

# THESE

présentée devant

L'INSTITUT NATIONAL DES SCIENCES APPLIQUEES DE LYON

pour obtenir

## LE GRADE DE DOCTEUR

Spécialité : Dispositifs de l'Electronique Intégrée  
Ecole Doctorale : Sciences pour l'Ingénieur de Lyon  
Electronique, Electrotechnique, Automatique

par

**Pascal MASSON**

Ingénieur ENSERG

## ETUDE PAR POMPAGE DE CHARGE ET PAR MESURES DE BRUIT BASSE FREQUENCE DE TRANSISTORS MOS A OXYNITRURES DE GRILLE ULTRA-MINCES

Soutenue publiquement le 13 janvier 1999 devant la commission d'examen :

Rapporteurs : **Augustin MARTINEZ**, Professeur, LAAS-CNRS, INSA de Toulouse  
**André TOUBOUL**, Professeur, IXL, Université de Bordeaux

Examineurs : **Jean-Luc AUTRAN**, Maître de Conférences, LPM, INSA de Lyon  
**Bernard BALLAND**, Professeur, LPM, INSA de Lyon  
**Rachid BOUCHAKOUR**, Professeur, LM3, ICF-Marseille  
**Jean BRINI**, Professeur, LPCS, Grenoble  
**Pierre FAZAN**, Professeur, LEG, EPFL, Lausanne  
**Gérard GHIBAUDO**, Directeur de Recherche CNRS, LPCS, Grenoble  
**Panagiota MORFOULI**, Maître de Conférences, LPCS, Grenoble

Cette thèse a été préparée au Laboratoire de Physique de la Matière de l'INSA de Lyon et au Laboratoire de Physique des Composants à Semi-conducteurs de l'INP de Grenoble.











**A Katrin**

**A mes parents et mon frère**

**A ma regrettée grand-mère**



## Remerciements

La convivialité des personnes qui m'ont entouré durant cette thèse a été très enrichissante tant d'un point de vue scientifique que d'un point de vue humain. Je tiens à exprimer ma reconnaissance à toutes celles et à tous ceux qui ont contribué, directement ou indirectement, au bon déroulement de mon travail.

Ce travail de thèse s'inscrit dans le cadre d'une collaboration entre le Laboratoire de Physique de la Matière de l'Institut National des Sciences Appliquées de Lyon et le Laboratoire de Physique des Composants à Semi-conducteurs de l'Institut National Polytechnique de Grenoble. J'exprime toute ma gratitude à leurs directeurs, le professeur Gérard Guillot et le professeur Sorin Cristoloveanu pour leur accueil, les conditions de travail qu'ils m'ont offertes et la confiance qu'ils ont su me témoigner.

Je remercie vivement le professeur Bernard Balland, mon directeur de thèse, pour la totale confiance qu'il m'a accordée. Je lui suis tout particulièrement reconnaissant pour les conseils et l'autonomie qu'il a su me donner et qui m'ont, entre autre, permis d'élargir l'horizon de mes recherches.

Je suis particulièrement redevable à Panagiota Morfouli, codirectrice de thèse, dont la confiance et les qualités que je lui portais lorsque j'étais son élève ont, en parti, contribué au choix de ce sujet de thèse.

Je ne remerciais jamais assez Jean-Luc AuTRAN pour son dynamisme et son efficacité dont je ne connais pas d'équivalent. Ce perpétuel entrain au travail fut très stimulant et je lui dois beaucoup dans le bon déroulement de mon travail. J'espère qu'il me sera encore permis de rencontrer et de travailler avec de telles personnes dans l'avenir.

Je tiens à ce que le professeur Jean Brini sache à quel point j'ai apprécié son approche des problèmes et le soutien moral qu'il m'a apporté.

J'exprime toute ma reconnaissance aux professeurs Augustin Martinez et André Touboul pour avoir accepté d'être les rapporteurs de mon mémoire de thèse et pour m'avoir fait l'honneur de juger mon travail.

Ma respectueuse reconnaissance s'adresse également aux professeurs Rachid Bouchakour et Pierre Fazan. Je suis sensible à l'honneur qu'ils m'ont fait de participer au jury.

J'exprime toute ma gratitude au professeur Gérard Ghibaudo d'avoir partagé ses très larges compétences scientifiques en physique des semi-conducteurs avec moi. Sa modestie, sa facilité à diffuser les connaissances et à travailler avec tout le monde en font une personne indispensable à un laboratoire.

Je me dois de remercier Martine Gri, technicienne au LPCS, dont la disponibilité ainsi que son savoir-faire ont été essentiels pour mener à bien l'étude de mes composants.

La complicité tant d'un point scientifique qu'amical avec Christophe Chaneliere, doctorant au LPM, et Christophe Raynaud, post-doc. au LPM, (ainsi qu'avec Jean-Luc AuTRAN) m'a permis de retrouver une situation de travail en équipe que j'affectionne tout particulièrement.

Je remercie Barbara De Salvo, doctorant au LPCS, pour l'étude que nous avons menée ensemble sur l'effet tunnel et les mécanismes de conduction dans les transistors MOS à diélectriques ultra minces.

Mes remerciements ne seraient pas complets si je n'exprimais pas ma profonde gratitude à Eric Vogel et Jimmy Wortman pour m'avoir fourni les transistors MOS à oxynitride, matière première de ce travail de thèse.

Ma respectueuse reconnaissance s'adresse enfin à Martine Rojas, secrétaire au LPM, pour son efficacité et son sourire.

Je remercie chaleureusement l'équipe SIMS du LPM, C. Dubois, C. Dupuis, G. Prudon, ainsi que B. Gauthier, pour m'avoir accueilli dans leur bureau. Une pensée va tout particulièrement à Sylvie Berthélemy, stagiaire, pour ses discussions enrichissantes et la connaissance qu'elle m'a apporté de Lyon, ville qui m'était totalement inconnue et qu'elle a su me faire apprécier. Je remercie C Plossu ainsi que toute l'équipe micro-système, D. Barbier, M. Leberre et P. Roussel, pour leur amitié et, d'une manière générale, l'ensemble du LPM.

J'ai eu la chance de bénéficier de la bonne entente et de l'unicité entre tous les doctorants du LPCS et je me dois de les nommer : E. Bano, T. Ernst, R. Kiess, Y. Maneglia, B. Marchand, D. Munteanu, A. Negoï, E. Raully, G. Reichert, P. Riess, C.H. Renn, O. Roseau, A.S. Royet, B. Szelag. Je souhaite que cette fraternité continue à se transmettre entre les générations de doctorants qui se succéderont dans ce laboratoire.

Je remercie le personnel du LPCS, F. Balestra, D. Bauza, L. Bouro, J. Boussey-Said, M-J. Chevalier, G. Kamarinos, N. Mathieu, S. Mercier, T. Ouisse, G. Pananakakis, M. Tachini, J. Zimmerman, pour leur accueil et leur gestion de ce laboratoire qui le rendent exceptionnel.

Il m'a particulièrement été agréable que le professeur Alain Chovet accepte de me confier l'écriture du polycopié de Physique des Composants destiné aux élèves de l'ENSERG. J'ai ainsi pu lui rendre une petite partie de tout ce qu'il m'a apporté lorsque j'étais son élève.

J'ai eu la chance d'obtenir, chaque année, des vacances à l'ENSERG ainsi qu'à l'INSA de Lyon. Ce fut une expérience très enrichissante que j'ai apprécié au plus haut point. Je tiens à remercier tous mes élèves pour la qualité du travail que nous avons fait ensemble et à leur exprimer tout l'attachement que je leur ai porté.

J'exprime toute ma gratitude au Professeur Pierre Pinard (LPM), directeur de la recherche de l'INSA de Lyon, pour l'obtention de ma bourse de thèse ainsi que pour le travail que nous avons mené ensemble sur le Réseau Doctoral en Micro-électronique.

Que le Professeur Pierre Gentil (LPCS), directeur du DEA de micro-électronique de Grenoble, trouve dans ces lignes l'expression de mes sincères remerciements pour les discussions que nous avons eues au sujet du travail d'enseignant-chercheur qui m'ont incité à entreprendre une thèse.

Sur un plan plus personnel, je voudrais témoigner toute ma reconnaissance à Katrin pour son soutien et pour avoir résisté à toutes les privations qu'elle a dû subir durant ces deux années. Elle seule sait combien il m'a parfois été difficile de tout concilier.





# Sommaire

<b>Introduction générale .....</b>	<b>23</b>
<b>Chapitre I. Oxydes et oxynitrures de grille .....</b>	<b>27</b>
<b>I.1. Introduction .....</b>	<b>27</b>
<b>I.2. Propriétés de l'isolant de grille .....</b>	<b>27</b>
<b>I.3. L'oxyde de silicium et le système Si-SiO<sub>2</sub> .....</b>	<b>28</b>
I.3.1. Caractéristiques de l'oxyde de silicium	28
I.3.2. Le système Si-SiO <sub>2</sub> : les défauts	28
<b>I.4. Oxynitrures et oxydes nitrurés .....</b>	<b>32</b>
I.4.1. Pourquoi nitrurer l'oxyde de grille ?	32
I.4.2. Propriétés des oxydes de silicium contenant de l'azote	32
I.4.3. Fabrication des oxynitrures et des oxydes nitrurés	34
<b>I.5. Conclusion .....</b>	<b>37</b>
<b>Chapitre II. Le transistor MOS : théorie et extraction des paramètres de base.....</b>	<b>39</b>
<b>II.1. Introduction.....</b>	<b>39</b>
<b>II.2. Le transistor MOS en inversion faible avant saturation.....</b>	<b>39</b>
II.2.1. Expression préliminaire du courant	40
II.2.2. Approche complète (régime non ohmique)	41
II.2.3. Approche simplifiée (régime ohmique)	50
<b>II.3. Le transistor MOS en inversion forte avant saturation .....</b>	<b>52</b>
II.3.1. Expression de $Q_{sc}$	52
II.3.2. Expression de $Q_D$	53
II.3.3. Expression du courant	53
II.3.5. Expression de la mobilité	54
II.3.6. La transconductance	57
<b>II.4. Procédure d'extraction des paramètres .....</b>	<b>57</b>
II.4.1. Procédure d'extraction des paramètres	57
II.4.2. Banc de mesure et organigramme d'extraction des paramètres	61
II.4.3. Exemple de détermination des paramètres	62
<b>II.5. Conclusion.....</b>	<b>66</b>
<b>Chapitre III. Physique du pompage de charge .....</b>	<b>69</b>
<b>III.1. Introduction .....</b>	<b>69</b>
<b>III.2. Bases de la statistique SRH.....</b>	<b>69</b>
III.2.1. Taux de capture des électrons	70
III.2.2. Taux d'émission des électrons	71
III.2.3. Taux de capture des trous	72
III.2.4. Taux d'émission des trous	72

<b>III.3. Pompage de charge à deux et trois niveaux, première approche.....</b>	<b>73</b>
III.3.1. Principe du pompage de charge à deux niveaux	73
III.3.2. Analyse du pompage de charge à deux niveaux	75
III.3.3. Analyse du pompage de charge à trois niveaux	82
<b>III.4. Mécanismes du pompage de charge - fonction de remplissage <math>E_m</math> et courant pompé .....</b>	<b>86</b>
III.4.1. Remplissage des états d'interface	86
III.4.2. Courant pompé dynamique	92
III.4.3. Influence des temps $t_m$ et $t_d$ , des sections de capture et de $N_A$ sur $E_m$	94
III.4.4. Expression de $E_{ms}(t)$	96
III.4.5. Expression du courant pompé	99
<b>III.5. Application au pompage de charge à trois niveaux.....</b>	<b>101</b>
III.5.1. Simulation de la fonction de remplissage et du courant dynamique	101
III.5.2. Influence du palier $t_3$ sur la charge pompée	103
<b>III.6. Piège unique et pompage de charge (canaux courts).....</b>	<b>104</b>
III.6.1. Pompage de charge pour la présence d'un seul piège à l'interface	105
III.6.2. Evolution de $f_t$ sur plusieurs cycle du signal de grille	106
III.6.3. Pompage de charge pour les canaux courts	108
<b>III.7. Méthode d'extraction des paramètres .....</b>	<b>109</b>
III.7.1. Présentation du banc de pompage de charge	109
III.7.2. Par pompage de charge à deux niveaux	110
III.7.3. Par pompage de charge à trois niveaux	116
<b>III.8. Conclusion .....</b>	<b>119</b>
<b>Chapitre IV. Bruit basse fréquence.....</b>	<b>121</b>
<b>IV.1. Introduction.....</b>	<b>121</b>
<b>IV.2. Fluctuation et bruit électrique .....</b>	<b>121</b>
IV.2.1. Densité spectrale de puissance	121
IV.2.2. Bruit de grenaille (shot noise ou bruit de schottky)	122
IV.2.3. Bruit thermique (de Nyquist ou de Johnson)	122
IV.2.4. Bruit de génération-recombinaison (GR)	123
IV.2.5. Bruit en créneaux (bruit pop-corn, bistable, Burst ou RTS)	123
IV.2.6. Bruit en $1/f$ (ou de scintillement ou Flicker noise)	124
<b>IV.3. Analyse du bruit <math>1/f</math>.....</b>	<b>125</b>
IV.3.1. Fluctuations de mobilité	126
IV.3.2. Fluctuations du nombre de porteurs	128
IV.3.3. Fluctuations du nombre de porteurs et de la mobilité	132
<b>IV.4. Influence de <math>\theta_2</math> et de la diminution de <math>t_{ox}</math> sur le bruit <math>1/f</math>.....</b>	<b>136</b>
IV.4.1. Fluctuations de mobilité	136
IV.4.2. Fluctuations du nombre de porteurs	136
IV.4.3. Fluctuations du nombre de porteurs et de la mobilité	139
<b>IV.5. Méthode d'extraction des paramètres.....</b>	<b>141</b>
IV.5.1. Présentation du Banc de mesure de bruit basse fréquence	141
IV.5.2. Détermination de $N_t$ et de $\alpha$	142
IV.5.2. Influence de l'effet tunnel	144
IV.5.3. Influence des zones de drain et de source	145
<b>IV.5. Conclusion.....</b>	<b>147</b>

<b>Chapitre V. Etude des transistors à oxynitrides.....</b>	<b>149</b>
<b>V.1. Introduction .....</b>	<b>149</b>
<b>V.2. Caractéristiques technologiques des transistors .....</b>	<b>149</b>
V.2.1. Procédé de fabrication [Xu'93]-[Vogel'97]	149
V.2.2. Synthèse des caractéristiques technologiques	151
V.2.3. Notations des transistors	152
<b>V.3. Etude préliminaire des transistors .....</b>	<b>152</b>
V.3.1. Epaisseur de l'oxyde de grille	152
V.3.2. Caractérisation d'une même sous-puce	153
V.3.3. Etude des jonctions source/substrat et drain/substrat des transistors	155
V.3.4. Influence de la longueur du canal	156
<b>V.4. Caractéristiques électriques des transistors .....</b>	<b>157</b>
V.4.1. Résultats par variante de transistors	157
V.4.2. Evolution de la tension de seuil	158
V.4.3. Evolution de la mobilité à faible champ électrique	163
V.4.4. Evolution de la transconductance	165
V.4.5. Evolution de $\theta_1$ et $\theta_2$	167
<b>V.5. Etude par mesures de pompage de charge .....</b>	<b>169</b>
V.5.1. Pompage deux niveaux	169
V.5.2. Pompage de charge à trois niveaux	172
<b>V.6. Etude par mesures de bruit basse fréquence.....</b>	<b>174</b>
V.6.1. Densité volumique de pièges	174
V.6.2. Evolution du paramètre $\alpha$	177
<b>V.7. Corrélation entre les résultats de bruit et pompage de charge .....</b>	<b>178</b>
<b>V.8. Conclusion .....</b>	<b>179</b>
<b>Conclusion générale .....</b>	<b>181</b>
<b>Références bibliographiques.....</b>	<b>185</b>
<b>Bibliographie personnelle.....</b>	<b>193</b>
<b>Annexe A. Fonction de remplissage .....</b>	<b>195</b>
<b>Annexe B. Pompage de charge : cas du signal carré.....</b>	<b>199</b>
<b>B.1. Introduction .....</b>	<b>199</b>
<b>B.2. Expression du courant pompé.....</b>	<b>199</b>
<b>B.3. Réponse des pièges dans l'isolant loin de l'interface.....</b>	<b>201</b>
<b>Annexe C. Récapitulatif des résultats expérimentaux obtenus sur nos transistors</b>	<b>203</b>
<b>Annexe D. Effet tunnel direct et Fowler-Nordheim.....</b>	<b>209</b>



## Table des symboles et des abréviations

$A_{\text{eff}}$	$\text{m}^2$	Aire effective du canal
$A_r$	$\text{m}^2$	Section du canal
BC	—	Bande de conduction
BI	—	Bande interdite
BV	—	Bande de valence
$C_{D0}$	$\text{Fm}^{-2}$	Capacité associée à la zone désertée pour $\Psi_S = \Psi_{S0}$
$C_{\text{it}}$	$\text{Fm}^{-2}$	Capacité associée aux états d'interface
$C_{\text{ox}}$	$\text{Fm}^{-2}$	Capacité d'oxyde
$c_n$	$\text{m}^{-3}\text{s}^{-1}$	Coefficient de capture des électrons
$c_p$	$\text{m}^{-3}\text{s}^{-1}$	Coefficient de capture des trous
$D_{\text{it}}$	$\text{eV}^{-1}\text{m}^{-2}$	Densité moyenne des états d'interface
$D_{\text{it}}(E)$	$\text{eV}^{-1}\text{m}^{-2}$	Densité d'états d'interface (pour une répartition non uniforme)
$D_n$	$\text{m}^2\text{s}^{-1}$	Coefficient de diffusion des électrons
DSP	—	Densité spectrale de puissance
E	J	Energie
$E_C$	J	Energie du niveau le plus bas de la bande de conduction
$E_{CS}$	J	Energie du niveau le plus bas de la bande de conduction à l'interface
$E_{\text{em,e}}$	J	Valeur particulière de $E_m$ correspondant à la fin du régime d'émission des électrons
$E_{\text{em,h}}$	J	Valeur particulière de $E_m$ correspondant à la fin du régime d'émission des trous
$E_F$	J	Energie du niveau de Fermi
$E_{F\text{acc}}$	J	Energie du niveau de Fermi pour $V_{\text{GB}} = V_{\text{FB}}$
$E_{Fh}$	J	Energie du niveau de Fermi pour $V_{\text{GB}} = V_{\text{GBh}}$
$E_{F\text{inv}}$	J	Energie du niveau de Fermi pour $V_{\text{GB}} = V_{\text{th}}$
$E_{F1}$	J	Energie du niveau de Fermi pour $V_{\text{GB}} = V_{\text{GB1}}$
$E_{Fn}$	J	Energie du quasi-niveau de Fermi pour les électrons
$E_{Fp}$	J	Energie du quasi-niveau de Fermi pour les trous
$E_{\text{FM}}$	J	Energie du niveau de Fermi dans le métal
$E_g$	J	Largeur de la bande interdite du semi-conducteur
$E_i$	J	Niveau d'énergie intrinsèque (loin de l'interface)
$E_{iS}$	J	Niveau d'énergie intrinsèque à l'interface
$E_m$	J	Fonction de remplissage : niveau d'énergie pour lequel la probabilité de remplissage des états d'interface est égale à 1/2.
$E_{\text{ms}}$	J	Niveau d'énergie correspondant à une solution approchée de $E_m$

EPROM	—	Erasable Programmable Read Only Memory (mémoire morte programmable électriquement et effaçable aux ultra-violets)
$E_t$	J	Niveau d'énergie associé à un état d'interface
$E_v$	J	Energie du niveau le plus haut de la bande de valence (loin de l'interface)
$E_{vs}$	J	Energie du niveau le plus haut de la bande de valence à l'interface
$E_0$	J	Energie du vide
$E_3$	J	Energie du niveau de Fermi durant l'application de la tension $V_3$
$e_n$	$s^{-1}$	Coefficient d'émission des électrons
$e_p$	$s^{-1}$	Coefficient d'émission des trous
$F_p$	Hz	Fréquence du signal de grille
$flux_n$	$s^{-1}$	Flux des électrons
$flux_p$	$s^{-1}$	Flux des trous
$f_t$	—	Probabilité d'occupation d'un piège par un électron
$f_{tmax}$	—	Maximum de la fonction $f_t$
$f_{tmin}$	—	Minimum de la fonction $f_t$
$g_m$	$AV^{-1}$	Transconductance de canal d'un transistor MOS
$I_{DS}$	A	Courant Drain - Source
$I_{cp}$	A	Courant pompé au niveau du substrat
$I_{cptun}$	A	Courant pompé au niveau du substrat incluant le courant de fuite tunnel
$I_{cpDS}$	A	Courant pompé au niveau des zones de drain et de source
$I_{tunnel}$	A	Courant tunnel mesuré entre grille et substrat lors d'une mesure de pompage de charge
$I_1$	A	Courant d'émission d'électrons
$I_2$	A	Courant de capture d'électrons
$I_3$	A	Courant de capture de trous
$I_4$	A	Courant d'émission de trous
$J_{DT}$	$Am^{-2}$	Courant tunnel direct
$J_{FN}$	$Am^{-2}$	Courant Fowler-Nordheim
$J_n$	$Am^{-2}$	Courant d'électrons en chaque point du canal
$k$	$JK^{-1}$	Constante de Boltzmann ( $k = 1.38 \times 10^{23} JK^{-1}$ )
$L$	m	Longueur de canal dessinée sur masque
LOCOS	—	LOCAl Oxidation of Silicon (oxydation locale du silicium)
LPCVD	—	Low Pressure Chemical Vapor Deposition (dépôt en phase vapeur sous basse pression)
MIS	—	Métal - Isolant - Semi-conducteur
MOS	—	Métal - Oxyde - Semi-conducteur
$m^*$	kg	Masse effective des électrons
$m_{ox}$	kg	Masse effective des électrons dans l'isolant
$N_A$	$m^{-3}$	Concentration des impuretés dopantes de type accepteur
$N_D$	$m^{-3}$	Concentration des impuretés dopantes de type donneur

$N_t$	$Jm^{-3}$	Concentration volumique des pièges dans l'isolant loin de l'interface
$N_{tox}$	$Jm^{-3}$	Concentration volumique des pièges dans l'isolant
$N_{ts}$	$Jm^{-3}$	Concentration volumique des pièges à l'interface Semi-conducteur/Isolant
$N_{SS}$	$Jm^{-2}$	Concentration des pièges dans le semi-conducteur
$n$	$m^{-3}$	Concentration d'électrons libres dans le semi-conducteur
$n_i$	$m^{-3}$	Concentration intrinsèque d'électrons dans le semi-conducteur
$n_s$	$m^{-3}$	Concentration d'électrons à l'interface
$n_0$	$m^{-3}$	Concentration d'électrons libres dans le substrat (loin de l'interface)
$n_1$	$m^{-3}$	Concentration d'électrons lorsque $E_F = E_t$
$p$	$m^{-3}$	Concentration des trous libres dans le semi-conducteur
$p_s$	$m^{-3}$	Concentration des trous à l'interface
$p_0$	$m^{-3}$	Concentration de trous libres dans le substrat (loin de l'interface)
$p_1$	$m^{-3}$	Concentration des trous lorsque $E_F = E_t$
$Q_{cp}$	C	Charge pompée pendant une période du signal de grille
$Q_D$	$Cm^{-2}$	Charge dans la zone de désertion du semi-conducteur
$Q_{D0}$	$Cm^{-2}$	Charge dans la zone de désertion du semi-conducteur pour $\Psi_s = \Psi_{s0}$
$Q_{it}$	$Cm^{-2}$	Charge due aux états d'interface
$Q_{ittot}$	$Cm^{-2}$	Charge due aux états d'interface en régime d'inversion forte
$Q_{it0}$	$Cm^{-2}$	Charge constante due aux états d'interface selon le type d'état
$Q_{ox}$	$Cm^{-2}$	Charge piégée dans le volume de l'isolant de grille
$Q_n$	$Cm^{-2}$	Charge de la couche d'inversion
$Q_{SC}$	$Cm^{-2}$	Charge dans le semi-conducteur
$Q_{tot}$	$Cm^{-2}$	Charge totale présente dans l'isolant et à son interface en régime d'inversion forte
$q$	C	Valeur absolue de la charge de l'électron ( $1.602 \times 10^{-19}$ C)
$R_{SD}$	$\Omega$	Résistance série
RTO	—	Rapid Thermal Oxidation (oxydation thermique rapide)
$S_{I_{DS}}$	$A^2Hz^{-1}$	Densité spectrale de puissance du courant $I_{DS}$
$S_{V_{FB}}$	$V^2Hz^{-1}$	Densité spectrale de puissance de la tension de bandes plates
$S_{V_{GS}}$	$V^2Hz^{-1}$	Densité spectrale de puissance équivalente au niveau de $V_{GS}$
$S_{V_{tot}}$	$V^2Hz^{-1}$	Densité spectrale de puissance de la tension $V_{tot}$
T	K	Température absolue
$T_P$	s	Période du signal de grille
$t_{acc}$	s	Durée du signal de grille correspondant au régime d'accumulation
$t_d$	s	Temps de descente du signal de grille
$t_{d3}$	s	Temps de descente du signal de grille entre le niveau haut et le niveau bas intermédiaire
$t_{inv}$	s	Durée du signal de grille correspondant au régime d'inversion forte

$t_m$	s	Temps de montée du signal de grille
$t_{ox}$	m	Epaisseur d'oxyde
$V(x)$	V	Potentiel le long du canal dû à la polarisation Drain - Source
$V_{BS}$	V	Tension Substrat - Source
$V_{DS}$	V	Tension Drain - Source
$V_{FB}$	V	Tension de bandes plates : tension $V_{GS}$ pour laquelle $\Psi_S = 0$ à la source
$V_{GBh}$	V	Tension correspondante au niveau haut du signal de grille
$V_{GBem,e}$	V	Tension $V_{GB}$ pour laquelle $E_m = E_{em,e}$
$V_{GBem,h}$	V	Tension $V_{GB}$ pour laquelle $E_m = E_{em,h}$
$V_{GBl}$	V	Tension correspondante au niveau haut bas du signal de grille
$V_{GS}$	V	Tension Grille - Source
$V_{mg}$	V	Tension $V_{GS}$ pour laquelle $\Psi_S = \Phi_F$ à la source
$V_{ox}$	V	Tension aux bornes de l'oxyde
$V_R$	V	Tension inverse des jonctions source/substrat et drain/substrat
$V_T$	V	Tension de seuil du transistor
$V_{th}$	V	Tension $V_{GS}$ pour laquelle $\Psi_S = 2\Phi_F$ à la source
$V_0$	V	Valeur moyenne du signal sinusoïdal
$V_3$	V	Tension intermédiaire du pompage trois niveaux
$v_{th}$	$ms^{-1}$	Vitesse thermique des porteurs
$U_{cn}$	$m^{-3}s^{-1}$	Taux de capture des électrons de la bande de conduction par les pièges
$U_{cp}$	$m^{-3}s^{-1}$	Taux de capture des trous de la bande de valence vers les pièges
$U_{en}$	$m^{-3}s^{-1}$	Taux d'émission des électrons des pièges vers la bande de conduction
$U_{ep}$	$m^{-3}s^{-1}$	Taux d'émission des trous vers la bande de valence par les pièges
$W$	m	Largeur de canal dessinée sur le masque
$y_d$	m	Largeur de la zone désertée
$y_{dM}$	m	Extension maximale de la zone désertée (inversion forte)
$y_i$	m	Epaisseur de la couche d'inversion
$\alpha$	$VsC^{-1}$	Coefficient de dispersion coulombien
$\alpha_H$	—	Paramètre de Hooge
$\beta$	V	Potentiel thermique ( $kT/q$ )
$\beta$	—	Constante (participant à la composante géométrique du CP)
$\delta I_{DS}$	A	Variation du courant $I_{DS}$
$\delta Q_{tot}$	$Cm^{-2}$	Variation de la charge $Q_{tot}$
$\delta V_{GS}$	V	Variation de la tension de grille
$\delta V_{tot}$	V	Variation de la tension $V_{tot}$
$\delta V_{FB}$	V	Variation de la tension de bandes plates
$\delta \mu_{eff}$	$m^2V^{-1}s^{-1}$	Variation de la mobilité effective
$\Delta L$	m	Réduction de la longueur du canal

$\Delta W$	m	Réduction de la largeur du canal
$\epsilon_0$	Fm <sup>-1</sup>	Permittivité du vide (8.85×10 <sup>-12</sup> Fm <sup>-1</sup> )
$\epsilon_{ox}$	—	Constante diélectrique de l'oxyde de silicium (3.82)
$\epsilon_{SC}$	—	Constante diélectrique du semi-conducteur (11.9)
$\epsilon_{Si}$	Fm <sup>-1</sup>	Permittivité du semi-conducteur ( $\epsilon_0 \times \epsilon_{SC}$ )
$\Phi_b$	J	Hauteur de barrière que doivent franchir les électrons du semi-conducteur pour entrer dans l'isolant
$\Phi_C$	V	Ecart entre les quasi-niveaux de Fermi
$\Phi_F$	V	Potentiel de volume du semi-conducteur
$\Phi_M$	J	Travail de sortie du métal
$\Phi_{SC}$	J	Travail de sortie du semi-conducteur
$\Phi_{MS}$	J	Travail de sortie entre le métal et le semi-conducteur
$\lambda$	m	Constante de l'effet tunnel
$\lambda_{ox}$	m	Constante des pièges dans l'isolant
$\mu_0$	m <sup>2</sup> V <sup>1</sup> s <sup>-1</sup>	Mobilité des électrons dans le canal à faible champ électrique
$\mu_{eff}$	m <sup>2</sup> V <sup>1</sup> s <sup>-1</sup>	Mobilité effective des électrons dans le canal
$\theta_1$	V <sup>-1</sup>	Facteur d'atténuation linéaire de la mobilité dans le canal
$\theta_2$	V <sup>-2</sup>	Facteur d'atténuation quadratique de la mobilité dans le canal
$\sigma_n$	m <sup>2</sup>	Section de capture des électrons à l'interface
$\sigma_{ny}$	m <sup>2</sup>	Section de capture des électrons dans l'isolant
$\sigma_p$	m <sup>2</sup>	Section de capture des trous à l'interface
$\tau$	s	Constante de temps des pièges dans l'isolant
$\tau_S$	s	Constante de temps des pièges à l'interface
$\tau_r$	s	Temps de vie des électrons
$\tau_t$	s	Temps de transit des électrons
$\rho$	Cm <sup>-3</sup>	Densité volumique de charge
$\xi$	Vm <sup>-1</sup>	Champ électrique
$\xi_{ox}$	Vm <sup>-1</sup>	Champ électrique aux bornes de l'isolant
$\Psi$	V	Potentiel dans le semi-conducteur
$\Psi_S$	V	Potentiel de surface du semi-conducteur
$\Psi_{S0}$	V	Valeur particulière du potentiel de surface du semi-conducteur $\Psi_{S0} = 1.5\Phi_F - V_{BS}$
$\hbar$	eVs	Constante de Planck réduite (4.13×10 <sup>-15</sup> eVs)



## Introduction générale

Le marché du semi-conducteur prend une place importante dans l'économie mondiale en raison de sa taille et de sa pénétration dans le marché des affaires. Ceci tient aux progrès remarquables accomplis par les systèmes intégrés sur silicium au cours de ces vingt dernières années, ce qui a permis un accroissement considérable de leur complexité. A titre d'exemple, le taux d'intégration, qui représente le nombre de transistors par puce, a été multiplié par un facteur  $\approx 10^4$  à  $10^5$  et le nombre d'instructions par seconde (MIPS : Millions of instructions per second) par un facteur  $10^3$ . L'impact de cette intégration sur les performances (c'est-à-dire leur vitesse et leur consommation) et sur le prix des composants a ouvert de nouveaux marchés comme la téléphonie mobile, les ordinateurs portables, les caméras vidéos, les appareils photos numériques, le porte-monnaie électronique, etc.. Ainsi, les systèmes intégrés jouent un rôle de plus en plus important dans la société contemporaine en exécutant un nombre considérable de fonctions intelligentes.

Il est aujourd'hui probable que pour le prochain siècle, les progrès apportés devraient changer profondément notre société aussi bien dans le domaine social que dans le domaine culturel, médical, économique, ou encore dans celui du transport et de la communication et donc accroître notre niveau de vie.

La technologie CMOS (Complementary Metal-Oxide-Semiconductor) représente actuellement 75 % du volume total des dispositifs à semi-conducteurs. C'est grâce à son développement à tendance perfectionniste que de nombreux autres composants intégrés ont été fabriqués avec succès. Elle a atteint un haut niveau de fiabilité et répond jusqu'à présent aux exigences les plus drastiques imposées par l'intégration. Le développement de la technologie CMOS avancée est nécessaire pour obtenir des circuits intégrés toujours plus denses et complexes : des microprocesseurs (Intel/Pentium, Processeur RISC...), des circuits pour le codage et la compression vidéo, etc. La longueur de la grille des transistors (longueur du canal) est réduite actuellement à  $0.25 \mu\text{m}$  - bientôt à  $0.18 \mu\text{m}$  - afin d'augmenter les fréquences de fonctionnement et la densité d'intégration des circuits. A titre d'exemple, les transistors d'une longueur de  $10 \mu\text{m}$  en 1972 permettaient la fabrication de mémoires DRAM d'une capacité de 1 Kbit et pour des technologies de  $0.25 \mu\text{m}$  et de  $0.05 \mu\text{m}$  cette capacité passe respectivement de 64 Mbits (année 1998) à 64 Gbits (année 2012) [Borel'97]-[SIA'98]<sup>1</sup>. Il est à noter aussi que durant ces 25 dernières années, la fréquence des microprocesseurs "grand public" est passée de moins de 1MHz à près de 500 MHz.

La diminution de la taille, l'augmentation du rendement des circuits intégrés (diminution du nombre de défauts par lot de fabrication), l'augmentation de la taille des plaquettes, les innovations en matière de conception contribuent à l'augmentation de la productivité. Cependant, si des transistors de longueur inférieure à  $0.1 \mu\text{m}$  sont fabriqués, les solutions utilisables sur les lignes de production sont loin d'être connues et demandent une recherche dans des domaines très différents comme l'optique, la chimie et la physique des matériaux. Par exemple, pour la technologie  $0.25 \mu\text{m}$  actuelle, le nombre de niveaux de métal est de 6 ; il devra passer à 14 pour la technologie  $0.1 \mu\text{m}$ . La lithographie, qui définit le niveau d'intégration, a utilisé successivement la lumière visible puis l'ultra violet (longueur d'onde 193 nm) pour l'insolation des résines. Mais il n'existe pas encore de matériaux transparents pour des longueurs d'ondes inférieures à 193 nm.

---

<sup>1</sup> Dans les années 2010 devrait être réalisée une mémoire DRAM de 128 Gbits sur un carré de silicium de  $4 \times 4 \text{ cm}^2$ . Ce qui est remarquable, c'est que  $128 \times 10^9$  correspond à la population stellaire estimée de notre galaxie [Iwai'97].

Dans cette optique de diminution de la taille des transistors, la mise au point des futures technologies CMOS requiert la fabrication de diélectriques de grille d'épaisseur très faible (2 - 4 nm) et l'emploi de nouveaux types d'isolant en raison des limitations de l'oxyde de silicium et des faibles budgets thermiques imposés par les nouveaux procédés. En effet, les propriétés électriques exceptionnelles de l'oxyde de silicium et de son interface avec le silicium se dégradent lorsque la couche d'isolant devient très mince.

Un exemple significatif de la limitation des propriétés de l'oxyde de silicium, concerne les phénomènes de barrière de diffusion des couches ultra-minces (quelques nanomètres d'épaisseur) vis-à-vis des impuretés, notamment les dopants du polysilicium de grille comme le bore. Ces propriétés diminuent de façon très importante avec l'épaisseur de la couche d'oxyde, ce qui peut conduire à une contamination de l'oxyde et de son interface par des atomes étrangers au système Si-SiO<sub>2</sub>, encore appelés impuretés extrinsèques. La conséquence directe d'une telle pollution par diffusion est la dégradation des caractéristiques électriques des composants.

Au cours des dernières années, de nombreux travaux ont porté sur la recherche de solutions technologiques, industriellement viables. Parmi les solutions envisagées, l'introduction d'azote dans la couche d'oxyde par recuit post-oxydation (on parle dans ce cas de nitruration) ou directement lors de la croissance de la couche (on parle alors d'oxynitruration) est celle qui présente le meilleur compromis entre l'augmentation efficace de la barrière de diffusion et la conservation des performances électriques du système Si-SiO<sub>2</sub>. De plus, de nombreux travaux ont montré que la présence d'une très faible quantité d'azote à l'interface (moins de 4 %) améliore considérablement la stabilité de celle-ci lors de l'injection de porteurs chauds [Hill'96] ou lors d'une exposition aux rayonnements ionisants [Hwang'90]. Parmi les résultats récents dédiés à la mise au point des futures technologies MOS, il est apparu que l'utilisation des procédés de dépôt pour la réalisation des isolants de grille offre de nombreux avantages par rapport à la solution classique (oxydation thermique suivie d'un recuit de nitruration), les plus importants étant le respect des budgets thermiques des procédés et le contrôle précis de la concentration en azote dans la couche [Hill'96].

Dans le cadre de l'étude de ces nouveaux isolants de grille obtenus par dépôt plutôt que par oxydation, notre travail porte principalement sur l'étude des propriétés électriques de films ultra-minces d'oxynitride (dans la gamme 1.8 à 7 nm), en relation avec les paramètres technologiques d'élaboration de ces couches.

Au cours de ce travail, trois techniques de caractérisation ont été mises en œuvre : les mesures classiques courant-tension I(V), le pompage de charge et les mesures de bruit basse fréquence. Les mesures I(V) permettent l'extraction des principales caractéristiques électriques des transistors MOS comme la tension de seuil, la mobilité à faible champ électrique, la transconductance et la relation entre la tension de grille et le potentiel de surface. Le pompage de charge donne des informations sur la densité moyenne de défauts (électriquement actifs) à l'interface silicium-isolant et permet aussi d'en évaluer la répartition énergétique dans la bande interdite du semi-conducteur. Les mesures de bruit basse fréquence permettent, quant à elles, d'évaluer la densité de défauts "loin de l'interface".

Le premier chapitre est consacré tout d'abord au système Si-SiO<sub>2</sub>, notamment à ses propriétés et à ses défauts électriquement actifs. Nous introduisons également les matériaux oxynitrides en essayant de présenter leurs principaux avantages et leurs inconvénients en tant que diélectrique de grille. Dans le même temps, nous passons en revue différentes méthodes d'élaboration de ces oxydes contenant des atomes d'azote.

La compréhension et l'utilisation des trois techniques de caractérisation précédemment citées requièrent une connaissance approfondie du fonctionnement du transistor MOS à effet de champ. C'est pour cette raison que nous avons entrepris, dans le deuxième chapitre, d'exposer les principales étapes de calcul, les hypothèses et les approximations qui mènent aux modèles électriques "classiques" du transistor MOS. Nous établissons ainsi les expressions du courant de drain en régime d'inversion faible (dans les hypothèses de fonctionnement ohmique et non ohmique du canal) et en régime d'inversion forte. Enfin, nous exposons la procédure expérimentale retenue dans le cadre de notre travail pour la détermination des caractéristiques du transistor MOS à partir des mesures  $I(V)$  et des modèles exposés.

Le troisième chapitre est consacré à l'étude approfondie des techniques de pompage de charge et à la description qualitative des différents phénomènes physiques mis en jeu au cours d'un cycle de pompage. Nous commençons par un rappel du formalisme de Shockley-Read-Hall (SRH) qui rend compte des mécanismes de capture et d'émission des porteurs de charge (électrons et trous) par les défauts électriquement actifs du système silicium-isolant. Nous détaillons ensuite une analyse complète et originale du phénomène de pompage de charge à deux niveaux. Nous nous intéressons tout particulièrement à l'évolution temporelle de l'état d'occupation des pièges par les porteurs lors de l'application d'un potentiel de grille que nous illustrons par des simulations numériques. Nous obtenons alors une expression du courant pompé qui permet d'accéder à la densité des états d'interface. Lorsque la densité de pièges est telle que seuls quelques états (voire un seul état) électriquement actifs sont présents à l'interface, nous établissons par simulation certaines caractéristiques de la réponse en pompage de charge du transistor. Ensuite, nous décrivons la technique de pompage à trois niveaux grâce à une modélisation précise et complète que nous avons développée, cette méthode d'analyse permet d'accéder à différentes informations physiques relatives aux sites d'interface : spectre énergétique et variation des sections efficaces de capture. Nous proposons une méthode d'extraction de la densité d'états intégrant une modélisation plus complète du transistor. Nous terminons ce chapitre par une étude complémentaire de la réponse en pompage de charge de transistors à oxyde de grille tunnel (1.8 nm). Nous proposons ainsi une nouvelle méthode d'extraction des paramètres de pompage de charge en présence d'un courant de fuite tunnel, méthode qui est particulièrement bien adaptée aux nouvelles générations de transistors.

Le quatrième chapitre est consacré à l'étude du bruit basse fréquence mesuré au niveau du courant de drain d'un transistor MOS. Après avoir rappelé les différents types de bruit et leurs principales caractéristiques, nous nous intéressons plus spécialement au bruit en  $1/f$ , c'est-à-dire au bruit basse fréquence. Nous présentons les deux principaux phénomènes physiques qui sont probablement à l'origine de ce bruit, c'est-à-dire les fluctuations de la mobilité et le piégeage-dépiégeage des porteurs du canal. Nous concluons la partie théorique en proposant une amélioration du modèle qui tient compte simultanément de ces deux mécanismes. Nous avons étudié à ce sujet l'influence de la réduction de l'épaisseur de l'isolant sur la densité spectrale de bruit, ainsi que l'influence du bruit parasite des jonctions drain-substrat et source-substrat. Une méthode de détermination de la densité d'états lents, basée sur les modèles établis dans ce chapitre, est finalement proposée.

Le dernier chapitre est entièrement consacré à la présentation et à l'explication des résultats expérimentaux que nous avons obtenus. Nous étudions des transistors MOS, avec les techniques précédemment décrites, en fonction de paramètres technologiques tels que la teneur en azote, le recuit (gaz et température) ou d'une couche supplémentaire d'oxynitride dans l'empilement de grille. Nous nous intéressons tout particulièrement à la tension de seuil, à la densité de pièges lents et rapides, à la mobilité à faible champ électrique et nous présentons une corrélation entre les résultats obtenus par les mesures de pompage de charge et de bruit basse fréquence.



