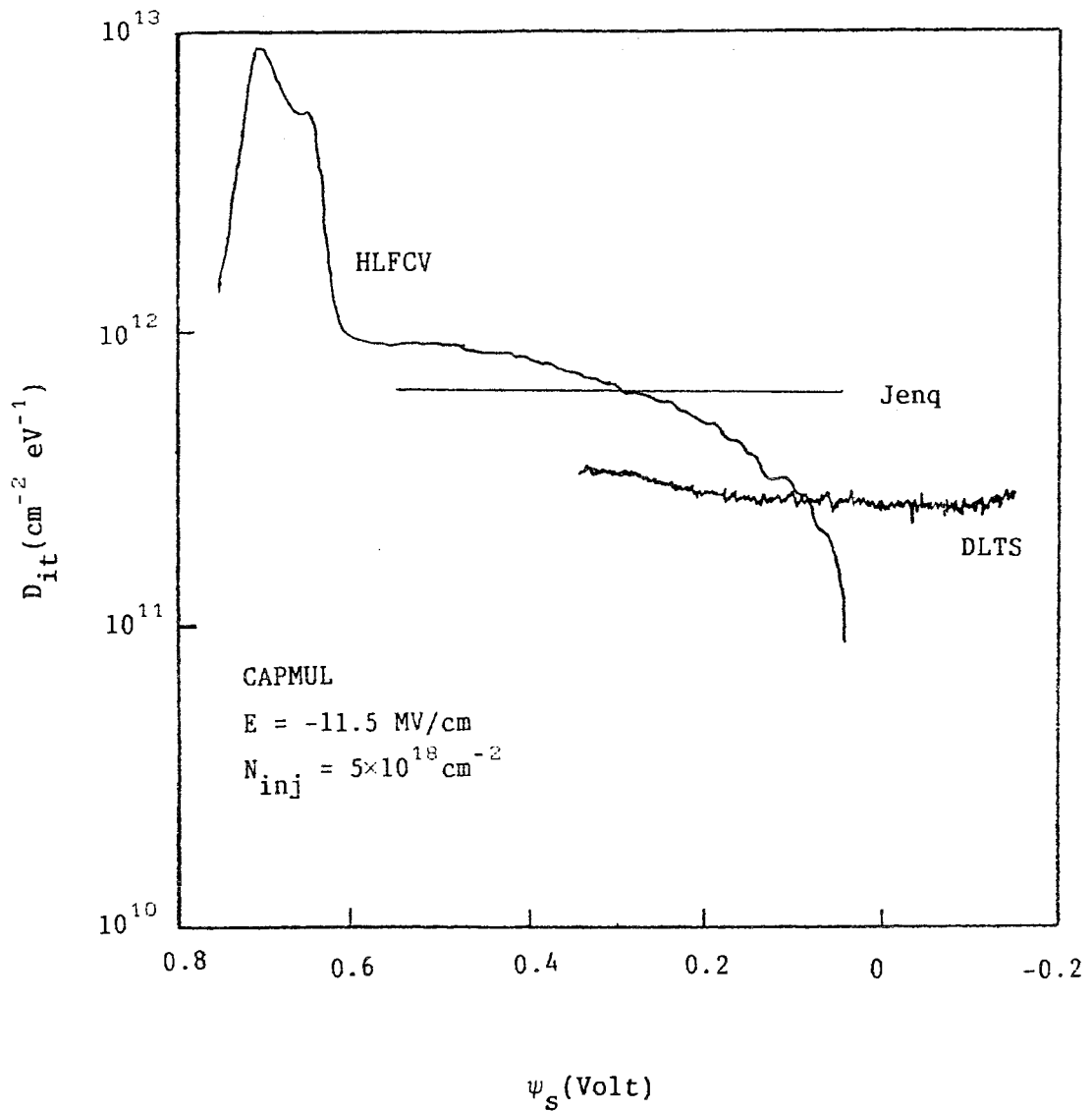


Fig. 17: Distribution des états d'interface mesurée par la méthode HLFCV, la méthode de Jenq (LTCVD) et la DLTS.

E) Comparaison expérimentale entre les lots 231 et 689

Nous avons voulu dégrader les échantillons du lot 689 dans les mêmes conditions que celles utilisées dans la dégradation du lot 231 pour pouvoir faire des comparaisons entre ces deux types d'échantillons qui ont subi les mêmes procédés de fabrications, excepté le procédé d'isolation (LOCOS pour le 231 et SILO pour le 689) et l'implantation d'ajustement de