# Chapitre I. Oxydes et oxynitrides de grille

## I.1. Introduction

La réduction de la taille des transistors MOS augmente le nombre ou met l'accent sur certains impératifs auxquels doit satisfaire l'isolant de grille : uniformité en composition et en épaisseur de la couche, fabrication parfaitement reproductible et rapide, excellentes propriétés d'interface avec le substrat, etc.

Après avoir exposé les critères que doit respecter l'isolant de grille, nous présentons brièvement les principales caractéristiques du dioxyde de silicium (diélectrique le plus utilisé) et détaillons plus particulièrement ses défauts électriquement actifs. Nous insistons alors sur la nécessité d'étudier de nouveaux matériaux visant à son remplacement pour la réalisation de transistors MOS fortement submicroniques.

Parmi les solutions envisageables, les oxynitrides semblent très prometteurs. Ces matériaux présentent en effet une grande barrière contre la diffusion des impuretés ainsi qu'une plus grande résistance aux contraintes électriques ou aux radiations. Nous exposons les méthodes d'obtention d'un tel isolant et dressons la liste des avantages et inconvénients pour les caractéristiques des transistors MOS.

## I.2. Propriétés de l'isolant de grille

L'isolant est un matériau clef dans la réalisation des transistors MOS ou plus généralement des circuits intégrés. En micro-électronique, il doit satisfaire un certain nombre de critères relatifs à sa reproductibilité et à ses propriétés physiques, chimiques et électriques [Ito'82] :

- La formation des couches isolantes doit être maîtrisée tant en ce qui concerne l'uniformité de l'épaisseur sur toute la plaquette (par exemple 2 nm d'isolant sur une plaquette de 300 mm de diamètre) que la vitesse de croissance.
- L'isolant doit être compatible avec les procédés technologiques de fabrication : rapidité de croissance ou de dépôt de la couche et de son éventuel recuit, étape de fabrication non polluante, faible budget thermique (RTO : Rapid Thermal Oxidation ou RTCVD : Rapid Thermal Chemical Vapour Deposition).
- La composition chimique de l'isolant doit être homogène afin de garantir l'uniformité des caractéristiques électriques des composants sur tranche.
- L'isolant doit présenter une grande barrière contre la diffusion de toute espèce étrangère. En effet, les phases de fabrication des transistors MOS nécessitent l'utilisation d'espèces dopantes (dopage de substrat ou de la grille) qui peuvent diffuser dans l'isolant de grille. Les caractéristiques électriques du composant, comme la tension de seuil et la mobilité des porteurs, s'en trouvent alors modifiées.
- La bande interdite de l'isolant doit être suffisamment large pour prévenir tout passage de porteurs entre la grille et le substrat et pour assurer une immunité aux radiations (l'énergie nécessaire pour créer une paire électron - trou doit être très importante).

- L'isolant doit pouvoir supporter des tensions élevées : son champ de claquage doit être grand ( $> 10$  MV/cm).
- L'isolant doit être exempt de tous défauts à l'origine de charges fixes, mobiles ou de pièges (défauts électriquement actifs qui détériorent la tenue au claquage et rendent les composants instables en modifiant leurs caractéristiques électriques).

### **I.3. L'oxyde de silicium et le système Si-SiO<sub>2</sub>**

#### **I.3.1. Caractéristiques de l'oxyde de silicium**

Le silicium et l'oxygène ont une très forte affinité l'un pour l'autre ; d'où une oxydation spontanée du Si à l'air ambiant. Cela explique l'exceptionnelle qualité du SiO<sub>2</sub> et de son interface avec le silicium.

Pour le système Si-SiO<sub>2</sub>, on distingue généralement au niveau de l'oxyde :

- Le volume : c'est la zone située loin de l'interface. Elle est constituée d'une association de tétraèdres SiO<sub>4</sub>. L'angle Si-O-Si dans le SiO<sub>2</sub> cristallin est de 144° mais il peut varier de 120° à 180° dans la phase amorphe. Notons que dans le cas des transistors MOS, l'oxyde de silicium se présente sous forme amorphe.
- L'interface : c'est une zone de transition (SiO<sub>x</sub> avec  $x < 2$ ) où la structure passe du silicium cristallin au dioxyde de silicium.

En raison de sa rapidité de croissance et d'un point de vue plus général de ses propriétés physico-chimiques et électriques, le dioxyde de silicium a une place privilégiée dans la fabrication des circuits intégrés. Cet isolant présente une très large bande interdite (8.9 eV) selon sa perfection stoechiométrique, ce qui fait de lui un bon isolant électrique empêchant le passage de porteurs. Ainsi, la hauteur de barrière (énergétique) à l'interface Si-SiO<sub>2</sub> est de 3.2 eV pour les électrons et de 4.6 eV pour les trous. Il a aussi une élasticité élevée et donc une bonne tenue aux contraintes mécaniques. A ces qualités s'ajoutent une bonne conductivité thermique et une stabilité chimique importante.

Bien que le dioxyde de silicium n'ait pas encore trouvé de remplaçant (sauf pour quelques applications), il n'est pas le matériau "idéal" pour la fabrication des transistors MOS notamment en raison de sa faible constante diélectrique ( $\epsilon_{ox} = 3.9$ ) et de sa structure peu compacte qui le rend perméable aux impuretés (comme le bore provenant du polysilicium de grille). De plus, sa faible inertie chimique le rend sensible aux procédés de gravure (diminution de la surface effective du canal du transistor).

#### **I.3.2. Le système Si-SiO<sub>2</sub> : les défauts**

Le système Si-SiO<sub>2</sub> et notamment son interface font l'objet de nombreuses recherches destinées à mieux connaître sa structure et surtout à en améliorer la qualité. Les mesures électriques, comme par exemple le pompage de charge, le bruit basse fréquence ou encore la conductance, donnent certaines informations sur les défauts présents dans l'oxyde (à l'interface avec le silicium et en volume) : densité d'états et sections efficaces de capture. La composition chimique du SiO<sub>2</sub> à l'interface ainsi que sa structure atomique sont déterminées par des techniques comme la résonance paramagnétique électronique (RPE), la spectroscopie d'électrons Auger (AES), la spectroscopie photoélectronique, etc..

### I.3.2.1. Notion de défaut électriquement actif

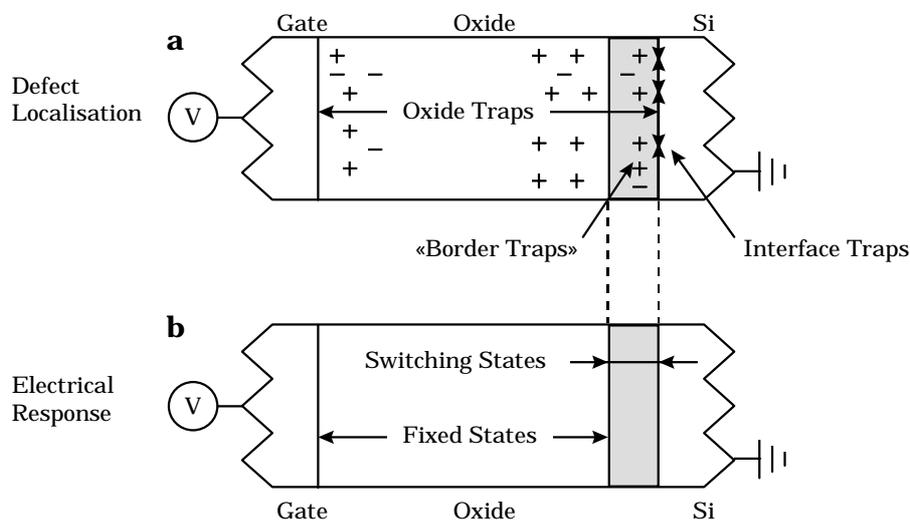
Les ruptures dans la périodicité du  $\text{SiO}_2$  donnent naissance à des états électroniques qui peuvent changer de charge électrique en capturant et en émettant des électrons et des trous avec une certaine constante de temps, pouvant aller de la picoseconde à plusieurs jours [Balland'89]. Ces états affectent directement plusieurs caractéristiques des composants MOS comme la tension de seuil, la pente sous le seuil et le niveau de bruit. La densité de ces états est susceptible de varier fortement lors de toute modification du procédé de fabrication ou de l'utilisation du composant, entraînant ainsi une variation de ses caractéristiques qui peut conduire dans les cas extrêmes au dysfonctionnement du composant et/ou du circuit.

L'existence d'une zone de transition entre le dioxyde et le substrat laisse supposer une densité plus importante de défauts à l'interface que dans le volume de l'oxyde. Ces pièges peuvent être classés dans deux catégories selon leur état de charge :

- Type donneur : neutre si occupé par un électron et chargé positivement si inoccupé.
- Type accepteur : neutre si inoccupé par un électron et chargé négativement si occupé.

A cela s'ajoute la catégorie des sites dits "amphotères" qui peuvent prendre trois états de charge (+, 0, -).

Chaque piège est caractérisé par un niveau d'énergie  $E_t$  dans la bande interdite du semi-conducteur et par deux sections efficaces de capture  $\sigma_n$  et  $\sigma_p$  pour les électrons et les trous respectivement. Un défaut est dit électriquement actif lorsque le passage du niveau de Fermi au niveau d'énergie  $E_t$  provoque un changement de charge.



**Figure I.1.** Classement des défauts dans l'isolant des structures MOS en fonction de leur localisation (a) et de leur réponse électrique (b). D'après [Fleetwood'93].

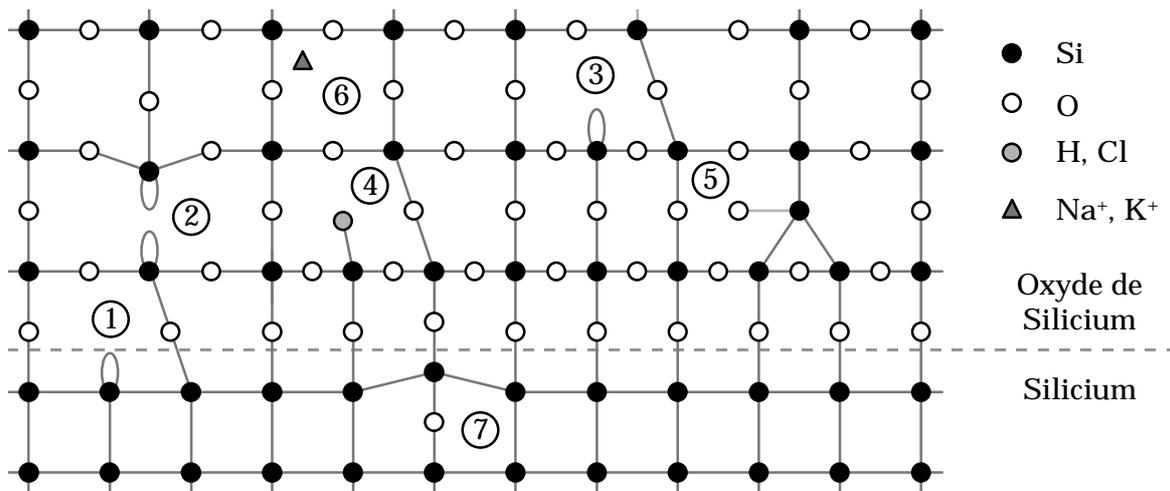
En fonction de la rapidité et des amplitudes de tension appliquées au composant, ces états auront le temps ou non de capturer et d'émettre des porteurs et donc d'introduire ou non un effet capacitif supplémentaire dans la réponse électrique de la structure MOS (effet non désiré). Pour des signaux rapides, ce sont plutôt les pièges proches de l'interface avec le silicium (0.1 à 0.3 nm) qui sont sollicités et pour des signaux plus lents s'ajoutent des pièges plus éloignés de l'interface. Les défauts ①, ② et ③ qui sont indiqués sur la figure (I.2), illustrent cet éloignement des pièges par rapport à l'interface et donc l'augmentation du

temps de réponse (si on suppose que leurs sections de capture sont identiques). On conçoit aisément que les états qui n'ont pas le temps d'agir pourront être considérés comme des charges fixes dans l'oxyde. Fleetwood [Fleetwood'92] a défini une nomenclature permettant de faire une distinction entre les pièges en fonction de leur localisation dans l'isolant et leur temps de réponse, comme cela est illustré à la figure (I.1) :

- Les états pouvant répondre lors d'une mesure ("Switching States") sont situés juste à l'interface Si-SiO<sub>2</sub> ("Interface Traps") et un peu plus profondément dans l'isolant ("Border Traps").
- Tout les états qui ne répondent pas lors de la mesure sont considérés comme charges fixes ("Fixed States").
- Le terme piège ("Trap") devrait être préférentiellement utilisé pour localiser le défaut dans l'isolant alors que le terme état ("State") devrait se reporter à la réponse électrique.

### I.3.2.2. Les liaisons pendantes

Les liaisons pendantes, c'est-à-dire les liaisons covalentes non satisfaites, sont *a priori* les candidats les plus plausibles pour expliquer la présence de niveaux d'énergie accessibles par les porteurs dans la bande interdite.



**Figure I.2.** Représentation schématique de quelques défauts du système Si-SiO<sub>2</sub>.

*Pour une meilleure compréhension et une plus grande clarté, nous avons représenté l'oxyde de silicium sous sa forme cristalline alors qu'il se présente sous forme amorphe dans les transistors MOS.*

Les expériences de RPE permettent de remonter à la structure atomique. Le centre P<sub>b0</sub> (P pour paramagnétique et b pour l'indexation du pic de résonance sur le spectre RPE) a été identifié par Caplan et al. [Caplan'79] comme étant l'association d'un atome de silicium et de trois autres Si avec une liaison pendante orientée vers l'oxyde. Ce défaut (① et ③ sur la figure (I.2)), est usuellement noté •Si≡Si<sub>3</sub> [Poindexter'81].

En fonction de la position du niveau de Fermi (E<sub>F</sub>) dans la bande interdite du semi-conducteur, ce défaut va prendre trois états de charge possibles. Lorsque E<sub>F</sub> est proche de la bande de valence, l'électron de la liaison non satisfaite est émis et le défaut se charge

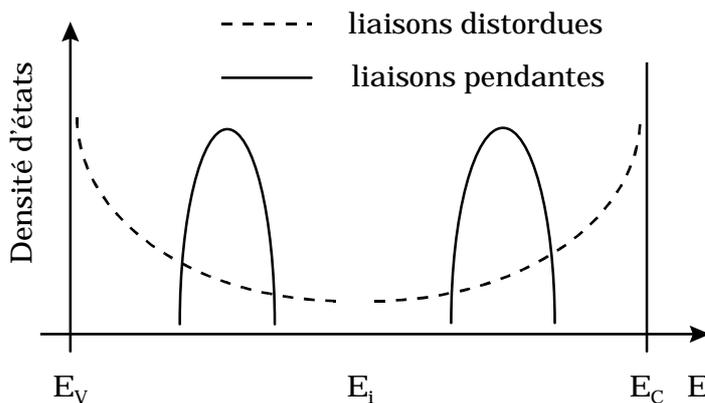
positivement. Quand le niveau de Fermi est au milieu de la bande interdite, le défaut capture un électron et redevient neutre. Finalement, pour un niveau de Fermi proche de la bande de conduction, le défaut capture un électron et se charge négativement. Ce sont les porteurs du substrat qui ont la plus grande probabilité d'être capturés ou émis, bien qu'un piège puisse aussi capturer un électron à un défaut voisin.

Un atome de silicium trivalent (avec trois liaisons covalentes) peut être associé à un, deux ou trois autres atomes de silicium ou d'oxygène (par exemple le centre  $P_{b1}$  noté  $\bullet Si=Si_2O$  [Poindexter'88]). Ces différentes possibilités conduisent à une large gamme de niveaux d'énergie permis avec toutefois deux pics dans la bande interdite comme nous l'indiquons à la figure (I.3). Celui de la partie inférieure correspond à des états de type donneur alors que celui de la partie supérieure correspond à des états de type accepteur.

L'hydrogène, en apportant un électron à l'atome de silicium auquel il se lie, passive le défaut, le rendant ainsi inactif [Svensson'78]. Un tel groupement, noté  $Si_3=SiH$ , correspond au centre  $P_{bH}$  [Do Thanh'88] illustré à la figure (I.2) avec le numéro ④. Outre passiver les défauts, l'hydrogène peut aussi relaxer certaines contraintes. Notons que les liaisons pendantes peuvent aussi être comblées par des atomes tels que le chlore, le fluor ou le deutérium (isotope naturel de l'hydrogène).

### I.3.2.3. Les liaisons distordues

Les liaisons distordues ainsi que les faibles interactions sont aussi à l'origine des états d'interface [Sakurai'81]. Par exemple, les lacunes d'oxygène ou les liaisons faibles Si-Si, illustrées par le défaut ② de la figure (I.2), donnent un état liant dans la partie inférieure de la bande interdite et un état anti-liant dans la bande de conduction. Les liaisons et interactions du type Si-O donnent des états dans la partie supérieure de la bande interdite. En considérant une multitude d'états très proches énergétiquement les uns des autres et dont le nombre décroît avec la profondeur dans l'isolant, Sakurai et Sugano [Sakurai'81] arrivent à une densité d'états en forme de U dans la bande interdite, comme illustré sur la figure (I.3).



**Figure I.3.** Représentation schématique de la densité d'états d'interface introduits par les liaisons pendantes et distordues.

### I.3.2.4. Charges fixes dans l'isolant

Lorsque trois atomes de silicium se lient à un atome d'oxygène ( $Si_3O$ ), ce dernier "gagne" trois électrons au lieu de deux comme l'illustre le défaut ⑤ de la figure (I.4). Cet électron supplémentaire est facilement perdu et l'atome d'oxygène s'ionise positivement [Lucosvsky'81]. Ce type de défaut est étroitement lié aux conditions d'oxydation du silicium et on l'attribue généralement à la présence de Si en excès dans l'oxyde. On montre en effet que si la température d'oxydation augmente (ce qui produit une augmentation de la vitesse de consommation du silicium excédentaire), la charge fixe diminue. On peut aussi raisonnablement supposer que ce type de défaut est essentiellement présent dans une région

proche de l'interface plutôt qu'en volume. Pour les transistors MOS, cette charge fixe positive déplace la caractéristique  $I_{DS}(V_{GS})$  vers les tensions de grille négatives. Une conséquence directe de ce phénomène est, dans le cas des transistors à canal n et à tension de drain donnée, une augmentation du courant  $I_{DS}$  pour une tension de grille nulle.

#### **I.3.2.4. Charges mobiles**

Les charges mobiles, représentées par le défaut ⑥ sur la figure (I.2), sont dues à des ions alcalins qui s'introduisent dans l'oxyde lors des diverses étapes technologiques de fabrication des transistors MOS. L'application d'un champ électrique aux bornes de l'oxyde peut déplacer ces charges et conduire à une instabilité des composants (transistors et capacités).

#### **I.3.2.5. Rugosité de surface**

L'interface entre le silicium et l'oxyde de silicium n'est pas plane mais présente toujours une certaine rugosité comme l'illustre la figure (I.2) avec le défaut ⑦. La trajectoire des porteurs peut alors être modifiée, la conséquence directe est une chute de la mobilité notamment à fort champ électrique comme nous l'indiquons au chapitre II.

### **I.4. Oxynitrures et oxydes nitrurés**

#### **I.4.1. Pourquoi nitrurer l'oxyde de grille ?**

La diminution de l'épaisseur de l'isolant de grille (moins de 20 nm) entraîne la disparition de certaines propriétés physico-chimiques de l'oxyde de silicium, comme la protection contre la diffusion des impuretés, l'homogénéité de la couche, la résistance à l'injection de porteurs. Il en résulte une augmentation du nombre de défauts qui affectent les caractéristiques électriques des composants. Dans les années 1980, les recherches sur le remplacement de cet isolant pour les transistors MOS ont abouti, entre autre, à l'étude du nitrure de silicium et de l'oxyde de silicium nitruré. Notons que des études portant sur cette solution de remplacement ont commencées avant 1980 [Rand'73] et que d'autres matériaux comme le  $Al_2O_3$ , le  $AlN$ , le  $TiO_2$  ou le  $Ta_2O_5$  font l'objet de recherches très poussées [Chaneliere'98].

Le nitrure de Silicium ( $Si_3N_4$ ) a une constante diélectrique plus élevée ( $\epsilon_r = 7.5$ ) que l'oxyde de silicium ( $\epsilon_r = 3.8$ ) et sa structure est beaucoup plus dense. Il présente également une plus grande barrière à la diffusion des impuretés. Cependant, la croissance thermique d'un tel isolant est auto-limitée ce qui ne permet pas d'obtenir des épaisseurs supérieures à 4.5 nm. De plus, l'interface  $Si/Si_3N_4$  est très médiocre ce qui en interdit l'utilisation comme isolant de grille sauf en interposant une couche de  $SiO_2$  entre le substrat et le film de nitrure.

Compte tenu des avantages et des inconvénients du  $SiO_2$  et du  $Si_3N_4$ , la solution envisagée actuellement est d'utiliser des matériaux à stoechiométrie intermédiaire, c'est-à-dire des oxynitrures ou oxydes nitrurés. La distinction entre l'oxynitrure et l'oxyde nitruré vient de l'approche utilisée pour l'obtention de l'oxyde de silicium contenant de l'azote. La première consiste à introduire l'azote, par un procédé de recuit, dans l'oxyde déjà formé. Cet isolant est dénommé oxyde nitruré. Pour la deuxième méthode, l'azote est incorporé en même temps que le dépôt ou la croissance de l'oxyde. Cet isolant est appelé oxynitrure.

#### **I.4.2. Propriétés des oxydes de silicium contenant de l'azote**

La présence d'azote dans l'oxyde de silicium et à l'interface isolant - substrat modifie de manière complexe les propriétés physiques et électriques de ce matériau. Il en résulte une amélioration ou une dégradation des propriétés électriques et des effets de contraintes de

l'isolant [Balland'98]. Nous passons en revue à présent les principaux atouts des oxydes contenant de l'azote :

■ Barrière à la diffusion des dopants :

Les divers dopants introduits dans le procédé de fabrication des transistors MOS peuvent pénétrer dans l'isolant de grille et entraîner des effets indésirables. Par exemple, le bore utilisé pour doper les grilles P<sup>+</sup> en polysilicium produit une augmentation du nombre de défauts dans l'isolant, entraînant ainsi un décalage de la tension de bandes plates et une augmentation de la pente sous le seuil. Cette augmentation de charge dans l'isolant diminue la mobilité des porteurs dans le canal d'inversion et par conséquent la valeur du courant de drain. Les couches de SiO<sub>2</sub> contenant de l'azote montrent une résistance à la diffusion des impuretés bien plus importante que les couches d'oxyde thermique intrinsèques [Cable'91]. Cette barrière plus importante concerne aussi bien les atomes de bore que les atomes de phosphore. Elle s'explique par la plus grande compacité du réseau.

■ Résistance à la gravure chimique :

La compacité du réseau implique aussi une plus grande résistance des films nitrurés à la gravure chimique par l'acide fluorhydrique. Cette particularité est exploitée par les procédés LOCOS.

■ Résistance aux contraintes électriques :

La contrainte interfaciale est d'autant plus réduite que la concentration en azote à l'interface est importante. Cela permet (à concentration d'azote donnée) de réduire la création d'états d'interface sous contrainte électrique [Hill'96]. Une autre conséquence directe est l'augmentation de la valeur du champ de claquage. Ainsi, l'évolution de la tension de seuil, de la mobilité à faible champ et de la pente sous le seuil est moins rapide, ce qui accroît la durée de vie du dispositif.

■ Plus grande résistance aux radiations [Rand'73]-[Hwang'90]-[Seigneur'95] :

La dégradation sous irradiation des performances des oxydes contenant des atomes d'azote est moins importante que celles des oxydes de silicium pur.

■ Amélioration du comportement de la transconductance :

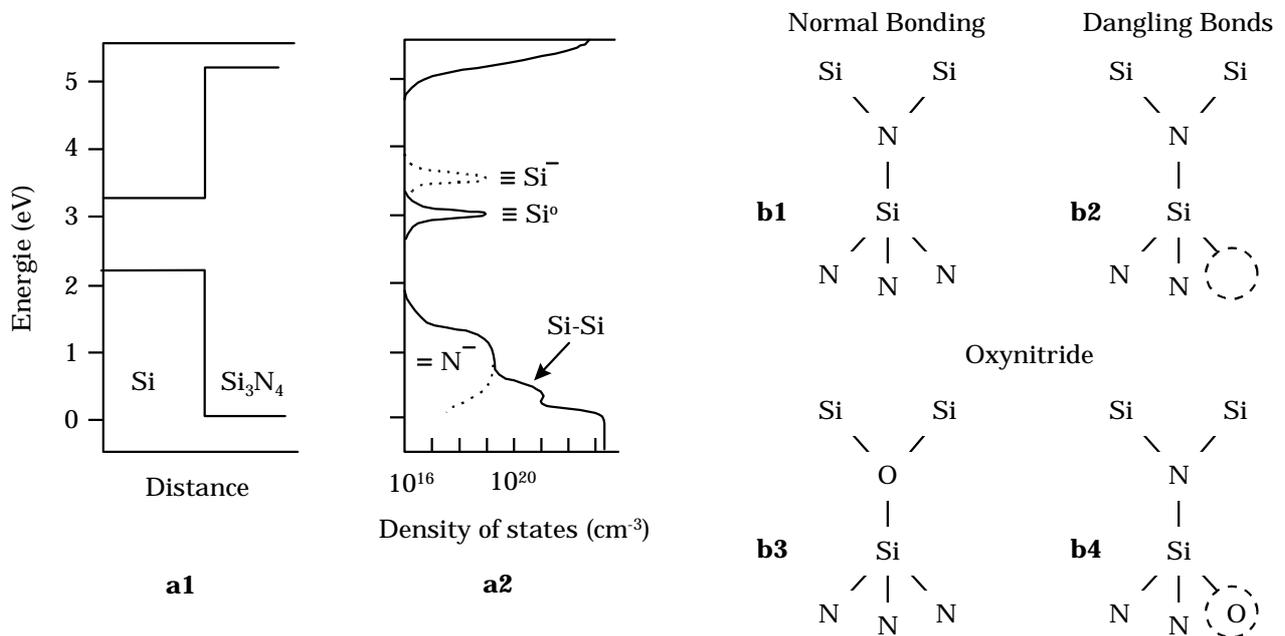
L'utilisation d'oxyde de grille contenant de l'azote permet d'augmenter la valeur de la transconductance des transistors MOS à fort champ électrique comparée aux oxydes thermiques [Hori'89]-[Autran'95b]-[Hill'96]. Dans le cas des transistors MOS à canal n, une explication possible de ce phénomène, est la charge négative des états qui, électrostatiquement, éloigne les porteurs du canal de l'interface qui subissent moins sa rugosité.

A ces atouts s'ajoutent les inconvénients suivants :

■ Augmentation du nombre de défauts :

L'introduction d'azote dans l'oxyde de silicium apporte des défauts supplémentaires qui sont essentiellement des liaisons pendantes =N mais aussi des liaisons pendantes ≡Si. Robertson et al. [Robertson'84] ont mesuré la densité d'états dans la bande interdite en distinguant la contribution de chaque type de défaut que nous indiquons à la figure (I.4.a). Les liaisons

pendantes  $=N$  (notées  $=N^-$ ) introduisent une bande d'états de 1.5 eV de largeur près de la bande de valence au même niveau que les liaisons distordues Si-Si. Robertson et al. identifient les centres  $=N^-$  comme des pièges à trous qui sont chargés quand inoccupés.



**Figure I.4.** Diagramme de bandes du silicium et du nitrure de silicium (a1) et représentation de la répartition énergétique des états dans le nitrure (a2) d'après [Robertson'84]. Structure possible pour le nitrure de silicium parfait (b1), avec une liaison pendante (b2), pour l'oxynitride (b3) et la passivation d'une liaison pendante par un oxygène (b4) d'après [Kapoor'90].

Pour comprendre l'augmentation de la densité de pièges avec la teneur en azote dans les oxynitrides, Kapoor et al. [Kapoor'90] ont étudié l'oxydation du nitrure de silicium. La figure (I.4.b1) donne une configuration du système  $Si_3N_4$  sans défaut, et la figure (I.4.b2) le même système mais avec une liaison pendante, en l'occurrence  $\equiv Si$ . La figure (I.4.b3) illustre le système  $SiO_xN_y$  sans défaut et la figure (I.4.b4) montre comment un atome d'oxygène peut venir passiver une liaison pendante du nitrure de silicium.

L'apport d'hydrogène par les procédés de nitruration augmente le nombre de liaisons Si-H et N-H. Lors d'une contrainte, ces liaisons peuvent être brisées, donnant ainsi naissance à des pièges à électrons ou à trous. Il y a alors une dérive des caractéristiques des composants. Pour minimiser les problèmes associés à la présence d'hydrogène, on peut réoxyder ces films par un recuit sous  $O_2$ ,  $N_2O$ , ou  $NO$ .

#### ■ Diminution de la mobilité à faible champ électrique :

L'augmentation du nombre de pièges et de la charge fixe entraîne une diminution de la mobilité à faible champ électrique sauf pour la nitruration par plasma qui n'introduit de l'azote qu'essentiellement en surface et très peu dans le volume ou à l'interface Si/isolant [Straboni'94].

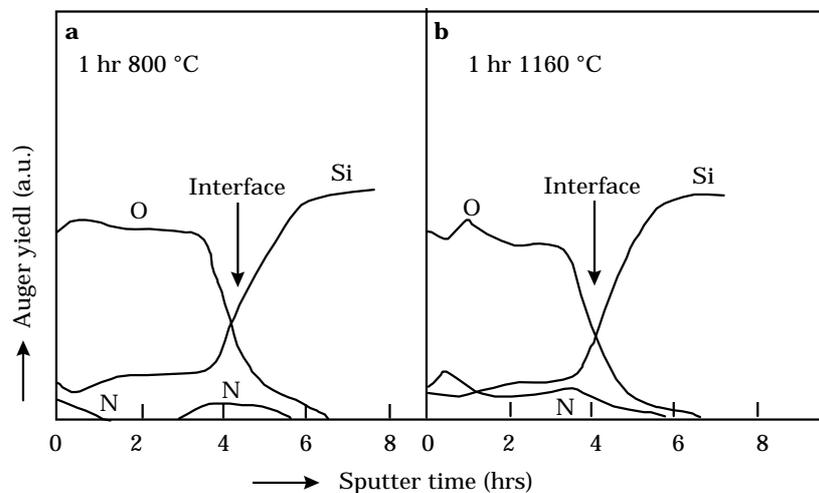
### I.4.3. Fabrication des oxynitrides et des oxydes nitrurés

L'introduction d'azote dans l'oxyde de silicium peut se faire par le biais de différentes méthodes que cette section passe brièvement en revue.

#### I.4.3.1. Nitruration thermique à pression atmosphérique d'ammoniac

L'incorporation d'azote dans la couche d'oxyde de silicium peut s'effectuer par l'utilisation d'ammoniac à pression atmosphérique dans un four classique. En raison des bilans thermiques élevés, un tel procédé n'est pas applicable dans une chaîne de fabrication de circuits intégrés. Ces bilans thermiques peuvent être améliorés en diminuant la durée du procédé par l'utilisation d'un four à recuit rapide (RTN). En revanche, les températures seront plus élevées que celles utilisées avec un four classique.

La nitruration thermique sous ammoniac se caractérise par une concentration d'azote plus importante à la surface de l'isolant et à l'interface avec le substrat qu'en volume [Habraken'82], comme l'illustre la figure (I.5) : c'est ce qui est connu sous le nom de "pile-up". Il est possible de faire varier la concentration en azote à l'interface de 0 à 10 %. Le pic de concentration à la surface atteint assez vite son maximum contrairement aux concentrations à l'interface et en volume qui augmentent avec la température et la durée du procédé.



**Figure I.5.** Profils Auger d'oxydes nitrurés par nitruration thermique à pression atmosphérique de  $\text{NH}_3$  en fonction de la température : 800 °C (a) et 1160 °C (b). D'après [Habraken'82].

Ce type de nitruration de l'oxyde de silicium s'opère par échange d'atomes d'oxygène avec des atomes d'azote, donnant ainsi un composé  $\text{SiO}_x\text{N}_y$ . Cependant, sous forte nitruration (temps très long), l'isolant s'appauvrit en oxygène pour prendre la forme  $\text{Si}_3\text{N}_4$  notamment à la surface : la vitesse d'incorporation de l'azote décroît, ce qui s'assimile à l'auto-limitation de la croissance des couches de nitrure de silicium.

L'hydrogène, présent dans la molécule  $\text{NH}_3$ , fragilise les liaisons Si-O-Si et permet à l'azote de prendre la place de l'oxygène. On conçoit alors qu'il est impossible de nitrurer un oxyde de silicium sous  $\text{N}_2$  (sauf par plasma).

Le profil de la concentration en azote dans l'isolant, en forme de "cuvette" (c.f. figure (I.5)), provient de la rupture des liaisons Si-O sous l'action de l'hydrogène. Cette réaction s'établit de préférence dans les zones de l'isolant où la présence en molécules d'eau, ou du moins d'un composé  $\text{H}_2\text{O}$ , est importante, c'est-à-dire à la surface de l'oxyde de silicium et son interface avec le silicium [Habraken'82].

Notons aussi que l'atome d'oxygène remplacé par l'atome d'azote diffuse jusqu'à l'interface ce qui a pour conséquence de faire croître la couche d'isolant.

#### I.4.3.2. Nitruration thermique sous $\text{N}_2\text{O}$

L'introduction d'azote dans l'oxyde de silicium peut aussi être réalisée en remplaçant l'ammoniac par le  $N_2O$ . Ce dernier présente l'avantage de ne pas introduire d'atomes d'hydrogène dans l'isolant. Pour ce type de nitruration, l'azote incorporé se situe seulement à l'interface Si/isolant et en très faible quantité. Cependant, cette méthode nécessite des températures et des durées de procédé très élevées (950 - 1100 °C pour une durée comprise entre quelques minutes et une heure).

#### **I.4.3.3. Nitruration activée par plasma à basse pression d'ammoniac**

L'utilisation d'un plasma gazeux permet d'accroître la réactivité de l'ammoniac ou du  $N_2$  tout en autorisant une diminution de la température de réaction [Straboni'94].

L'incorporation de l'azote se fait à la surface de l'isolant sur une profondeur de 2 nm mais on en trouve aussi un peu à l'interface Si/isolant (4 %). La concentration en azote dans le volume de l'isolant reste très faible. Ainsi la densité en charges fixes et en pièges reste proche de celle d'un oxyde de silicium ce qui évite une dégradation des caractéristiques des composants comme la tension de seuil, la mobilité des porteurs et la transconductance maximale. Ce type d'isolant résiste mieux à l'injection de porteurs, ce qui s'explique par le remplacement des atomes d'hydrogène des liaisons Si-H de l'interface par un atome d'azote pour donner le composé Si-N plus stable.

#### **I.4.3.4. Obtention d'oxynitride par LPCVD (Low Pressure Chemical Vapour Deposition)**

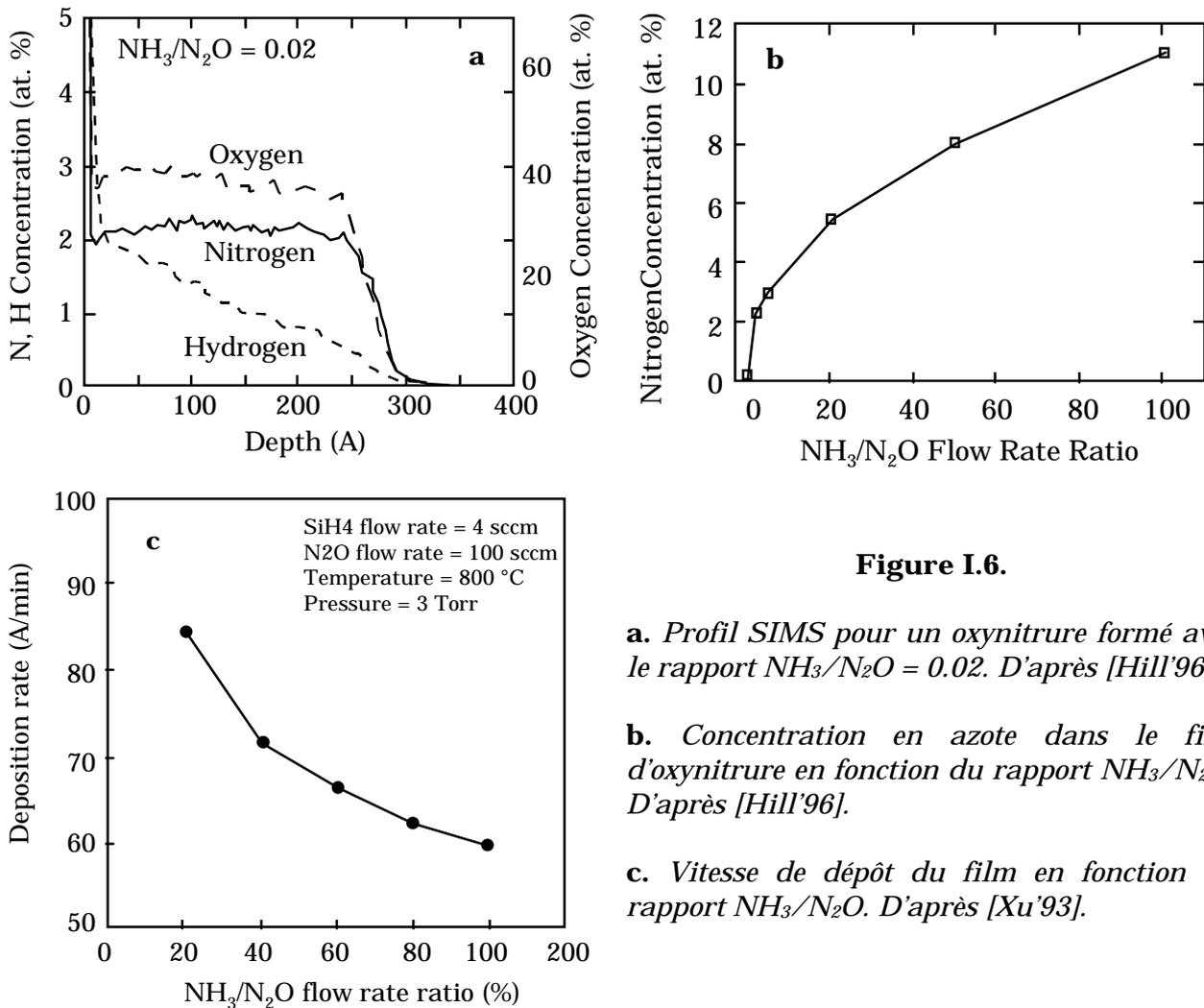
L'oxyde de silicium contenant de l'azote peut être obtenu par l'utilisation d'un procédé de dépôt de film. Plusieurs combinaisons de gaz peuvent être utilisées comme  $SiH_4/N_2O/NH_3$ ,  $SiH_4/CO_2/NH_3$ ,  $SiH_4/O_2/NH_3$ ,  $SiCl_4/CO_2/NH_3$ ,  $SiH_2Cl_2/NH_3/N_2O$  ou  $SiH_4/NH_3/NO$  [Rand'73]. Le dépôt se fait dans un four à parois froides, les plaquettes étant chauffées par une lampe [Xu'93]. Cette méthode présente l'avantage de réduire le niveau de contamination que l'on rencontre dans les fours traditionnels et d'abaisser la température du procédé.

Le dépôt d'un oxyde contenant de l'azote apporte les avantages technologiques suivants :

- Contrairement aux méthodes précédemment décrites qui consistent à nitrurer un oxyde thermique, le dépôt de films d'oxynitride ne consomme pas le silicium du substrat.
- La concentration en azote dans l'isolant est contrôlée par le rapport  $NH_3/N_2O$  et permet une variation de 0 à 12 % comme le montre la figure (I.6.b).
- Le profil de concentration d'azote dans l'isolant est uniforme (c.f. figure (I.6.a)) mais on peut lui donner un profil particulier en changeant le rapport  $NH_3/N_2O$  pendant la croissance du film. On peut ainsi obtenir une faible concentration à l'interface, nulle dans le volume et forte en surface ce qui donne la même distribution que celle obtenue avec la nitruration par plasma. La forte concentration à la surface donne une grande barrière contre la diffusion des impuretés provenant de la grille en polysilicium (atomes de Bore par exemple), une concentration nulle en volume est nécessaire pour garantir une faible densité en charge fixes et en pièges lents. Enfin, la faible concentration à l'interface garantie une plus grande immunité du composant à la dégradation par porteurs : Hill *et al.* [Hill'96] ont en effet montré qu'une concentration en azote de l'ordre de 3 % augmente l'immunité de l'isolant à la dégradation par porteurs chauds.

La vitesse de croissance de l'isolant est fonction du rapport  $\text{NH}_3/\text{N}_2\text{O}$  (c.f. figure (I.6.c)), fonction qui doit être parfaitement connue et maîtrisée pour le dépôt d'oxynitrures en multicouches de faibles épaisseurs (2 nm par exemple).

Les isolants obtenus par cette méthode de fabrication présentent plus d'états d'interface et de charges fixes que le  $\text{SiO}_2$  [Hill'96].



**Figure I.6.**

**a.** Profil SIMS pour un oxynitruire formé avec le rapport  $\text{NH}_3/\text{N}_2\text{O} = 0.02$ . D'après [Hill'96].

**b.** Concentration en azote dans le film d'oxynitruire en fonction du rapport  $\text{NH}_3/\text{N}_2\text{O}$ . D'après [Hill'96].

**c.** Vitesse de dépôt du film en fonction du rapport  $\text{NH}_3/\text{N}_2\text{O}$ . D'après [Xu'93].

#### I.4.3.4. Oxydation thermique rapide (RTO) sous $\text{N}_2\text{O}$

Une autre alternative pour obtenir des oxynitrures est l'utilisation de protoxyde d'azote,  $\text{N}_2\text{O}$ , comme gaz oxydant. Un tel isolant montre, par mesure SIMS, une augmentation de la concentration en azote à l'interface avec le silicium (phénomène de "pile-up") qui permet une relaxation des contraintes. Ainsi, cet isolant présente une densité en états d'interface moins importante qu'un oxyde thermique classique et une génération moins rapide de pièges sous contraintes (Fowler-Nordheim ou rayons X). Il montre aussi d'excellentes caractéristiques électriques, comme une grande valeur de charge avant claquage. De plus, la croissance de ce diélectrique est plus contrôlable que celle du  $\text{SiO}_2$  [Hwang'90].

## I.5. Conclusion

Nous avons introduit les différentes caractéristiques physico-chimiques et électriques auxquelles doit répondre un isolant de grille. L'introduction d'atomes d'azote dans l'oxyde de silicium pallie un certain nombre de défauts que présente le  $\text{SiO}_2$  en couches ultra-minces. Ce matériau constitue donc une voie possible pour le remplacement de l'oxyde des futures générations de transistors MOS.

D'après la présentation que nous avons faite de la fabrication et des propriétés des oxydes nitrurés et des oxynitrides, nous pouvons envisager l'utilisation du diélectrique suivant :

Une première couche d'oxynitride préparée par RTO sous  $\text{N}_2\text{O}$  qui offre les qualités à la fois de l'oxyde thermique et des oxynitrides (ou des oxydes nitrurés). Ainsi la densité en états d'interface est faible (ou plus faible qu'un  $\text{SiO}_2$ ) et surtout son évolution sous contrainte (Fowler-Nordheim ou rayons X) est plus lente, ce qui augmente la durée de vie des composants. Cette faible densité de charge garantit de bonnes valeurs pour les paramètres électriques tels que la mobilité à faible champ électrique, la pente sous le seuil et la transconductance maximale. La charge avant claquage est augmentée et la présence d'azote à l'interface s'oppose à la diffusion des dopants du substrat. On peut aussi supposer une amélioration de la pente de la transconductance à fort champ électrique (cas des oxynitrides et oxydes nitrurés).

Une deuxième couche d'oxynitride déposée par LPRTCVD avec un fort pourcentage d'azote doit permettre à l'isolant de présenter une grande barrière à la diffusion des dopants du polysilicium de grille (dopage au Bore). Cette couche doit être située suffisamment loin de l'interface avec le silicium pour ne pas introduire de pièges lents et pour que les charges fixes (densité importante avec ce procédé) n'aient pas d'influence sur les caractéristiques des composants (car elles sont plus proches de la grille que du substrat). L'utilisation d'une méthode de nitruration pour la réalisation de cette dernière couche est à bannir en raison de l'apport supplémentaire en atomes d'azote à l'interface.

## Chapitre II. Le transistor MOS : théorie et extraction des paramètres de base

### II.1. Introduction

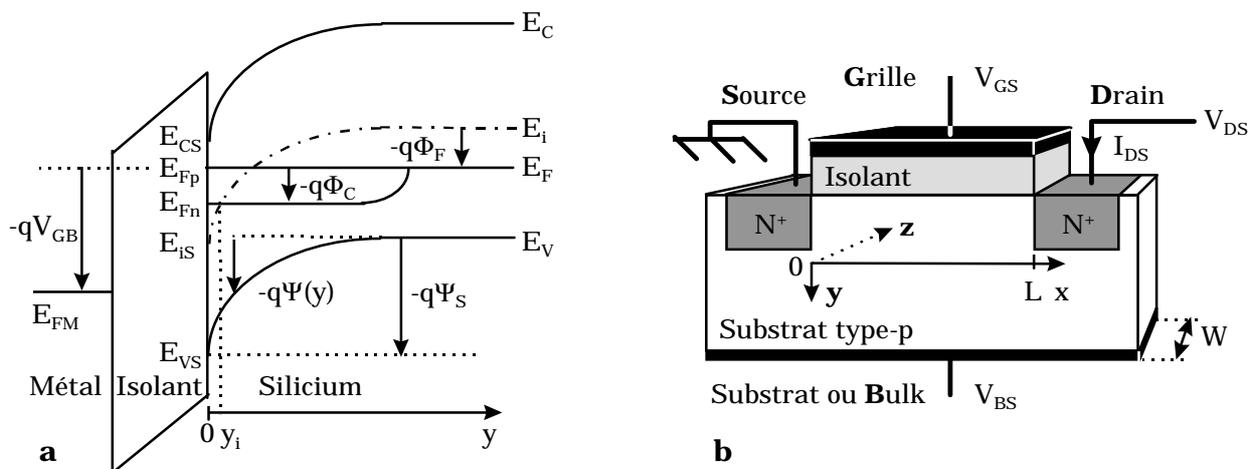
Pour mener à bien l'étude des transistors MOS à effet de champ, il est essentiel d'en connaître le fonctionnement. Ainsi, ce chapitre a pour but d'exposer les principales étapes de calcul, les hypothèses et les approximations qui mènent aux modèles couramment utilisés.

Nous commençons par établir l'expression du courant de drain pour le régime d'inversion faible en distinguant, selon la tension de drain appliquée, le régime ohmique et le régime non ohmique. Nous nous sommes attachés, dans un deuxième temps, à élaborer un modèle décrivant le courant de drain en régime d'inversion forte en tenant compte de l'influence d'un diélectrique de grille ultra-mince et des résistances d'accès. Nous achevons ce chapitre en donnant une méthode simple d'extraction des paramètres du transistor MOS illustrée sur nos transistors. La connaissance du potentiel de surface est fondamentale pour l'exploitation des résultats de pompage de charge à trois niveaux ; nous avons porté une attention particulière à sa détermination.

Nous avons considéré le cas d'un composant à canal n. On peut évidemment utiliser le même formalisme pour le transistor à canal p (en changeant ce qui doit l'être  $n \rightarrow p$  et en inversant les polarités). Une version plus détaillée de ce chapitre, dans lequel est aussi décrit le cas du transistor à canal p, correspond à la référence [Masson'98e].

### II.2. Le transistor MOS en inversion faible avant saturation

Dans cette première partie, nous étudions le fonctionnement du transistor en régime de faible inversion avant saturation. L'expression du courant Drain/Source en fonction de la tension Grille/Source  $I_{DS}(V_{GS})$  ainsi que l'expression du potentiel de surface  $\Psi_s$  en fonction de  $V_{GS}$  sont établies. Précisons d'abord les conventions d'écriture et de calcul que nous avons choisies.



**Figure II.1.a.** Diagramme de bandes du transistor MOS à canal n faisant apparaître les quasi-niveaux de Fermi :  $\Phi_C = -V_{BS}$  à la source et  $\Phi_C = V_{DS} - V_{BS}$  au drain.  $V_{DS}$  est la tension appliquée entre le drain et la source, et  $V_{BS}$  la tension appliquée entre le substrat et la source.  
**b.** Coupe d'un transistor MOS à canal n.

La Fig. (II.1.a) présente le diagramme de bandes de la structure Métal - Oxyde - Semi-conducteur d'un transistor MOS :

- Le niveau de Fermi du métal est au dessus du minimum de la bande de conduction (non représenté) ce qui donne à ce matériau un nombre considérable d'électrons libres.
- Les bandes de conduction et de valence de l'isolant sont représentées mais non spécifiées car elles n'interviennent pas dans l'établissement des diverses expressions.
- Le semi-conducteur, représenté en régime d'inversion, fait apparaître deux notations pour le nom des bandes : une dans le volume du substrat et une à l'interface Si/isolant spécifiée par l'indice "S". Les énergies de ce diagramme sont en joules (J) et les diverses tensions sont en volts (V).  $\Psi(y)$  et  $E_i$  représentent respectivement la courbure des bandes et le milieu de la bande interdite du semi-conducteur.  $E_c$  (e.g.  $E_{cs}$ ) et  $E_v$  (e.g.  $E_{vs}$ ) sont le bas de la bande de conduction et le haut de la bande de valence du semi-conducteur. Le choix du sens des flèches a pour origine la tension que l'on applique entre la grille et le substrat. Cela revient à faire la différence entre les niveaux de Fermi du métal et du semi-conducteur.

En raison d'une polarisation non nulle appliquée entre la source et le drain, le semi-conducteur, au niveau du canal, n'est pas à l'équilibre thermodynamique. Cela se traduit par l'apparition de quasi niveaux de Fermi notés  $E_{Fn}$  pour les électrons et  $E_{Fp}$  pour les trous avec, dans le cas d'un substrat de type P :  $E_{Fp} \approx E_F$ .  $\Phi_C$  correspond à l'écart entre ces quasi niveaux de Fermi. Il est égal à la polarisation extérieure appliquée entre le point  $y$  et le volume du semi-conducteur ( $y \rightarrow \infty$ ). Ce potentiel est fonction de la position considérée le long du canal, il est égal à  $-V_{BS}$  au niveau de la source et à  $V_{DS} - V_{BS}$  au niveau du drain. Le potentiel de volume  $\Phi_F$  du semi-conducteur a pour expression [Sze'88] :

$$\Phi_F = \frac{kT}{q} \ln\left(\frac{N_A}{n_i}\right) = \frac{1}{\beta} \ln\left(\frac{N_A}{n_i}\right) = -\frac{1}{q}(E_F - E_i) \quad (\text{II.1})$$

où  $k$  est la constante de Boltzmann,  $T$  la température absolue,  $\beta = q/kT$ ,  $N_A$  le dopage du substrat (que nous supposons uniforme dans la région active de la surface) et  $q$  la valeur absolue de la charge de l'électron.

Un schéma en coupe du transistor MOS à canal n est donné. Les deux caissons  $N^+$  latéraux servent de réservoirs à porteurs minoritaires (du substrat).

### II.2.1. Expression préliminaire du courant

En régime d'inversion faible, le potentiel de surface  $\Psi_s$  au niveau de la source varie entre  $\Phi_F - V_{BS}$  et  $2\Phi_F - V_{BS}$ . Les densités d'électrons et de trous s'expriment à partir des quasi-niveaux de Fermi [Sze'88] :

$$\left\{ \begin{array}{l} n(y) = n_i \exp\left(\frac{E_{Fn} - E_i(y)}{kT}\right) = n_0 \exp(\beta(\Psi(y) - \Phi_C)) \\ p(y) = n_i \exp\left(\frac{E_i(y) - E_{Fp}}{kT}\right) = p_0 \exp(-\beta\Psi(y)) \end{array} \right. \quad (\text{II.2.a})$$

$$\left\{ \begin{array}{l} n(y) = n_i \exp\left(\frac{E_{Fn} - E_i(y)}{kT}\right) = n_0 \exp(\beta(\Psi(y) - \Phi_C)) \\ p(y) = n_i \exp\left(\frac{E_i(y) - E_{Fp}}{kT}\right) = p_0 \exp(-\beta\Psi(y)) \end{array} \right. \quad (\text{II.2.b})$$

Dans les expressions (II.2.a) et (II.2.b),  $n_0$  et  $p_0$  représentent les densités de porteurs libres à l'équilibre dans le volume du semi-conducteur. Ces densités sont données par :

$$\left\{ \begin{array}{l} n_0 = n_i \exp\left(-\frac{q\Phi_F}{kT}\right) \\ p_0 = n_i \exp\left(\frac{q\Phi_F}{kT}\right) \end{array} \right. \quad \text{(II.3.a)}$$

$$\left\{ \begin{array}{l} n_0 = n_i \exp\left(-\frac{q\Phi_F}{kT}\right) \\ p_0 = n_i \exp\left(\frac{q\Phi_F}{kT}\right) \end{array} \right. \quad \text{(II.3.a)}$$

La densité de courant en chaque point du canal est la somme des composantes de diffusion et de conduction des porteurs libres [Pao'66]. Si l'on considère que le courant des porteurs majoritaires du substrat (trous) est nul [Barron'72], la densité de courant s'écrit :

$$\bar{J}(x,y) = q(\mu_0 n \bar{\xi} + D_n \bar{\nabla} n) = \bar{J}_n \quad \text{(II.4)}$$

$\mu_0$  est la mobilité à faible champ électrique des électrons dans la couche d'inversion (différente de la mobilité en volume).  $D_n$  est le coefficient de diffusion des électrons.

Il est possible d'obtenir une solution analytique de l'équation (II.4) si la condition d'unidimensionnalité est vérifiée, c'est-à-dire si :

$$\left| \frac{\partial^2 \Psi}{\partial y^2} \right| \gg \left| \frac{\partial^2 \Psi}{\partial x^2} \right| \quad \text{(II.5)}$$

Cette hypothèse, appelée approximation graduelle de Shockley, n'est valable que lorsque le transistor fonctionne en régime de non saturation (canal non pincé). Dans ce cas, on démontre que la variation du champ longitudinal (i.e. le long du canal) en fonction de  $x$  est relativement faible (les lignes de courant sont considérées parallèles à l'interface Si-isolant). L'équation donnant la densité de courant d'électrons s'écrit sous la forme unidimensionnelle suivante :

$$J_n = qn\mu_0 \xi_x + qD_n \text{grad}_x(n) \quad \text{(II.6)}$$

où  $\xi_x$  est le champ électrique longitudinal dans le canal. A partir de l'équation. (II.6), deux méthodes de calcul peuvent être envisagées :

- La première considère que le courant dû au champ électrique (i.e. la composante de dérive) est négligeable devant le courant de diffusion. C'est ce qui sera appelé l'approche simplifiée et qui correspond au "régime ohmique".
- La deuxième prend en compte les composantes de dérive et de diffusion. Cette approche est dite complète et correspond au "régime non ohmique".

C'est cette approche dite "complète" que nous abordons au paragraphe suivant.

### II.2.2. Approche complète (régime non ohmique)

Sachant que le champ électrique dérive d'un potentiel scalaire (on peut écrire  $\xi_x = -\text{grad}_x(\Psi)$ ) et en utilisant la relation d'Einstein  $D_n = \mu_0 kT/q$ , l'équation (II.6) se simplifie pour devenir [Barron'72] :

$$J_n = -q\mu_0 n \frac{d\Phi_C}{dx} \quad \text{(II.7)}$$

Le courant total  $I_{DS}$  est obtenu en intégrant  $J_n$  sur toute l'épaisseur de la couche d'inversion  $y_i$  formant le canal du transistor, soit.

$$I_{DS} = -W \int_0^{y_i} J_n dy = W \int_0^{y_i} q\mu_0 n \frac{d\Phi_C}{dx} dy = W\mu_0 \frac{d\Phi_C}{dx} q \int_0^{y_i} n dy \quad (\text{II.8})$$

Dans l'équation (II.8), les facteurs  $d\Phi_C/dx$  et  $\mu_0$  sont indépendants de la variable  $y$  au niveau du canal du transistor, on peut donc les sortir de l'intégrale. Le courant  $I_{DS}$  est constant dans tout le canal ce qui permet de l'intégrer facilement en prenant comme bornes d'intégration la source ( $x = 0$ ,  $\Phi_C = -V_{BS}$ ) et le drain ( $x = L$ ,  $\Phi_C = V_{DS} - V_{BS}$ ). Il vient :

$$\int_0^L I_{DS} dx = I_{DS} L = -W\mu_0 \int_{-V_{BS}}^{V_{DS}-V_{BS}} Q_n d\Phi_C \quad (\text{II.9})$$

où  $\Phi_C(x)$  est égal à  $V(x) - V_{BS}$  et  $V(x)$  représente le potentiel en chaque point du canal induit

par la polarisation de drain.  $Q_n = -q \int_0^{y_i} n dy$  est la charge de la couche d'inversion par unité de

surface ( $\text{Cm}^{-2}$ ). L'influence du potentiel de substrat ( $V_{BS}$ ) sur la concentration en porteurs libres est identique en chaque point du canal ce qui implique que  $dV = d\Phi_C$ . En effectuant le changement de variable  $V(x) = \Phi_C - V_{BS}$ , l'équation (II.9) devient :

$$I_{DS} = -\frac{W}{L} \mu_0 \int_0^{V_{DS}} Q_n(V) dV = -\frac{W}{L} \mu_0 \int_0^{V_{DS}} (Q_{SC} - Q_D) dV \quad (\text{II.10})$$

La charge d'inversion  $Q_n$  peut être considérée comme égale à la charge totale du semi-conducteur  $Q_{SC}$  à laquelle on soustrait la charge  $Q_D$  de la zone désertée située sous le canal d'inversion soit  $Q_n = Q_{SC} - Q_D$ .

Le calcul de  $I_{DS}$  nécessite donc la détermination des quantités  $Q_{SC}$  et  $Q_D$ .

### II.2.2.1. Détermination de la charge totale dans le semi-conducteur $Q_{SC}$

La densité de charge  $\rho$  dans le semi-conducteur dépend de la densité en porteurs libres et en charges fixes dues aux impuretés dopantes ionisées du substrat ( $N_A$  pour les atomes de type accepteur et  $N_D$  pour les atomes de type donneur), ce qui s'écrit sous la forme :

$$\rho = q[p - n + N_D - N_A] \quad (\text{II.11})$$

Dans le volume du semi-conducteur, loin de l'interface, la condition de neutralité doit être satisfaite, c'est-à-dire  $\rho(y \rightarrow \infty) = p_0 - n_0 + N_D - N_A = 0$  ce qui permet d'écrire  $p_0 - n_0 = N_A - N_D$ . En utilisant les expressions des densités de trous et d'électrons libres (équations (II.2) a et b), l'équation (II.11) devient :

$$\rho = -qp_0 \left\{ \frac{n_0}{p_0} \left[ \exp(\beta(\Psi(y) - \Phi_C)) - 1 \right] - \left[ \exp(-\beta\Psi(y)) - 1 \right] \right\} \quad (\text{II.12})$$

Le champ électrique dans la zone désertée est lié à la densité de charge par l'équation de Poisson, qui s'écrit dans le cas unidimensionnel :

$$\frac{d^2\Psi}{dy^2} = -\frac{d\xi}{dy} = -\frac{\rho}{\varepsilon_{Si}} \quad (\text{II.13})$$

où  $\varepsilon_{Si} = \varepsilon_{SC}\varepsilon_0$  représente la permittivité diélectrique du semi-conducteur. Pour un substrat de type p ( $p_0 = N_A$  et  $n_0 = n_i^2/N_A$ ), les équations (II.12) et (II.13) conduisent à :

$$\frac{d^2\Psi}{dy^2} = \frac{qN_A}{\varepsilon_{Si}} \left\{ \left( \frac{n_i}{N_A} \right)^2 \left[ \exp(\beta(\Psi(y) - \Phi_C)) - 1 \right] - \left[ \exp(-\beta\Psi(y)) - 1 \right] \right\} \quad (\text{II.14})$$

En intégrant une première fois l'équation (II.14), on trouve :

$$\frac{d\Psi}{dy} = -\xi(y) = \pm \sqrt{\frac{2kTN_A}{\varepsilon_{Si}}} \left\{ \left( \frac{n_i}{N_A} \right)^2 \left[ \exp(\beta\Psi - \beta\Phi_C) - \beta\Psi - \exp(-\beta\Phi_C) \right] - 1 + \exp(-\beta\Psi) + \beta\Psi \right\}^{1/2} \quad (\text{II.15})$$

avec un signe + si  $\Psi < 0$  ( $Q_{SC} > 0$ ) et un signe - si  $\Psi > 0$  ( $Q_{SC} < 0$ ). A partir de l'équation (II.15), on en déduit l'expression du champ électrique à l'interface ( $\Psi(0) = \Psi_S$ ) :

$$\xi_S = \pm \sqrt{\frac{2kTN_A}{\varepsilon_{Si}}} \left\{ \left( \frac{n_i}{N_A} \right)^2 \left[ \exp(\beta\Psi_S - \beta\Phi_C) - \beta\Psi_S - \exp(-\beta\Phi_C) \right] - 1 + \exp(-\beta\Psi_S) + \beta\Psi_S \right\}^{1/2} \quad (\text{II.16})$$

avec un signe - si  $\Psi < 0$  et un signe + si  $\Psi > 0$ .

Le calcul de la densité totale de charge dans le semi-conducteur s'effectue à partir du champ électrique à l'interface en utilisant le théorème de Gauss qui stipule que le flux du vecteur excitation électrostatique ( $\vec{D} = \varepsilon_{SC}\varepsilon_0 \vec{\xi}$  dans le cas d'un milieu diélectrique parfait) sortant d'une surface fermée (S) est égal à la somme des seules charges vraies intérieures à (S) divisé par la permittivité diélectrique du milieu considéré, soit  $\iint_{(S)} \vec{\xi} \cdot \vec{n} ds = \frac{Q}{\varepsilon_{SC}\varepsilon_0}$ . Dans le cas

présent, la surface d'intégration choisie est celle d'un cylindre fermé de section unitaire, d'axe Oy et dont l'une des bases est dans le plan de l'interface isolant - semi-conducteur, la deuxième base se trouvant dans la région neutre (i.e. dans le volume du substrat au-delà de la zone de désertion).

Dans la région neutre du semi-conducteur, le champ électrique est nul  $\xi = 0$ . Sur la surface latérale du cylindre le champ électrique est parallèle à la surface, ainsi le flux est également nul, de sorte que le théorème de Gauss permet d'écrire :

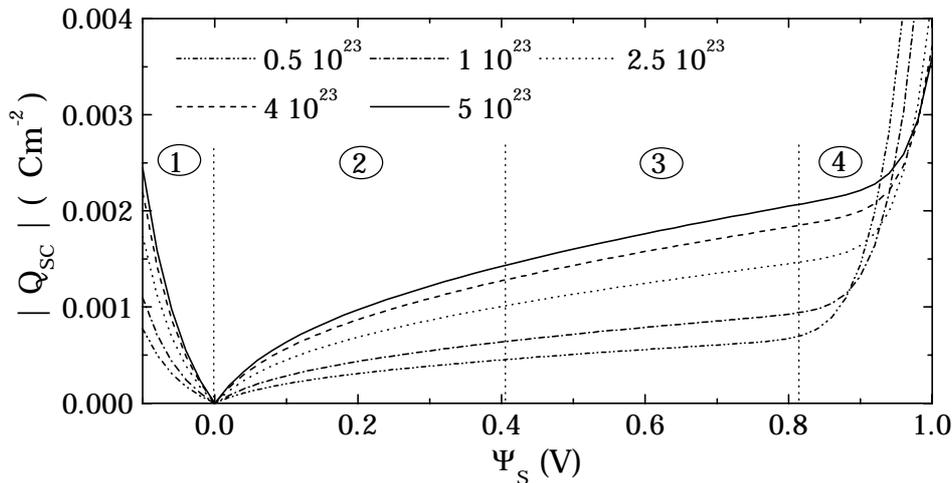
$$Q_{SC} = \pm \sqrt{2kT\varepsilon_{Si}N_A} \left\{ \left( \frac{n_i}{N_A} \right)^2 \left[ \exp(\beta\Psi_S - \beta\Phi_C) - \beta\Psi_S - \exp(-\beta\Phi_C) \right] - 1 + \exp(-\beta\Psi_S) + \beta\Psi_S \right\}^{1/2} \quad (\text{II.17})$$

avec un signe + si  $\Psi_S < 0$  et un signe - si  $\Psi_S > 0$ .

La figure (II.2) illustre les variations de  $|Q_{SC}|$  en fonction du potentiel de surface pour différentes valeurs du dopage (supposé uniforme) du semi-conducteur. Les quatre régimes de fonctionnement de la capacité de type p (correspondant au cas du transistor à canal n) sont indiqués pour  $N_A = 2.5 \times 10^{23} \text{ m}^{-3}$  :

- ①  $\Psi_S < 0$  : régime d'accumulation. Les trous, porteurs majoritaires du substrat, sont accumulés à l'interface.
- ②  $0 < \Psi_S < \Phi_F$  : régime de désertion. Les trous sont moins nombreux à l'interface que dans le volume du substrat.
- ③  $\Phi_F < \Psi_S < 2\Phi_F$  : régime d'inversion faible. Les électrons libres, porteurs minoritaires, s'accumulent à l'interface où ils forment la couche d'inversion.
- ④  $\Psi_S \geq 2\Phi_F$  : régime d'inversion forte. La concentration en électrons libres à l'interface est plus importante que celle des trous dans le substrat.

A ces quatre régimes de fonctionnement, s'ajoute le régime de bande plate pour lequel  $\Psi_S = 0$ , ce qui implique  $n = n_0$  et  $p = N_A$ .



**Figure II.2.** Exemple de courbes  $|Q_{SC}(\Psi_S)|$  pour  $N_A \text{ (m}^{-3}\text{)}$  calculées sous "Excel".

Bien que rigoureusement exacte, l'équation (II.17) est assez "lourde" à manipuler. Dans le cas d'un  $\Psi_S$  positif supérieur à quelques  $kT/q$  (ce qui implique  $\exp(-\beta\Psi_S) \ll \beta\Psi_S - 1$ ,  $\exp(-\beta\Phi_C) \ll \exp(\beta\Psi_S - \beta\Phi_C)$  et  $\beta\Psi_S \ll \exp(\beta\Psi_S - \beta\Phi_C)$ ) et en utilisant les équations  $n_0/p_0 = \exp(-2\beta\Phi_F)$  et  $\Phi_C = V - V_{BS}$ , l'équation (II.17) se simplifie pour devenir :

$$Q_{SC} = -\sqrt{2kT\epsilon_{Si}N_A} \left[ \exp(\beta(\Psi_S - V + V_{BS} - 2\Phi_F)) + \beta\Psi_S - 1 \right]^{1/2} \quad (\text{II.18})$$

### II.2.2.2. Détermination de la charge de la zone désertée

Pour obtenir l'expression de la charge de la zone désertée, il faut résoudre l'équation de Poisson en omettant le terme ayant pour origine les électrons de la couche d'inversion (terme n).

La densité de charges s'écrit à présent :

$$\rho = qP_0 \left[ \exp(-\beta\Psi(y)) - 1 + \frac{n_0}{P_0} \right] \quad (\text{II.19})$$

En utilisant le théorème de Gauss, l'équation de Poisson et les simplifications possibles pour  $\Psi_S$  positif et supérieur à quelques  $1/\beta$ , l'équation (II.19) permet de déterminer la charge de la zone de désertion :

$$Q_D = -\sqrt{2kT\varepsilon_{Si}N_A} [\beta\Psi_S - 1]^{1/2} \quad (\text{II.20})$$

### II.2.2.3. Détermination de la charge d'inversion

En régime de faible inversion on a toujours  $\Psi_S + V_{BS} - 2\Phi_F < 0$ . En développant  $Q_{SC}$  au premier ordre on obtient :

$$Q_{SC} \approx -\sqrt{2kT\varepsilon_{Si}N_A} (\beta\Psi_S - 1)^{1/2} \left[ 1 + \frac{\exp(\beta(\Psi_S - V + V_{BS} - 2\Phi_F))}{2(\beta\Psi_S - 1)} \right]^{1/2} \quad (\text{II.21})$$

La charge d'inversion s'écrit à partir des équations (II.20) et (II.21) :

$$Q_n = Q_{SC} - Q_D = -\frac{1}{2} \sqrt{\frac{2kT\varepsilon_{Si}N_A}{\beta\Psi_S - 1}} \exp[\beta(\Psi_S - V + V_{BS} - 2\Phi_F)] \quad (\text{II.22})$$

### II.2.2.4. Expression de $\Psi_S$ en fonction de $V(x)$ , $V_{GS}$ et $V_{BS}$

Pour établir l'expression de  $\Psi_S$ , commençons par écrire la condition de neutralité électrique au niveau de la charge totale de la structure par unité de surface :

$$Q_G + Q_{ox} + Q_{it} + Q_{SC} = 0 \quad (\text{II.23})$$

$Q_{ox}$  représente l'ensemble des charges de l'isolant équivalentes à l'interface Si-isolant,  $Q_G$  la charge présente sur la grille et  $Q_{it}$  la charge piégée dans les états d'interface. En supposant une densité d'états d'interface  $D_{it}$  ( $eV^{-1}m^{-2}$ ) indépendante de l'énergie, la charge  $Q_{it}$  peut se mettre sous la forme suivante quelque soit le type de pièges (accepteurs ou donneurs) :

$$Q_{it} = Q_{it0} - qD_{it}(\Psi_S - \Phi_C) \quad (\text{II.24})$$

où  $Q_{it0}$  est une constante ( $Cm^{-2}$ ).

Par ailleurs, l'additivité des différents potentiels de la structure MOS s'exprime par :

$$V_{GS} - V_{BS} = V_{ox} + \Psi_S + \Phi_{MS} \quad (\text{II.25})$$

En utilisant les équations (II.23), (II.24), (II.25) et  $\Phi_C = V - V_{BS}$ , on peut écrire :

$$V_{GS} = \Phi_{MS} - \frac{Q_{ox} + Q_{it0}}{C_{ox}} + \Psi_S - \frac{Q_{SC}}{C_{ox}} + \frac{qD_{it}}{C_{ox}}(\Psi_S - \Phi_C) + V_{BS} \quad (\text{II.26})$$

En régime d'inversion faible (ainsi qu'en régime de désertion), la charge  $Q_{SC}$  est quasiment égale à  $Q_D$  (équation (II.20)). De plus, au niveau de la source, le potentiel de surface  $\Psi_S$  varie selon la polarisation de grille de  $\Phi_F - V_{BS}$  à  $2\Phi_F - V_{BS}$ . On peut alors considérer que le potentiel de surface moyen dans le canal du transistor vaut  $\Psi_{S0} = 1.5\Phi_F - V_{BS}$  ce qui permet de développer  $Q_{SC}$  au premier ordre autour de cette valeur moyenne  $\Psi_{S0}$  :

$$Q_D \approx Q_D(\Psi_{S0}) + \left( \frac{dQ_D}{d\Psi_S} \right)_{\Psi_{S0}} (\Psi_S - \Psi_{S0}) = Q_{D0} - C_{D0}(\Psi_S - \Psi_{S0}) \approx Q_{SC} \quad (\text{II.27})$$

Les quantités  $C_{D0}$  et  $Q_{D0}$  sont données par :

$$\begin{cases} Q_{D0} = -\sqrt{2\varepsilon_{Si} k T N_A} (\beta \Psi_{S0} - 1)^{1/2} & (\text{II.28.a}) \\ C_{D0} = \sqrt{\frac{q^2 \varepsilon_{Si} N_A}{2kT}} (\beta \Psi_{S0} - 1)^{1/2} & (\text{II.28.b}) \end{cases}$$

$Q_{D0}$  et  $C_{D0}$  correspondent respectivement à la charge et à la capacité de la zone désertée (par unité de surface) pour  $\Psi_S = \Psi_{S0}$ .

En reportant l'expression (II.27) de  $Q_{SC}$  dans l'équation (II.26), on obtient l'expression du potentiel de surface sous la forme :

$$\Psi_S = \left( \frac{C_{ox}}{C_{ox} + C_{it} + C_{D0}} \right) (V_{GS} - V_{GS}^*) + \left( \frac{C_{it}}{C_{ox} + C_{it} + C_{D0}} \right) V - V_{BS} \quad (\text{II.29})$$

où  $C_{it} = qD_{it}$  représente la capacité associée aux états d'interface. La tension  $V_{GS}^*$  est définie par l'expression suivante :

$$V_{GS}^* = \Phi_{MS} - \frac{Q_{ox} + Q_{it0}}{C_{ox}} - 1.5 \frac{C_{D0}}{C_{ox}} \Phi_F - \frac{Q_{D0}}{C_{ox}} \quad (\text{II.30})$$

### II.2.2.5. Expression du courant en inversion faible

Il est à présent possible de réécrire l'expression de la charge d'inversion  $Q_n$  (équation (II.22)) en remplaçant  $\Psi_S$  par son expression (équation (II.29)). Cela permet de réécrire l'expression du courant (équation (II.10)) :

$$I_{DS} = \frac{W}{L} \mu_0 \int_0^{V_{DS}} \frac{1}{2} \sqrt{\frac{2kT\varepsilon_{Si} N_A}{\beta \Psi_S - 1}} \exp \left[ \beta \left( \frac{C_{ox}}{C_{ox} + C_{it} + C_{D0}} (V_{GS} - V_{GS}^*) - \left( \frac{C_{ox} + C_{D0}}{C_{ox} + C_{it} + C_{D0}} \right) V - 2\Phi_F \right) \right] dV \quad (\text{II.31})$$

Le facteur  $\sqrt{2kT\varepsilon_{Si} p_0 / (\beta \Psi_S - 1)}$  varie peu avec  $\Psi_S$  en comparaison du facteur exponentiel. On peut considérer qu'il est à peu près constant et qu'il vaut  $\sqrt{2kT\varepsilon_{Si} p_0 / (\beta \Psi_{S0} - 1)}$ , ce qui permet de le sortir de l'intégrale. En considérant que  $(kT/q) \sqrt{kT\varepsilon_{Si} N_A / 2(\beta \Psi_{S0} - 1)} = C_{D0} (kT/q)^2$ , l'expression de  $I_{DS}$  devient [Van Overstraeten'75] :

$$I_{DS} = \mu_0 \frac{W}{L} \left( \frac{kT}{q} \right)^2 C_{D0} \frac{C_{ox} + C_{it} + C_{D0}}{C_{ox} + C_{D0}} \exp(-2\beta\Phi_F) \exp\left( \beta \frac{C_{ox}}{C_{ox} + C_{it} + C_{D0}} (V_{GS} - V_{GS}^*) \right) \left[ 1 - \exp\left( -\beta \frac{C_{ox} + C_{D0}}{C_{ox} + C_{it} + C_{D0}} V_{DS} \right) \right] \quad (II.32)$$

L'équation (II.32) montre une dépendance exponentielle du courant avec la tension de grille.

Dans le cas d'une tension drain/source  $V_{DS}$  très petite (typiquement très inférieure à  $kT/q$ ), l'équation du courant peut se simplifier en considérant un développement limité du terme exponentiel comprenant  $V_{DS}$  :

$$I_{DS} = \mu_0 \frac{W}{L} \frac{1}{\beta} C_{D0} V_{DS} \exp[-2\beta\Phi_F] \exp\left[ \beta \left( \frac{C_{ox}}{C_{ox} + C_{it} + C_{D0}} (V_{GS} - V_{GS}^*) \right) \right] \quad (II.33)$$

### II.2.2.6. Détermination de $\Phi_C(x)$

La combinaison des équations (II.22) et (II.29) amène à l'expression de  $Q_n$  en fonction de  $V_{GS}$ , qui, combinée avec l'équation (II.8), donne la relation suivante :

$$I_{DS} = \frac{W\mu_0 C_{D0}}{\beta} \exp\left( -\beta \frac{C_{ox} + C_{D0}}{C_{ox} + C_{it} + C_{D0}} V \right) \exp\left[ \beta \left( \frac{C_{ox}}{C_{ox} + C_{it} + C_{D0}} (V_{GS} + V_{GS}^*) - 2\Phi_F \right) \right] \frac{dV}{dx} \quad (II.34)$$

On pose la constante  $C_{onst}$  (par rapport à  $x$ ) comme étant égale à :

$$C_{onst} = \frac{\beta I_{DS}}{W\mu_0 C_{D0}} \exp\left[ -\beta \left( \frac{C_{ox}}{C_{ox} + C_{it} + C_{D0}} (V_{GS} + V_{GS}^*) - 2\Phi_F \right) \right] \quad (II.35)$$

Par ailleurs, l'association des équations (II.34) et (II.35) amène à l'équation différentielle suivante :

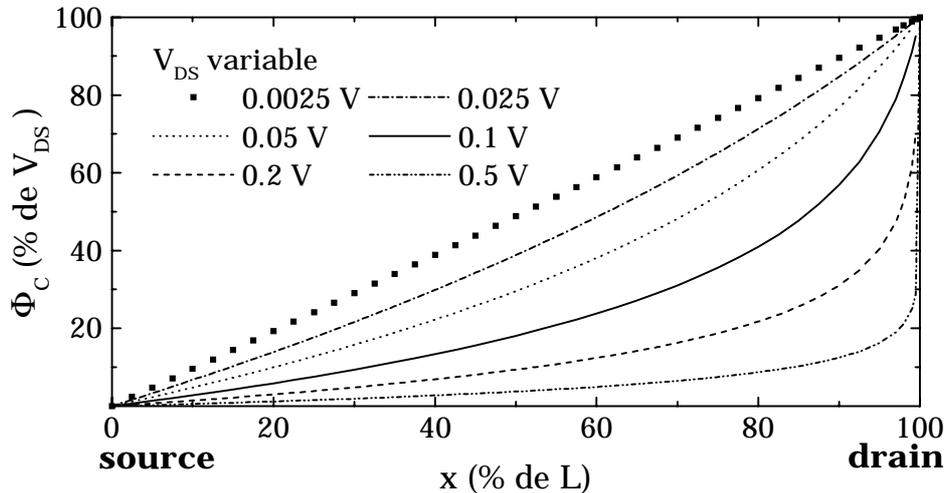
$$\frac{dV}{dx} \exp\left( -\beta \frac{C_{ox} + C_{D0}}{C_{ox} + C_{it} + C_{D0}} V \right) = C_{onst} \quad (II.36)$$

qui une fois intégrée et en considérant les conditions aux limites  $x = L$  et  $V = V_{DS}$ , donne [Van Overstraeten'75] :

$$V(x) = -\frac{C_{ox} + C_{it} + C_{D0}}{\beta(C_{ox} + C_{D0})} \ln \left[ \frac{\exp\left( \frac{-\beta(C_{ox} + C_{D0})}{C_{ox} + C_{it} + C_{D0}} V_{DS} \right)}{L} x + 1 \right] \quad (II.37)$$

L'expression de  $\Phi_C(x)$  est aisément obtenue à partir de celle de  $V(x)$  en considérant la relation  $\Phi_C = V - V_{BS}$ .

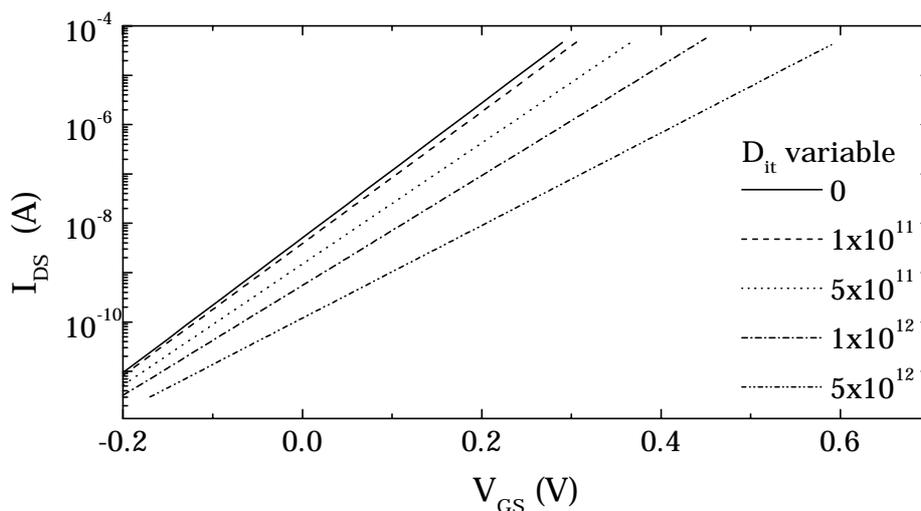
La figure (II.3) illustre cette relation  $\Phi_C(x)$  pour différentes valeurs de  $V_{DS}$ . Pour les faibles valeurs de  $V_{DS}$ , la courbe  $\Phi_C(x)$  est assimilable à une droite ce qui signifie que le courant  $I_{DS}$  est essentiellement dominé par le seul mécanisme de diffusion des porteurs. Cela est confirmé par le développement limité de l'équation (II.37) qui conduit à l'équation d'une droite ( $V = V_{DS}/Lx$ ) pour les tensions  $V_{DS}$  inférieures à 5 mV (à température ambiante). En revanche, pour  $V_{DS} > 25$  mV, la forme non linéaire de  $\Phi_C(x)$  implique que  $I_{DS}$  est gouverné par le double mécanisme de dérive-diffusion des porteurs dans le canal.



**Figure II.3.** Relation  $\Phi_C(x)$  pour différentes valeurs de  $V_{DS}$  avec  $V_{BS} = 0$ .  $\Phi_C$  est exprimé en % de  $V_{DS}$  (pour des raisons d'échelles) et  $x$  en % de la longueur du canal  $L$ . Les paramètres utilisés pour la simulation sont  $t_{ox} = 6$  nm,  $N_A = 1.2 \times 10^{23}$  m<sup>-3</sup> et  $D_{it} = 2 \times 10^{11}$  eV<sup>-1</sup>cm<sup>-2</sup>. Ces courbes ont été simulées sous "Excel".

### II.2.2.7. Illustrations

La figure (II.4) illustre un exemple de courbes  $I_{DS}(V_{GS})$  obtenues pour différentes valeurs moyennes de la densité d'états d'interface.



**Figure II.4.** Courbes  $I_{DS}(V_{GS})$  en régime sous le seuil tracées pour différentes valeurs de  $D_{it}$  exprimées en eV<sup>-1</sup>cm<sup>-2</sup>. Valeurs utilisées pour la simulation sous "Excel":  $N_A = 1.2 \times 10^{23}$  m<sup>-3</sup>,  $t_{ox} = 6$  nm,  $W = 10$  μm,  $L = 1$  μm,  $V_{DS} = 50$  mV.

Dans une représentation semi-logarithmique, la pente de la courbe  $I_{DS}(V_{GS})$  est égale à :

$$\frac{d \ln(I_{DS})}{dV_{GS}} = \beta \frac{C_{ox}}{C_{ox} + C_{it} + C_{D0}} \quad (II.38)$$

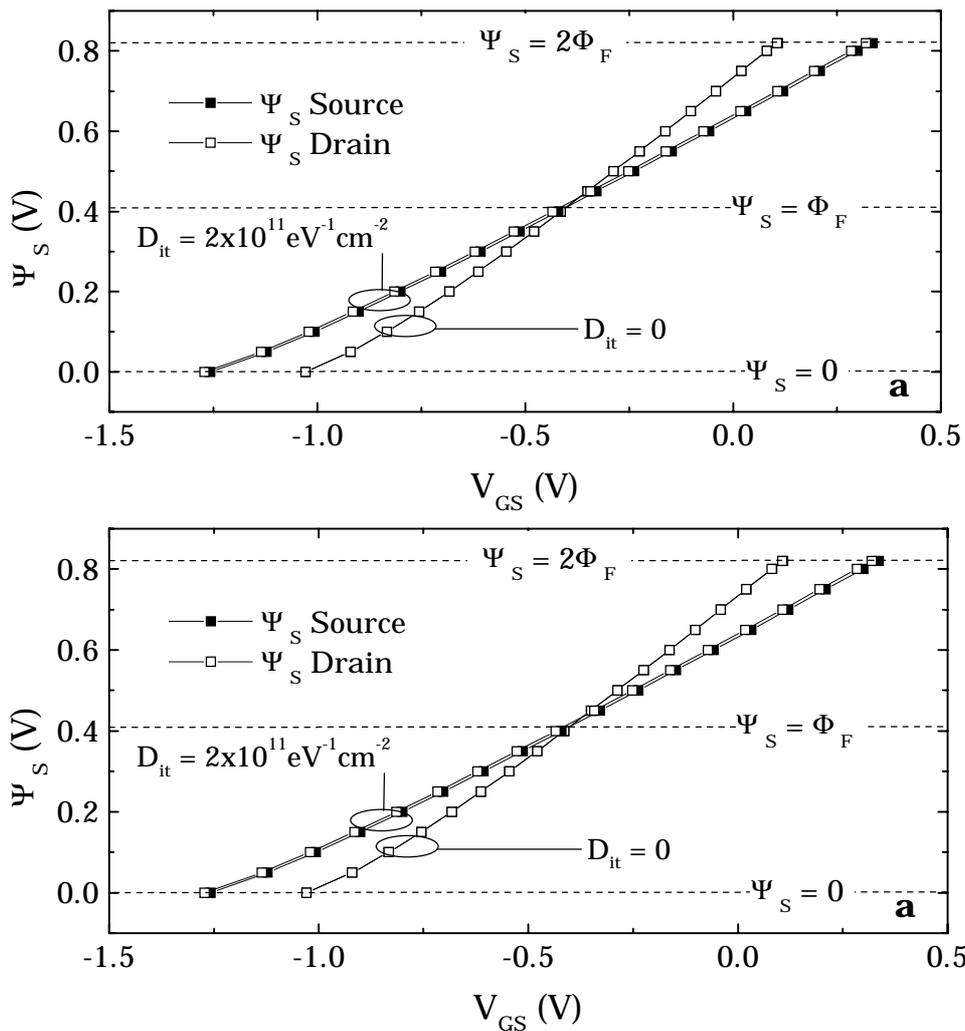
L'inverse de la pente en inversion faible (*swing* en anglais) s'exprime communément en volts (ou millivolts) par décade et se calcule à partir de l'expression suivante :

$$\frac{1}{\text{Pente}} = \frac{\ln(10)}{\beta \frac{C_{ox}}{C_{ox} + C_{it} + C_{D0}}} \quad (II.39)$$

Le tableau (II.1) donne un ordre de grandeur de cette quantité en prenant l'exemple des courbes de la figure (II.4).