la tension seuil (implantation après oxydation pour le 231 et avant oxydation pour le 689). La figure 18 montre une comparaison entre l'évolution de la densité des états d'interface créés dans les échantillons du lot 231 et dans les échantillons du lot 689 pour un champ de contrainte de -11 MV/cm. Nous observons qu'il y a plus d'états d'interface dans le lot 689 que dans le lot 231. Au cours des dégradations des échantillons du lot 689, nous nous sommes limités à des injections faibles ($N_{inj} \leq 2 \times 10^{19} \text{cm}^{-2}$) et seulement à un champ de contrainte (-11 MV/cm), car au delà de ces valeurs de champ électrique et de densités d'électrons injectés, l'échantillon est détruit. La comparaison entre ces deux lots ne peut donc se faire que dans le domaine des faibles injections ($\leq 2 \times 10^{19} \text{cm}^{-2}$) et dans ce cas, le lot 231 est meilleur. Il est clair que le lot 231 résiste plus que le lot 689 puisque le claquage de ce dernier apparaît au delà de $2 \times 10^{19} \text{cm}^{-2}$ même pour des champs de contrainte plus faibles que 11 MV/cm, alors que le 231 claque au delà de $2 \times 10^{20} \text{cm}^{-2}$ et pour des champs de contrainte $|E| > 12$ MV/cm. Il est connu que le procédé d'isolation LOCOS est plus néfaste que le procédé SILO: dans le procédé LOCOS, des défauts tels que des dislocations et des effets d'entassement peuvent être formés à cause des contraintes de bords dans le bec d'oiseau [26,27], et le procédé SILO induit une diminution de la densité des défauts sur le bord des échantillons par la réduction du bec d'oiseau. Nous pouvons donc conclure de cette comparaison que seule l'implantation d'ajustement de seuil à travers l'oxyde, pratiquée dans le lot 231, peut expliquer la supériorité de ce lot par rapport au 689.

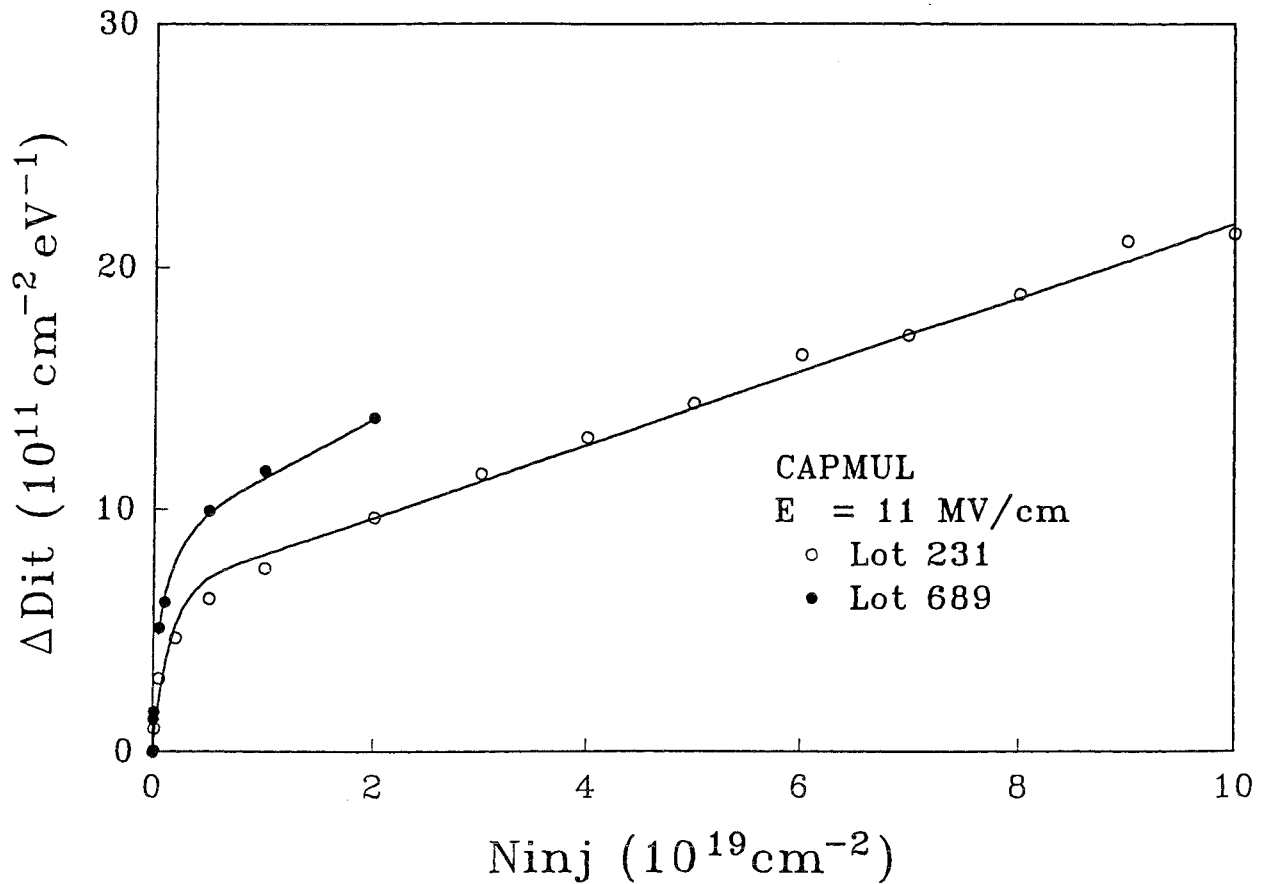


Fig. 18: Comparaison expérimentale des densités des états d'interface entre le lot 231 et le lot 689 pour -11 MV/cm.