$D_{it}$ ( $eV^{-1}cm^{-2}$ )	0	$1 \times 10^{11}$	$5 \times 10^{11}$	$1 \times 10^{12}$	$2 \times 10^{12}$
1/Pente (mV/décade)	73.2	74.8	81.4	89.8	106.4

**Tableau. II.1** Pente sous le seuil des courbes  $I_{DS}(V_{GS})$  de la figure (II.4).



**Figure II.4.** Simulation sous "Excel" de  $\Psi_S(V_{GS})$  pour  $D_{it}$  variable en  $eV^{-1}cm^{-2}$  et  $V_{DS} = 0.01V$ ,  $N_A = 1.2 \times 10^{23} m^{-3}$ ,  $t_{ox} = 6 nm$ ,  $W = 10 \mu m$ ,  $L = 1 \mu m$  pour  $V_{DS} = 0.01$  (a) et pour  $V_{DS} = 0.075V$  (b).

L'équation (II.39) montre que lorsque la densité d'états d'interface est très faible ( $C_{it} \approx 0$ ) et que la capacité  $C_{D0}$  est négligeable, la caractéristique  $I_{DS}(V_{GS})$  en régime d'inversion faible admet comme inverse de pente maximale 59.6 mV/Decade. Pour le transistor MOS sur silicium massif, cette valeur est une limite physique qui ne peut être franchie quel que soit le niveau de dopage du substrat.

Une variation de la charge fixe de l'isolant entraîne une variation de la quantité  $V_{GS}^*$ , ce qui a pour conséquence une translation de la courbe  $I_{DS}(V_{GS})$  vers les  $V_{GS}$  positifs ou négatifs selon le signe de  $\Delta Q_{ox}$ . Cependant, une variation de la densité d'états d'interface entraîne non seulement une variation de  $V_{GS}^*$ , via le terme  $Q_{it0}$ , mais aussi une variation de la pente sous le seuil, via le terme  $C_{it}$ .

Les figures (II.5.a) et (II.5.b) représentent le potentiel de surface en fonction de  $V_{GS}$  calculé à partir de l'équation (II.26). Elles permettent de constater que plus  $V_{DS}$  et  $D_{it}$  sont grands, plus l'écart s'accroît entre les courbes  $\Psi_S(V_{GS})$  évaluées au niveau du drain ou de la source du dispositif.

### II.2.3. Approche simplifiée (régime ohmique)

Dans le cas de l'approche simplifiée, il faut considérer le courant de conduction (dû au champ électrique le long du canal) comme négligeable par rapport au courant de diffusion des électrons. Mais cette hypothèse n'est raisonnablement applicable qu'aux très faibles valeurs de la tension  $V_{DS}$  (typiquement très inférieures à  $kT/q$ ).

#### II.2.3.1. Recherche de l'expression de $I_{DS}(\Psi_S)$

Pour les très faibles valeurs de la tension  $V_{DS}$ , le courant de drain se comporte de la même façon que le courant collecteur d'un transistor bipolaire NPN dont la base, dopée uniformément, serait constituée par le substrat P de la structure MOS. Partant de cette constatation, on peut écrire l'expression du courant  $I_{DS}$  comme suit :

$$I_{DS} = -qA_r D_n \frac{dn}{dx} = qA_r D_n \frac{n(0) - n(L)}{L} \quad (II.40)$$

où  $A_r$  est la section à travers laquelle passe le courant,  $n(0)$  est la densité d'électrons dans le canal au niveau de la source près de l'interface et  $n(L)$  la même quantité au niveau du drain.

L'équation (II.2) permet de trouver l'expression de ces deux densités d'électrons, ce qui conduit à :

$$n(0) - n(L) = n_i \exp[\beta(\Psi_S + V_{BS} - \Phi_F)](1 - \exp(-\beta V_{DS})) \quad (II.41)$$

La section  $A_r$  que traverse le courant est égale au produit de la largeur du canal  $W$  par son épaisseur  $y_i$ . Cette épaisseur effective est égale à  $kT/q\xi_S$  en supposant que le champ électrique est constant sur l'épaisseur  $y_i$ . Sachant que  $Q_{sc}$  est quasiment égale à la charge de désertion  $Q_D$ , l'équation de Poisson permet d'obtenir :

$$y_i = \frac{1}{\beta} \sqrt{\frac{\epsilon_{Si}}{2qN_A \Psi_S}} \quad (II.42)$$

En reportant les équations (II.41) et (II.42) dans l'équation (II.40) et en utilisant les équations suivantes :

$$\begin{cases} N_A = n_i \exp(\beta\Phi_F) \\ L_B = \sqrt{\frac{\epsilon_{Si}}{\beta q N_A}} \\ C_m = \mu_0 \frac{W}{2L} \end{cases} \quad (\text{II.43})$$

on obtient [Brews'78] :

$$I_{DS} = \sqrt{2} C_m \frac{q L_B N_A}{\beta} \left( \frac{n_i}{N_A} \right)^2 \exp[\beta(\Psi_S + V_{BS})] (\beta \Psi_S)^{-1/2} (1 - \exp(-\beta V_{DS})) \quad (\text{II.44})$$

où  $L_B$  est la longueur de Debye extrinsèque.

### II.2.3.2. Recherche de l'expression de $I_{DS}(V_{GS})$

L'équation (II.44) est couramment utilisée pour la détermination du potentiel de surface et des variations de la charge fixe dans l'oxyde [McWhorter'86]. Cependant cette équation donne l'expression du courant  $I_{DS}$  en fonction du potentiel de surface alors que les mesures donnent le courant de drain en fonction du potentiel de grille (à  $V_{DS}$  donné). Il est toutefois possible d'obtenir l'expression du courant en fonction de  $V_{GS}$  en effectuant un développement en série de Taylor au premier ordre autour de  $\Psi_{S0}$  [Grotjohn'84] :

$$V_{GS} = V_{GS}(\Psi_S = 1.5\Phi_F - V_{BS}) + \left. \frac{\partial V_{GS}}{\partial \Psi_S} \right|_{\Psi_S = 1.5\Phi_F - V_{BS}} (\Psi_S - 1.5\Phi_F + V_{BS}) \quad (\text{II.45})$$

A partir de l'équation (II.29), on trouve la dérivée de l'équation (II.45), ce qui conduit à :

$$\Psi_S = \frac{C_{ox}}{C_{ox} + C_{it} + C_{D0}} [V_{GS} - V_{GS}(\Psi_S = \Psi_{S0})] + 1.5\Phi_F - V_{BS} \quad (\text{II.46})$$

En remplaçant  $\Psi_S$  par son expression (équation (II.46)) dans l'équation (II.44), on trouve [Grotjohn'84] :

$$I_{DS} = \mu_0 \frac{W}{L} \frac{1}{\beta^2} C_{D0} \exp\left[\frac{1}{2}\beta\Phi_F\right] (1 - \exp(-\beta V_{DS})) \exp\left[\beta \frac{C_{ox}}{C_{ox} + C_{it} + C_{D0}} (V_{GS} - V_{GS}^{**})\right] \quad (\text{II.47})$$

avec :

$$\begin{cases} C_{D0} = \sqrt{\frac{q^2 \epsilon_{Si} N_A}{2kT}} (\beta \Psi_{S0} - 1)^{1/2} \approx \sqrt{\frac{q \epsilon_{Si} N_A}{2\Psi_{S0}}} \\ V_{GS}^{**} = V_{GS}(\Psi_S = 1.5\Phi_F - V_{BS}) \end{cases} \quad (\text{II.48})$$

L'équation (II.47) donne l'expression du courant de drain en fonction du potentiel de grille mais contrairement à la relation obtenue par l'approche complète, cette méthode ne permet pas d'obtenir l'expression de  $V_{GS}^{**}$ . C'est pourquoi nous avons été amené à déterminer cette expression en nous aidant pour cela du modèle de Van Overstraeten. Comme  $V_{DS}$  est très faible, l'équation (II.47) se simplifie pour donner :

$$I_{DS} = \mu_0 \frac{W}{L} \frac{1}{\beta} C_{D0} V_{DS} \exp\left[\frac{1}{2}\beta\Phi_F\right] \exp\left[\beta \frac{C_{ox}}{C_{ox} + C_{it} + C_{D0}} (V_{GS} - V_{GS}^{**})\right] \quad (II.49)$$

que l'on identifie à l'équation (II.33) afin de trouver la relation entre  $V_{GS}^{**}$  et  $V_{GS}^*$  :

$$V_{GS}^{**} = 2.5 \frac{C_{ox} + C_{it} + C_{D0}}{C_{ox}} \Phi_F + V_{GS}^* \quad (II.50)$$

Cette équation établit le lien entre  $V_{GS}^{**}$  et  $V_{GS}^*$  introduit respectivement dans les [Grotjohn'84] et [Overstraeten'72]. Elle permet d'utiliser l'équation (II.47) pour la détermination du potentiel de surface et des variations de la charge fixe dans l'isolant.

### II.3. Le transistor MOS en inversion forte avant saturation

Dans cette deuxième partie, nous établissons les équations régissant le fonctionnement du transistor en régime d'inversion forte avant saturation.

#### II.3.1. Expression de $Q_{SC}$

En inversion forte le potentiel de surface ne varie pas beaucoup avec le potentiel de grille et peut s'écrire  $\Psi_S = \Phi_C + 2\Phi_F$ . La neutralité de la charge totale s'exprime par :

$$Q_G + Q_{tot} + Q_{SC} = 0 \quad (II.51)$$

où  $Q_{tot}$  représente l'ensemble des charges présentes dans l'isolant rapportées à l'interface Si-isolant :

$$Q_{tot} = Q_{ox} + Q_{it0} - qD_{it}(2\Phi_F) \quad (II.52)$$

Considérant les équations (II.25) et (II.51) et le fait que  $V_{ox} = Q_{ox}/C_{ox}$ , on obtient l'expression de la charge du semi-conducteur.

$$Q_{SC} = -C_{ox}(V_{GS} - V - V_{tot} - 2\Phi_F) \quad (II.53)$$

où la tension  $V_{tot}$  tient compte de toutes les charges présentes dans l'isolant et à son interface en régime d'inversion forte, soit :

$$V_{tot} = \Phi_{MS} - \frac{Q_{tot}}{C_{ox}} \quad (II.54)$$

### II.3.2. Expression de $Q_D$

L'équation (II.20) appliquée au régime de forte inversion (i.e.  $\Psi_S = \Phi_C + 2\Phi_F$ ) donne :

$$Q_D = -\sqrt{2qN_A \epsilon_{Si} \left( V - V_{BS} + 2\Phi_F - \frac{1}{\beta} \right)} \approx -\sqrt{2qN_A \epsilon_{Si} (V - V_{BS} + 2\Phi_F)} \quad (\text{II.55})$$

### II.3.3. Expression du courant

En reportant les expressions de  $Q_{SC}$  et  $Q_D$  (équations (II.53) et (II.55)) dans l'expression du courant (équation (II.10)), on arrive à :

$$I_{DS} = \frac{W}{L} \mu_0 C_{ox} \int_0^{V_{DS}} \left[ V_{GS} - V - V_{tot} - 2\Phi_F - \frac{\sqrt{2qN_A \epsilon_{Si}}}{C_{ox}} (V - V_{BS} + 2\Phi_F)^{1/2} \right] dV \quad (\text{II.56})$$

qui une fois intégrée dans le cas où  $V_{DS} \ll -V_{BS} + 2\Phi_F$  donne :

$$I_{DS} = \frac{W}{L} \mu_0 C_{ox} V_{DS} \left[ V_{GS} - V_{tot} - 2\Phi_F - \frac{\sqrt{2qN_A \epsilon_{Si}}}{C_{ox}} (-V_{BS} + 2\Phi_F)^{1/2} - \frac{V_{DS}}{2} \right] \quad (\text{II.57})$$

On définit à présent  $V_T$ , la tension de seuil du transistor, comme la tension qu'il faut appliquer sur la grille pour que le semi-conducteur soit à la limite du régime d'inversion forte. Ceci est une simplification puisque le long du canal (axe  $0x$ ), la densité en électrons n'est pas constante mais dépend de la tension  $V_{DS}$ . Cette tension de seuil a pour expression :

$$V_T = V_{tot} + 2\Phi_F + \frac{\sqrt{2qN_A \epsilon_{Si}}}{C_{ox}} (-V_{BS} + 2\Phi_F)^{1/2} \quad (\text{II.58})$$

et finalement :

$$I_{DS} = \frac{W}{L} \mu_0 C_{ox} \left[ V_{GS} - V_T - \frac{V_{DS}}{2} \right] V_{DS} \quad (\text{II.59})$$

Notons dès à présent que pour les forts champs électriques (typiquement en régime d'inversion forte) la mobilité est fonction du potentiel de grille. La mobilité  $\mu_0$  considérée jusqu'à présent indépendante du champ électrique doit être remplacée par une mobilité effective  $\mu_{eff}$  dont l'expression est donnée dans le paragraphe suivant.

Nous pouvons remarquer que dans le cas d'une tension  $V_{DS}$  très faible,  $\Phi_C$  ( $\Phi_C = V - V_{BS}$ ) est négligeable et peut être éliminé de l'équation (II.54). On peut toutefois laisser le terme  $\Phi_C$  dans l'équation donnant la charge du semi-conducteur en approximant sa valeur à  $V_{DS}/2$  c'est-à-dire au milieu du canal. Dans ce cas, les équations (II.53) et (II.55) s'écrivent:

$$Q_{SC} = -C_{ox} \left( V_{GS} - \frac{V_{DS}}{2} - V_{tot} - 2\Phi_F \right) \quad (\text{II.60})$$

$$Q_D = -\sqrt{2qN_A \epsilon_{Si} 2\Phi_F} \quad (\text{II.61})$$

D'où l'expression de la charge d'inversion :

$$Q_n = -C_{ox} \left( V_{GS} - V_T - \frac{V_{DS}}{2} \right) \quad (\text{II.62})$$

En utilisant l'expression (II.59) nous pouvons donner celle du courant en régime ohmique :

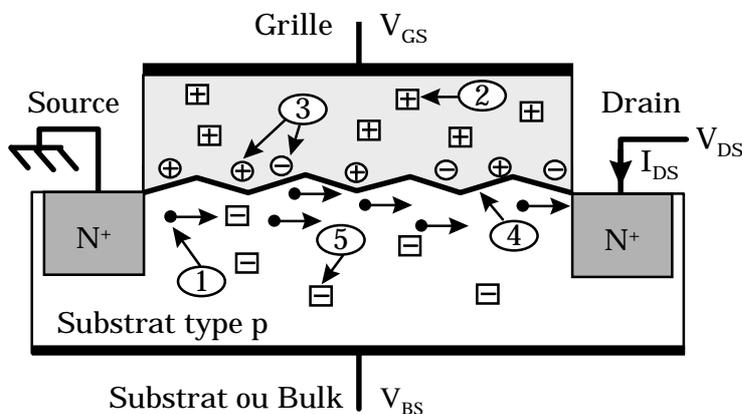
$$I_{DS} = -\frac{W}{L} \mu_{eff} Q_n V_{DS} \quad (\text{II.63})$$

### II.3.5. Expression de la mobilité

D'une manière générale, certaines interactions porteurs-milieu ne peuvent plus être négligées dès lors que la densité de porteurs en surface du canal devient importante. Schématiquement, trois mécanismes différents sont à l'origine du comportement de la mobilité [Ghibaudo'85] :

- Les collisions sur les phonons.
- Les collisions coulombiennes.
- Les collisions sur la rugosité de surface.

La Fig. (II.6) résume les différentes origines des collisions possibles. 1 : électrons présents dans le canal (couche d'inversion), 2 : charges fixes dans l'oxyde, 3 : états d'interface, 4 : rugosité de surface, 5 : impuretés ionisées dans le substrat.



**Figure II.6.** Charges présentes dans la structure MOS au voisinage de l'interface Si-isolant.

#### II.3.5.1. Collisions sur les phonons

Au dessus de 0 K, un réseau cristallin vibre suivant des modes de vibration ou phonons qui dépendent de l'énergie d'excitation apportée au réseau. A faible énergie thermique (typiquement pour des températures inférieures à 100 K), ce sont les phonons acoustiques qui prédominent avec leurs collisions quasi-élastiques à faible champ [Sah72]. A plus forte énergie (c'est-à-dire pour des températures comprises entre 100 K et 300 K), il faut considérer les phonons optiques qui provoquent des collisions inélastiques.

Lors de son transport dans la couche d'inversion, un électron peut entrer en collision avec un ou plusieurs phonons, ce qui se traduit par une chute de la mobilité.

### II.3.5.2. Collisions coulombiennes

Les collisions coulombiennes sont dues à la présence de charges électriques parasites, à proximité du canal du transistor, qui viennent perturber le transport des électrons. Ces charges correspondent aux charges fixes dans l'oxyde, aux charges des pièges de l'interface et aux impuretés ionisées dans le substrat [Sah'72].

Ces collisions coulombiennes sont d'autant plus efficaces que la couche d'inversion est de faible épaisseur. Leur effet commence à apparaître à des températures très basses lorsque les collisions sur phonons ne sont pas dominantes. Par contre, il est réduit en forte inversion, en raison d'un phénomène d'écrantage : les électrons qui sont "loin" de l'interface ne "voient" pas les charges qui s'y trouvent, car la couche de forte inversion fait écran.

Comme pour les collisions phoniques, un électron peut être gêné lors de son transport dans la couche d'inversion (par une charge positive ou négative). Il en résulte une baisse de la mobilité.

### II.3.5.3. Collisions sur la rugosité de surface

Lorsque la couche d'inversion devient très importante (inversion forte), les collisions sur les phonons et sur les centres coulombiens influencent peu la mobilité des porteurs [Cheng'72]. En revanche, un troisième phénomène, dû à la rugosité de surface à l'interface silicium-isolant devient prédominant. Il en résulte qu'à fort champ électrique ( $V_{GS}$  élevé), les électrons proches de l'interface auront tendance à subir cette rugosité de surface, ce qui a pour conséquence de freiner leur transport dans le canal.

En résumé, à température ambiante (300 K), la mobilité des porteurs est essentiellement affectée par les phonons et les états chargés pour des faibles champs électriques et par la rugosité de surface pour les forts champs électriques.

L'influence de la rugosité de surface sur la réduction de la mobilité augmente fortement avec la diminution de l'épaisseur de l'isolant de grille. Cela se traduit par une diminution du courant  $I_{DS}$  à partir d'une certaine tension  $V_{GS}$ . Ce phénomène est pris en compte dans le modèle empirique de la mobilité effective via le terme  $\theta_2$  [Ong'87] :

$$\mu_{\text{eff}} = \frac{\mu_0}{1 + \theta_1 \left( V_{GS} - V_T - \frac{V_{DS}}{2} \right) + \theta_2 \left( V_{GS} - V_T - \frac{V_{DS}}{2} \right)^2} \quad (\text{II.64})$$

où  $\theta_1$  et  $\theta_2$  sont respectivement les facteurs linéaire et quadratique d'atténuation de la mobilité.

Nous pouvons donc écrire l'expression du courant de drain en inversion forte pour des transistors MOS à diélectrique de grille mince à partir des équations (II.59) et (II.64) :

$$I_{DS} = \frac{W}{L} \mu_0 C_{\text{ox}} V_{DS} \frac{\left( V_{GS} - V_T - \frac{V_{DS}}{2} \right)}{1 + \theta_1 \left( V_{GS} - V_T - \frac{V_{DS}}{2} \right) + \theta_2 \left( V_{GS} - V_T - \frac{V_{DS}}{2} \right)^2} \quad (\text{II.65})$$

Une étude récente a montré qu'il est possible d'établir une corrélation entre le modèle physique et le modèle empirique afin d'analyser la dépendance de  $\mu_0$ ,  $\theta_1$  et  $\theta_2$  avec certains paramètres physiques [Reichert'96].

Les calculs qui suivent ont pour objet de mettre en évidence l'influence de la résistance d'accès du canal au niveau du modèle empirique de la mobilité effective dans le cas d'un  $V_{DS}$  très faible. La figure (II.7) représente le schéma électrique d'un transistor MOS faisant apparaître les résistances d'accès. Le transistor initial est encerclé, S' et D' sont respectivement sa source et son drain. Dans l'expression du courant de drain trouvée précédemment il faut remplacer  $V_{GS}$  par  $V_{GS'}$  et  $V_{DS}$  par  $V_{D'S'}$ . Il reste bien évidemment  $I_{DS} = I_{D'S'}$ .

En tenant compte de la polarisation réelle entre le drain et la source, le courant de drain s'écrit :

$$I_{DS} = \frac{W}{L} \frac{\mu_0 C_{ox} V_{D'S'} (V_{GS'} - V_T)}{1 + \theta_1 (V_{GS'} - V_T) + \theta_2 (V_{GS'} - V_T)^2} \quad (II.66)$$

La loi des mailles appliquée au schéma de la figure (II.7) permet d'écrire simplement :

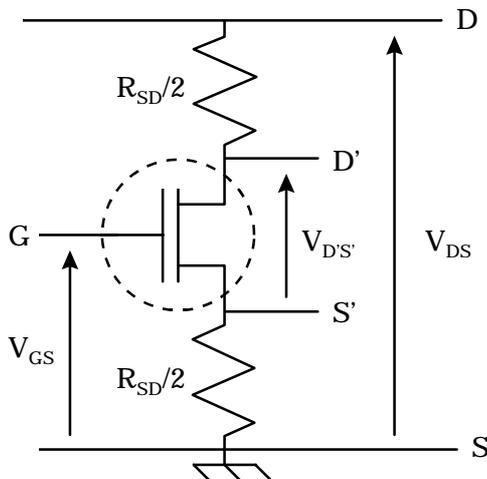
$$V_{DS} = R_{SD} I_{DS} + V_{D'S'} = \left[ R_{SD} \frac{W}{L} \mu_{eff} C_{ox} (V_{GS'} - V_T) + 1 \right] V_{D'S'} \quad (II.67)$$

qui remplacé dans l'équation (II.67) donne :

$$I_{DS} = \frac{W}{L} \frac{\mu_0 C_{ox} (V_{GS'} - V_T) V_{DS}}{1 + \left( \theta_1 + R_{SD} \frac{W}{L} \mu_0 C_{ox} \right) (V_{GS'} - V_T) + \theta_2 (V_{GS'} - V_T)^2} \quad (II.68)$$

On pose :

$$\theta_1^* = \theta_1 + R_{SD} \frac{W}{L} \mu_0 C_{ox} \quad (II.69)$$



**Figure II.7.** Représentation schématique d'un transistor MOS (encerclé) et de ses résistances d'accès au canal.

L'équation (II.68) est équivalente à l'équation (II.65), à  $V_{DS}$  faible, si  $V_{GS} = V_{GS'}$ . Cela implique que  $I_{DS}$  doit être petit (soit  $V_{DS}$  petit) et que la valeur de  $R_{SD}$  ne doit pas être trop élevée.

### II.3.6. La transconductance

La transconductance  $g_m$  d'un transistor MOS est définie comme étant égale à la dérivée du courant  $I_{DS}$  par rapport à la tension de grille  $V_{GS}$ . A partir de l'équation (II.65), on obtient l'expression suivante :

$$g_m = \frac{\partial I_{DS}}{\partial V_{GS}} = \frac{W}{L} \mu_0 C_{ox} V_{DS} \frac{1 - \theta_2 \left( V_{GS} - V_T - \frac{V_{DS}}{2} \right)^2}{\left[ 1 + \theta_1 \left( V_{GS} - V_T - \frac{V_{DS}}{2} \right) + \theta_2 \left( V_{GS} - V_T - \frac{V_{DS}}{2} \right)^2 \right]^2} \quad (II.70)$$

## II.4. Procédure d'extraction des paramètres

La quatrième et dernière partie de ce chapitre expose la démarche que nous avons définie pour déterminer les principaux paramètres électriques de nos transistors MOS à isolant de grille ultra-mince, démarche qui est basée sur la modélisation analytique présentée au cours des deux chapitres précédents.

Dans la deuxième section de ce chapitre, nous avons considéré les approches ohmique et non ohmique pour rendre compte du courant de drain en régime d'inversion faible. La validité de l'équation (II.47) en régime ohmique n'étant vérifiée que pour les faibles valeurs de  $V_{DS}$  ( $\ll kT/q$ ), ce qui revient à choisir  $V_{DS} < 25$  mV à 300 °K, nous avons donc opté de baser notre procédure d'extraction sur l'expression (II.32) obtenue en régime non ohmique ; valable pour de plus grandes valeurs de  $V_{DS}$ , typiquement inférieures à plusieurs  $kT/q$ .

Dans cette section, nous exposons notre méthode d'extraction des paramètres et présentons le banc de mesure utilisé ainsi que les procédures de calcul retenues. Celles-ci sont illustrées à travers l'extraction des paramètres de l'un des transistors étudiés.

A noter que la méthode d'extraction proposée peut être facilement implémentée d'un point de vue informatique, à la sortie d'un banc de mesures sur transistors par exemple.

### II.4.1. Procédure d'extraction des paramètres

#### ■ Détermination de $V_T$ , $\mu_0$ , $\theta_1$ et $\theta_2$

L'équation (II.65) permet de déterminer l'expression de la dérivée seconde de l'inverse du courant  $I_{DS}$  nécessaire à l'extraction de  $V_T$  :

$$\frac{\partial^2}{\partial V_{GS}^2} \left( \frac{1}{I_{DS}} \right) = \frac{1}{A} \frac{2}{\left( V_{GS} - V_T - \frac{V_{DS}}{2} \right)^3} \quad (II.71)$$

avec

$$\frac{1}{A} = \frac{L}{WC_{ox}\mu_0 V_{DS}} \quad (II.72)$$

On introduit la quantité "Résult" comme étant l'inverse de la racine cubique de l'équation (II.71) :

$$\text{Résult} = \left[ \frac{\partial^2}{\partial V_{GS}} \left( \frac{1}{I_{DS}} \right) \right]^{-1/3} = \sqrt[3]{\frac{A}{2}} \left( V_{GS} - V_T - \frac{V_{DS}}{2} \right) \quad (\text{II.73})$$

L'équation (II.72) montre que le tracé de "Résult" en fonction de la tension  $V_{GS}$  est une droite dont l'abscisse à l'origine permet d'obtenir la tension de seuil ( $V_T - V_{DS}/2$ ) et dont la pente permet l'extraction de la mobilité à faible champ électrique  $\mu_0$  [McLarty'97] :

$$\text{Pente} = \sqrt[3]{\frac{A}{2}} = \left( \frac{WC_{ox}\mu_0 V_{DS}}{2L} \right) \quad (\text{II.74})$$

L'extraction des facteurs d'atténuation de la mobilité se fait en introduisant un facteur d'atténuation effectif  $\theta_{\text{eff}}$  déterminé à partir de l'équation (II.65) :

$$\theta_{\text{eff}} = \theta_1 + \theta_2 \left( V_{GS} - V_T - \frac{V_{DS}}{2} \right) = \frac{W}{L} \mu_0 C_{ox} V_{DS} \frac{1}{I_{DS}} - \frac{1}{\left( V_{GS} - V_T - \frac{V_{DS}}{2} \right)} \quad (\text{II.75})$$

Le tracé de  $\theta_{\text{eff}}$  en fonction du potentiel  $V_{GS} - V_T - V_{DS}/2$  donne une droite dont la pente est égale à  $\theta_2$  et dont l'ordonnée à l'origine est égale à  $\theta_1$ . Pour l'extraction de  $\theta_1$ , on fait l'hypothèse que la résistance d'accès est négligeable, sinon le paramètre déterminé n'est pas  $\theta_1$  mais  $\theta_1^*$  (c.f. équation (II.69)).

### ■ Détermination des réductions de longueur et de largeur du canal $\Delta L$ et $\Delta W$

La réduction de la longueur du canal  $\Delta L$  (respectivement largeur du canal  $\Delta W$ ) est la différence qui existe entre la longueur  $L$  (respectivement la largeur  $W$ ) du canal sur masque et la longueur  $L_{\text{réelle}}$  (respectivement la largeur  $W_{\text{réelle}}$ ) réelle du canal. La réduction  $\Delta L$  est due à la fois à la sur-gravure du canal et à la diffusion des dopants alors que la réduction  $\Delta W$  n'est due qu'à la sur-gravure de l'isolant de grille.

On fait apparaître les réductions de la grille dans l'équation (II.72) :

$$A = \frac{W_{\text{réelle}}}{L_{\text{réelle}}} \mu_0 C_{ox} V_{DS} = \frac{W - \Delta W}{L - \Delta L} \mu_0 C_{ox} V_{DS} \quad (\text{II.76})$$

Pour trouver  $\Delta L$ , il faut disposer d'une série de transistors à  $W$  fixe et  $L$  variable et déterminer la valeur expérimentale de  $A$  pour chaque dispositif. La caractéristique  $1/A$  en fonction de  $L$  doit donc donner une droite comme l'indique l'équation (II.76) :

$$\frac{1}{A} = \frac{1}{(W - \Delta W) \mu_0 C_{ox} V_{DS}} (L - \Delta L) \quad (\text{II.77})$$

L'abscisse à l'origine de cette droite correspond à la valeur de  $\Delta L$ .

La détermination de  $\Delta W$  se fait de façon identique à celle de  $\Delta L$  mais cette fois en prenant une série de transistors à  $L$  fixe et à  $W$  variable. Le tracé de  $A$  en fonction de  $W$  donne une droite comme l'indique l'équation (II.78) dont l'abscisse à l'origine est  $\Delta W$ .

$$A = \frac{\mu_0 C_{ox} V_{DS}}{L - \Delta L} (W - \Delta W) \quad (II.78)$$

### ■ Détermination de la résistance d'accès $R_{SD}$

Le terme  $V_{DS}/2$  de l'équation (II.65) a été pris en compte dans cette méthode, mais si l'on veut déterminer la résistance d'accès et faire un parallèle entre le modèle physique et le modèle empirique, il faut travailler à faible  $V_{DS}$ , ce qui permet d'éliminer le terme  $V_{DS}/2$  de toutes les équations. L'équation (II.69) indique que le tracé de  $\theta_1^*$  en fonction de  $W\mu_0 C_{ox}/L$  est une droite dont la pente permet de remonter à la valeur de  $R_{SD}$ . L'ordonnée à l'origine de cette droite permet également de trouver le facteur linéaire de réduction de la mobilité  $\theta_1$ .

### ■ Détermination de $D_{it}$ , $V_{GS}^*$ , $V_{FB}$ , $V_{mg}$ , $V_{th}$ et $\Psi_S(V_{GS})$

Dans cette partie, on s'intéresse à l'extraction de certains paramètres du transistor MOS en régime d'inversion faible (c'est-à-dire sous le seuil). Dans la suite de cette sous section nous considérons, sauf indication contraire, que le substrat est relié électriquement à la source ce qui permet d'éliminer le terme  $V_{BS}$  de toutes les équations de ce chapitre.

On définit trois valeurs particulières de la tension  $V_{GS}$ .

- $V_{FB}$  : tension  $V_{GS}$  à appliquer pour que  $\Psi_S = 0$  au niveau de la source (aussi appelée tension de bandes plates).
- $V_{mg}$  : tension  $V_{GS}$  à appliquer pour que  $\Psi_S = \Phi_F$  au niveau de la source.
- $V_{th}$  : tension  $V_{GS}$  à appliquer pour que  $\Psi_S = 2\Phi_F$  au niveau de la source.

Pour déterminer les paramètres  $V_{GS}^*$  et  $D_{it}$ , une méthode consiste à ajuster la caractéristique  $I_{DS}(V_{GS})$  théorique (donnée par l'équation (II.32)) aux valeurs expérimentales en jouant sur ces deux paramètres. Lorsque ceux-ci sont correctement ajustés, la correspondance des courbes doit être parfaite en régime sous le seuil. A noter que la valeur du paramètre  $\mu_0$  de l'équation (II.32) doit être préalablement déterminée, à partir de la courbe  $I_{DS}(V_{GS})$  en inversion forte par exemple.

La tension de bandes plates s'obtient à partir de l'équation (II.30) :

$$V_{FB} = \Phi_{MS} - \frac{Q_{ox} + Q_{it0}}{C_{ox}} = V_{GS}^* + 1.5 \frac{C_{D0}}{C_{ox}} \Phi_F + \frac{Q_{D0}}{C_{ox}} \quad (II.79)$$

où  $C_{D0}$  et  $Q_{D0}$  sont déterminés à partir des équations (II.28.a) et (II.28.b) qui nécessitent la connaissance préalable du dopage du substrat  $N_A$ . Cette valeur peut être obtenue par mesure directe (par "spreading resistance" par exemple) ou en faisant varier la polarisation du substrat  $V_{BS}$ . La variation de  $V_{GS}^*$  résultant, via les variations de  $C_{D0}$  et  $Q_{D0}$  (dues à la variation de  $\Psi_{S0} = 1.5 \Phi_F - V_{BS}$  où  $\Phi_F$  contient le terme  $N_A$ ), permet de déterminer le dopage du substrat par l'utilisation d'un solveur d'équations (comme les logiciels "Mathcad" ou "Mathematica").

A partir des valeurs obtenues pour  $V_{FB}$  et  $D_{it}$ , on peut déterminer le potentiel de surface au niveau de la source et du drain. La combinaison des équations (II.80) et (II.26) permet d'écrire :

$$V_{GS} = V_{FB} + \Psi_S - \frac{Q_{SC}(\Psi_S, \Phi_C)}{C_{ox}} + \frac{C_{it}}{C_{ox}} (\Psi_S - \Phi_C) \quad (II.80)$$

où  $C_{it}$  est égal à  $qD_{it}$  et où la charge du semi-conducteur  $Q_{SC}$  est donnée par l'équation (II.17).

La connaissance du potentiel de surface est une étape importante pour déterminer la résolution énergétique de la densité d'états d'interface par pompage de charge à trois niveaux. Pour cette technique, la source et le drain ainsi que le substrat du transistor MOS sont reliés au même potentiel. Cela implique que l'expression (II.80) est utilisée avec  $\Phi_C = 0$ .

Les tensions  $V_{mg}$  et  $V_{th}$  se déterminent à partir de l'équation (II.80) et prenant respectivement  $\Psi_S = \Phi_F$  et  $\Psi_S = 2\Phi_F$  avec  $\Phi_C = 0$ .

Dans le cas généralement admis où la moitié inférieure de la bande interdite du semi-conducteur est occupée par des états de type donneur et la moitié supérieure par des états de type accepteur, il est possible de déterminer simplement la charge  $Q_{ox}$  dans l'oxyde. En effet, dans ce cas,  $Q_{it0} = qD_{it}\Phi_F$ , et l'équation (II.30) permet d'écrire :

$$Q_{ox} = C_{ox}(\Phi_{MS} - V_{GS}^*) - 1.5C_{D0}\Phi_F - Q_{D0} - qD_{it}\Phi_F \quad (II.81)$$

Mais d'une manière générale il est préférable de ne pas utiliser cette méthode car des erreurs importantes peuvent être commises notamment en raison de l'estimation faite sur les valeurs de  $N_A$  ou de  $\Phi_{MS}$ .

En revanche, lorsque l'on s'intéresse à des variations de  $Q_{ox}$  et de  $D_{it}$ , comme par exemple lors d'une dégradation du transistor sous contrainte électrique, sous rayonnement ionisant ou entre plusieurs composants, ces quantités peuvent être évaluées plus facilement et plus simplement à partir des variations de la pente sous le seuil pour  $\Delta D_{it}$  et à partir des variations de  $V_{GS}^*$  pour  $\Delta Q_{ox}$ , grâce à la relation suivante :

$$\Delta Q_{ox} = -\left[ C_{ox}\Delta V_{GS}^* + q\Phi_F\Delta D_{it} \right] \quad (II.82)$$

On peut remarquer qu'en posant une telle hypothèse relative à la répartition des états d'interface dans la bande interdite, la valeur de  $D_{it}$  trouvée ne correspond rigoureusement qu'à la densité des états de type accepteur (car la pente sous le seuil correspond au régime d'inversion faible).

Cette variation de charges fixes dans l'isolant peut également être estimée à partir des variations de la tension  $V_{mg}$ . D'après l'équation (II.26) et en se plaçant à faible  $V_{DS}$  ( $\Phi_C$  négligeable), on peut écrire :

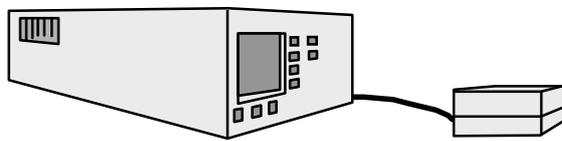
$$V_{mg} = \Phi_{MS} - \frac{Q_{ox}}{C_{ox}} + \Phi_F - \frac{Q_{SC}(\Psi_S = \Phi_F)}{C_{ox}} \quad (V.83)$$

Considérant deux transistors différents ayant le même dopage de substrat  $N_A$  (donc le même  $\Phi_F$ ) et dont l'épaisseur d'oxyde est identique (donc de même  $C_{ox}$ ). La différence des tensions  $V_{mg}$  donne la variation  $\Delta Q_{ox}$  :

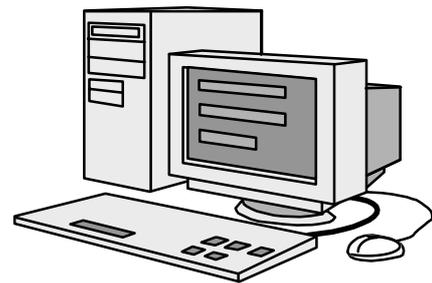
$$V_{mg2} - V_{mg1} = -\frac{Q_{ox2}}{C_{ox}} + \frac{Q_{ox1}}{C_{ox}} = \frac{\Delta Q_{ox}}{C_{ox}} \quad (V.84)$$

#### II.4.2. Banc de mesure et organigramme d'extraction des paramètres

Dans ce paragraphe, nous présentons le banc de mesures que nous avons mis en œuvre pour l'étude des caractéristiques  $I_{DS}(V_{GS})$  de nos transistors ; il est schématiquement représenté sur la figure (II.8).



HP 4155 et son boîtier de mesure



Ordinateur

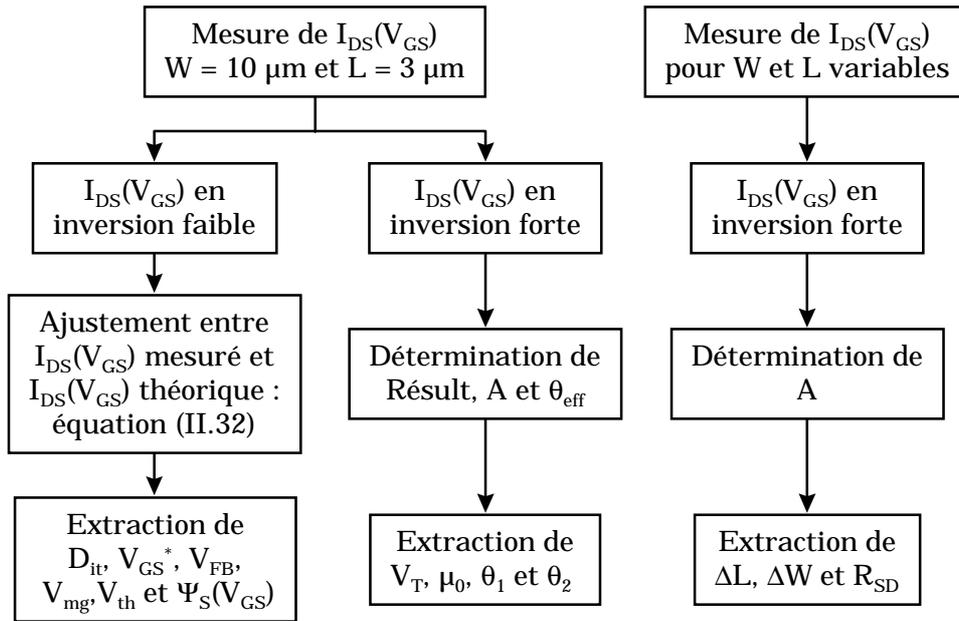
**Figure II.8.** *Banc de mesures des caractéristiques  $I_{DS}(V_{GS})$  qui comprend un HP4155 relié à son boîtier de mesures ou à un système sous pointes KarlSuss (non représenté) et un ordinateur pour l'exploitation des mesures.*

L'appareil utilisé pour les mesures  $I_{DS}(V_{GS})$  est un testeur de composants HP 4155 qui présente la particularité de pouvoir générer quatre tensions et de mesurer quatre courants simultanément. Un tel appareil est très utile pour relever les courants au niveau du drain, de la source, de la grille et du substrat lors d'une seule et même mesure. Ceci permet de vérifier si le transistor MOS est fonctionnel ou s'il présente des courants de fuite importants dont il est possible de donner l'origine (fuite grille-source, grille-drain, grille-substrat, source-substrat ou drain-substrat).