III- VIEILLISSEMENT A DIFFERENTES TEMPERATURES

Cette étude ne concerne que le lot 231. Nous n'avons utilisé que la méthode HLCV comme méthode de mesure. La plage utilisée en température de contrainte s'étend de 87 K à 380 K. Les densités d'électrons injectés sont 10^{19} et $5 \times 10^{19} \text{ cm}^{-2}$ sous un fort champ électrique de contrainte de -11 MV/cm. La caractérisation des défauts est faite à température ambiante. Les résultats sont donnés dans la figure 19. Nous constatons que le changement de la température de contrainte n'a aucun effet sur la

création des états d'interface ni sur les charges d'oxyde contrairement à ce qui a été observé dans l'étude du LIR04. Il y a autant d'états d'interface et de charges d'oxyde créés à 100 K après retour à l'ambiante qu'à 360 K. Ceci peut s'expliquer de deux manières différentes:

a) Soit que les mécanismes de création de ces défauts ne sont pas activés thermiquement, ce qui conforterait la suggestion faite auparavant (parag. B) sur la génération des états d'interface de façon directe par les électrons injectés à travers l'oxyde. Ce mécanisme de création d'états d'interface évolue pendant la dégradation, puisqu'il y a un régime exponentiel qui domine pour les faibles injections, et un régime linéaire qui devient prépondérant pour les fortes injections.

b) Soit que les mécanismes de ces défauts sont activés thermiquement et dans ce cas, l'activation apparaîtrait dans une zone de températures supérieure à celle utilisée ici. Cependant, nous ne pouvons le vérifier car, les échantillons claquent lorsque la contrainte est effectuée à une température supérieure à 400 K. Il aurait été intéressant de voir l'effet du réchauffement (retour à l'ambiante), malheureusement la méthode HLFCV est difficile à utiliser à basse température pour ce type d'échantillon à cause de l'absence de la zone d'inversion, et la méthode de Jenq ne permet pas la détermination de la densité des états d'interface avant le retour à l'ambiante. Des études en température effectuées sur le lot 689 (D. Vuillaume et A. Mir, IEMN-ISEN, Lille) ont montré de manière similaire, qu'il n'y a pas d'activation thermique dans une plage de température de 100 K à 350 K. Ces résultats (pour les charges positives) sont en bon accord avec ceux de Thompson et al. [11].