Les transistors qui ont été caractérisés par mesures  $I_{DS}(V_{GS})$ , pompage de charge et bruit basse fréquence ont été découpés puis montés en boîtier DIL24 céramique, ce qui a permis d'utiliser le boîtier de mesure HP. Les transistors sélectionnés pour la détermination des grandeurs  $\Delta W$ ,  $\Delta L$  et  $R_{SD}$  ont été caractérisés sur tranche avec le système sous pointes Karl-Suss relié au HP 4155.

Les fichiers I(V) obtenus pour chaque transistors ont ensuite été transférés sur ordinateur pour être traités avec le logiciel "Excel" afin d'extraire les divers paramètres des transistors MOS.

La démarche que nous avons suivie pour la détermination des caractéristiques est résumée sur l'organigramme présenté à la figure (II.9).



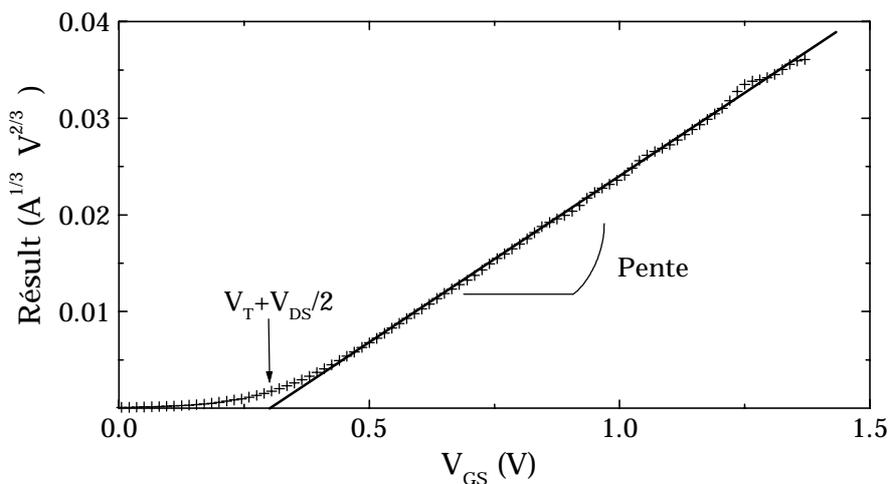
**Figure II.9.** Organigramme illustrant la démarche suivie pour la détermination des caractéristiques de nos transistors.

### II.4.3. Exemple de détermination des paramètres

Après avoir détaillé la démarche retenue pour l'extraction des paramètres des transistors ainsi que le banc de mesure, nous proposons maintenant un exemple d'application sur nos transistors.

#### ■ Détermination de $V_T$ , $\mu_0$ , $\theta_1$ et $\theta_2$

A partir d'un fichier  $I_{DS}(V_{GS})$ , on calcule la quantité Résult (équation (II.71)) que l'on trace en fonction de  $V_{GS}$ , comme illustré à la figure (II.10). Une régression linéaire sur cette courbe donne la valeur de la tension de seuil  $V_T$  et de la mobilité à faible champ électrique  $\mu_0$  (c.f. équation (II.74)). Les valeurs obtenues pour ce transistor sont :  $V_T = 0.28$  V et  $\mu_0 = 315$   $\text{cm}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$ .

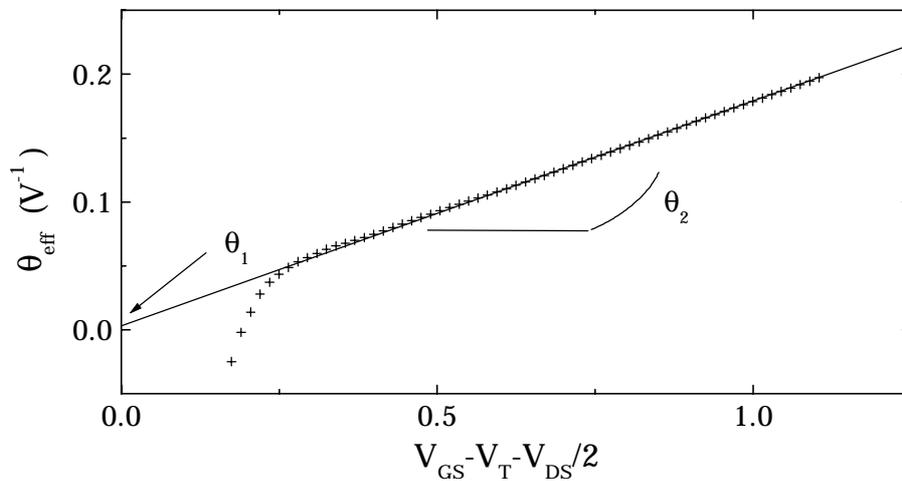


**Figure II.10.** Tracé sous Excel de la quantité "Résult" permettant de déterminer  $V_T$  et  $\mu_0$ . Les caractéristiques du transistor et de la mesure sont :  $t_{ox} = 3.1$  nm,  $W = 10$   $\mu\text{m}$ ,  $L = 3$   $\mu\text{m}$ ,  $\Delta L = 0.96$   $\mu\text{m}$ ,  $\Delta W = 0$ ,  $V_{DS} = 50$  mV. Les paramètres extraits sont :  $V_T = 0.28$  V et  $\mu_0 = 315$   $\text{cm}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$ .

Le calcul de la dérivée seconde d'un signal expérimental est très sensible aux fluctuations et il est nécessaire, pour chaque point de mesure, d'attendre que le système soit stabilisé (on peut éventuellement effectuer plusieurs mesures et faire une moyenne). Si malgré tout, la courbe obtenue présente des oscillations dans la partie qui devrait être linéaire (et qui empêchent l'extraction des paramètres), on peut réaliser le filtrage suivant lors de la dérivation (exemple d'un filtre d'ordre deux) :

$$Y'_n = \frac{1}{2} \left( \frac{Y_{n+1} - Y_{n-1}}{X_{n+1} - X_{n-1}} + \frac{Y_{n+2} - Y_{n-2}}{X_{n+2} - X_{n-2}} \right) \quad (\text{II.85})$$

A partir des valeurs obtenues pour  $V_T$  et  $\mu_0$  et du courant  $I_{DS}$  mesuré, on peut déterminer la quantité  $\theta_{\text{eff}}$  (c.f. équation (II.75)) comme nous l'illustrons à la figure (II.11). La pente calculée par régression linéaire donne la valeur du facteur quadratique de réduction de la mobilité et l'ordonnée à l'origine la valeur du facteur linéaire de réduction de la mobilité. Les résultats obtenus sur ce transistor sont :  $\theta_1 = 0.005 \text{ V}^{-1}$  et  $\theta_2 = 0.17 \text{ V}^{-2}$ .

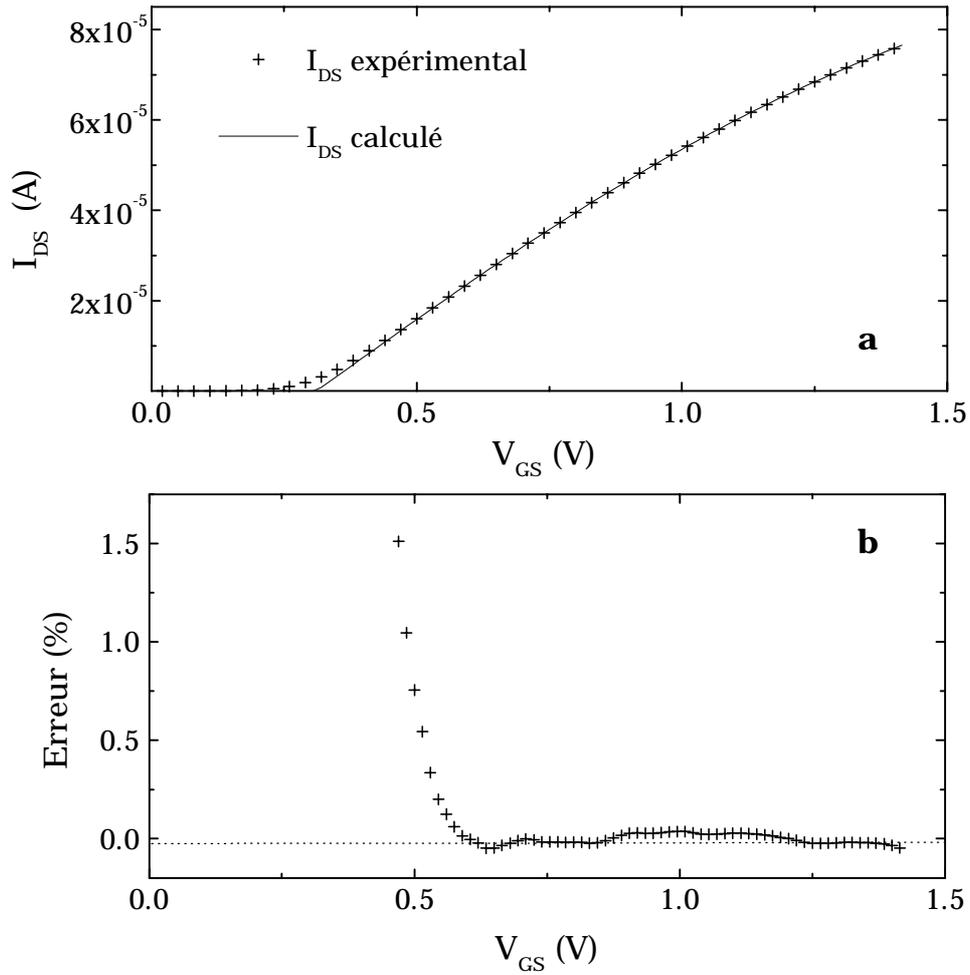


**Figure II.11.** Tracé sous "Excel" de  $\theta_{\text{eff}}$  en fonction de  $V_{GS} - V_T - V_{DS}/2$ . Les caractéristiques du transistor et de la mesures sont :  $t_{\text{ox}} = 3.1 \text{ nm}$ ,  $W = 10 \text{ }\mu\text{m}$ ,  $L = 3 \text{ }\mu\text{m}$ ,  $\Delta L = 0.96 \text{ }\mu\text{m}$ ,  $\Delta W = 0$ ,  $V_{DS} = 50 \text{ mV}$ . Les paramètres extraits sont :  $\theta_1 = 0.0054 \text{ V}^{-1}$  et  $\theta_2 = 0.17 \text{ V}^{-2}$ .

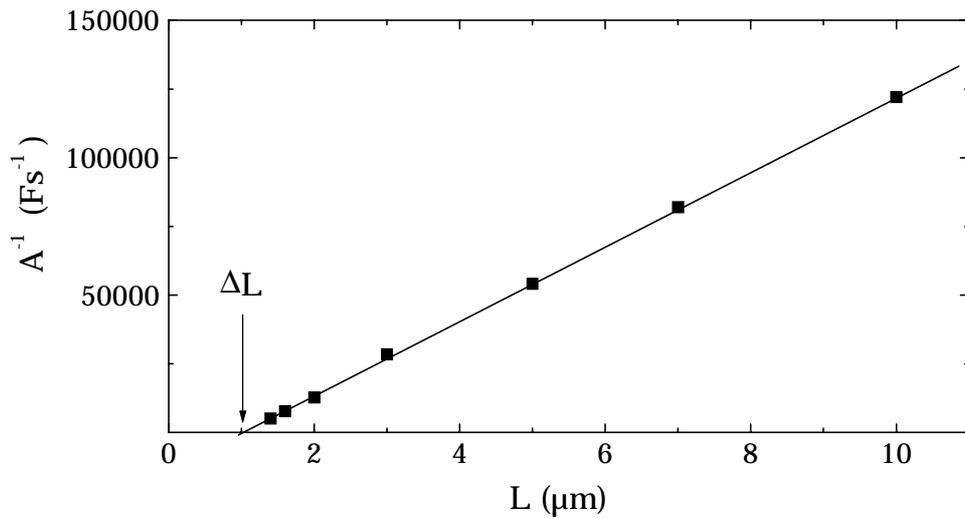
Afin de valider la méthode d'extraction des paramètres que nous venons d'exposer, nous pouvons calculer la courbe  $I_{DS}(V_{GS})$  théorique à partir des paramètres extraits. C'est ce que nous présentons à la courbe (II.12.a). La différence entre les deux courbes est quasiment nulle sauf dans la zone autour de la tension de seuil. La figure (II.12.b) exprime l'erreur entre les deux courbes définie par :

$$\text{Erreur} = 100 \frac{I_{DS} \text{ expérimental} - I_{DS} \text{ calculé}}{I_{DS} \text{ expérimental}} \quad (\text{II.86})$$

La très faible valeur de l'erreur (sauf autour de la tension de seuil) permet de valider la méthode d'extraction des paramètres que nous avons choisie pour caractériser nos transistors à oxynitride ultra-minces.



**Figure II.12.a.** Tracés sous "Excel" de  $I_{DS}(V_{GS})$  expérimental et calculé à partir des paramètres extraits :  $t_{ox} = 3.1$  nm,  $W = 10$   $\mu$ m,  $L = 3$   $\mu$ m,  $\Delta L = 0.96$   $\mu$ m,  $\Delta W = 0$ ,  $V_{DS} = 50$  mV,  $\theta_1 = 0.0054$   $V^{-1}$ ,  $\theta_2 = 0.17$   $V^{-2}$ ,  $V_T = 0.28$  V et  $\mu_0 = 315$   $cm^2V^{-1}s^{-1}$ . **b** Tracé de l'erreur entre les deux courbes  $I_{DS}(V_{GS})$ .



**Figure II.13.** Caractéristique  $1/A$  en fonction de  $L$  obtenue pour une série de 7 transistors permettant de déterminer la sur-gravure  $\Delta L$ . Les caractéristiques des transistors sont :  $t_{ox} = 5.3$  nm,  $\Delta W = 0$ ,  $\mu_0 = 0.26$   $cm^2V^{-1}s^{-1}$ , 11 % d'azote. Le paramètre extrait est :  $\Delta L = 1.01$   $\mu$ m.

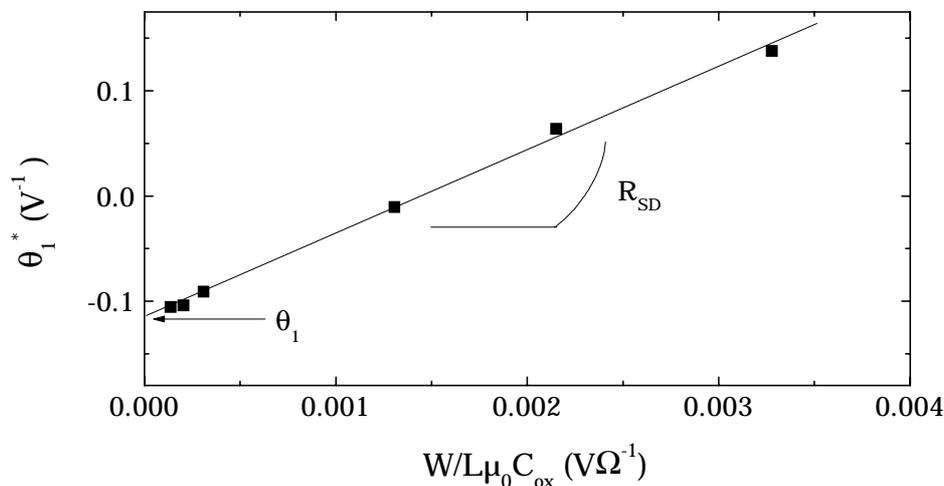
### ■ Détermination des réductions de longueur et de largeur du canal $\Delta L$ et $\Delta W$

Nous donnons à présent un exemple de détermination de réduction de largeur de canal  $\Delta W$ , à la figure (II.13), à partir des mesures de caractéristiques  $I_{DS}(V_{GS})$  d'une série de transistors à  $L$  variable et  $W$  fixe.

### ■ Détermination de la résistance d'accès $R_{SD}$

A présent on considère que l'extraction de  $\theta_1$  correspond en fait à l'extraction de  $\theta_1^*$ . Nous présentons à la figure (II.14) le résultat que nous avons obtenu pour une variante de nos transistors à oxynitride lors du tracé de  $\theta_1^*$  en fonction de  $W\mu_0 C_{ox}/L$  (c.f. équation (II.69)) obtenu pour une longueur  $L$  variable.

La pente donne une résistance de  $70 \Omega$  et l'ordonnée à l'origine le coefficient linéaire de réduction de la mobilité  $\theta_1 = -0.11 V^{-1}$ .

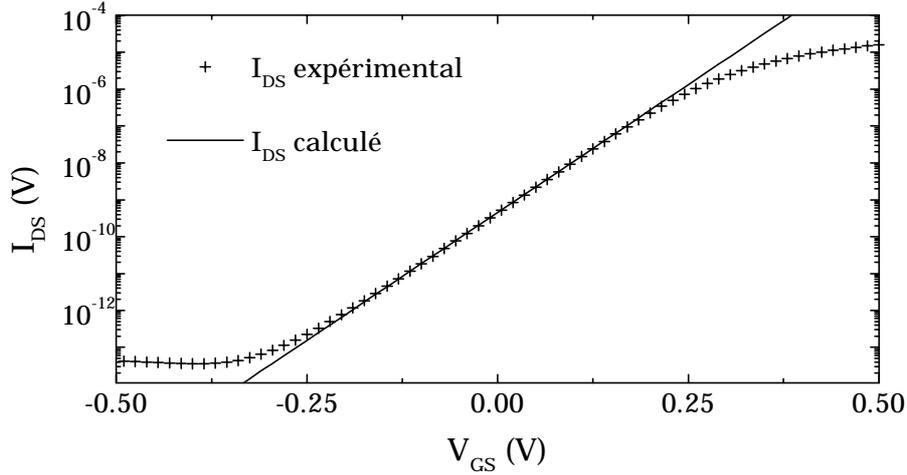


**Figure II.14.** Evaluation de la résistance d'accès au canal  $R_{SD}$  et du facteur linéaire de réduction de la mobilité  $\theta_1$ . Les caractéristiques des transistors sont :  $t_{ox} = 5.3 \text{ nm}$ ,  $\Delta W = 0$ ,  $\mu_0 = 0.26 \text{ cm}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$ ,  $\Delta L = 1.01 \mu\text{m}$ , 11 % d'azote. Les paramètres extraits sont :  $R_{SD} = 70 \Omega$  et  $\theta_1 = -0.11 V^{-1}$ .

### ■ Détermination de $D_{it}$ , $V_{GS}^*$ , $V_{FB}$ , $V_{mg}$ , $V_{th}$ et $\Psi_S(V_{GS})$

En ajustant la courbe  $I_{DS}(V_{GS})$  en régime d'inversion faible et le modèle donné à l'équation (II.32), via les paramètres  $V_{GS}^*$  et  $D_{it}$ , on peut déterminer les tensions  $V_{FB}$ ,  $V_{mg}$ ,  $V_{th}$  et le potentiel de surface  $\Psi_S$ . La figure (II.15) donne un exemple sur un de nos transistors. Les paramètres extraits sont :  $V_{FB} = -1.009 \text{ V}$ ,  $V_{mg} = -0.35 \text{ V}$  et  $V_{th} = 0.19 \text{ V}$ .

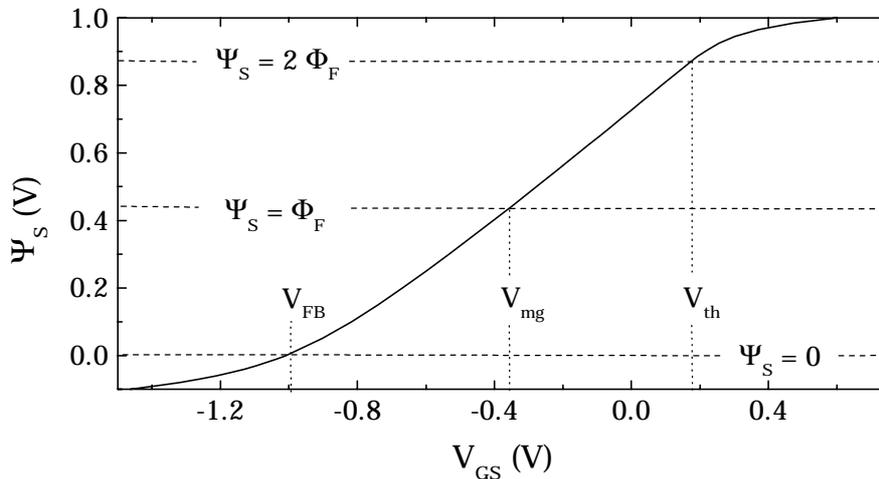
Notons que, théoriquement, les tensions  $V_{th}$  et  $V_T$  devraient être sensiblement égales mais en réalité il n'en est rien. En effet, même si la variation n'est pas rapide comparativement à celle correspondant au régime d'inversion faible, le potentiel de surface ne s'arrête pas à  $2\Phi_F$  mais continue d'augmenter avec  $V_{GS}$  (alors que nous avons fait la supposition qu'il est constant et égale à  $2\Phi_F$ ). De ce fait l'expression de  $V_T$  que nous avons donnée (équation (II.57)) n'est pas tout à fait exacte et nous trouvons systématiquement  $V_{th} < V_T$ . La tension  $V_{th}$  et son extraction sont introduites en raison de son importance pour l'étude des transistors par la technique de pompage de charge.



**Figure II.15.** Courbes  $I_{DS}(V_{GS})$  expérimentale et calculée sous "Excel" à partir de l'équation (II.32). Le calcul de la courbe théorique repose sur les valeurs suivantes :  $W = 10 \mu\text{m}$ ,  $L = 3 \mu\text{m}$ ,  $\Delta L = 0.96 \mu\text{m}$ ,  $t_{ox} = 3.1 \text{ nm}$ ,  $\mu_0 = 315 \text{ cm}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$ ,  $N_A = 4 \times 10^{23} \text{ m}^{-3}$ ,  $V_{DS} = 50 \text{ mV}$ . Les paramètres extraits sont :  $V_{GS}^* = -0.88 \text{ V}$ ,  $D_{it} \approx 0$ ,  $V_{FB} = -1.009 \text{ V}$ ,  $V_{mg} = -0.35 \text{ V}$  et  $V_{th} = 0.19 \text{ V}$ .

On peut aussi remarquer qu'en raison de la résolution limitée des appareils de mesure et de la présence du courant inverse des jonctions source-substrat et drain-substrat, le courant sous le seuil mesuré ne peut correspondre qu'au régime d'inversion faible (semi-conducteur en régime d'inversion faible).

La figure (II.16) illustre la courbe  $\Psi_S(V_{GS})$  calculée pour un point de la surface du canal situé au niveau de la source ( $\Phi_C = 0$ ) à partir des données indiquées dans la légende de la figure (II.15).



**Figure II.16.** Simulation sous "Excel" de la relation  $\Psi_S(V_{GS})$  au niveau de la source du transistor à partir des paramètres extraits. Les principaux paramètres sont indiqués dans la légende de la figure (II.15).

## II.5. Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons passé en revue les démonstrations des différentes relations que nous avons utilisées pour exploiter la réponse en courant de drain des transistors MOS, soit en inversion faible, soit en inversion forte avant saturation. Le cas des isolants de grille ultra

minces a été pris en compte dans le modèle de la mobilité en inversion forte (terme  $\theta_2$  représentant le facteur d'atténuation quadratique de la mobilité).

Une méthode très simple d'extraction des paramètres des transistors MOS a été exposée. Elle permet la détermination de la tension de seuil, de la mobilité à faible champ électrique, des facteurs  $\theta_1$  et  $\theta_2$  ainsi que de la réduction de la longueur et de la largeur du canal. Les résistances d'accès sont déduites de la courbe  $I_{DS}(V_{GS})$  en régime d'inversion forte pour des transistors de géométrie variable (surface de canal). Lorsque le transistor est en régime d'inversion faible, on peut obtenir, entre autres, la tension de bande plate ainsi que le potentiel de surface.

Tout au long de notre approche nous avons privilégié "le modèle complet" plutôt que le "modèle simplifié" pour les raisons suivantes :

- d'une part, il reste applicable pour une large gamme de tensions de drain avant saturation.
- d'autre part, il permet très simplement de déterminer les variations de charges fixes dans l'isolant ainsi que les variations de la densité d'états d'interface lors d'une étude sous contrainte du transistor.



## Chapitre III. Physique du pompage de charge

### III.1. Introduction

Le pompage de charge est une technique de caractérisation qui permet de déterminer la densité moyenne des états "rapides" électriquement actifs de l'interface Si-isolant ou leur distribution énergétique. Elle permet aussi de déterminer la section de capture de ces états [Autran'98].

L'objectif de ce chapitre est d'expliquer la physique du pompage de charge à deux et à trois niveaux et d'en approfondir les mécanismes. Cette approche a été rendue possible notamment par des simulations que nous avons effectuées relatives à l'occupation des états et au courant pompé.

L'approfondissement des mécanismes du pompage de charge nécessite un rappel du formalisme SRH (Shockley-Read-Hall). En particulier, nous établissons dans un premier temps les expressions des divers taux de capture et d'émission des trous et des électrons.

Nous commençons l'explication de l'origine du courant pompé par une approche assez simple. Nous décrivons l'évolution des courbures de bandes et le remplissage des pièges de l'interface Si-isolant lors de l'application d'un signal de grille à deux et à trois niveaux. Au terme de cette première approche, nous abordons une description plus mathématique du pompage de charge. Cela nous permet de simuler le remplissage des états d'interface en faisant varier des paramètres importants comme les sections efficaces de capture. Nous présentons également différentes simulations du courant dynamique pompé pour le pompage de charge à deux et à trois niveaux.

Nous nous intéressons aussi dans ce chapitre : au pompage de charge des transistors à très faibles densités de pièges (piège unique) et aux conséquences d'une non uniformité du dopage dans le canal du transistor (notamment à proximité des zones de drain et de source) sur le courant pompé.

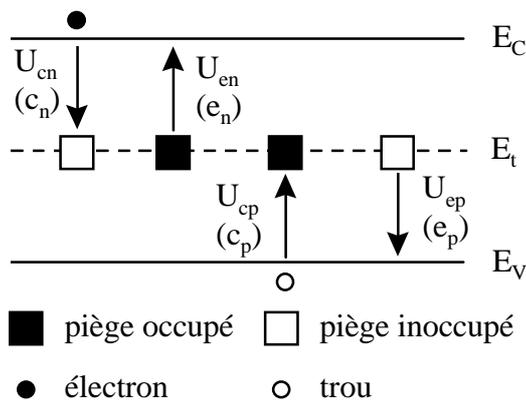
Finalement, à partir de ces considérations théoriques et des améliorations que nous avons apportées, nous détaillons les méthodes d'extraction des paramètres relatifs aux états d'interface par pompage de charge. Nous donnons aussi la méthode que nous avons proposée pour tenir compte du courant tunnel des composants à isolant de grille ultra-mince.

### III.2. Bases de la statistique SRH

Cette section se propose de poser les fondements de la statistique SRH [Shockley'52] qui seront ensuite utilisés lors de l'étude du pompage de charge. A la figure (III.1), nous représentons le diagramme de bandes d'un semi-conducteur où apparaissent le bas de la bande de conduction, noté  $E_c$ , et le haut de la bande de valence, noté  $E_v$ . On considère une densité  $N_{ss}$  de pièges situés au niveau d'énergie  $E_t$  (dans la bande interdite du semi-conducteur). Ces pièges capturent et émettent des porteurs libres. Ils peuvent donc être soit occupés par des électrons (carrés noirs) soit occupés par des trous (carrés blancs).

Les mécanismes de remplissage des pièges sont définis par les différents taux de capture et d'émission suivants :

- $U_{cn}$  : taux de capture des électrons de la bande de conduction.
- $U_{en}$  : taux d'émission des électrons des pièges vers la bande de conduction.
- $U_{cp}$  : taux de capture des trous de la bande de valence vers les pièges (ou émission d'électrons vers la bande de valence).
- $U_{ep}$  : taux d'émission des trous vers la bande de valence (ou capture d'électrons de la bande de valence).



**Figure III.1** Diagramme de bandes du semi-conducteur faisant apparaître des pièges au niveau d'énergie  $E_t$  ainsi que les taux de capture et d'émission des porteurs libres.

Les pièges peuvent être classés en deux catégories selon leur état de charge ou leur état d'occupation par un électron :

- Piège de type accepteur : chargé négativement si occupé et neutre si inoccupé
- Piège de type donneur : neutre si occupé et chargé positivement si inoccupé

La probabilité qu'un centre soit occupé par un électron est notée  $f_t$  et la densité d'électrons piégés dans le volume du semi-conducteur est  $N_{SS}f_t$ . Inversement, la probabilité qu'un piège soit inoccupé est notée  $(1 - f_t)$  et la densité de pièges vides s'écrira  $N_{SS}(1 - f_t)$ . A l'équilibre thermodynamique la probabilité  $f_t$  est donnée par la fonction de distribution de Fermi-Dirac :

$$f_t = \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{E_t - E_F}{kT}\right)} \quad (\text{III.1})$$

En situation hors équilibre thermodynamique,  $f_t$  ne s'exprime pas avec le niveau de Fermi  $E_F$  mais en le remplaçant par le quasi niveau de Fermi  $E_{Fn}$  des électrons (dans le cas d'un substrat de type p).

### III.2.1. Taux de capture des électrons

Le nombre d'électrons présents dans la bande de conduction est égal à  $n$  et un électron qui "tombe" vers la bande de valence a une probabilité  $c_n$  ( $m^3s^{-1}$ ) d'être capturé, au passage, par un centre inoccupé. Cette quantité, appelée aussi "coefficient de capture des électrons", caractérise le fait qu'un électron qui transite n'est pas toujours piégé par le centre vide.

$$c_n = \sigma_n v_{th} \quad (III.2)$$

où  $v_{th}$  représente la vitesse thermique des porteurs et  $\sigma_n$  la section efficace de capture des électrons par les centres recombinants. Plus la vitesse des électrons est importante, plus le coefficient de capture est grand : plus un électron est agité thermiquement ( $v_{th} \propto T$ ) plus il a de chances de pénétrer la section efficace de capture d'un centre.

Pour trouver le taux de capture d'un électron ( $m^{-3}s^{-1}$ ), il faut prendre en compte le coefficient de capture, le nombre d'électrons présents dans la bande de conduction ainsi que le nombre de pièges inoccupés :

$$U_{cn} = c_n n N_{SS} (1 - f_t) \quad (III.3)$$

### III.2.2. Taux d'émission des électrons

Afin de déterminer le taux d'émission des électrons, il faudrait connaître le nombre de places disponibles pour un électron dans la bande de conduction. Nous évitons ce problème en introduisant un coefficient  $e_n$  ( $s^{-1}$ ) qui représente la probabilité d'émission d'un électron piégé vers la bande de conduction. Le nombre de centres occupés étant égal à  $N_{SS} f_t$ , le taux d'émission d'un électron s'exprime de la façon suivante :

$$U_{en} = e_n N_{SS} f_t \quad (III.4)$$

A l'équilibre il y a égalité entre les taux de capture et d'émission des électrons ( $U_{cn} = U_{en}$ ) ce qui revient à écrire avec les équations (III.3) et (III.4) :

$$e_n = c_n n \frac{1 - f_t}{f_t} \quad (III.5)$$

La concentration en électrons libres à l'équilibre thermodynamique est donnée par la relation :

$$n = n_i \exp\left(\frac{E_F - E_i}{kT}\right) \quad (III.6)$$

d'où

$$e_n = c_n n_i \exp\left(\frac{E_t - E_i}{kT}\right) = n_1 c_n \quad (III.7)$$

$n_1$  est défini comme la densité d'électrons dans le cas où  $E_F = E_t$ .

$$n_1 = n_i \exp\left(\frac{E_t - E_i}{kT}\right) \quad (III.8)$$

Il est important de noter que la quantité  $n_1$  ne dépend pas du niveau de Fermi  $E_F$  ce qui signifie que son expression est valable aussi bien à l'équilibre que hors équilibre thermodynamique.

### III.2.3. Taux de capture des trous

La concentration en trous libres dans la bande de valence est  $p$ . Un trou qui monte vers la bande de conduction ne sera pas forcément piégé par un centre et pour en tenir compte, on introduit un coefficient  $c_p$  appelé "coefficient de capture des trous" ( $m^3s^{-1}$ ) qui s'exprime de la façon suivante :

$$c_p = \sigma_p v_{th} \quad (III.9)$$

où  $\sigma_p$  est la section efficace de capture ( $m^2$ ) des trous par les centres recombinants. Le taux de capture des trous s'écrit en tenant compte du fait qu'un piège doit être occupé pour pouvoir capturer un trou (émission d'un électron vers la bande de valence) :

$$U_{cp} = c_p p N_{SS} f_t \quad (III.10)$$

### III.2.4. Taux d'émission des trous

Afin d'éviter la détermination du nombre de places disponibles pour les trous dans la bande de valence, on introduit un coefficient  $e_p$  qui représente le "coefficient d'émission de trous par les centres". Le nombre de centres inoccupés étant  $N_{SS}(1 - f_t)$ , le taux d'émission des trous s'écrit :

$$U_{ep} = e_p N_{SS} (1 - f_t) \quad (III.11)$$

A l'équilibre thermodynamique, les taux de capture et d'émission des trous sont égaux. En utilisant l'expression de la densité en trous :

$$p = n_i \exp\left(\frac{E_i - E_F}{kT}\right) \quad (III.12)$$

on arrive à :

$$e_p = c_p n_i \exp\left(\frac{E_i - E_t}{kT}\right) = p_1 c_p \quad (III.13)$$

$p_1$  représente la densité de trous dans le cas où  $E_F = E_t$ .

$$p_1 = n_i \exp\left(\frac{E_i - E_t}{kT}\right) \quad (III.14)$$

Comme pour  $n_i$ , la quantité  $p_1$  est indépendante de l'état d'équilibre thermodynamique du système.

Il est très important de noter que les coefficients d'émission des électrons et des trous  $e_n$  et  $e_p$  (via respectivement les quantités  $n_i$  et  $p_1$ ) dépendent de la position énergétique du piège. Au contraire, les coefficients de capture des électrons et des trous multipliés respectivement par la densité en électrons et en trous libres ( $c_n n$  et  $c_p p$ ) sont indépendants de la position énergétique du piège.

### III.3. Pompage de charge à deux et trois niveaux, première approche

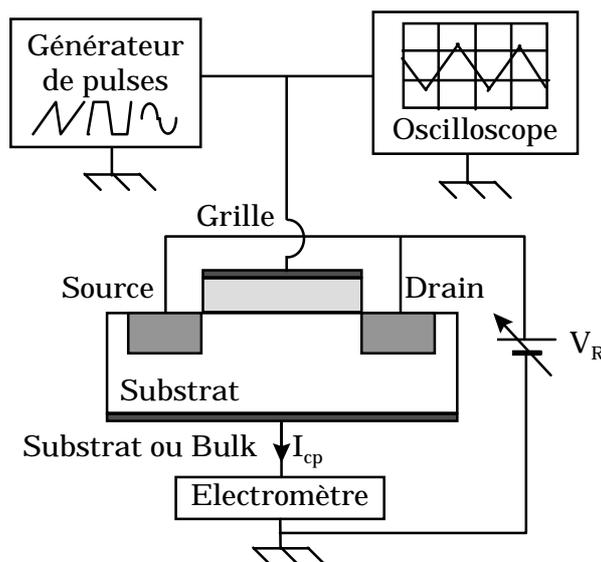
#### III.3.1. Principe du pompage de charge à deux niveaux

Lorsque la surface du canal d'un transistor MOS bascule périodiquement de l'inversion à l'accumulation sous l'action d'un signal de grille, les états d'interface capturent et émettent des électrons du canal pour rester en équilibre avec les bandes d'énergie. Ce mécanisme donne naissance à un courant dit "courant pompé" au niveau du substrat du transistor dont l'existence a été mise en évidence pour la première fois par Brugler et Jesper en 1969 [Brugler'69].

Nous commençons cette sous section par l'explication classique du phénomène de pompage de charge et nous donnons ensuite l'expression très simplifiée du courant pompé.

##### ■ Principe de base du pompage de charge

L'étude par pompage de charge des transistors MOS nécessite qu'ils soient utilisés comme des capacités MOS à anneau de garde, c'est-à-dire avec les zones de drain et de source connectées au même potentiel. La figure (III.2) illustre le schéma de principe d'un banc de pompage de charge.



**Figure III.2.** Schéma de principe du banc de mesure utilisé pour l'étude par pompage de charge des transistors MOS.

Pour expliquer le phénomène de courant pompé, nous allons partir d'une situation où la structure MOS est en régime d'accumulation depuis suffisamment longtemps pour qu'un état d'équilibre soit établi. La polarisation de grille,  $V_{GB} < V_{FB}$  (qui correspond à  $\Psi_S \leq 0$ ), impose aux pièges d'être vides d'électrons. On applique alors une tension sur la grille qui fait basculer la structure du régime d'accumulation au régime d'inversion forte,  $V_{GB} > V_{th}$  (qui correspond à  $\Psi_S \geq 2\Phi_F$ ). La couche d'inversion se crée très rapidement (avec une constante de temps qui dépend de la qualité du silicium) et les pièges capturent des électrons du canal, avec une certaine constante de temps, afin de rester en équilibre avec les bandes d'énergie (ou plutôt le niveau de Fermi). Les électrons sont fournis par les zones de drain et de source (réservoir à électrons). Le retour au régime d'accumulation renvoie les électrons du canal vers les zones  $N^+$ . Cette fois, les pièges libèrent les électrons capturés, avec une autre constante de temps, et ils vont se recombiner avec les trous venant du substrat. Cet appel de trous correspond au "courant pompé" que l'on mesure au niveau de la prise du substrat.

L'effet capacitif de la structure MOS implique que le basculement alternatif du régime d'accumulation au régime d'inversion forte donne naissance à un flux et reflux de trous entre l'interface et le substrat. L'amplitude de ce courant est très importante, comparée à celle du courant pompé (en raison du nombre de trous présents dans la couche d'accumulation) ce qui a pour conséquence de rendre impossible la mesure du courant pompé en dynamique (dans l'hypothèse de l'existence d'un appareil capable de mesurer rapidement de très faibles courants). A noter qu'il y a aussi un flux et reflux d'électrons entre l'interface et les zones de drain et de source lors de la formation et la disparition de la couche d'inversion.

■ Première expression du courant pompé

En première approximation l'intensité du courant pompé s'écrit [Brugler'69] :

$$I_{cp} = F_P A_{eff} Q_{it} + \beta F_P A_{eff} C_{ox} (V_{GBh} - V_T) \quad (III.15)$$

où  $F_P$  (Hz) est la fréquence du signal de grille,  $A_{eff}$  ( $m^2$ ) l'aire effective du canal,  $Q_{it}$  ( $Cm^{-2}$ ) la charge pompée par les états d'interface et  $V_{GBh}$  la tension de grille au niveau haut.  $\beta$  est la proportion de la couche d'inversion amenée à disparaître par recombinaison avec les trous du substrat lors du basculement en régime d'accumulation.

Le deuxième terme de  $I_{cp}$  correspond à la composante géométrique du courant. Elle est due au courant de recombinaison des électrons qui n'ont pas le temps de regagner la source ou le drain avant l'arrivée des trous du substrat lors du passage du régime d'inversion forte au régime d'accumulation. L'erreur systématique (qui se répète à chaque cycle du signal de grille) correspondant à cette composante parasite peut être diminuée en appliquant une polarisation inverse aux jonctions de drain et de source [Elliot'76], ce qui réduit la longueur effective du canal par extension des zones de désertion des diodes source/substrat drain/substrat. On peut aussi augmenter le temps de descente du signal de grille [Brugler'69] pour ralentir la formation de la couche d'accumulation et ainsi donner plus de temps aux électrons pour regagner les zones de drain et de source. La solution préférable pour s'affranchir complètement de cette composante continue est d'étudier des transistors ayant des longueurs de canal typiquement inférieures à quelques microns.

Le premier terme de l'expression (III.15) correspond au courant pompé par les états d'interface. La charge pompée par cycle du signal de grille est égale à :

$$Q_{it} = q \int_{E_1}^{E_2} D_{it}(E) dE = q D_{it} \Delta E = q^2 D_{it} \Delta \Psi_S \quad (III.16)$$

où  $D_{it}(E)$  est la densité d'états d'interface ( $Jm^{-2}$ ) au niveau énergétique  $E$  (J).  $D_{it}$  est la densité moyenne d'états d'interface dans le domaine d'énergie  $\Delta E = E_2 - E_1$  correspondant à la variation du potentiel de surface  $\Delta \Psi_S = \Psi_{S2} - \Psi_{S1}$  imposée par le signal de grille.

En négligeant la composante géométrique, l'expression du courant pompé devient :

$$I_{cp} = F_P A_{eff} q^2 D_{it} \Delta \Psi_S \quad (III.17)$$

ou, si on exprime  $D_{it}$  en  $eV^{-1}m^{-2}$  :

$$I_{cp} = F_P A_{eff} q D_{it} \Delta \Psi_S \quad (III.18)$$

### III.3.2. Analyse du pompage de charge à deux niveaux

#### III.3.2.1. Analyse des phénomènes physiques

A présent, nous allons étudier de façon un peu plus fine les mécanismes mis en jeu lorsque la structure MOS bascule alternativement du régime d'accumulation au régime d'inversion forte.

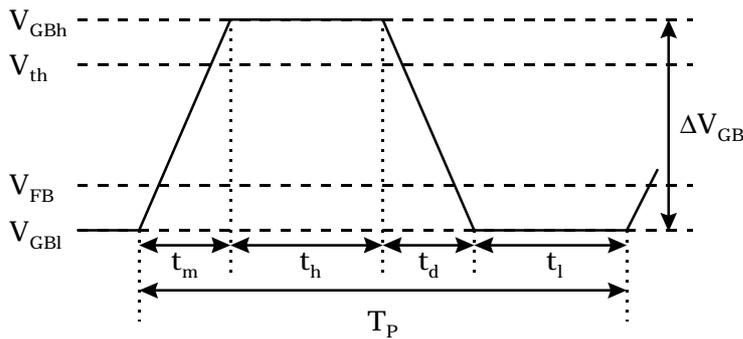
En effet, l'approche précédente est très simpliste et ne permet pas de rendre compte de tous les phénomènes observés en pompage de charge. A partir de la cinétique du remplissage des pièges d'interface proposée par Simmons et Wei [Simmons'73a]-[Simmons'73b], une analyse des phénomènes a été initiée par Kaden et Reiman [Kaden'75]-[Kaden'80], et ensuite améliorée par Groeseneken, Maes et co-auteurs [Groeseneken'84].