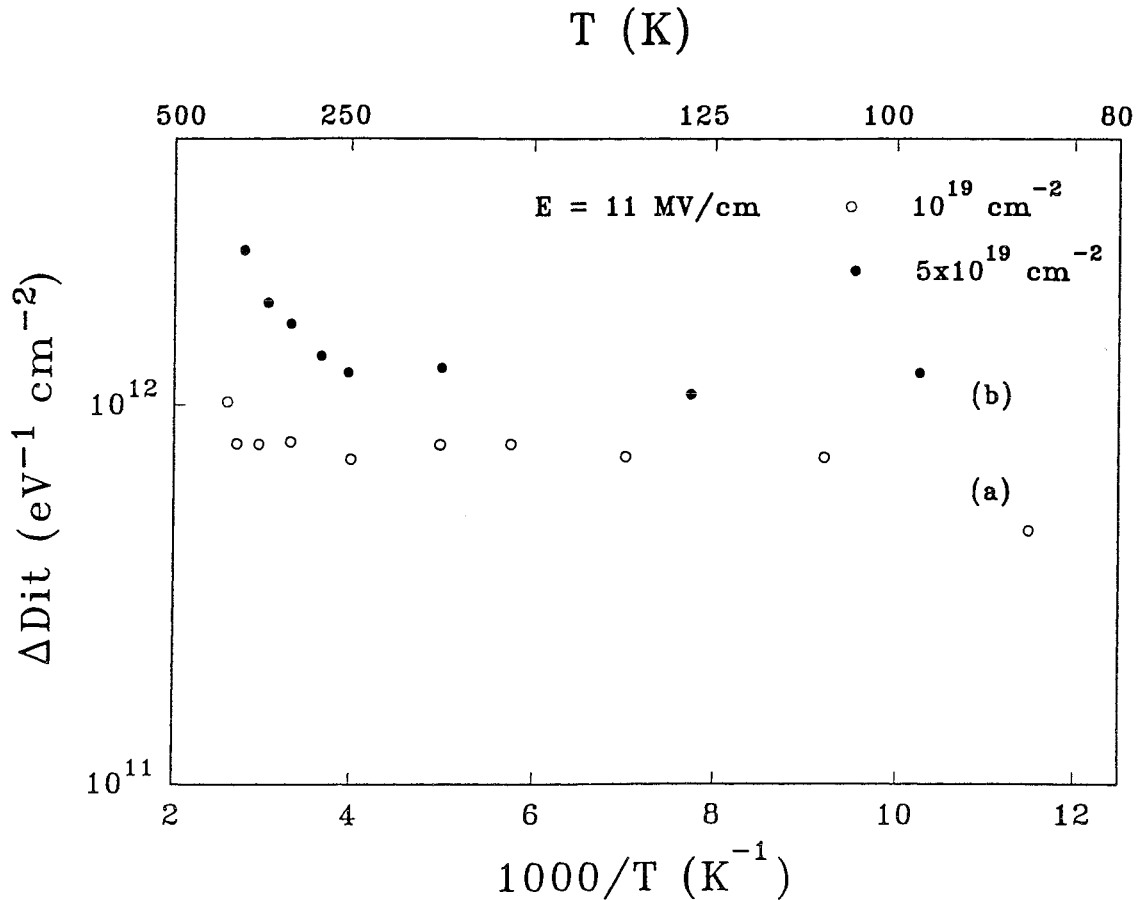


Fig. 19: Evolution de la densité des états d'interface en fonction de $1000/T_c$ pour $E = -11 \text{ MV/cm}$, (a) $N_{inj} = 10^{19} \text{ cm}^{-2}$ et (b) $N_{inj} = 5 \times 10^{19} \text{ cm}^{-2}$.

IV- CONCLUSION

Nos résultats indiquent clairement la création d'une charge positive et d'une charge négative dans l'oxyde en plus de la création des états d'interface. Ces mesures sont en bon accord avec des résultats donnés dans la littérature [2,14-16]. A partir des caractéristiques de courant - tension, nous avons observé que la charge positive est localisée près de l'interface Si / SiO₂ et que la charge négative est localisée près de l'interface injectante (grille / SiO₂). Nous avons déterminé la position des centroïdes de ces charges: $x_n \approx 30 \text{ \AA}$ pour la charge négative

et $x_p \approx 75 \text{ \AA}$ pour la charge positive de l'interface grille/SiO₂. La charge positive est due aux trous créés par ionisation par impact de pièges neutres. L'apparition de la charge négative tend à compenser la génération de la charge positive et induit le phénomène de retour observé dans la variation de V_{mg} en fonction de N_{inj} . Un autre phénomène de retour a été observé quand l'échantillon contraint est mis en régime d'inversion (sous 5 MV / cm). Ce phénomène est du à la capture d'électrons venant de la bande de conduction du silicium par la charge positive piégée près de l'interface Si / SiO₂. Il est important de noter que cette capture d'électrons induit l'annihilation de la charge positive sans génération d'états d'interface mais entraîne un changement réversible de la distribution des états d'interface dans la partie inférieure de la bande interdite du silicium. Par l'application d'un champ de 5 MV/cm en accumulation à un échantillon contraint, nous avons pu montrer que la charge positive d'oxyde n'est pas due aux centres E' ni aux états lents puisque la caractéristique $C(V_g)$ n'est pas affectée par l'application de cette polarisation pendant plusieurs minutes. Nous avons mis en évidence une augmentation de la densité des états d'interface, sans saturation, liée à la présence de deux mécanismes de génération. Le premier s'expliquerait par la rupture de liaisons Si-H par les électrons ayant acquis une énergie de quelques eV (typiquement 2 - 4 eV). Le deuxième correspondrait à la rupture d'autres liaisons plus énergétiques telles que les liaisons Si-Si et Si-O distordues. L'étude en température montre que les mécanismes de création des défauts dans l'oxyde et à l'interface Si / SiO₂ ne sont pas activés thermiquement dans le domaine de températures utilisé ici (87 - 350 K).

APPENDICE 5-A

Relaxation of interface states and positive charge in thin gate oxide after Fowler–Nordheim stress

A. El Hdiy,^{a)} G. Salace,^{a)} C. Petit,^{b)} M. Jourdain,^{c)} and A. Meinertzshagen^{c)}
UFR Sciences BP 347, 51062 Reims Cédex, France

(Received 8 June 1992; accepted for publication 15 December 1992)

Fowler–Nordheim (F.N.) tunneling of electrons from the gate into thin thermally grown SiO₂ under high electrical field stress has been performed with polycrystalline Si-SiO₂-Si capacitors and relaxation of both interface state densities and flat-band voltage investigated during several months after F.N. stress at room temperature. It has been found that the relaxation behavior of surface states and positive charge densities follow fractional power laws in time.

Under Fowler–Nordheim (F.N.) high field stress, it is well known that there are two important damages occurring in the SiO₂ layer of metal-oxide-semiconductor (MOS) capacitors: the generation of surface states at Si-SiO₂ interface and effective positive charge formation in the oxide. There is a lot of work about this topic.^{1–6} Ma has studied the transformation of interfacial traps in MOS structures submitted to x-ray irradiation or hot electron injection⁷ and has evidenced post-irradiation evolution of interface trap distribution. Some authors have discovered a general relationship between the location of trapped holes and the subsequent generation of interface states.^{8,9} Recently, Zhang *et al.* have developed a new model based on the reactions occurring in the oxide under F.N. stress.¹⁰ The purpose of this study is to investigate the time evolution of interface state and effective positive charge densities after high field stress.

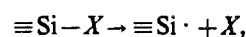
All the samples used in this study were MOS capacitors with a *p*-type silicon substrate of 6–8 Ω cm resistivity and (100) oriented. The oxide was thermally grown to about 11.2 nm of thickness value. These samples were submitted through the oxide to implantation of boron to $3.5 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ under 40 keV in order to adjust the threshold voltage of transistors built upon the same wafer. After poly-Si gate deposition of $4 \times 10^{-4} \text{ cm}^2$ area, the samples were annealed in H₂+N₂ gas. For hot electron damage studies, high electric field electron injections were performed in accumulation regime under a constant voltage corresponding to 11 MV/cm oxide field value. Injected currents were measured using a HP4140B picoammeter and integrated to give injected charge. The amount of the injected charge densities is in the range of 10^{18} – $2 \times 10^{20} \text{ cm}^{-2}$. The energetic distributions of interface states were measured by the (HLFCV) high-low-frequency capacitance voltage.¹¹ These measurements were performed at regular time intervals to follow the relaxation of damages. Between two measurements, stressed samples were kept at open circuit (with no bias) at room temperature.

Figure 1 shows the interface state distribution just after F.N. stress (a) and three months later (b). We can see

there is no deformation in the energetic distribution of interface states and this one stays approximately flat at the midgap. We may characterize the evolution of these surface states by their densities measured at the midgap. The evolution of this midgap interface state density is shown in Fig. 2. For various injected charge densities, we see the same decrease of the densities upon about four time decades. These data may be fitted with a fractional power law in time like to $t^{-\mu}$ where t is the release time. The evaluation of the fractional exponent gives a small value equal to $\mu=0.04$. It is interesting to emphasize that this μ value is here injected charge independent.

Moreover, the evolution of flat-band voltage is shown in Fig. 3. We can note a similar behavior than for interface trap density, with a time relation somewhat spread but with about some value. The flat-band voltage (V_{FB}) is again proportional to a t^{-n} law with a n value varying from 0.013 to 0.078 depending, this time, on injected charge amount. First, we can note that the two decreases of both flat-band voltage and interface trap density indicate no special conversion of bulk defects into interface traps, to the opposite of some authors.¹² Then it seems remarkable that these two behaviors show a time relaxation with a fractional power law like to the “universal” dielectric response developed by Jonscher¹³ in dielectrics.

The decrease of the net positive charge may be explained by the neutralization of positive charge by electrons tunneling from the conduction band of silicon. The light decrease of the interface state density obtained in these experiments is not in agreement with results obtained by Ma⁷ when this author has stressed a poly-Si gate MOS capacitor prepared on (100) substrate under negative bias stress, but is consistent with his data obtained after x-ray irradiation damage where he has observed a so-called “annealing regime” at room temperature. It may be the same case in our experiments. By considering that the creation of interface defect consists among other reasons, on the “depassivation” of the Pb center, introduced during the oxidation process, then the depassivation can be described as follows:



where X species is more likely a hydrogen atom, but may

^{a)}Laboratoire d'Analyse des Solides Surfaces et Interfaces.

^{b)}Laboratoire d'Analyse des Solides Surfaces et Interfaces and Laboratoire d'Applications de la Microélectronique.

^{c)}Laboratoire d'Applications de la Microélectronique.

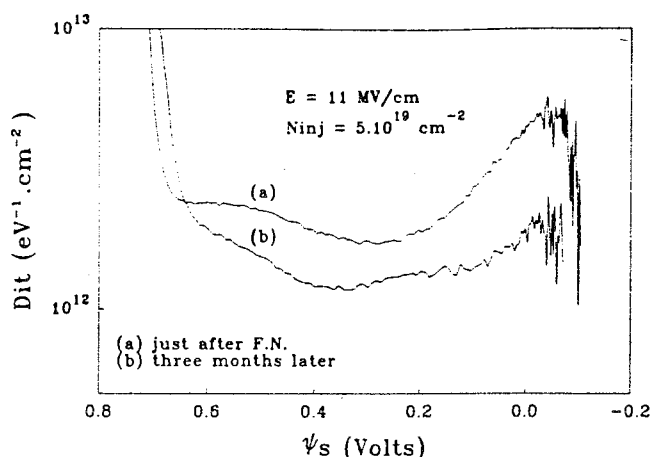
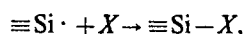


FIG. 1. Interface state density D_{it} vs surface potential ψ_s for an electrical field $E=11$ MV/cm and for injected charge density $N_{inj}=5 \times 10^{19}$ cm $^{-2}$.

be an OH group, boron atom, etc. When the bias is suppressed, a small fraction of X species may restore the passivation by



and consequently reduce lightly the interface state density with time. Thus Fukuda *et al.*¹⁵ consider that the interface

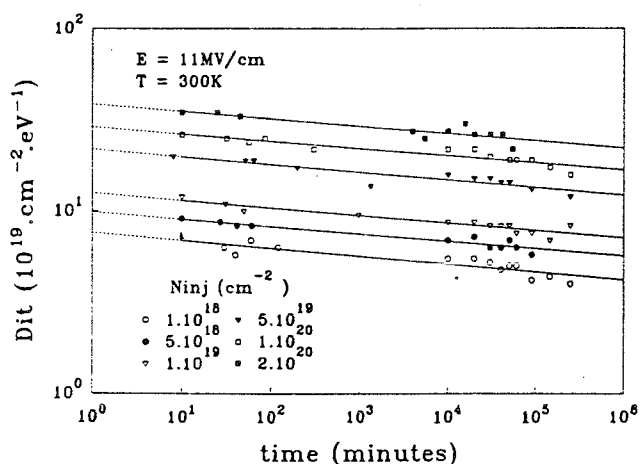


FIG. 2. Interface state density release with time (logarithmic scale upon the two axis).