■ Evolution du remplissage des pièges avec le signal de grille

Pour illustrer le phénomène de pompage de charge, nous allons utiliser un signal de grille de forme trapézoïdale dont les différentes caractéristiques (en amplitude et en temps) sont définies à la figure (III.3). Ce signal balaye alternativement le semi-conducteur du régime d'accumulation au régime d'inversion forte.

Pour comprendre les mécanismes physiques qui prennent place au niveau de l'interface lors d'un cycle du signal de grille, nous allons nous servir des figures (III.4.a) à (III.4.f). Elles décrivent l'évolution du diagramme de bandes de la structure MOS du transistor, l'occupation des états d'interface et les courants qui prennent place dans la structure lors des différents régimes du pompage de charge.

Précisons que le niveau d'énergie  $E_m$  représente le niveau d'énergie pour lequel la probabilité d'occupation des pièges est égale à 1/2. Nous appellerons l'évolution de  $E_m$  au cours du temps la "fonction de remplissage des pièges". Comme pour le niveau de Fermi (à l'équilibre thermodynamique), on peut considérer qu'au dessus de  $E_m$  plus quelques  $kT$  les pièges sont vides et qu'au dessous de  $E_m$  moins quelques  $kT$ , les pièges sont pleins.

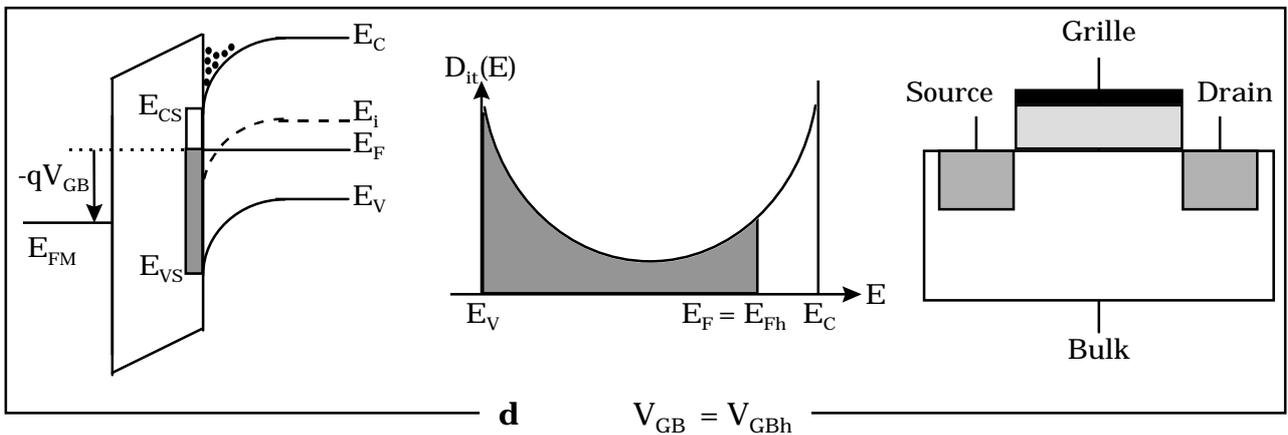
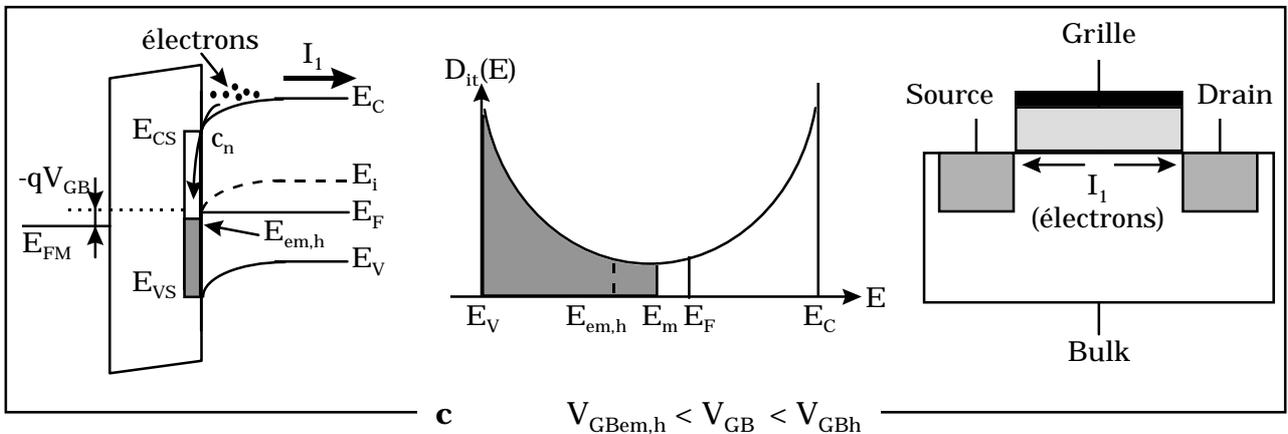
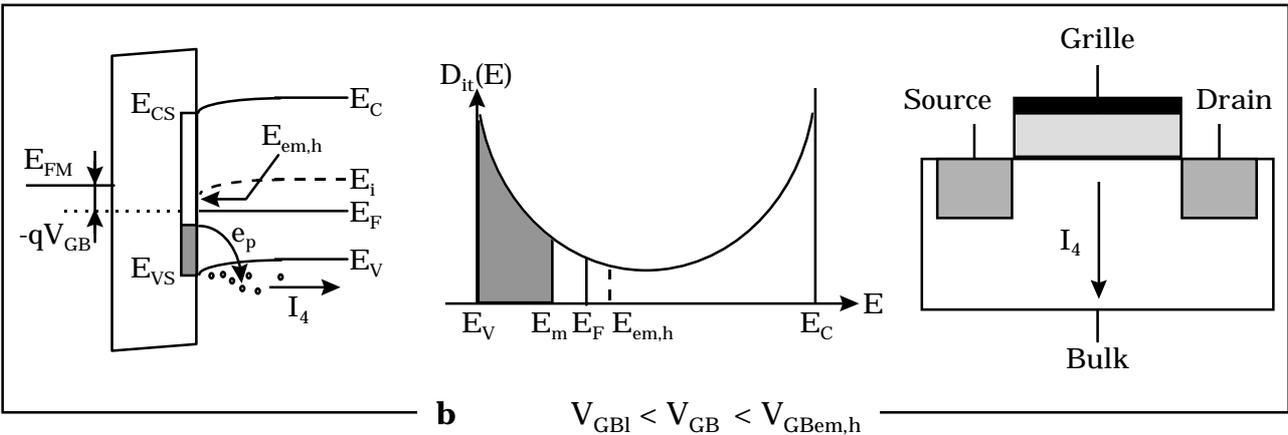
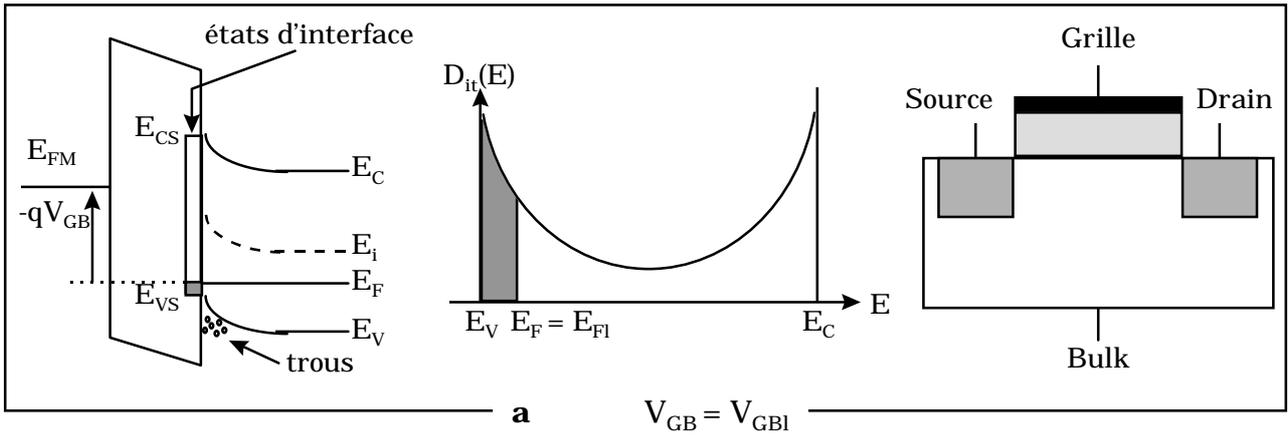


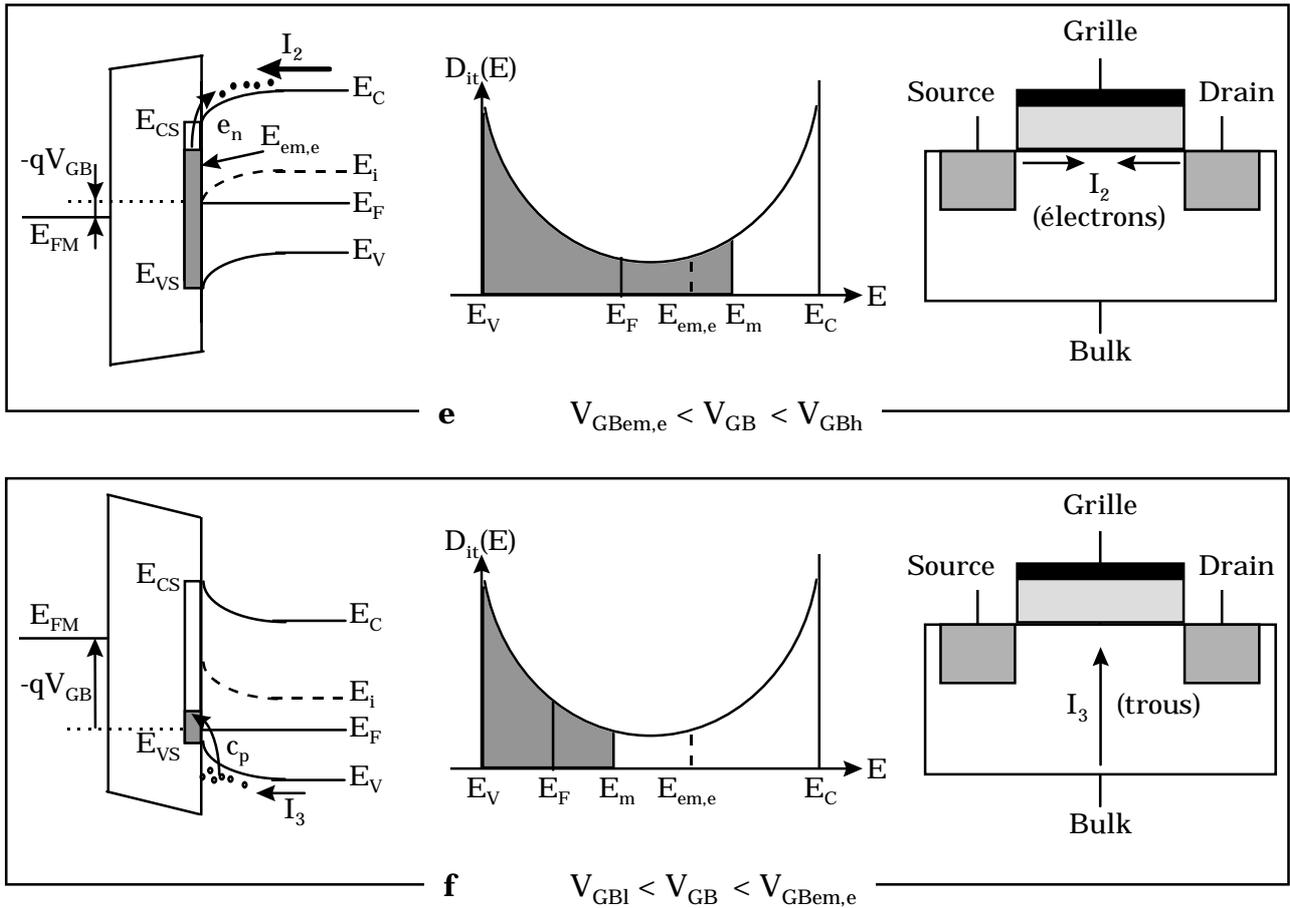
**Figure III.3.** Définition du signal trapézoïdal appliqué à la grille du transistor MOS pour le pompage de charge à deux niveaux.

■ **Figure (III.4.a) :**  $V_{GB} = V_{GBi}$

La grille est polarisée avec une tension continue satisfaisant la condition de régime d'accumulation c'est-à-dire  $V_{GBi} < V_{FB}$ . L'égalité entre  $E_m$  et  $E_{F1}$ , valeur particulière du niveau de Fermi pour la polarisation  $V_{GBi}$ , indique que la polarisation a été appliquée pendant un temps suffisamment long pour que le système soit stabilisé.

Les pièges dont le niveau d'énergie est inférieur à  $E_{F1}$  sont occupés par des électrons (partie grise), les pièges situés énergétiquement au-dessus de  $E_{F1}$  sont vides d'électrons (c'est-à-dire occupés par des trous).





**Figure III.4.** Evolution du diagramme de bandes du transistor, du remplissage des états d'interface et des divers courants dans le transistor lors d'un cycle du signal de grille à deux niveaux de tension. **a.** Régime d'accumulation. **b.** Emission de trous (à l'équilibre puis hors équilibre). **c.** Capture d'électrons. **d.** Régime d'inversion forte. **e.** Emission d'électrons (à l'équilibre puis hors équilibre). **f.** Capture de trous.

■ **Figure (III.4.b) :**  $V_{GBI} < V_{GB} < V_{GBem,h}$

Lorsque  $V_{GB}$  augmente, le semi-conducteur passe du régime d'accumulation au régime de bandes plates ( $V_{GB} = V_{FB}$ ). La variation du potentiel de surface, et donc du niveau de Fermi, est relativement faible comparée à la variation de la tension de grille et les pièges émettent leurs trous en équilibre avec le niveau de Fermi. Cela signifie que les variations de  $E_m$  suivent celles de  $E_F$ . Notons qu'en régime d'accumulation les électrons libres sont quasiment inexistantes à l'interface et il est plus probable d'émettre un trou vers la bande de valence (capture d'un électron de la bande de valence) que de capturer un électron de la bande de conduction.

L'augmentation de  $V_{GB}$  fait passer le semi-conducteur en régime de désertion puis en régime d'inversion faible. Une variation du potentiel de grille engendre une plus grande variation du potentiel de surface que lors du régime d'accumulation et le niveau  $E_m$  n'arrive plus à suivre le niveau de Fermi. On dit que l'émission de trous se fait hors équilibre. La concentration en électrons à l'interface est encore extrêmement faible et il est toujours plus probable d'émettre des trous que de capturer des électrons. Ce régime hors équilibre va continuer jusqu'à ce que la capture d'électrons de la bande de conduction l'emporte sur l'émission de trous. Cela se produit pour  $E_m = E_{em,h}$  lorsque le semi-conducteur passe de l'inversion faible à l'inversion forte, soit pour  $V_{GB} = V_{th}$ . En résumé, l'émission de trous se fait entre les niveaux d'énergie  $E_{F1}$

et  $E_{em,h}$  et l'intensité du courant de trous (moyenne sur une période du signal de grille) émis par les pièges vers le substrat s'écrit (signe positif car ce courant sort du substrat) :

$$I_4 = qA_{eff} F_P \int_{E_{F1}}^{E_{em,h}} D_{it}(E) dE \quad (III.19)$$

Notons que la transition entre l'émission des trous à l'équilibre et hors équilibre intervient approximativement pour  $V_{GB} = V_{FB}$ . Il en va de même pour le passage de l'émission de trous à la capture d'électrons que l'on dit se produire pour  $V_{GB} = V_{th}$ .

■ **Figure (III.4.c)** :  $V_{GBem,h} < V_{GB} < V_{GBh}$

Lorsque la polarisation de grille fait passer le semi-conducteur de l'inversion faible à l'inversion forte de nombreux électrons arrivent à l'interface en provenance des zones de drain et de source (création de la couche d'inversion). Il est donc à présent beaucoup plus probable de capturer un électron de la bande de conduction (BC) que d'émettre un trou vers la bande de valence (BV). En effet, on peut considérer que les électrons de la BC perdent de l'énergie en "tombant" dans un piège alors que le passage d'un trou vers la BV "coûte" de l'énergie (électrons qui passent de la bande de valence au piège). Le remplissage des pièges se fait alors très rapidement et le niveau  $E_m$  rejoint le niveau de Fermi  $E_F$ . Cette capture d'électrons se produit jusqu'à ce que  $E_F = E_{Fh}$ , qui est la valeur du niveau de Fermi lorsque le potentiel de grille est égal à  $V_{GBh}$  (niveau haut). Ce phénomène de capture d'électrons (minoritaires du substrat) se traduit par un courant  $I_1$  de la couche d'inversion vers les zones de drain et de source (sens inverse des électrons) :

$$I_1 = -qA_{eff} F_P \int_{E_{em,h}}^{E_{Fh}} D_{it}(E) dE \quad (III.20)$$

■ **Figure (III.4.d)** :  $V_{GB} = V_{GBh}$

Cette figure montre le diagramme de bandes de la structure MOS en régime d'inversion forte lorsque le régime permanent est établi ( $E_m = E_F = E_{Fh}$ ). Tous les pièges se trouvant en dessous de  $E_F$  sont occupés par des électrons.

■ **Figure (III.4.e)** :  $V_{GBem,e} < V_{GB} < V_{GBh}$

Le potentiel de surface varie lentement avec la tension de grille lorsque le semi-conducteur va du régime d'inversion forte vers le régime d'inversion faible. Les pièges se vident alors par émission de leurs électrons vers la bande de conduction (c'est-à-dire vers le canal) et le niveau  $E_m$  arrive à suivre les variations du niveau de Fermi. On dit que l'émission d'électrons se fait à l'équilibre. A noter que la concentration en trous à l'interface est infime en régime d'inversion et l'émission d'un électron vers la bande de conduction est plus probable que la capture d'un trou de la bande de valence.

Au fur et à mesure que  $V_{GB}$  diminue, le semi-conducteur passe en régime d'inversion faible puis en régime de désertion. Les variations du potentiel de surface (donc du niveau de Fermi) sont plus rapides et les pièges n'émettent pas leurs électrons suffisamment vite pour que  $E_m$  suive  $E_F$ . L'émission des électrons se fait alors hors équilibre. Ce régime d'émission ne s'arrête que lorsque le semi-conducteur passe en régime d'accumulation, c'est-à-dire pour  $V_{GB} = V_{FB}$  qui correspond à  $E_m = E_{em,e}$ . L'émission d'électrons vers le canal n'est donc effective qu'entre

les niveaux  $E_{Fh}$  et  $E_{em,e}$ . Elle donne naissance à un courant d'électrons  $I_2$  des états d'interface vers les zones de source et de drain :

$$I_2 = qA_{eff} F_P \int_{E_{em,e}}^{E_{Fh}} D_{it}(E) dE \quad (III.21)$$

■ **Figure (III.4.f)** :  $V_{GBI} < V_{GB} < V_{GBem,e}$

Le semi-conducteur passe à présent en régime d'accumulation ce qui apporte un nombre considérable de trous à l'interface. Il devient alors plus probable de capturer un trou de la bande de valence (émission d'un électron vers la bande de valence) que d'émettre un électron vers la bande de conduction. De plus, cette transition ne nécessite pas l'apport d'énergie (électron qui "descend" vers la bande de valence) contrairement à l'émission d'un électron (électron qui "monte" vers la bande de conduction). Le vidage des pièges se fait alors très rapidement et le niveau  $E_m$  rejoint le niveau de Fermi. Cette capture de trous continue jusqu'au niveau d'énergie  $E_F = E_{F1}$ .

Ce phénomène de capture de trous (majoritaires du substrat) donne naissance à un courant  $I_3$  du substrat vers l'interface :

$$I_3 = -qA_{eff} F_P \int_{E_{F1}}^{E_{em,e}} D_{it}(E) dE \quad (III.22)$$

■ Expression du courant pompé

Le courant de pompage de charge  $I_{cp}$  mesuré au niveau du substrat est la somme des courants  $I_3$  et  $I_4$  :

$$I_{cp} = I_3 + I_4 = qA_{eff} F_P \left[ - \int_{E_{F1}}^{E_{em,e}} D_{it}(E) dE + \int_{E_{F1}}^{E_{em,h}} D_{it}(E) dE \right] = qA_{eff} F_P \int_{E_{em,e}}^{E_{em,h}} D_{it}(E) dE \quad (III.23)$$

Comme  $E_{em,h} < E_{em,e}$ , on peut dire que le courant pompé est dû à une capture de trous (porteurs majoritaires du substrat) par les pièges d'interface (courant dirigé vers l'intérieur du substrat). De plus, si l'on considère la densité moyenne des états d'interface,  $D_{it}$ , dans la gamme d'énergie allant de  $E_{em,h}$  à  $E_{em,e}$ , l'équation (III.23) devient :

$$I_{cp} = qA_{eff} F_P D_{it}(E_{em,h} - E_{em,e}) \quad (III.24)$$

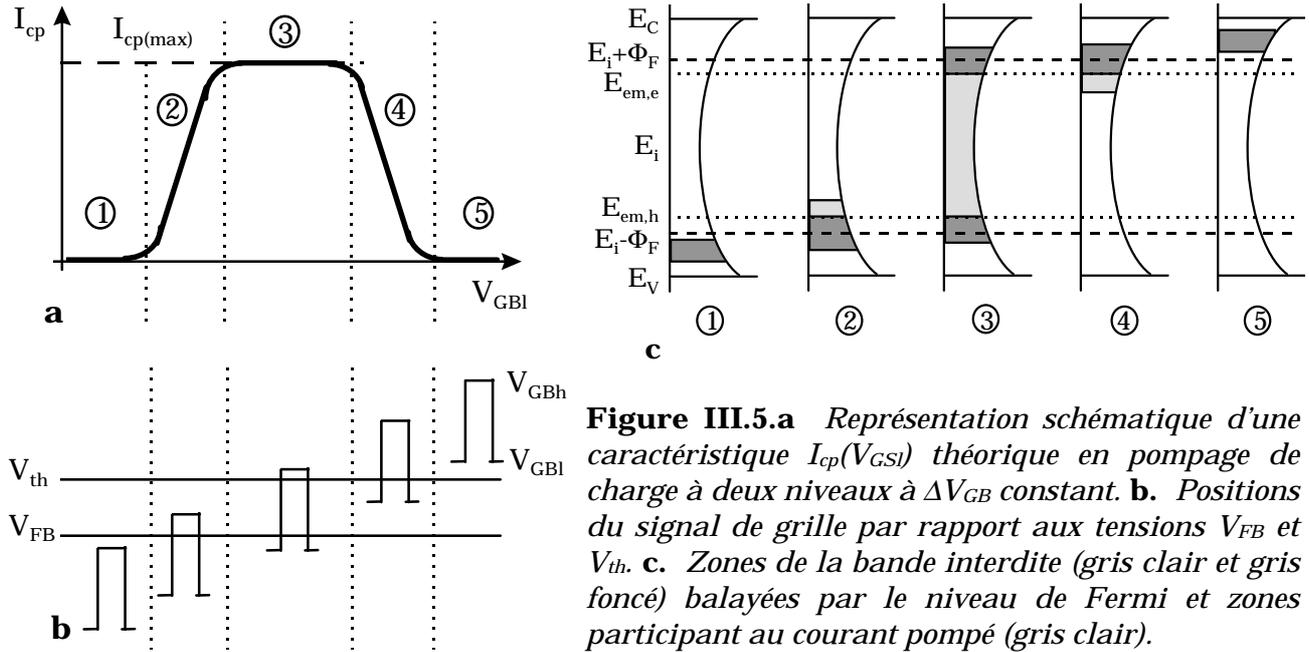
Ce courant est identique au courant transitant par les zones de drain et de source  $I_{cpDS}$  et dont l'origine est la capture d'électrons par les pièges d'interface (courant dirigé de l'interface vers les zones  $N^+$ ). En effet :

$$I_{cpDS} = I_1 + I_2 = qA_{eff} F_P \left[ - \int_{E_{em,h}}^{E_{Fh}} D_{it}(E) dE + \int_{E_{em,e}}^{E_{Fh}} D_{it}(E) dE \right] = qA_{eff} F_P D_{it}(E_{em,h} - E_{em,e}) \quad (III.25)$$

Cette particularité s'explique par le fait que le courant moyen  $I_{cp}$  observé au niveau du substrat ne peut provenir que de la recombinaison via les états d'interface des trous du substrat avec les électrons fournis par la source et le drain (il n'y a pas création spontanée de courant).

### III.3.2.2. Pompage de charge à $\Delta V_{GB}$ constant

Après avoir analysé en détails le mouvement des porteurs dans la structure et le remplissage des pièges, nous passons à l'explication qualitative des courbes "en cloche" du pompage de charge à deux niveaux ; les premières illustrations ont été publiées par Elliot [Elliot'76].



Le signal de grille choisi, figure (III.5.b), est de forme rectangulaire ou trapézoïdale et d'amplitude ( $\Delta V_{GB} = V_{GBI} - V_{GBh}$ ) constante. La figure (III.5.a) donne un exemple de courbe en cloche théorique obtenu avec un tel signal. Les zones en gris et gris clair de la figure (III.5.c) indiquent le balayage du niveau de Fermi. Les zones en gris clair représentent la gamme d'énergie des pièges contribuant au courant pompé.

En définissant un tel signal, cinq parties distinctes de la courbe en cloche peuvent être caractérisées :

- **Partie ①** : la surface du semi-conducteur reste en accumulation pendant tout le cycle puisque  $V_{GBh} < V_{FB}$ . Le vidage et le remplissage des pièges se fait donc respectivement par capture et émission de trous sans jamais faire intervenir les électrons, rendant ainsi impossible tout phénomène de recombinaison. Les amplitudes des courants d'émission et de capture de trous sont identiques et donc s'annulent.
- **Partie ⑤** : situation similaire à celle de la partie ① à la différence près que le semi-conducteur est en permanence en régime d'inversion forte. Le changement d'état des pièges d'interface se fait alors uniquement par émission et capture d'électrons sans faire intervenir les trous. Il n'y a donc pas de courant pompé.
- **Partie ③** : c'est la situation analysée au paragraphe précédent. Durant un cycle, le semi-conducteur passe de l'accumulation à l'inversion, ensuite retourne à

l'accumulation. La contribution des pièges au courant pompé est alors maximale (pièges compris entre les niveaux d'énergie  $E_{em,e}$  et  $E_{em,h}$ ).

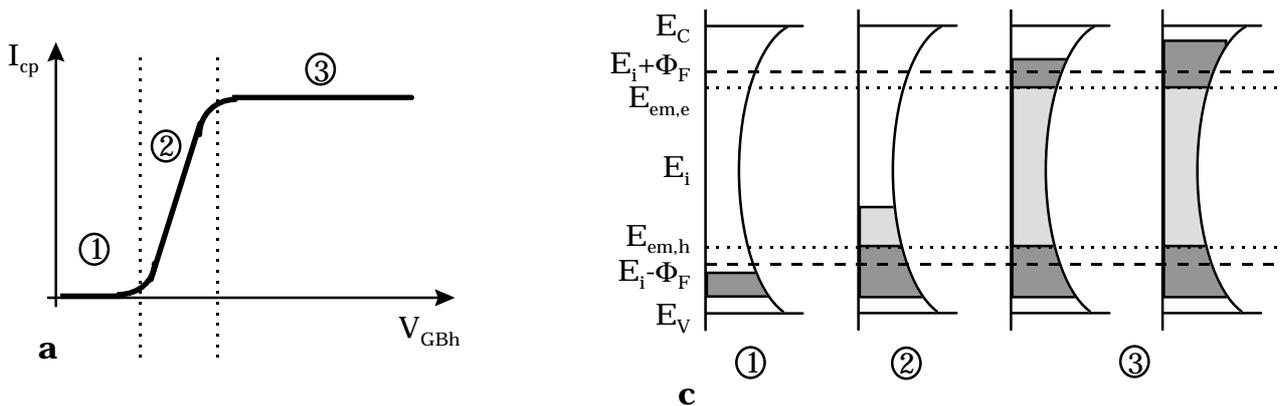
- **Parties ② et ④** : elles correspondent au cas intermédiaire entre les parties ① et ③ puis ③ et ⑤. L'excursion du niveau de Fermi permet à la fois l'émission et la capture de trous et d'électrons. Une portion plus restreinte de la bande interdite est balayée, ce qui limite l'efficacité du phénomène de pompage de charge. Le courant pompé est compris entre 0 et sa valeur maximale obtenue en position ③. Nous supposons implicitement que la durée de l'impulsion est suffisamment longue pour que le niveau  $E_m$  rejoigne le niveau  $E_F$  ce qui n'est pas toujours le cas.

La valeur maximale de la courbe en cloche (plateau) correspond à l'équation (III.24) : elle permet d'estimer la densité moyenne des états d'interface dans une partie de la bande interdite ainsi que leur section de capture moyenne.

Le début des fronts de montée et de descente de la courbe  $I_{cp}(V_{GBI})$  correspondent des valeurs proches respectivement de la tension de bandes plates  $V_{FB}$  et de la tension  $V_{th}$ . Mais d'une manière générale, il est beaucoup plus précis d'extraire ces deux tensions de la caractéristique  $I_{DS}(V_{GS})$  du transistor MOS.

### III.3.2.3. Pompage de charge à $V_{GBI}$ constant

C'est la première approche qui a été proposée pour déterminer la densité d'états d'interface [Brugler'69]. Elle consiste à appliquer un signal carré ou trapézoïdal de tension basse  $V_{GBI}$  constante et de tension haute  $V_{GBh}$  variable, comme l'illustre la figure (III.6.b). La courbe peut se décomposer en trois parties distinctes (figure (III.6.a)). Les deux premières parties (① et ②) sont identiques à celles du pompage de charge à  $\Delta V_{GB}$  constant. Une fois que le maximum d'états d'interface est mis à contribution (c'est-à-dire entre les niveaux d'énergie  $E_{em,e}$  et  $E_{em,h}$ ), une augmentation de  $V_{GBh}$  ne change théoriquement pas l'amplitude du courant pompé (partie ③).



**Figure III.6.a** Courbe  $I_{cp}(V_{GBh})$  théorique pour un signal de grille à deux niveaux avec  $V_{GBI}$  constant. **b.** Positions du signal de grille par rapport aux tensions  $V_{FB}$  et  $V_{th}$ . **c.** Zones de la bande interdite (gris clair et gris foncé) balayées par le niveau de Fermi et zones participant au courant pompé (gris clair).

Cependant, l'expérience montre que le courant pompé ne sature pas mais augmente plus ou moins légèrement. Declercq et Jespers [Declercq'74] ont attribué ce phénomène à des états lents situés près de l'interface. La couche d'inversion augmentant avec la tension  $V_{GBh}$ , ces pièges lents ont plus de chance de capturer un électron et de contribuer ainsi au phénomène de pompage.

Une dernière méthode consiste à garder  $V_{GBh}$  constant et à faire varier  $V_{GBl}$ . Elle est similaire à la précédente.

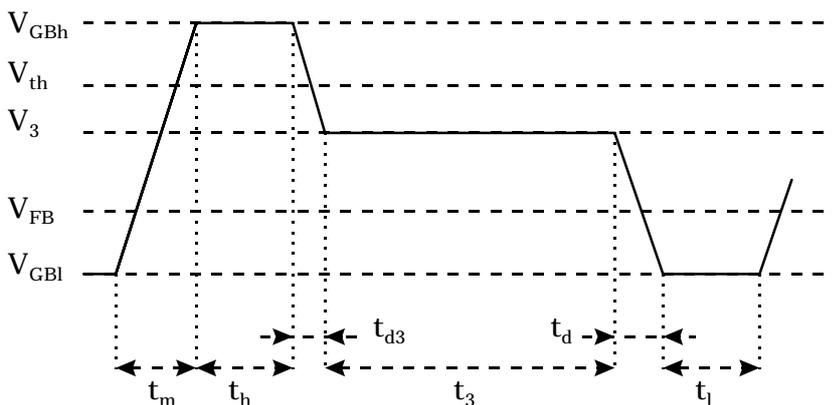
Notons cependant que l'utilisation simultanée de ces deux dernières méthodes permet de déterminer la répartition énergétique des pièges dans la bande interdite. En effet, en supposant connue la dépendance du potentiel de surface avec la tension de grille, les variations du courant pompé (ou charge pompée) à  $V_{GBl}$  variable permettent d'accéder à  $D_{it}(E)$  dans la moitié inférieure de la bande interdite et celles à  $V_{GBh}$  variable donnent  $D_{it}(E)$  dans la moitié supérieure de la bande interdite. Comme nous le montrons dans la suite, la technique de pompage à trois niveaux est mieux adaptée car elle est plus sensible et plus précise.

### III.3.3. Analyse du pompage de charge à trois niveaux

Le pompage de charge à trois niveaux est une technique introduite en 1987 par Tseng [Tseng'87]. Il permet de déterminer la distribution énergétique de la densité d'états d'interface plus simplement et d'une manière beaucoup plus précise et plus complète qu'avec le pompage de charge à deux niveaux. Cette technique permet notamment d'obtenir la résolution énergétique des sections de capture dans la bande interdite du semi-conducteur [Autran'95a].

Comme le décrit la figure (III.7), le cycle de polarisation de la grille comporte en plus des niveaux bas ( $V_{GBl}$ ) et haut ( $V_{GBh}$ ) un troisième niveau,  $V_{GB} = V_3$  se situant entre  $V_{GBh}$  et  $V_{GBl}$ , intervenant lors du basculement inversion forte - accumulation.

Pour assurer le basculement alternatif du régime d'accumulation au régime d'inversion forte, il faut prendre  $V_{GBl} < V_{FB}$  et  $V_{GBh} > V_{th}$ .



**Figure III.7.** Forme du signal de grille utilisé par la technique de pompage de charge à trois niveaux.

Pour illustrer tous les phénomènes mis en jeu, nous décomposons le cycle du signal de grille en six étapes comme le montre la figure (III.8) par l'intermédiaire du diagramme de bandes du semi-conducteur, de l'occupation des états d'interface et des différents courants qui prennent place dans la structure. A l'exception des figures (III.8.e) et (III.8.d), toutes les autres ont déjà été détaillées dans la section III.3.2.1. (Analyse des phénomènes physiques) et ne feront l'objet que de simples rappels.

- Figure (III.8.a) :  $V_{GB} = V_{GBI}$

La structure MOS est initialement polarisée en régime d'accumulation. Tous les états d'interface dont le niveau d'énergie est inférieur à celui du niveau de Fermi sont occupés. A l'interface Si-isolant, la concentration en électrons est largement négligeable par rapport à celle des trous.

- Figure (III.8.b) :  $V_{GBI} < V_{GB} < V_{GBem,h}$

Les pièges se remplissent par émission de trous en régime d'équilibre puis hors équilibre. Comme nous l'avons indiqué précédemment, il en résulte un courant de trous allant de l'interface vers le substrat dont l'expression est donnée à l'équation (III.19)

- Figure (III.8.c) :  $V_{GBem,h} < V_{GB} < V_{GBh}$

Le remplissage des pièges se fait à présent par capture d'électrons de la bande de conduction. Un courant d'électrons s'établit entre les zones de drain et de source et l'interface du transistor MOS. Son intensité est exprimée par l'équation (III.20).

- Figure (III.8.d) :  $V_{GB} = V_{GBh}$

La structure est en régime d'inversion forte et tous les pièges dont le niveau d'énergie est inférieur au niveau de Fermi sont occupés.

- Figure (III.8.e) :  $V_3 < V_{GB} < V_{GBh}$

Pendant les durées  $t_{d3}$  et  $t_3$ , les états d'interface se vident par émission d'électrons. Si la durée  $t_3$  est suffisamment longue, la fonction de remplissage  $E_m$  rattrape le niveau de Fermi  $E_F$  au niveau d'énergie  $E_3$  (les pièges situés au dessus du niveau d'énergie  $E_3$  se vident).

Un flux d'électrons s'écoule entre l'interface et les jonctions de source et de drain ; l'intensité du courant correspondant est :

$$I_2 = qA_{\text{eff}} F_P \int_{E_3}^{E_{Fh}} D_{it}(E) dE \quad (\text{III.26})$$

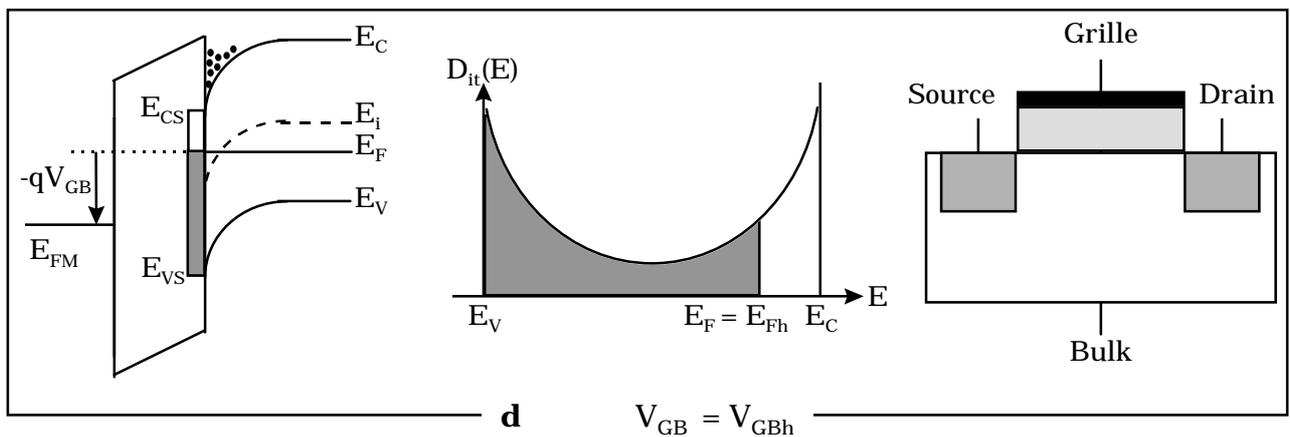
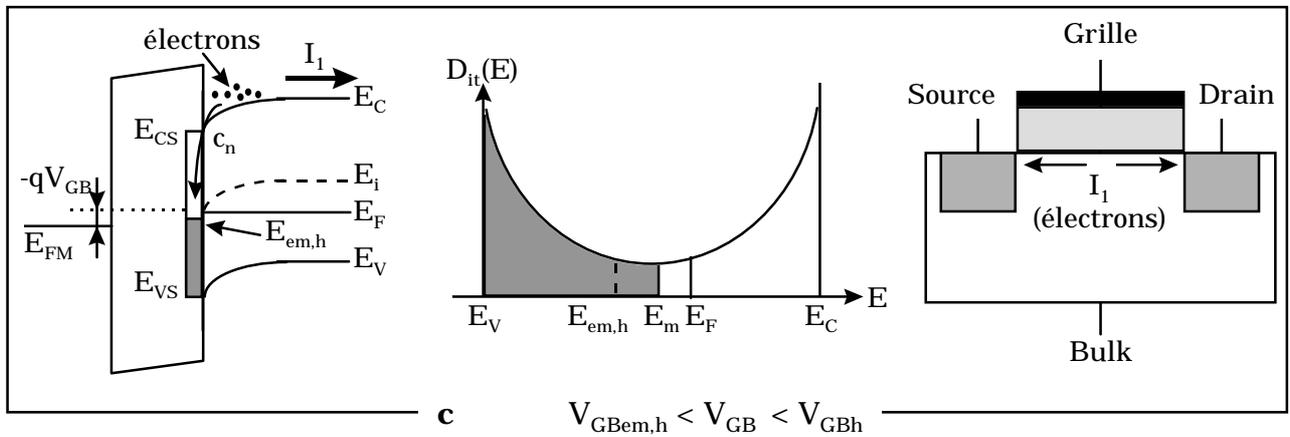
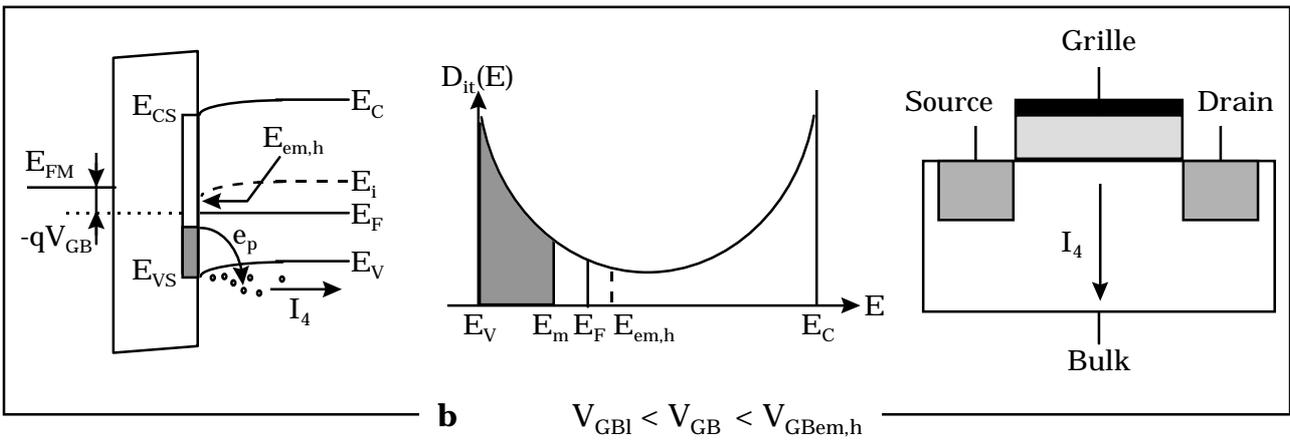
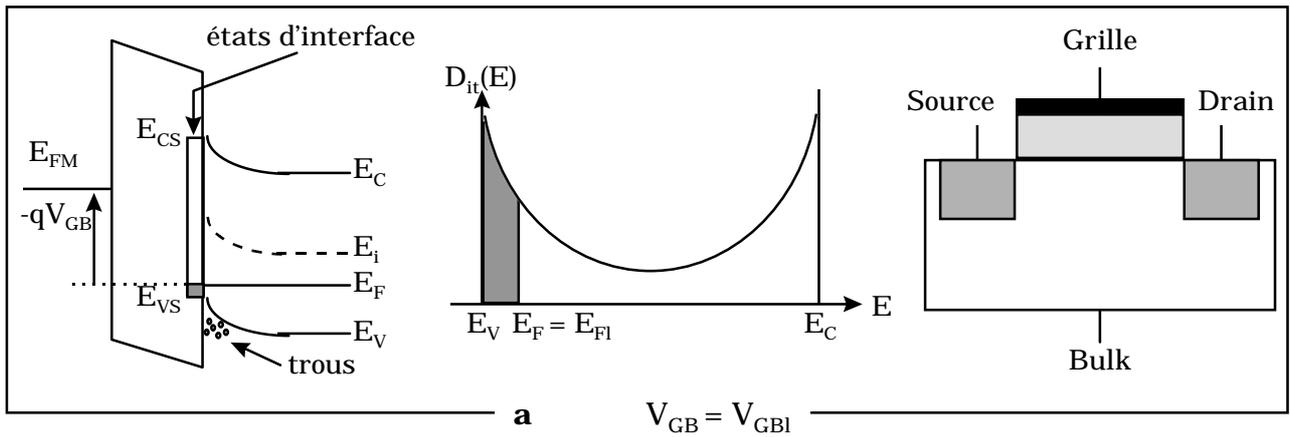
- Figure (III.8.f) :  $V_{GBI} < V_{GB} < V_3$

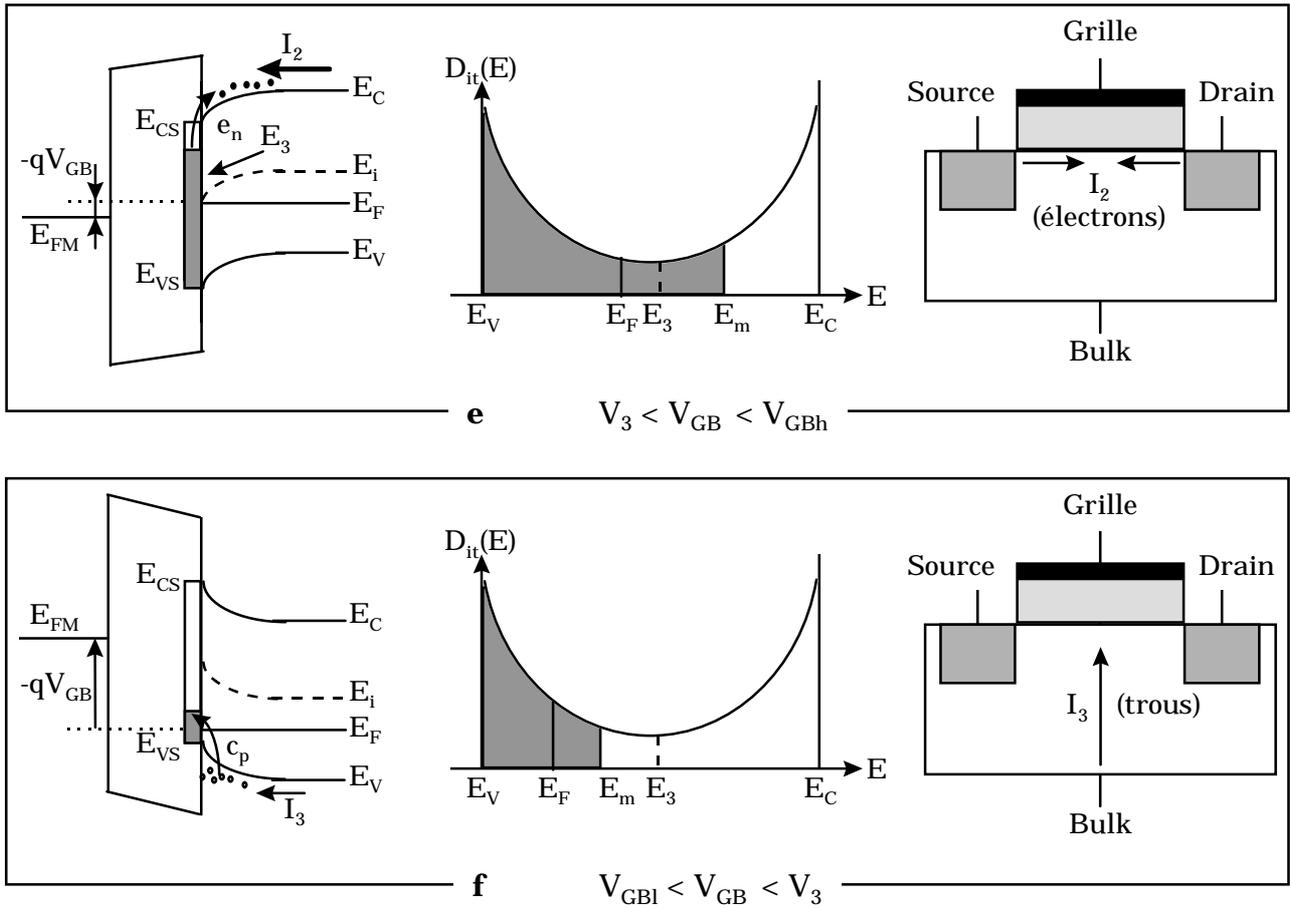
La structure est basculée brusquement en régime d'accumulation et les états d'interface se vident par capture de trous. Un courant de trous s'établit entre le substrat et l'interface. Son intensité s'exprime par :

$$I_3 = -qA_{\text{eff}} F_P \int_{E_{F1}}^{E_3} D_{it}(E) dE \quad (\text{III.27})$$

Le niveau  $E_3$  est donc la limite entre l'émission d'électrons et la capture de trous. Rappelons l'existence du niveau  $E_{em,e}$  qui représente cette limite pour le pompage de charge à deux niveaux.