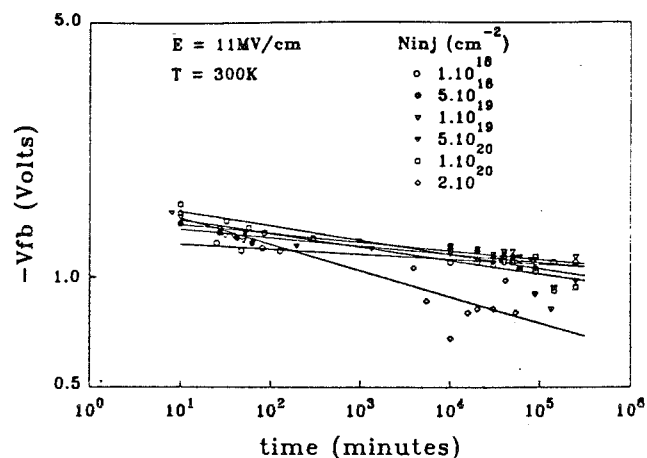


FIG. 3. Flatband voltage evolution with time (logarithmic scale upon the two axes).

state density changes depending on the generation/annihilation process of the trivalent Si atoms at the SiO $_2$ -Si interface. The fractional power law in time $t^{-\mu}$ reveals a very slow process. It may be due to transfer dipole moments at this interface (as they have been investigated by Massoud¹⁶). Some further investigations will be necessary to conclude about this point, particularly to follow the defects release under bias and at high temperature.

¹M. Lenzlinger and E. H. Snow, *J. Appl. Phys.* **40**, 278 (1969).

²S. K. Kai and D. R. Young, *J. Appl. Phys.* **52**, 6231 (1981).

³S. Horiguchi, T. Kobayashi, and K. Saito, *J. Appl. Phys.* **58**, 367 (1985).

⁴Y. Nissan-Cohen, J. Shappir, and D. Frohman-Bentchkowsky, *Solid-State Electron.* **28**, 717 (1983).

⁵I. C. Chen, S. Holland, and C. Hu, *J. Appl. Phys.* **61**, 4544 (1987).

⁶D. J. Di Maria and J. W. Stasiak, *J. Appl. Phys.* **65**, 2342 (1989).

⁷T. P. Ma, *Semicond. Sci. Technol.* **4**, 1061 (1989).

⁸S. R. Chang, J. K. Wu, and S. A. Lyon, *Appl. Phys. Lett.* **48**, 662 (1986).

⁹S. J. Wang, J. M. Sung, and S. A. Lyon, *Appl. Phys. Lett.* **57**, 1431 (1988).

¹⁰J. F. Zhang, S. Taylor, and W. Eccleston, *J. Appl. Phys.* **71**, 5989 (1992).

¹¹R. Castagne and A. Vapaille, *Surf. Sci.* **28**, 157 (1971).

¹²A. Schwerin and M. M. Heyns, *J. Appl. Phys.* **67**, 7595 (1990).

¹³A. K. Jonscher, *IEEE Electron. Im. Mag.* **2**, 16; *ibid.* **3**, 24; *ibid.* **4**, 19 (1990).

¹⁴G. J. Gerardi, E. H. Poindexter, P. C. Caplan, and N. M. Johnson, *Appl. Phys. Lett.* **49**, 348 (1986).

¹⁵H. Fukuda, M. Yasuda, T. Iwabuchi, S. Kaneko, T. Ueno, and I. Ohdomari, *J. Appl. Phys.* **72**, 1906 (1992).

¹⁶H. Z. Massoud, *J. Appl. Phys.* **63**, 2000 (1988).

Références du chapitre n°5

- (1) D.J. DiMaria et J.W. Stasiak, J. Appl. Phys. **65**, 2342 (1989).
- (2) Y. Nissan-Cohen, J. Shappir et D. F-Bentchkowsky, Tech. Digest IEDM-83, 182 (1983).
- (3) M.S. Liang, C. Chang, Y.T. Yeow et C. Hu, IEEE Trans. Electron. Dev. ED-31, 1238 (1984).
- (4) R. Radojcic, J. Appl. Phys. **49**, 2478 (1978).
- (5) P. Fazan, M. Dutoit, C. Martin et M. Ilegems, Sol. Stat. Electron. **30**, 829 (1987).
- (6) A. El-Hdiy, G. Salace, C. Petit, M. Jourdain et D. Vuillaume, J. Appl. Phys. (accepté).
- (7) R. Radojcic, J. Elect. Soc. **130**, 1394 (1983).
- (8) S.K. Lai et D.R. Young, J. Appl. Phys. **52**, 6231 (1981).
- (9) D.J. DiMaria, D. Arnold et E. Cartier, Appl. Phys. Lett. **60**, 2118 (1992).
- (10) M.V. Fischetti, Z.A. Weinberg et J.A. Calise, J. Appl. Phys. **57**, 418 1985.
- (11) S.E. Thompson et T. Nishida, J. Appl. Phys. **72**, 4683 (1992).
- (12) E. Harari, J. Appl. Phys. **49**, 2478 (1978).
- (13) M. Itsumi, J. Appl. Phys. **52**, 3431 (1981).
- (14) C.S. Jenq, T.R. Ranganath, C.H. Huang, H.S. Jones et T.T. Chang, Tech. Digest. IEDM-388 (1981).
- (15) S.T. Chang et S.A. Lyon, Appl. Phys. Lett. **48**, 136 (1986).
- (16) Y. Nissan-Cohen, J. Shappir et D. F-Bentchkowsky, J. Appl. Phys. **57**, 2830 (1985).
- (17) L.P. Trombetta, F.J. Feigl et R.J. Zeto, J. Appl. Phys. **69**, 2512 (1991).
- (18) M.E. Zvanut, F.J. Feigl, W.B. Fowler, J.K. Rurda, P.J. Caplan, E.H. Poindexter et J.D. Zook, Appl. Phys. Lett. **54**, 2118 (1989).

- (19) S.J. Wang, J.M. Sung et S.A. Lyon, Appl. Phys. Lett. **52**, 1431 (1988).
- (20) D.J. DiMaria, Appl. Phys. Lett. **51**, 655 (1987).
- (21) M.M. Heyns, D.K. Rao et R.F. DeKeersmaecker, Appl. Surf. Sci. **39**, 327 (1989).
- (22) D. Vuillaume, R. Bouchakour, M. Jourdain et J.C. Bourgoin, Appl. Phys. Lett. **55**, 153 (1989).
- (23) D. Vuillaume, non publié.
- (24) S. Horiguchi, T. Kobayashi et K. Saito, J. Appl. Phys. **58**, 387 (1985).
- (25) K.R. Farmer, M.O. Andersson et O. Engström, Appl. Phys. Lett. **58**, 2666 (1991).
- (26) J. Vanhellefont, S. Amelinckx et C. Claves, J. Appl. Phys. **61**, 2170 (1987).
- (27) J. Vanhellefont, S. Amelinckx et C. Claves, J. Appl. Phys. **61**, 2176 (1987).

CONCLUSION GENERALE

Notre étude avait pour objectif d'apporter une contribution à l'étude des défauts d'oxyde et des états d'interface créés dans des structures MOS à oxyde mince et ultramine (30 nm et 11 nm). Cette étude concerne la compréhension des mécanismes de dégradation des dispositifs électroniques liée à la connaissance du processus de création des défauts dans le volume de l'oxyde de grille tels que la création de défauts par ionisation par impact bande à bande (8 à 9 eV), ou ionisation de pièges neutres; phénomène qui nécessite moins d'énergie que le premier (≥ 7 eV). Ce travail concerne aussi la compréhension du processus de génération des états d'interface. S'agit-il d'une création "directe"? : dans ce cas, les électrons injectés dans l'oxyde de grille créent des états d'interface par la cassure, par exemple des liaisons Si-H nécessitant une faible énergie, la cassure de liaisons Si-Si, ou Si-O distordues. S'agit-il d'une génération "indirecte" des états d'interface? : dans ce cas, les électrons injectés libèrent des défauts neutres ou chargés près de l'interface Si / SiO₂ qui créent à leur tour des états d'interface (relaxation d'espèces liées à l'hydrogène, ou transformation de trous en états d'interface). Nous avons étudié la création des défauts d'oxyde et des états d'interface pour les deux technologies (LIRO4 et CAPMUL). Nous avons montré que la formation des défauts dans un oxyde de grille de 30 nm n'est pas due aux centres E' ni aux états lents mais plutôt au piégeage des trous créés par ionisation par impact. Par une étude des contraintes à basse température, nous avons observé une corrélation "un par un" entre trous piégés dans l'oxyde et états d'interface montrant le rôle de

précurseur des trous dans le mécanisme de création des états d'interface. L'étude dans une large gamme de température a permis de mettre en évidence l'existence de deux mécanismes de création: l'un est non activé thermiquement qui domine à basse température (≤ 250 K), l'autre est activé thermiquement et domine à plus haute température. Pour les technologies à oxyde de grille de 11 nm, par contre, nous avons conclu que la charge positive d'oxyde n'est pas créée par ionisation par impact bande à bande, elle n'est pas due non plus aux états lents mais créée par ionisation de pièges neutres. Quant à la charge négative, elle est due à la capture des électrons moins énergétiques par des pièges neutres existants ou nouvellement créés pendant la dégradation. Dans ces échantillons, nous avons montré que la formation des défauts créés dans l'oxyde de grille et à l'interface Si / SiO₂ est indépendante de la température de contrainte tant que cette dernière reste inférieure à 350 K. Pour la génération des états d'interface, nous avons trouvé deux cinétiques qui suggèrent la présence de deux mécanismes de génération: un mécanisme de création par les électrons ayant quelques 2 à 5 eV qui induisent la dépassivation des liaisons Si-H et un mécanisme de génération par les électrons plus énergétiques qui provoquent la cassure des liaisons Si-Si et Si-O distordues.