Le temps  $t_d$  doit être suffisamment petit pour que  $E_{em,e}$  soit toujours supérieur à  $E_3$  (et de préférence proche de  $E_1 + \Phi_F$ ) et ne rende pas caduques les équations (III.26). et (III.27).





**Figure III.8.** Evolution du diagramme de bandes de la structure MIS, du remplissage des états d'interface et des divers courants lors d'un cycle du signal de grille à trois niveaux de tension. **a.** Régime d'accumulation. **b.** Emission de trous (à l'équilibre puis hors équilibre. **c.** Capture d'électrons. **d.** Régime d'inversion forte. **e.** Emission d'électrons durant les temps  $t_{d3}$  et  $t_3$  (à l'équilibre puis hors équilibre). **f.** Capture de trous.

Le courant pompé au niveau du substrat est la somme des courants  $I_3$  et  $I_4$  soit :

$$I_{cp} = qA_{eff} F_P \int_{E_3}^{E_{em,h}} D_{it}(E) dE \tag{III.28}$$

Les variations de la tension  $V_3$ , et donc de l'intervalle  $[E_{em,h}, E_3]$ , permettent de déterminer la distribution énergétique des états d'interface en exploitant les variations du courant pompé.

Le temps  $t_3$  doit être choisi suffisamment long pour que la fonction de remplissage  $E_m$  rejoigne le niveau d'énergie  $E_3$ . Cette condition est réalisée assez facilement pour la partie supérieure de la bande interdite mais pour la partie inférieure, les temps nécessaires pour assurer l'émission d'électrons devraient être extrêmement longs. De plus, lorsque  $E_3$  devient proche de  $E_i - \Phi_F$ , le vidage des états d'interface peut se faire par capture de trous et non par émission d'électrons pendant le temps  $t_3$ . Pour s'affranchir de ces problèmes, la distribution énergétique des pièges dans la partie inférieure de la bande interdite est déterminée avec un signal de grille complémentaire à celui de la figure (III.15) c'est-à-dire qui fait passer la structure du régime d'accumulation ( $V_{GBI}$ ) à un régime intermédiaire ( $V_3$ ) puis au régime d'inversion forte ( $V_{GBh}$ ).

### III.4. Mécanismes du pompage de charge - fonction de remplissage $E_m$ et courant pompé

Après cette présentation de l'analyse du pompage de charge à deux et trois niveaux, nous pouvons approfondir les mécanismes du pompage de charge.

Lors de l'étude de cette technique de caractérisation des interfaces, il nous a paru nécessaire de comprendre le plus complètement possible les phénomènes qui prennent place au niveau des pièges d'interface lors de l'application d'un signal de grille. C'est cet approfondissement que nous présentons dans cette partie du chapitre. Notre approche est basée sur la réponse de chaque niveau de piège, de la bande interdite du semi-conducteur, au signal de grille à deux ou trois niveaux sans faire d'approximation quant au niveau d'énergie des pièges susceptibles de répondre. Nous étudions ainsi l'évolution de l'occupation de chaque niveau de pièges en fonction des paramètres du signal de grille (temps de montée et de descente) et des caractéristiques des pièges (sections de capture).

Nous suivons l'évolution des courants d'électrons et de trous, de la fonction de remplissage et du niveau de Fermi avec le signal de grille. Notons que ceci a été fait par Ghibaudo et Sak [Ghibaudo'88] mais en approximant la gamme d'énergie des pièges pouvant répondre et les mécanismes d'émission ou de capture mis en jeu.

Cette nouvelle approche plus simple et plus didactique nous permet aussi de déterminer de nouvelles expressions pour les niveaux d'énergie  $E_{em,e}$  et  $E_{em,h}$ , niveaux d'énergie qui interviennent dans l'expression du courant pompé (c.f. équation (III.24)) et qui sont nécessaires à l'extraction de la densité d'états et à leur section de capture.

Nous finissons ce paragraphe en présentant une simulation de l'évolution de la fonction de remplissage pour la technique de pompage de charge à trois niveaux que nous complétons par une simulation du courant pompé. Le cas d'un palier  $t_3$  variable est aussi considéré.

Ce travail a été rendu possible par les nombreuses simulations de réponse des pièges que nous avons effectuées avec le logiciel "Mathcad" et qui nous servent à illustrer la suite de ce chapitre.

#### III.4.1. Remplissage des états d'interface

Exprimons d'abord la probabilité d'occupation des pièges (par un électron) situés à un niveau d'énergie  $E_t$  dans la bande interdite du semi-conducteur au cours du temps.

Notons qu'une capture de trou ou une émission d'électron fait chuter  $f_t$  (probabilité d'occupation d'un piège au niveau d'énergie  $E_t$  par un électron) alors qu'une émission de trou ou une capture d'électron augmente  $f_t$ . Ainsi, sans faire intervenir la densité d'état à l'interface, les équations (III.3), (III.4), (III.10) et (III.11) permettent d'écrire :

$$\frac{df_t(t, E_t)}{dt} = c_n n_S (1 - f_t) - e_n f_t - c_p p_S f_t + e_p (1 - f_t) \quad (III.29)$$

Usuellement, chaque membre de l'équation (III.29) est multiplié par la densité énergétique de pièges  $D_{it}(E_t)$  afin de déterminer le nombre d'électrons capturés ou émis. Notre approche ne faisant pas intervenir le nombre de pièges présents sur chaque niveau d'énergie, nous supprimons ce facteur.

La densité de porteurs libres à considérer étant celle de l'interface, nous faisons intervenir les quantités  $n_s$  et  $p_s$  dans l'équation (III.26). Ces quantités dépendent de la polarisation de grille, via le potentiel de surface (équation (II.26)), et donc du temps. Les quantités représentant les émissions (i.e.  $e_n$  et  $e_p$ ) dépendent du niveau énergétique des pièges  $E_t$  via les termes  $n_1$  (équation (III.8)) et  $p_1$  (équation (III.14)).

La figure (III.9.a) donne l'allure du signal de grille qui sert de base pour l'étude du remplissage des états d'interface et qui respecte les conditions  $V_{GBl} < V_{FB}$  et  $V_{GBh} > V_{th}$ . Sur la durée de l'impulsion (du cycle), on définit quatre instants correspondant à certains changements de régime du semi-conducteur :

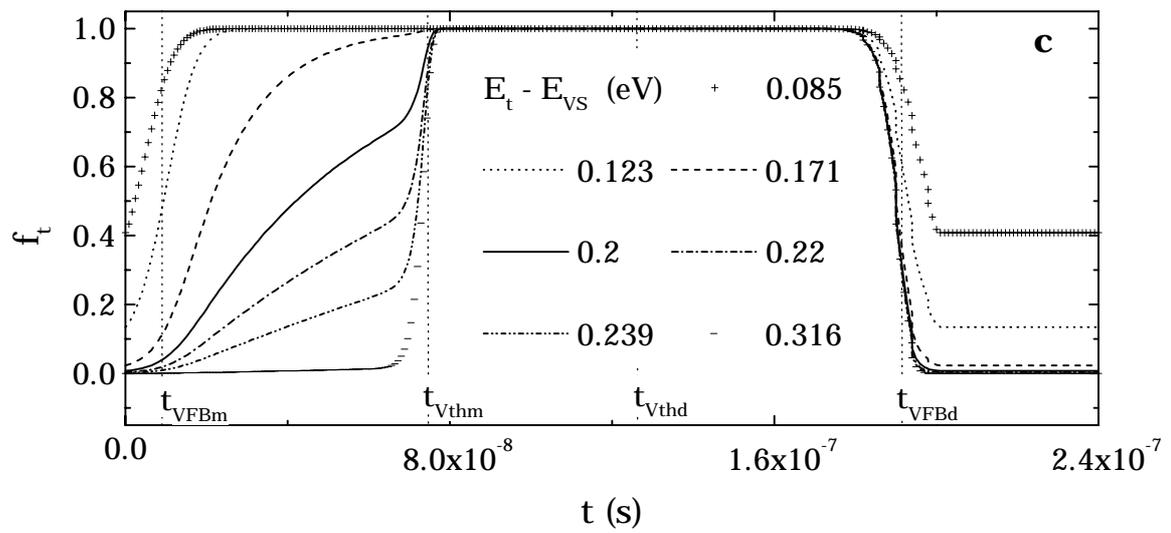
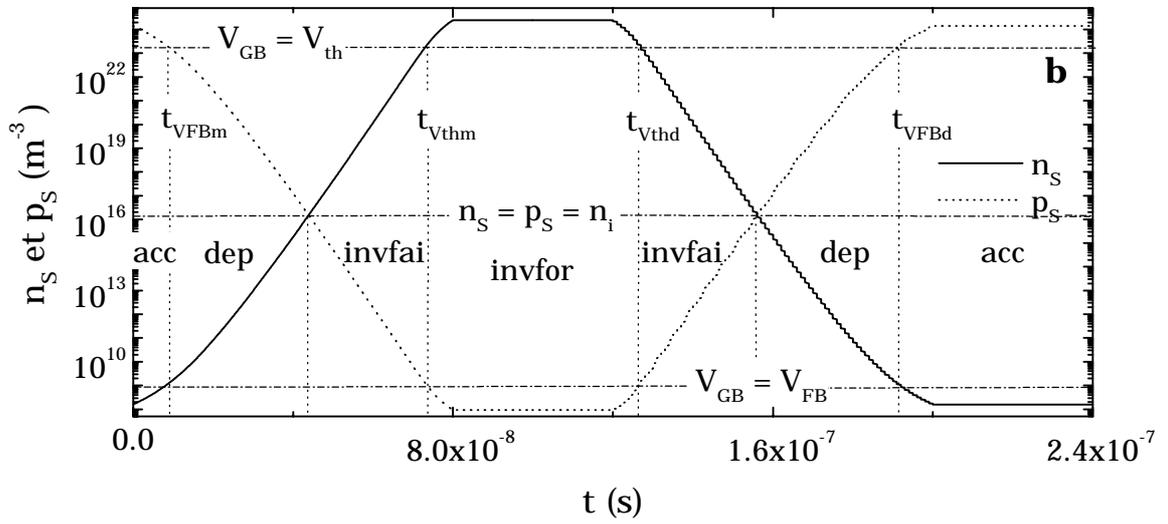
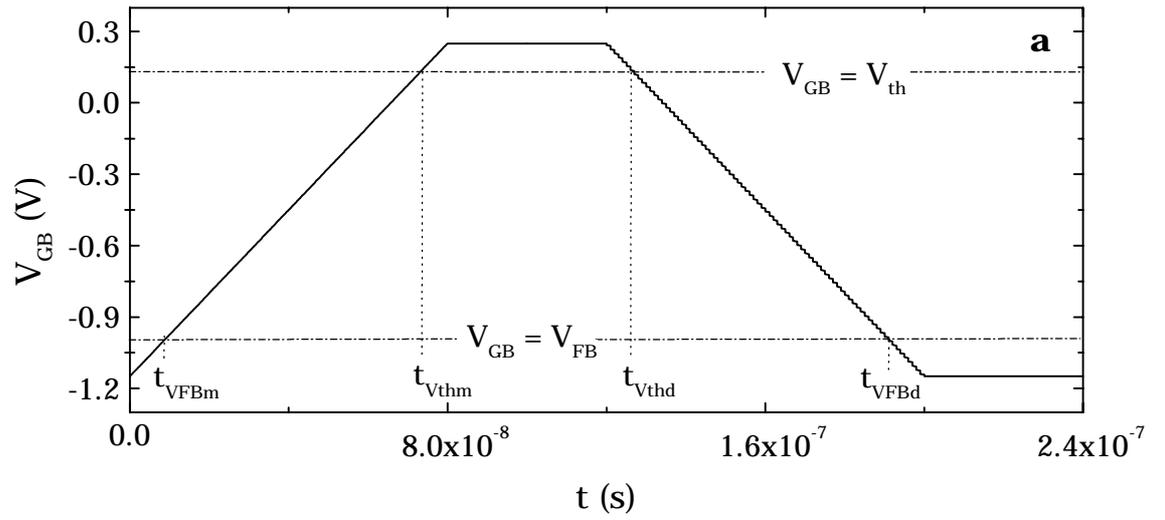
- $t_{V_{FBm}}$  donne l'instant de passage entre le régime d'accumulation et le régime de désertion pendant le temps de montée. On a  $V_{GB} = V_{FB}$  et  $E_F = E_i - q\Phi_F$ .
- $t_{V_{thm}}$  correspond au temps de transition entre le régime d'inversion faible et le régime d'inversion forte pendant le temps de montée. On a  $V_{GB} = V_{th}$  et  $E_F = E_i + q\Phi_F$ .
- $t_{V_{thd}}$  indique le passage entre le régime d'inversion forte et le régime d'inversion faible lors de la descente du signal de grille. On a  $V_{GB} = V_{th}$  et  $E_F = E_i + q\Phi_F$ .
- $t_{V_{FBd}}$  représente le temps de transition entre le régime de désertion et le régime d'accumulation pendant le temps de descente. On a  $V_{GB} = V_{FB}$  et  $E_F = E_i - q\Phi_F$ .

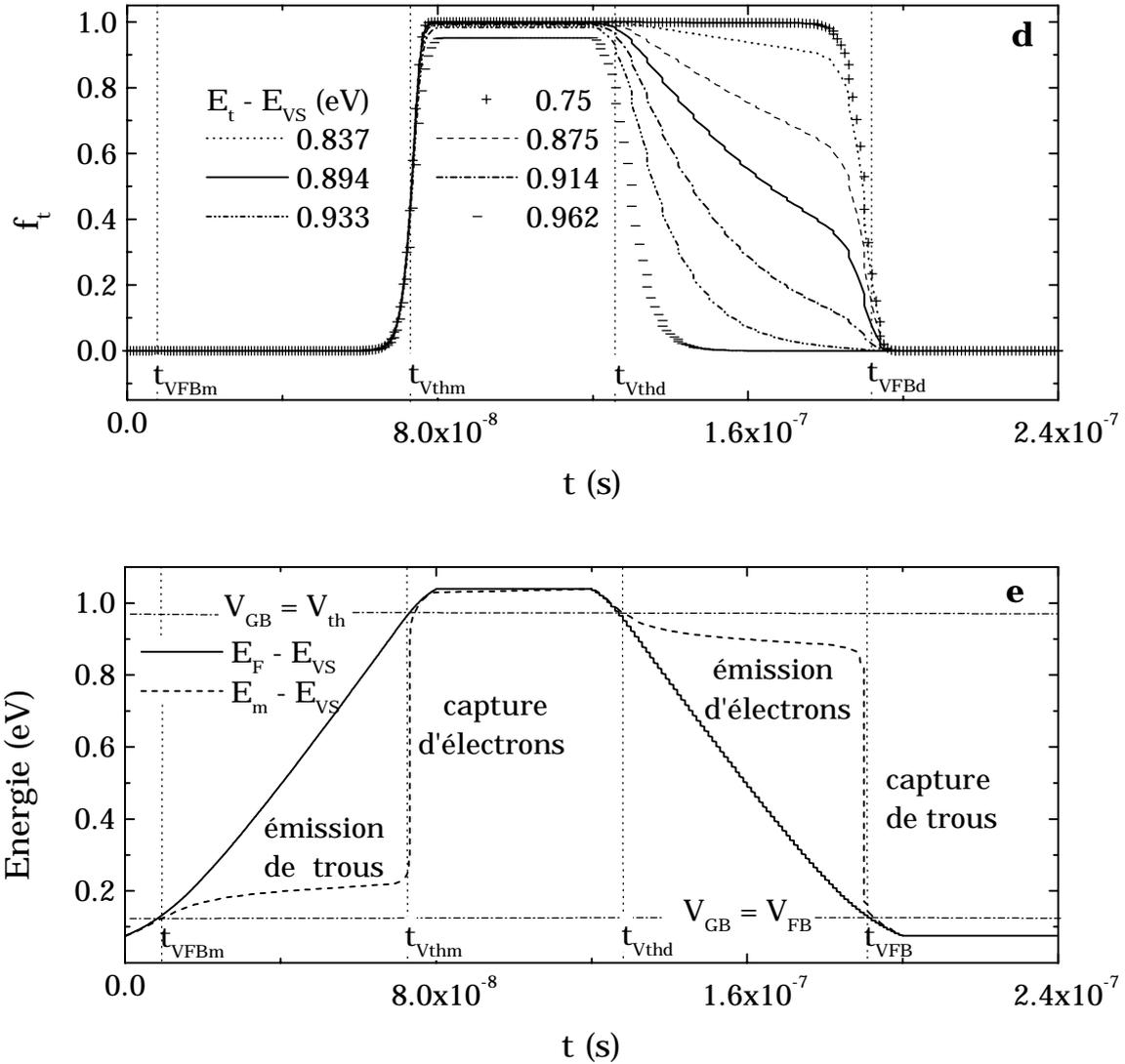
Les concentrations en porteurs libres à l'interface sont des paramètres très importants dans l'expression de la probabilité d'occupation  $f_t$  puisque les taux de capture en dépendent. C'est pourquoi nous représentons à la figure (III.9.b) les variations des densités  $n_s$  et  $p_s$  en fonction du temps qui se rapportent à celles du signal de grille (figure (III.9.a)). Les différents régimes du semi-conducteur sont indiqués ainsi que la concentration intrinsèque. On constate que lors du passage entre régime de désertion et régime d'inversion faible, c'est-à-dire pour  $V_{GB} = V_{mg}$  (soit  $E_F = E_i$ ), les concentrations en électrons et en trous sont identiques et égales à  $n_i$ .

Pour résoudre l'équation différentielle (III.29), nous faisons l'hypothèse que la variation de charge due aux états d'interface est négligeable dans la relation  $\Psi_s(V_{GS})$  liant le potentiel de surface au potentiel de grille (hypothèse implicitement utilisée pour la détermination des densités en porteurs libres  $n_s$  et  $p_s$ ). On se réfère à l'équation (II.29) dans laquelle  $\Phi_C$  est nul (source, drain et substrat reliés au même potentiel électrique). Cela revient à considérer le transistor comme une simple capacité MOS à anneau de garde.

#### ■ Montée du signal de grille

Pour déterminer l'évolution de la fonction de remplissage  $E_m$  (que nous définirons un peu plus loin) en fonction du potentiel de grille nous avons besoin de connaître l'évolution de la fonction d'occupation,  $f_t$ , en fonction du temps et pour chaque niveau d'énergie de la bande interdite du semi-conducteur. La figure (III.9.c) donne l'évolution de la probabilité d'occupation  $f_t$  calculée à partir de l'équation (III.29) pour certains niveaux d'énergie  $E_t$  de la moitié inférieure de la bande interdite. A l'aide de ces courbes, nous mettons en évidence les différents mécanismes de remplissage des pièges lors de la montée du signal de grille. Prenons par exemple la courbe  $f_t$  correspondant au niveau d'énergie  $E_t - E_{VS} = 0.08$  eV. Ce niveau est relativement proche de la bande de valence ce qui rend "assez probable" l'émission d'un trou (vers la bande de valence) ou, en d'autres termes, la capture d'un électron de la bande de valence par ce niveau d'énergie. Cette transition demande un apport énergétique de la part du réseau cristallin. Elle reste donc probable tant que l'apport reste faible : comme on le constate sur la figure (III.9.c), le remplissage du niveau  $E_t - E_{VS} = 0.123$  eV est plus lent que celui du niveau  $E_t - E_{VS} = 0.08$  eV.





**Figure III.9. a.** Définition du signal de grille et des temps correspondant aux passages accumulation/désertion et inversion forte/inversion faible lors des temps de montée et de descente.  
**b.** Evolution de la densité de porteurs à l'interface et indication des différents régimes du semi-conducteur : accumulation (*acc*), désertion (*dep*), inversion faible (*invfai*) et inversion forte (*invfor*).  
**c.** Variations de la probabilité d'occupation, de certains niveaux de pièges proches de  $E_i - q\Phi_F$  (énergies indiquées par rapport au haut de la bande de valence à l'interface), au cours du temps.  
**d.** Variations de la probabilité d'occupation, de certains niveaux de pièges proche de  $E_i + q\Phi_F$ , au cours du temps.  
**e.** Evolution du niveau de Fermi  $E_F$  et de la fonction d'occupation  $E_m$  des états d'interface.

Les paramètres de la structure MOS et du signal appliqué sur la grille choisis pour la simulation sous "Mathcad" sont :  $t_{ox} = 4$  nm,  $N_A = 2 \times 10^{23}$  m<sup>3</sup>,  $\Phi_F = 0.424$  eV,  $V_{FB} = -1$  V,  $V_{th} = 0.132$  V,  $V_{GBh} = -1.15$  V,  $V_{GBl} = 0.25$  V,  $t_m = 80$  ns,  $t_d = 80$  ns,  $t_h = 40$  ns,  $t_l = 40$  ns,  $t_{VFBm} = 8.57$  ns,  $t_{Vthm} = 73.3$  ns,  $t_{Vthd} = 126.7$  ns,  $t_{VFBd} = 191.4$  ns,  $\sigma_n = \sigma_p = 2 \times 10^{-20}$  m<sup>2</sup>,  $E_i - q\Phi_F = 0.126$  eV,  $E_i + q\Phi_F = 0.974$  eV.

Mais lorsque  $E_t - E_{VS}$  devient grand, par exemple 0.316 eV, l'émission d'un trou est très peu probable donc l'évolution de la probabilité d'occupation  $f_t$  est très lente (dans la première partie de la courbe). Par contre, à l'approche du temps  $t_{Vhm}$  le remplissage des pièges de ce niveau s'accélère fortement. Cela s'explique par l'augmentation considérable du nombre d'électrons libres à l'interface (dans la bande de conduction) en régime d'inversion forte et il devient très probable de capturer un électron. De plus, cette capture ne demande pas d'apport d'énergie puisque la transition se fait vers la bande de valence et explique la rapidité de ce mécanisme.

Entre les niveaux d'énergie  $E_t - E_{VS} = 0.171$  eV et  $E_t - E_{VS} = 0.316$  eV (où se trouve le niveau d'énergie  $E_{em,h}$ ), le remplissage des pièges s'effectue en partie par émission de trous et en partie par capture d'électrons.

#### ■ Descente du signal de grille

L'évolution de la probabilité d'occupation de certains niveaux de pièges de la partie supérieure de la bande interdite est illustrée à la figure (III.9.d). Nous nous intéressons maintenant à la descente du signal de grille et par conséquent à des temps supérieurs à 120 ns (légèrement inférieurs à  $t_{Vhd}$ ). Nous constatons que les pièges du niveau d'énergie  $E_t - E_{VS} = 0.962$  eV se vident par émission d'électrons vers la bande de conduction. Cette transition nécessite un apport d'énergie. De ce fait, l'évolution de la probabilité d'occupation d'un niveau situé plus loin de la bande de conduction, comme le niveau  $E_t - E_{VS} = 0.914$  eV et *a fortiori* pour 0.75 eV, est beaucoup plus lente.

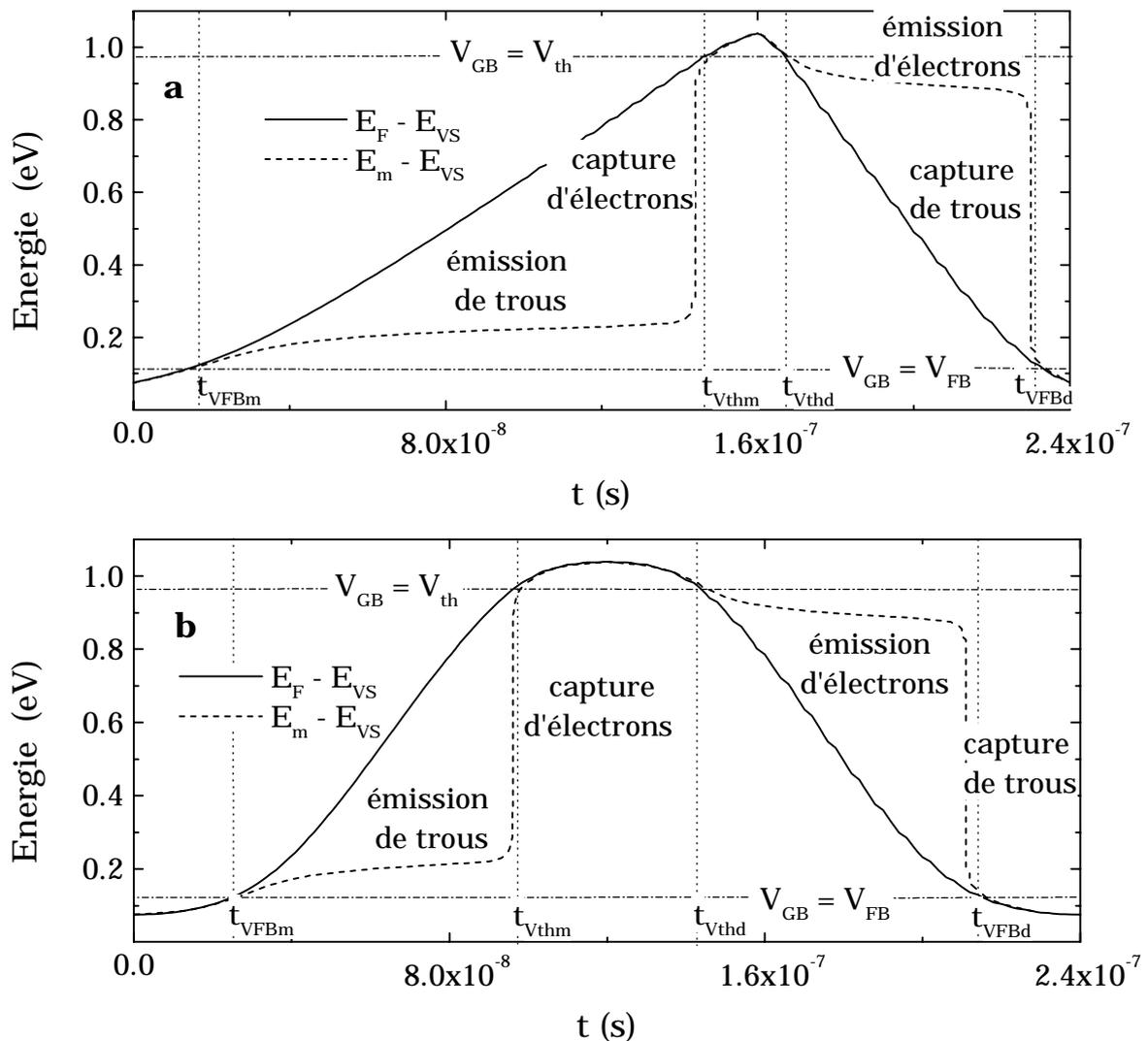
A l'approche du temps  $t_{VFBd}$ , le vidage des pièges de ce niveau se fait de façon brutale et totale. Cela s'explique par la présence d'une quantité considérable de trous à l'interface (passage du semi-conducteur en régime d'accumulation) et la capture d'un trou devient très probable, d'autant que ce mécanisme ne demande pas d'apport d'énergie (transition d'un électron vers la bande de valence). Entre les niveaux d'énergie  $E_t - E_{VS} = 0.914$  eV et  $E_t - E_{VS} = 0.837$  eV (où se trouve le niveau d'énergie  $E_{em,e}$ ) le vidage des pièges s'effectue en partie par émission d'électrons et en partie par capture de trous.

#### ■ Variation de la probabilité d'occupation $f_t$

Afin de mieux comprendre pourquoi la probabilité d'occupation  $f_t$  varie avec le signal de grille pour un niveau d'énergie donné, nous pouvons ajouter le point suivant. Supposons que le semi-conducteur soit en régime d'accumulation c'est-à-dire que la concentration en trous libres à l'interface soit très forte alors que celle des électrons est quasi nulle. Nous pouvons négliger tout phénomène de capture ou d'émission d'électrons par rapport aux phénomènes de capture et d'émission de trous. Si à l'instant initial, le système est à l'équilibre : la capture et l'émission de trous ont la même probabilité. Une augmentation de la tension de grille réduit le nombre de trous libres à l'interface. Ceci implique une diminution du taux de capture de trous qui devient inférieur au taux d'émission : il y a donc plus d'émission que de capture de trous et la probabilité d'occupation  $f_t$  augmente. Ce mécanisme continue jusqu'à l'établissement d'une nouvelle situation d'équilibre entre émission et capture.

#### ■ Evolution de la fonction de remplissage $E_m$

A partir de ces courbes  $f_t(t, E_t)$ , il est possible de déterminer à quels temps  $t$  et à quels niveaux d'énergie  $E_t$  la probabilité d'occupation  $f_t$  passe par la valeur 1/2. Cela nous permet de définir le niveau d'énergie  $E_m$  (déjà utilisé au sous paragraphe III.3.2.1.) qui est une fonction du temps.



**Figure III.10.** Evolution du niveau de Fermi  $E_F$  et de la fonction de remplissage  $E_m$ .  
**a.** Pour un signal triangulaire avec  $t_m = 160$  ns,  $t_d = 80$  ns.  
**b.** Pour un signal sinusoïdal avec  $T_P = 240$  ns.

Tous les autres paramètres de la simulation sous "Mathcad" sont ceux de la figure (III.9).

La figure (III.9.e) illustre les évolutions de  $E_m$  et de  $E_F$  pour notre signal de grille. Nous constatons que les transitions entre les régimes d'émission à l'équilibre et hors équilibre ne se produisent pas exactement aux temps  $t_{VFBm}$  et  $t_{VFBd}$ . De même, les transitions entre émission et capture ne se situent pas non plus exactement aux temps  $t_{Vthm}$  et  $t_{Vthd}$ . La courbe donnant  $E_m(t)$  peut se décomposer en huit zones distinctes représentant les différents phénomènes étudiés précédemment :

- $t \leq t_{VFBm}$  : le niveau  $E_m$  suit les variations du niveau de Fermi. L'émission de trous se fait donc à l'équilibre
- $t_{VFBm} \leq t \leq t_{Vthm}$  : les variations de  $E_m$  s'écartent de celles de  $E_F$ . L'émission de trous se fait à l'état hors équilibre.
- autour de  $t_{Vthm}$  : le remplissage des pièges passe d'un régime d'émission de trous à un régime de capture d'électrons.
- $t_{Vthm} \leq t \leq t_m + t_h$  : le niveau  $E_m$  rejoint le niveau de Fermi et le système se stabilise.

- $t_m + t_h \leq t \leq t_{Vth}$  : les pièges se vident par émission d'électrons vers la bande de conduction. Le niveau  $E_m$  suit le niveau de Fermi ce qui signifie que l'émission se fait à l'équilibre.
- $t_{Vthd} \leq t \leq t_{VFbd}$  : les variations de  $E_m$  ne suivent plus les variations de  $E_F$ , l'émission d'électrons se fait donc hors équilibre.
- autour de  $t_{VFbd}$  : le vidage des pièges bascule du régime d'émission d'électrons vers celui de la capture de trous de la bande de valence.
- $t \geq t_{VFbd}$  : le niveau  $E_m$  rejoint le niveau de Fermi et le système se stabilise.

A noter que cette notion de niveau de remplissage des pièges, ou fonction de remplissage, a été initiée par Simmons et Wei [Simmons'73] en 1973. Elle fut ensuite simulée pour l'application d'un signal de grille utilisé en pompage de charge (trapézoïdal, triangulaire ou à trois niveaux) par Ghibaudo et Saks [Ghibaudo'88, Ghibaudo'89] en 1988 et 1989 mais dans le cas d'une approximation de continuum avec quasi niveau de Fermi.

Le pompage de charge à deux niveaux peut aussi être mis en œuvre pour des signaux triangulaires [Groeseneken'84] ou sinusoïdaux [Autran'96]. Un exemple d'évolution de  $E_m$  et de  $E_F$  est donné figure (III.10) pour de tels signaux.

### III.4.2. Courant pompé dynamique

Dans un premier temps, nous allons évaluer la contribution des pièges au courant pompé en tenant compte uniquement de leur niveau énergétique. Les flux ( $s^{-1}$ ) de trous et d'électrons respectivement des zones drain/source vers l'interface et de l'interface vers le substrat, s'expriment à partir des équations (III.3), (III.4), (III.10) et (III.11) :

$$\left\{ \begin{array}{l} \text{flux}_n = c_n n_S (1 - f_t) - e_n f_t \\ \text{flux}_p = e_p (1 - f_t) - c_p p_S f_t \end{array} \right. \quad \text{(III.30.a)}$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \text{flux}_n = c_n n_S (1 - f_t) - e_n f_t \\ \text{flux}_p = e_p (1 - f_t) - c_p p_S f_t \end{array} \right. \quad \text{(III.30.b)}$$

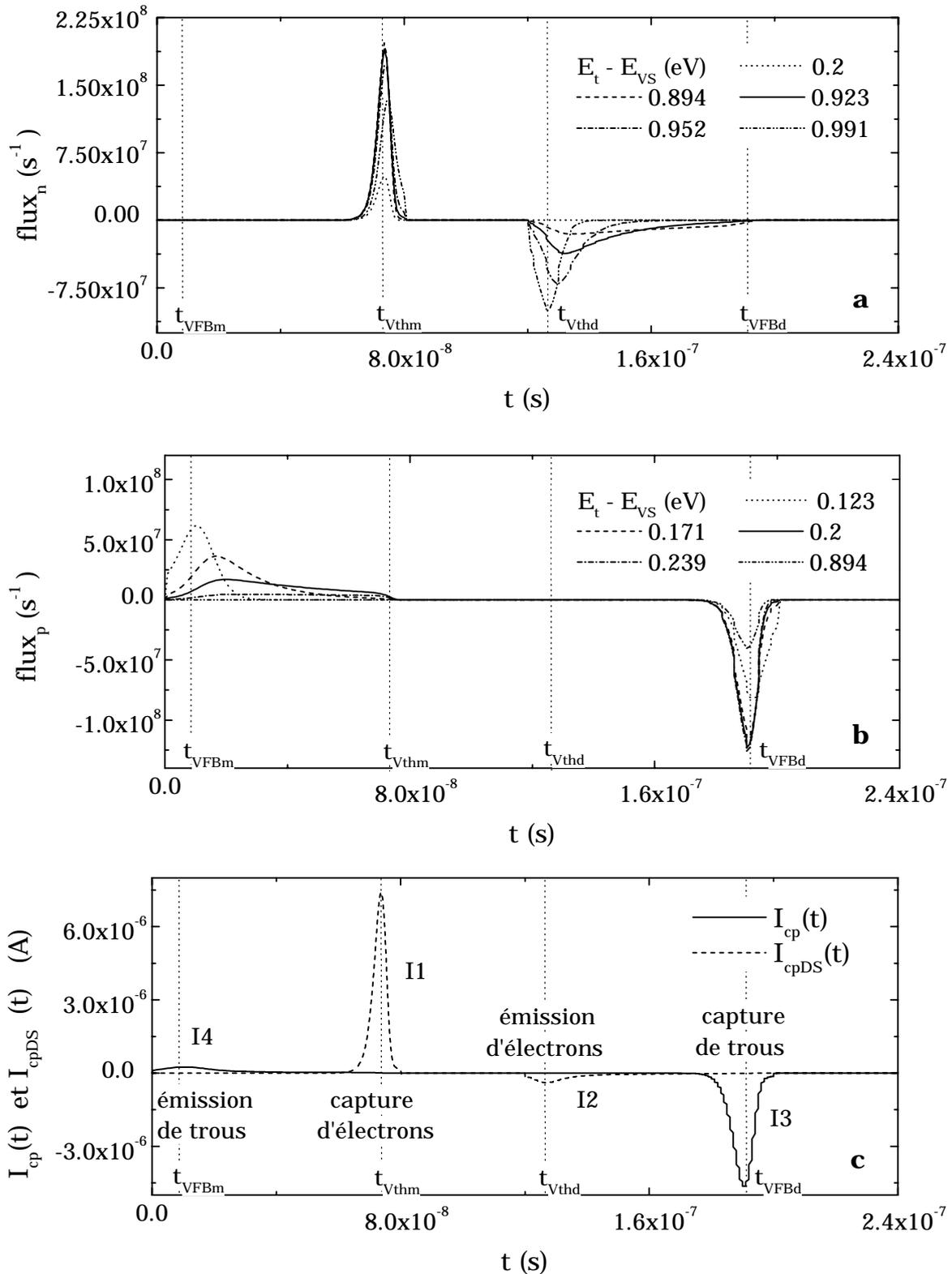
La figure (III.11.a) représente le flux d'électrons pour certains niveaux d'énergie (les paramètres choisis pour la simulation sont ceux utilisés lors de l'étude de  $E_m$ ). Les pièges du niveau  $E_t - E_{vs} = 0.2$  eV contribuent en partie à la capture d'électrons mais pas à l'émission d'électrons. En revanche, pour le niveau d'énergie  $E_t - E_{vs} = 0.923$  eV, les pièges contribuent en totalité au courant de capture d'électrons. Cela rejoint l'analyse de la figure (III.9.c). Le raisonnement est le même pour l'étude des flux de trous : la figure (III.11.b) en illustre l'évolution pour certains niveaux d'énergie de la bande interdite du semi-conducteur.