Nous avons mis en évidence une loi générale pour la relaxation des états d'interface et des charges positives qui est la loi de puissance fractionnelle analogue à celle trouvée dans les diélectriques. Il convient aussi de noter que ces études sont fortement dépendantes de la technologie utilisée. A partir des résultats expérimentaux obtenus sur les deux technologies LIR04 (0.5 μ m/30 nm) et CAPMUL (0.5 μ m/12 nm), on a constaté que cette dernière est beaucoup plus résistante à la dégradation. Il s'agit d'une comparaison "générale". Nous n'avons pas cherché à faire de comparaison technologique "poussée", car il existe de nombreux paramètres technologiques différents entre les deux échantillons. D'autres propriétés

électroniques restent à déterminer, telles que la section efficace de capture. La détermination précise de celle - ci permettrait d'étudier la nature des états d'interface par comparaison des valeurs de la section de capture avec celles de défauts connus telles que celles des centres P_b par exemple. La section de capture des états d'interface peut être déterminée par l'application d'une variante de la méthode DLTS: la ER-DLTS (DLTS à énergie résolue). Les défauts étudiés ici sont généralement créés directement par les électrons chauds du fait qu'il s'agit de contraintes à tension grille négative.

Il serait utile de réaliser des dégradations à tension grille positive et de faire des comparaisons quant à la cause directe de la génération des défauts et leur nature. Il serait intéressant aussi de pouvoir déterminer la nature exacte des défauts d'oxyde en combinant des méthodes électriques ($C(V_g)$ et $I(V_g)$) et magnétiques (RPE). Quant à la distribution énergétique et spatiale des défauts dans la zone de transition entre le silicium et l'oxyde de silicium, il serait probablement possible de l'établir en combinant la DLTS et la microscopie électronique (la SDLTS: spectroscopie transitoire des niveaux profonds à balayage); méthode déjà appliquée dans l'étude des diodes Schottky et jonctions p-n pour représenter la distribution spatiale des centres de recombinaison non radiative dans la charge d'espace des semiconducteurs.

UNIVERSITE DE NANCY I

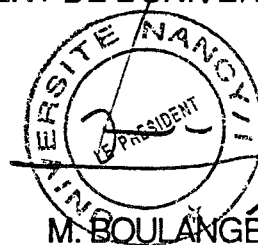
NOM DE L'ETUDIANT : Monsieur EL-HDIY Abdelillah

NATURE DE LA THESE : DOCTORAT DE L'UNIVERSITE DE NANCY I
en MILIEUX DENSES & MATERIAUX

VU, APPROUVE ET PERMIS D'IMPRIMER

NANCY, le 23 MARS 1993 n° 100

LE PRESIDENT DE L'UNIVERSITE DE NANCY I



RESUME

L'objectif de ce travail consistait à contribuer d'une part à l'étude du mécanisme de création des défauts dans des oxydes de grille minces et ultra-minces et à l'interface Si/SiO₂ des structures MOS (métal - oxyde - semiconducteur) et d'autre part, à l'étude des comportements de ces défauts suivant la variation du champ électrique en régime Fowler-Nordheim et de la température. Pour cela, deux technologies différentes (LIR04 et CAPMUL) ont subi des injections homogènes d'électrons à partir de la grille à forts champs électriques et à différentes températures (de 77 à 400 K). Il a été trouvé que le mécanisme de génération (ionisation par impact bande à bande, création et ionisation de pièges neutres, ...), la nature électrique (défauts d'oxyde positifs et/ou négatifs), la nature "chimique" (trous piégés, centres E', états lents,...) et le comportement thermique (activation ou non activation thermique du mécanisme de génération) peuvent dépendre de la technologie étudiée :

Dans les échantillons LIR04, la charge positive a été générée par ionisation par impact et les états d'interface ont été créés directement par les électrons chauds, et par un processus de conversion de trous lors d'un réchauffement.

Dans les échantillons CAPMUL, les charges négatives ont été créées par capture d'électrons dans des pièges existants ou nouvellement créés, les charges positives ont été formées par ionisation par impact de pièges neutres. Quant à la création des états d'interface, elle suggère deux mécanismes : cassure de liaisons Si-H (loi exponentielle) et de liaisons Si-Si et Si-O distordues (loi linéaire).

Dans cette étude, des modèles ont été suggérés pour l'explication de la génération des états d'interface et des défauts d'oxyde pour les deux technologies.

MOTS CLES

Structure MOS (Métal-Oxyde-Semiconducteur)

Vieillessement Fowler-Nordheim

Etats d'interface

Corrélation

Charge d'oxyde

Activation thermique

Relaxation