Pour calculer le courant total il faut tenir compte de l'aire effective du canal et de la répartition énergétique des pièges à l'interface. Le courant pompé est alors obtenu en intégrant le flux des trous multiplié par la densité d'états sur toute la bande interdite :

$$I_{cp}(t) = qA_{eff} \int_{E_V}^{E_C} \text{flux}_p(t, E) D_{it}(E) dE \quad \text{(III.31)}$$

De même pour les électrons transitant par les zones de drain et de source :

$$I_{cpDS}(t) = qA_{eff} \int_{E_V}^{E_C} \text{flux}_n(t, E) D_{it}(E) dE \quad \text{(III.32)}$$



**Figure III.11.** a. Contribution de certains niveaux de piège au flux d'électrons  $\text{flux}_n$ .  
 b. Contribution de certains niveaux de piège au flux de trous  $\text{flux}_p$ .  
 c. Illustration du courant pompé dynamique et du courant au niveau des jonctions.

Les paramètres choisis pour la simulation sous "Mathcad" sont les mêmes que pour la figure (III.9) avec en plus  $D_{it} = 10^{11} \text{ eV}^{-1} \text{ cm}^{-2}$ ,  $W = 10 \mu\text{m}$  et  $L = 3 \mu\text{m}$ .

Nous proposons une simulation des deux courants ( $I_{cp}$  et  $I_{cpDS}$ ) à la figure (III.11.c) en supposant une densité d'états d'interface constante dans la bande interdite et égale à  $10^{11} \text{ eV}^{-1}\text{cm}^{-2}$ . Nous indiquons notamment à quoi correspondent les bosses (émission et capture) en utilisant les notations données à la figure (III.4) : I1, I2, I3 et I4.

Le courant pompé, mesuré avec l'électromètre au niveau du substrat, correspond à la valeur moyenne du courant  $I_{cp}(t)$  noté  $I_{cp}$ .

### III.4.3. Influence des temps $t_m$ et $t_d$ , des sections de capture et de $N_A$ sur $E_m$

#### III.4.3.1. Influence des sections efficaces de capture

La figure (III.12.a) illustre les variations de la fonction de remplissage  $E_m$  pour différentes valeurs des sections efficaces de capture des électrons et des trous. Pour simplifier l'analyse, ces deux sections de capture sont choisies égales (indiquées en  $10^{-20} \text{ m}^2$ ) :  $\sigma_n = \sigma_p$ .

##### ■ Lors de la montée du signal

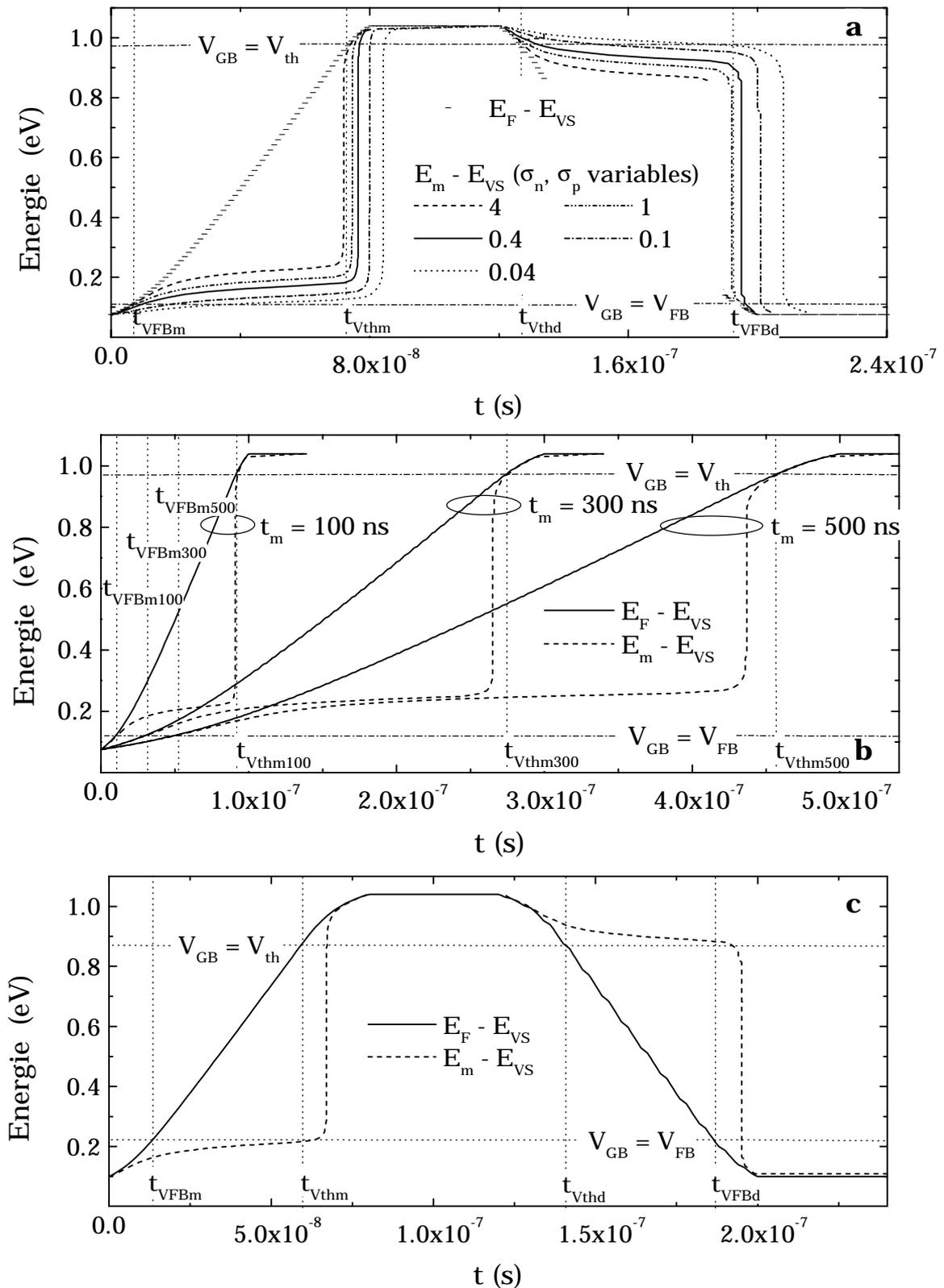
Une augmentation de la section efficace de capture des trous ( $\sigma_p$ ) accroît la probabilité d'émission des trous (voir équations (III.13) et (III.9)) vers la bande de valence. Cela a pour conséquence directe, une croissance plus rapide de la fonction de remplissage  $E_m$  pendant le temps de montée du signal de grille et une forte variation du niveau d'énergie  $E_{em,h}$  (transition entre les régimes d'émission de trous et de capture d'électrons). Par contre, le niveau d'énergie délimitant les régions d'émission de trous à l'équilibre et hors équilibre varie peu en comparaison des variations de  $E_{em,h}$ . Il se situe toujours près du niveau d'énergie  $E_i - q\Phi_F$  (niveau d'énergie atteint par le niveau de Fermi au temps  $t_{VFBm}$ ).

L'augmentation de la section de capture des électrons ( $\sigma_n$ ) accroît la probabilité de capture des électrons (équation (II.2)). Ainsi, il faut moins d'électrons à l'interface en régime d'inversion forte pour que le remplissage des pièges passe d'un phénomène d'émission de trous à un phénomène de capture d'électrons pendant le temps de montée. On observe alors un écartement plus ou moins important de l'instant de montée de la fonction de remplissage par rapport au temps  $t_{Vthm}$ . En revanche, même si cela n'est pas mis en évidence par la figure (III.12.a), à  $\sigma_p$  donné, une variation de  $\sigma_n$  n'engendre qu'une très faible variation du niveau d'énergie  $E_{em,h}$ .

##### ■ Lors de la descente du signal

Pour le temps de descente le raisonnement est identique et nous pouvons tirer les enseignements suivants. Une variation de  $\sigma_n$  entraîne une forte variation du niveau d'énergie  $E_{em,e}$  qui sépare le phénomène d'émission d'électrons de celui de capture de trous lors du vidage des pièges. Par contre, même si cela n'est pas mis en évidence à la figure (III.12.a), une variation de  $\sigma_p$  entraîne une très faible variation du niveau d'énergie  $E_{em,e}$ .

On peut aussi remarquer que le niveau d'énergie qui sépare l'émission d'électrons à l'équilibre et hors équilibre se situe à un niveau d'énergie supérieur ou égal au niveau  $E_i + q\Phi_F$  (niveau d'énergie atteint par le niveau de Fermi au temps  $t_{Vthd}$ ). Pour comprendre ce phénomène il faut se rappeler l'allure de la courbe  $\Psi_S(V_{GS})$  dont un exemple est donné à la figure (III.13). Cette figure montre que les variations du potentiel de surface (c'est-à-dire du niveau de Fermi à l'interface) sont plus grandes au voisinage de  $\Psi_S = 2\Phi_F$  (c'est-à-dire  $E_F = E_i + q\Phi_F$ ) qu'au voisinage de  $\Psi_S = 0$  (c'est-à-dire  $E_F = E_i - q\Phi_F$ ). Cela explique (à temps de montée et de descente identiques) que le passage du régime d'émission à l'équilibre au régime d'émission hors équilibre se fait plus tôt pendant le temps de descente (avant d'atteindre le temps  $t_{Vthd}$ ) que durant le temps de montée.



**Figure III.12.** Influence sur  $E_m$  de différents paramètres.  
**a.** Variations des sections de capture (indiquées en  $10^{-20}$  m<sup>2</sup>).  
**b.** Variations du temps de montée.  
**c.** Dopage de substrat égal à  $5 \times 10^{21}$  m<sup>-3</sup>.

Tous les paramètres non spécifiés de cette simulation sous "Mathcad" sont donnés à la figure (III.9)

### III.4.3.2. Influence des temps $t_m$ et $t_d$

La courbe (III.12.b) illustre l'évolution de la fonction d'occupation pour des temps de montée différents qui, pour des raisons d'échelle, seront choisis très proches pour la simulation. L'augmentation du temps de montée implique que les pièges peuvent se vider par émission de trous pendant un temps plus long, la conséquence directe étant une augmentation du niveau d'énergie  $E_{em,h}$ .

Notons que l'instant de passage du régime d'émission de trous à celui de la capture d'électrons s'écarte de l'instant  $t_{vthm}$ . Toutefois, cela n'entraîne qu'une faible variation du niveau  $E_{em,h}$ .

Ce raisonnement sur l'influence du temps de montée et bien sûr applicable au temps de descente.

### III.4.3.2. Influence du dopage du substrat

Pour étudier l'influence de la concentration  $N_A$  des impuretés de dopage dans le substrat, il faut comparer la figure (III.12.c), pour laquelle le niveau de dopage est de  $5 \times 10^{21} \text{ m}^{-3}$ , et la figure (III.9.e) où il est de  $2 \times 10^{23} \text{ m}^{-3}$  (tous les autres paramètres étant identiques). Cette variation du niveau de dopage produit une variation de  $\Phi_F$ , et donc une variation de l'évolution du niveau de Fermi au cours du temps. Il y a aussi une variation des temps  $t_{vFBm}$ ,  $t_{vthm}$ ,  $t_{vthd}$  et  $t_{vFBd}$ .

On constate que les niveaux  $E_{em,h}$  d'une part et  $E_{em,e}$  d'autre part des deux figures sont très proches malgré le facteur 40 entre les deux dopages. Les instants de transition entre émission à l'équilibre et hors équilibre ont lieu plus tôt (par rapport à  $t_{vFBm}$  et  $t_{vthd}$  respectivement pour l'émission de trous et l'émission d'électrons) à plus faible dopage. Le décalage résulte d'une réduction des densités en porteurs lorsque  $V_{GB}$  est égal à  $V_{FB}$  ou  $V_{th}$ .

Il faut donc retenir que le niveau d'énergie  $E_{em,h}$  (resp.  $E_{em,e}$ ) est fortement dépendant de la section de capture des trous (resp. de capture des électrons) et du temps de montée (resp. temps de descente) du signal de grille. Par contre les deux niveaux d'énergie  $E_{em,e}$  et  $E_{em,h}$  sont faiblement dépendants des variations de  $N_A$ .

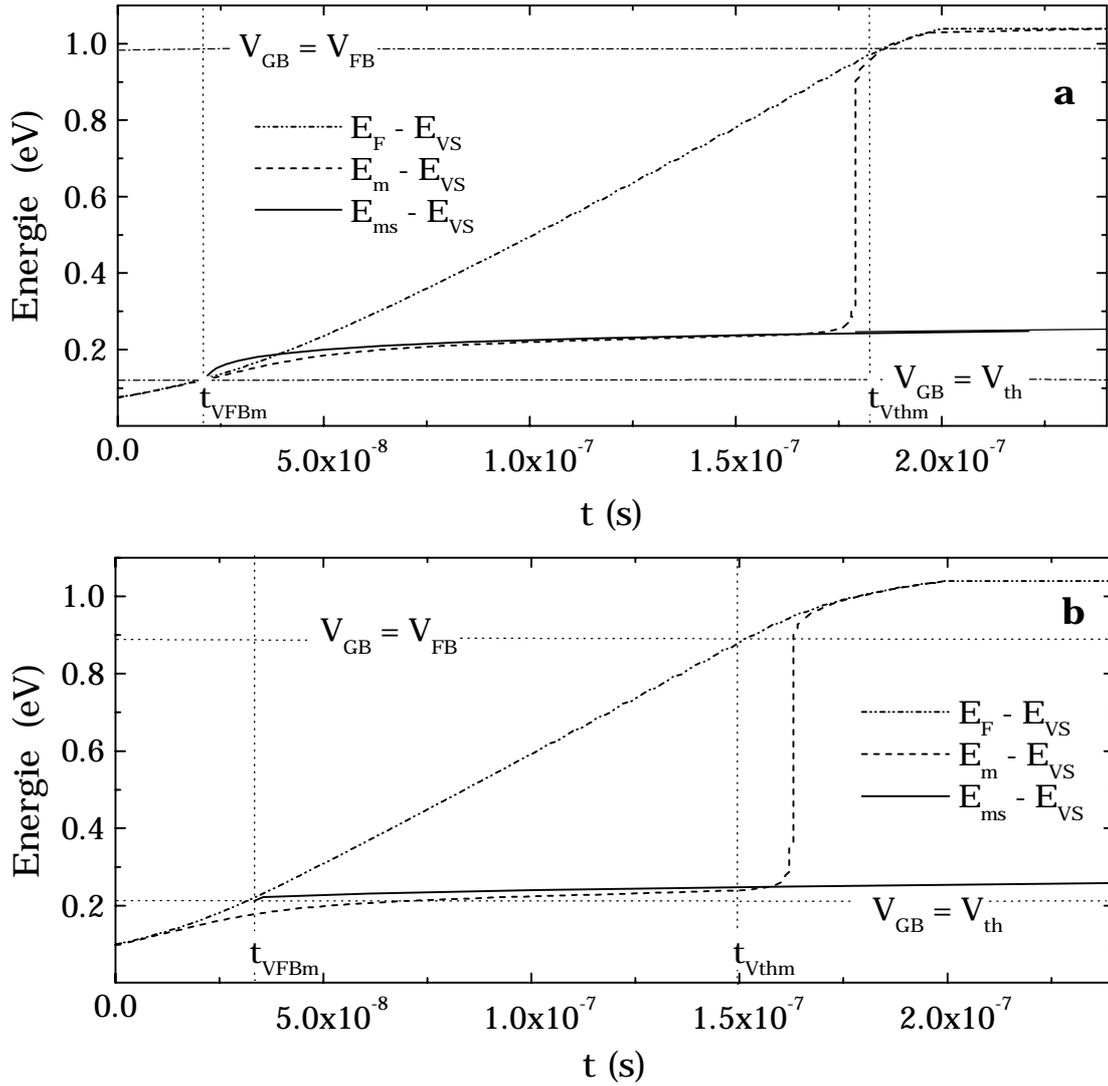
### III.4.4. Expression de $E_{ms}(t)$

A partir de l'équation (III.29), il n'est pas possible d'obtenir une forme analytique de la fonction de remplissage  $E_m(t)$ . Nous proposons ici de déterminer la fonction de remplissage durant certaines parties du signal de grille en introduisant quelques simplifications. Cette nouvelle fonction est appelée "fonction de remplissage simplifiée" et on la note  $E_{ms}$ .

Jusqu'à présent nous avons pris en compte tous les termes d'émission et de capture pour déterminer l'évolution de la probabilité d'occupation. Pour le régime d'émission de trous hors équilibre, on peut faire l'hypothèse que tous les autres phénomènes de capture ou d'émission sont négligeables ce qui revient à ne prendre en compte que le terme  $e_p$  de l'équation (III.29) :

$$\frac{df_t(t, E_t)}{dt} = e_p(1 - f_t) \quad (\text{III.33})$$

Pour résoudre cette équation différentielle, nous supposons que l'instant  $t_{vFBm}$  correspond effectivement au début du régime d'émission hors équilibre (changement d'origine des temps) en estimant que l'erreur introduite reste faible.



**Figure III.13.** Evolution du niveau de Fermi  $E_F$ , de la fonction de remplissage  $E_m$  et de la fonction de remplissage simplifiée  $E_{ms}$ .  
**a.** Pour  $N_A = 2 \times 10^{23} \text{ m}^{-3}$ .  
**b.** Pour  $N_A = 5 \times 10^{21} \text{ m}^{-3}$ .

Les paramètres de la structure MOS et du signal appliqué sur la grille choisis pour la simulation sous "Mathcad" sont donnés à la figure (III.9) sauf pour le temps de montée :  $t_m = 200 \text{ ns}$ .

La solution générale de l'équation (III.33) est :

$$f_t(t, E_t) = C_1 \exp(-e_p t) + C_2 \exp(e_p t) + 1 \tag{III.34}$$

En utilisant les conditions aux limites suivantes :

$$\left\{ \begin{aligned} f_t(0, E_t) = f_{t0} &= \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{E_t - E_{Facc}}{kT}\right)} \end{aligned} \right. \tag{III.35.a}$$

$$f_t(\infty, E_t) = 1 \tag{III.35.b}$$

la probabilité d'occupation devient :

$$f_t(t, E_t) = \left[ \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{E_t - E_{Facc}}{kT}\right)} - 1 \right] \exp(-e_p t) + 1 \quad (III.36)$$

où  $E_{Facc} = E_i - q\Phi_F$  correspond à la transition entre régime d'accumulation et régime de désertion.

Pour déterminer l'expression de la fonction d'occupation, il faut trouver pour quels temps la probabilité d'occupation  $f_t$  devient égale à 1/2 ( $E_t = E_{ms}$ ). Nous devons donc résoudre le système suivant où  $E_{ms}$  ( $E_m$  simplifié) remplace  $E_t$  :

$$\left[ \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{E_{ms} - E_{Facc}}{kT}\right)} - 1 \right] \exp(-e_p t) + 1 = \frac{1}{2} \quad (III.37)$$

Le développement de l'équation (III.37) dans laquelle on remplace  $e_p$  par son expression (équation (III.13)) permet d'écrire :

$$t = -\frac{1}{\sigma_p v_{th} n_i} \exp\left(\frac{E_{ms} - E_i}{kT}\right) \left[ \ln\left(\frac{1}{2}\right) + \ln\left(1 + \exp\left(\frac{E_{Facc} - E_{ms}}{kT}\right)\right) \right] \quad (III.38)$$

La figure (III.13.a et b) donne un exemple de fonction d'occupation avec ou sans approximation pour un dopage de substrat égal respectivement à  $2 \times 10^{23} \text{ m}^{-3}$  et  $5 \times 10^{21} \text{ m}^{-3}$ . On constate, à la figure (III.13.a), que pour  $t = t_{vFBm}$  l'évolution de  $E_{ms}$  est plus rapide que  $E_m$ . En fait, aux alentours de ce temps, la concentration en trous à l'interface n'est pas négligeable et il y a toujours une capture de trous qui tend à équilibrer l'émission de trous. Rappelons que nous n'avons pas tenu compte de cette capture pour le calcul de la fonction d'occupation simplifiée  $E_{ms}$ .

L'équation (III.38) ne présente pas de solution analytique permettant d'exprimer  $E_{ms}$  en fonction du temps. Par contre, un développement limité du logarithme ( $\ln(1 + x) = x$  pour  $x \rightarrow \infty$ ) contenant  $E_{ms}$  donne :

$$t = -\frac{1}{\sigma_p v_{th} n_i} \exp\left(\frac{E_{ms} - E_i}{kT}\right) \left[ \ln\left(\frac{1}{2}\right) + \exp\left(\frac{E_{Facc} - E_{ms}}{kT}\right) \right] \quad (III.39)$$

En développant l'équation (III.39) et en rappelant que  $E_{Facc} = E_i - \Phi_F$ , on arrive à l'expression de la fonction d'occupation simplifiée :

$$E_{ms} = E_i + kT \ln \left\{ \frac{1}{\ln(2)} \left[ \sigma_p v_{th} n_i t + \exp\left(-\frac{\Phi_F}{kT}\right) \right] \right\} \quad (III.40)$$

Pour l'émission d'électrons en régime hors équilibre nous obtenons de façon similaire :

$$E_{ms} = E_i - kT \ln \left\{ \frac{1}{\ln(2)} \left[ \sigma_n v_{th} n_i t + \exp\left(-\frac{\Phi_F}{kT}\right) \right] \right\} \quad (III.41)$$

En faisant l'hypothèse que ce régime d'émission commence à  $t_{V_{thd}}$  ( $E_{Finv} = E_i + q\Phi_F$ ) et en prenant ce temps comme point d'origine pour les calculs.

Nous définissons deux temps supplémentaires :

- $t_{em,h}$  : temps durant lequel l'émission des trous se fait hors équilibre
- $t_{em,e}$  : temps durant lequel l'émission des électrons se fait hors équilibre

Cette notation permet d'exprimer les niveaux d'énergie indiquant le passage émission de trous/capture d'électrons et le passage émission d'électrons/capture de trous :

$$E_{em,h} = E_i + kT \ln \left\{ \frac{1}{\ln(2)} \left[ \sigma_p v_{th} n_i t_{em,h} + \exp\left(-\frac{\Phi_F}{kT}\right) \right] \right\} \quad (III.42)$$

$$E_{em,e} = E_i - kT \ln \left\{ \frac{1}{\ln(2)} \left[ \sigma_n v_{th} n_i t_{em,e} + \exp\left(-\frac{\Phi_F}{kT}\right) \right] \right\} \quad (III.43)$$

Le calcul des expressions de  $E_{em,e}$  et  $E_{em,h}$  a été mené par Groeseneken [Groeseneken'84] en se basant sur l'expression de  $E_m(t)$  trouvée par Simmons [Simmons'73b] mais d'une manière assez compliquée (voir annexe A). Par contre, les développements limités utilisés permettent d'obtenir des expressions similaires aux équations (III.42) et (III.43) mais sans le terme  $\ln(2)$ .

### III.4.5. Expression du courant pompé

Les expressions de  $E_{em,e}$  et  $E_{em,h}$  étant établies, il est possible d'exprimer l'intensité du courant pompé pour les trois différentes formes de signaux couramment utilisées.

Comme nous l'avons remarqué dans la section III.4.3, les niveaux d'énergie  $E_{em,e}$  et  $E_{em,h}$  dépendent des sections de capture et des temps de montée ou de descente à travers les temps  $t_{em,h}$  et  $t_{em,e}$ , mais dépendent faiblement du dopage du substrat. Cette remarque permet une simplification des équations (III.42) et (III.43) :

$$E_{em,h} = E_i + kT \ln \left[ \frac{1}{\ln(2)} \sigma_p v_{th} n_i t_{em,h} \right] \quad (III.44)$$

$$E_{em,e} = E_i - kT \ln \left[ \frac{1}{\ln(2)} \sigma_n v_{th} n_i t_{em,e} \right] \quad (III.45)$$

La différence entre ces deux énergies s'exprime par :

$$E_{em,h} - E_{em,e} = 2kT \ln \left[ \frac{\sqrt{\sigma_n \sigma_p} v_{th} n_i}{\ln(2)} \sqrt{t_{em,h} t_{em,e}} \right] \quad (III.46)$$

### III.4.5.1. Cas d'un signal trapézoïdal

En accord avec la supposition faite précédemment sur la durée de l'émission des électrons et des trous hors équilibre, on peut écrire dans le cas d'un signal de forme trapézoïdale [Groeseneken'84] :

$$t_{em,h} = \frac{V_{FB} - V_{th}}{V_{GBh} - V_{GBl}} t_m \quad (III.47)$$

$$t_{em,e} = \frac{V_{FB} - V_{th}}{V_{GBh} - V_{GBl}} t_d \quad (III.48)$$

Les équations (III.24), (III.46), (III.47) et (III.48) permettent d'écrire l'expression du courant pompé dans le cas d'un signal trapézoïdal :

$$I_{cp} = 2qkTA_{eff} F_P D_{it} \ln \left[ \frac{\sqrt{\sigma_n \sigma_p} v_{th} n_i}{\ln(2)} \frac{V_{FB} - V_{th}}{V_{GBh} - V_{GBl}} \sqrt{t_m t_d} \right] \quad (III.49)$$

Le calcul du courant pompé (valeur moyenne de  $I_{cp}(t)$ ) correspondant à la figure (III.11.c) donne -130 nA et la valeur trouvée avec l'équation (III.49) est -132 nA. Si on omet le terme  $\ln(2)$  le courant trouvé est de -136 nA. Dans tous les cas ces trois valeurs sont assez proches ce qui signifie que l'approche exposée est justifiée et que le terme  $\ln(2)$  n'a pas une importance cruciale dans ce calcul mais donne toutefois une valeur plus précise du courant pompé.

Cette différence entre le calcul complet et la méthode de Groeseneken (pas de terme  $\ln(2)$ ) [Groeseneken'84] confirme les résultats obtenus par Ghibaudo [Ghibaudo'88].

A noter que pour le dopage égal à  $5 \times 10^{21} \text{ m}^{-3}$  (figure (III.12.c)) on obtient -131 nA et avec l'équation (III.49), -136 nA ce qui confirme la faible influence du dopage sur l'amplitude du courant pompé.

A noter que le cas particulier du signal carré est traité en Annexe B.

### III.4.5.2. Cas d'un signal triangulaire

Pour un signal de forme triangulaire, on écrit [Groeseneken'84] :

$$t_{em,h} = \frac{V_{FB} - V_{th}}{V_{GBh} - V_{GBl}} t_m = \frac{V_{FB} - V_{th}}{V_{GBh} - V_{GBl}} \frac{\alpha}{F_P} \quad (III.50)$$

$$t_{em,e} = \frac{V_{FB} - V_{th}}{V_{GBh} - V_{GBl}} t_d = \frac{V_{FB} - V_{th}}{V_{GBh} - V_{GBl}} \frac{1 - \alpha}{F_P} \quad (III.51)$$

où  $\alpha$  représente le rapport cyclique du signal de grille et  $F_P$  la fréquence du signal de grille.

Le courant pompé prend alors comme expression :

$$I_{cp} = 2qkTA_{eff} F_P D_{it} \ln \left[ \frac{\sqrt{\sigma_n \sigma_p} v_{th} n_i}{\ln(2)} \frac{V_{FB} - V_{th}}{V_{GBh} - V_{GBl}} \frac{1}{F_P} \sqrt{\alpha(1 - \alpha)} \right] \quad (III.52)$$

### III.4.5.2. Cas d'un signal sinusoïdal

Dans le cas d'un signal sinusoïdal, les temps d'émission hors équilibre sont identiques et s'écrivent [Autran'96] :

$$t_{em,e} = t_{em,h} = \frac{Z}{2\pi F_P} \quad (III.53)$$

avec :

$$Z = \sin^{-1}\left(\frac{2|V_{FB} - V_0|}{V_{GBh} - V_{GBl}}\right) + \sin^{-1}\left(\frac{2|V_0 - V_{th}|}{V_{GBh} - V_{GBl}}\right) \quad (III.54)$$

$V_0$  représente la valeur moyenne du signal sinusoïdal.

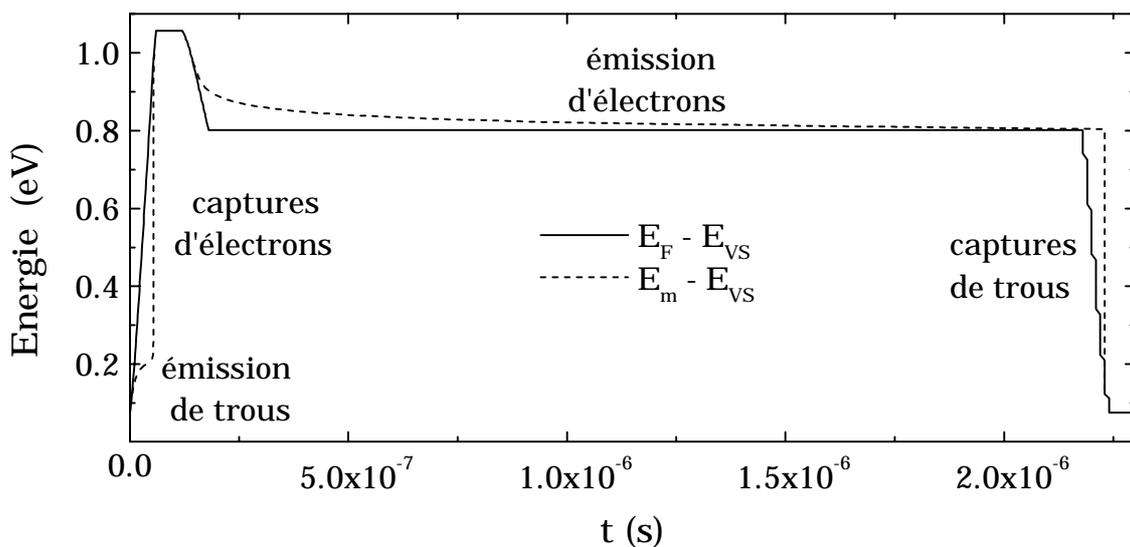
L'expression du courant pompé devient :

$$I_{cp} = 2qkTA_{eff} F_P D_{it} \ln \left[ \frac{\sqrt{\sigma_n \sigma_p} v_{th} n_i Z}{2 \ln(2) \pi F_P} \right] \quad (III.55)$$

## III.5. Application au pompage de charge à trois niveaux

En nous basant sur l'étude menée précédemment, c'est-à-dire sur l'évolution de la probabilité d'occupation  $f_t(t, E_i)$  nous pouvons présenter l'évolution du remplissage des pièges ainsi que le courant pompé dynamique.

### III.5.1. Simulation de la fonction de remplissage et du courant dynamique



**Figure III.14.** Simulation de l'évolution du niveau de Fermi  $E_F$  et de la fonction de remplissage  $E_m$  pour un signal à trois niveaux.

Les paramètres utilisés pour la simulation sous "Mathcad" sont :  $V_{GBh} = 0.2$  V,  $V_{GBl} = -1.1$  V,  $V_3 = -0.2$  V,  $t_m = t_h = t_{d3} = t_d = t_l = 60$  ns,  $t_3 = 2$   $\mu$ s,  $\Phi_F = 0.42$  eV,  $V_{FB} = -1$  V.  $\sigma_n = \sigma_p = 2 \times 10^{-20}$  m<sup>2</sup>

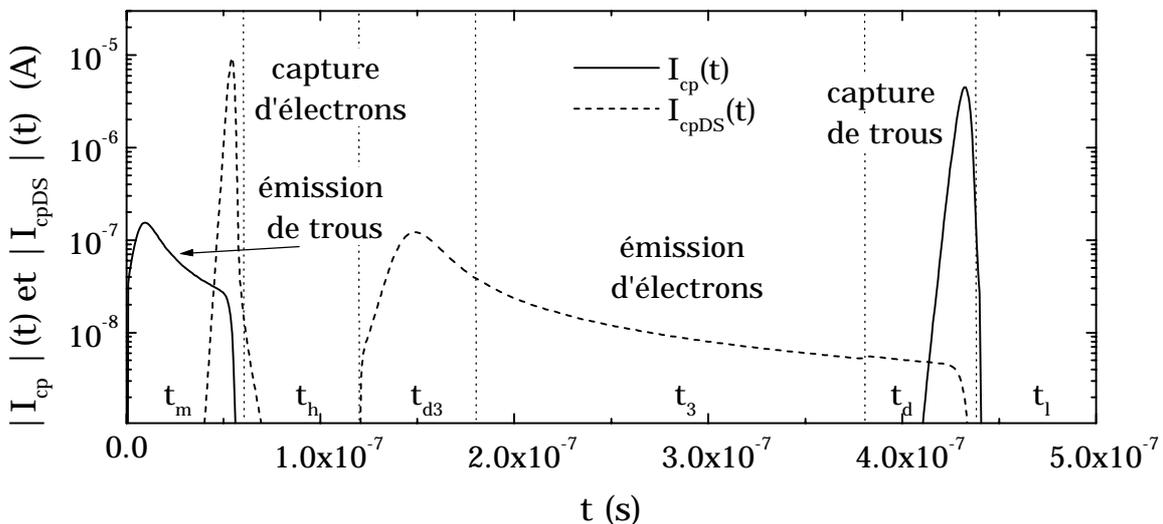
La figure (III.14) donne une simulation numérique de l'évolution du niveau de Fermi  $E_F$  et de la fonction de remplissage  $E_m$  pour un signal de grille à trois niveaux. Le remplissage des pièges se fait par émission de trous à l'équilibre et hors équilibre puis par capture d'électrons (brusque montée de  $E_m$ ) pendant le temps de montée du signal. La polarisation  $V_{GBh}$  est suffisamment forte (inversion forte) et les sections de capture suffisamment grandes pour que  $E_m$  ait rejoint  $E_F$  avant le palier haut et donc le début de la descente du signal.

Pendant le temps  $t_{d3}$  et  $t_3$  (long palier), les pièges se vident par émission d'électrons. A la fin du temps  $t_3$ ,  $E_m$  devient égal à  $E_F$  ce qui est le but recherché puis la structure bascule en régime d'accumulation et les pièges situés en dessous de  $E_3$  se vident par capture de trous (chute brutale de  $E_m$ ).

Les premières simulations de la fonction de remplissage des états d'interface ont été réalisées par Ghibaudo et Saks en 1989 [Ghibaudo'89] avec l'approximation d'un continuum d'états d'interface. Ce travail a ensuite été repris par Ancona et Saks [Ancona'92] en ajoutant l'influence des états d'interface sur le potentiel de surface et donc l'évolution du niveau de Fermi ce qui leur a permis de mettre en évidence un "effet d'overshoot" dont nous ne tenons pas compte pour nos simulations.

La figure (IV.15) présente une simulation du courant pompé dynamique,  $I_{cp}(t)$ , ainsi que le courant passant par les zones de drain et de source,  $I_{cpDS}(t)$ .

Les paramètres choisis pour la simulation sont ceux de la figure (IV.14) sauf pour le temps  $t_3$  que nous avons pris beaucoup plus court. Cette diminution de la durée du palier intermédiaire met en évidence la contribution des différentes émissions et captures de porteurs aux deux courants. L'échelle semi-logarithmique est utilisée en raison de la faible amplitude des courants d'émission d'électrons et de trous (par rapport à ceux de capture) et surtout pour faire ressortir la durée de l'émission d'électrons (paliers  $t_{d3}$  et  $t_3$ ).



**Figure III.15.** Simulation du courant pompé dynamique  $I_{cp}(t)$  et  $I_{cpDS}(t)$  pour un signal de grille à trois niveaux.

Les paramètres utilisés pour cette simulation sous "Mathcad" sont ceux de la figure (III.14) mais avec  $t_3 = 200$  ns.

### III.5.2. Influence du palier $t_3$ sur la charge pompée

Nous avons vu à la section III.3.3. que pour un niveau d'énergie  $E_3$  donné, il faut que le temps  $t_3$  soit suffisamment long pour que la fonction de remplissage  $E_m$  rejoigne le niveau de Fermi  $E_F$ .

Nous avons simulé (figure (III.16)) la réponse en charge pompée  $Q_{cp}(t_3)$  pour deux niveaux d'énergie (de pièges) dans la bande interdite. Sur ces courbes, nous distinguons deux parties :

- Si  $t_3$  est trop court la charge pompée est trop importante ( $E_{em,e}$  prend la place de  $E_3$ ) et elle croît lorsque  $t_3$  décroît.
- Si  $t_3$  est suffisamment long, la charge pompée ne varie plus. Nous expliquons cette réponse en comparant les courants et les charges pour des périodes légèrement différentes : à une période  $T_P$  correspond le courant  $I_{cp1}$  qui donne comme charge pompée  $Q_{cp1} = I_{cp1}T_P$ . A une période  $T_P + \Delta T_P$  correspond le courant pompé  $I_{cp2} = I_{cp1}T_P/(T_P + \Delta T_P)$  qui donne comme charge pompée  $Q_{cp2} = I_{cp2}(T_P + \Delta T_P) = Q_{cp1}$ .

Admettons que la fonction de remplissage  $E_m$  rejoigne le niveau d'énergie  $E_3$  à la fin du temps  $t_3$ , et supposons que les temps  $t_{d3}$  et  $t_{m3}$  (temps entre le niveau bas et le niveau intermédiaire pour le signal de grille complémentaire) soient très inférieurs au temps  $t_3$ , ils peuvent ainsi être négligés. Dans le cas d'une modulation du niveau d'émission des électrons, l'équation (III.39) permet d'écrire :

$$t_3 = -\frac{1}{\sigma_n v_{th} n_i} \exp\left(\frac{E_i - E_3}{kT}\right) \left[ \ln\left(\frac{1}{2}\right) + \exp\left(\frac{E_3 - E_{Finv}}{kT}\right) \right] \quad (III.56)$$

et dans le cas d'une modulation du niveau d'émission des trous, on obtient :

$$t_3 = -\frac{1}{\sigma_p v_{th} n_i} \exp\left(\frac{E_3 - E_i}{kT}\right) \left[ \ln\left(\frac{1}{2}\right) + \exp\left(\frac{E_{Facc} - E_3}{kT}\right) \right] \quad (III.57)$$

en rappelant que  $E_{Facc} = E_i - q\Phi_F$  et  $E_{Finv} = E_i + q\Phi_F$ .

Rappelons que ces relations ont été déterminées dans l'hypothèse de sections de capture constantes dans la bande interdite du semi-conducteur. Une répartition énergétique des sections de capture va affecter la forme de  $E_m(t)$  mais dans tous les cas la charge pompée va saturer lorsque la fonction d'occupation aura atteint le niveau  $E_3$  (niveau dont on veut déterminer la section de capture des électrons ou des trous) ce qui revient à prendre les sections de capture constantes.

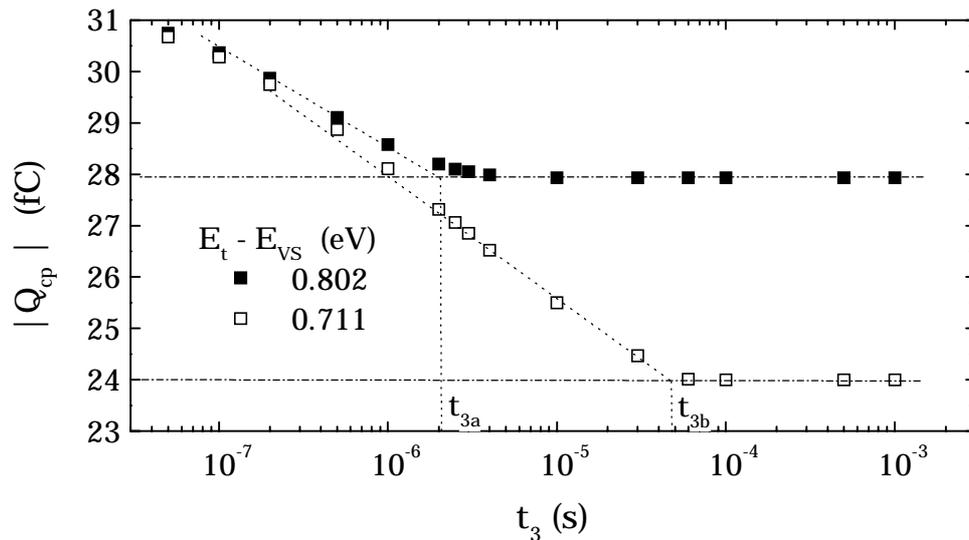
Dans le cas où  $E_{Facc}$  est inférieur et  $E_{Finv}$  supérieur de quelques  $kT$  à  $E_3$ , les équations (III.56) et (III.57) mènent à :

$$\sigma_n(E_3) = -\ln\left(\frac{1}{2}\right) \frac{1}{t_3 v_{th} n_i} \exp\left(\frac{E_i - E_3}{kT}\right) \quad (III.58)$$

$$\sigma_p(E_3) = -\ln\left(\frac{1}{2}\right) \frac{1}{t_3 v_{th} n_i} \exp\left(\frac{E_3 - E_i}{kT}\right) \quad (III.59)$$

A la figure (III.16) sont indiqués les temps  $t_{3a}$  et  $t_{3b}$  déterminés avec l'équation (III.56) pour les énergies  $E_{3a} = 0.802$  eV et  $E_{3b} = 0.585$  eV en prenant une section de capture des électrons de  $2 \times 10^{-20}$  m<sup>2</sup> constante dans la bande interdite. Nous constatons que l'intersection entre la droite correspondant au plateau et celle de la partie descendante donne les temps  $t_{3a}$  et  $t_{3b}$ .

Il est cependant bon de noter que l'estimation de cette dernière droite est très approximative et que cela peut entraîner une erreur non négligeable sur l'estimation des sections de capture. Nous pouvons aussi remarquer que l'intersection est proche du plateau ce qui peut aider lors de cette estimation.



**Figure III.16.** Courbes simulées de la charge pompée théorique en fonction de  $t_3$  pour deux niveaux d'énergie  $E_3$ .

Les paramètres utilisés pour la simulation sous "Mathcad" sont ceux de la figure (III.14).

### III.6. Piège unique et pompage de charge (canaux courts)

L'amélioration de la qualité des transistors MOS engendre un nombre de pièges de plus en plus petit à l'interface Si/isolant. De plus, la diminution permanente de la taille des transistors, réduit le nombre de sites actifs par composant : par exemple, un transistor ayant une surface de  $0.2 \times 0.2$  μm<sup>2</sup> et une densité d'états de  $5 \times 10^9$  eV<sup>-1</sup>cm<sup>-2</sup> n'aura que 2 pièges à son interface. Les effets de ce nombre réduit ont surtout été étudiés par mesure de bruit au niveau du courant de drain. Le piégeage et le dépiégeage d'électrons du canal fait apparaître des sauts dans le courant (saut de conductivité) d'où le nom RTS (Random Telegraph Signal) qui lui a été attribué. L'étude des transitions entre niveaux haut et bas permet de déterminer les sections de capture des pièges. L'étude par pompage de charge des pièges uniques n'a par contre pas fait l'objet de recherches aussi approfondies que pour le bruit même s'il existe des travaux qui corrélaient pompage de charge et bruit RTS [Pierunek'98].

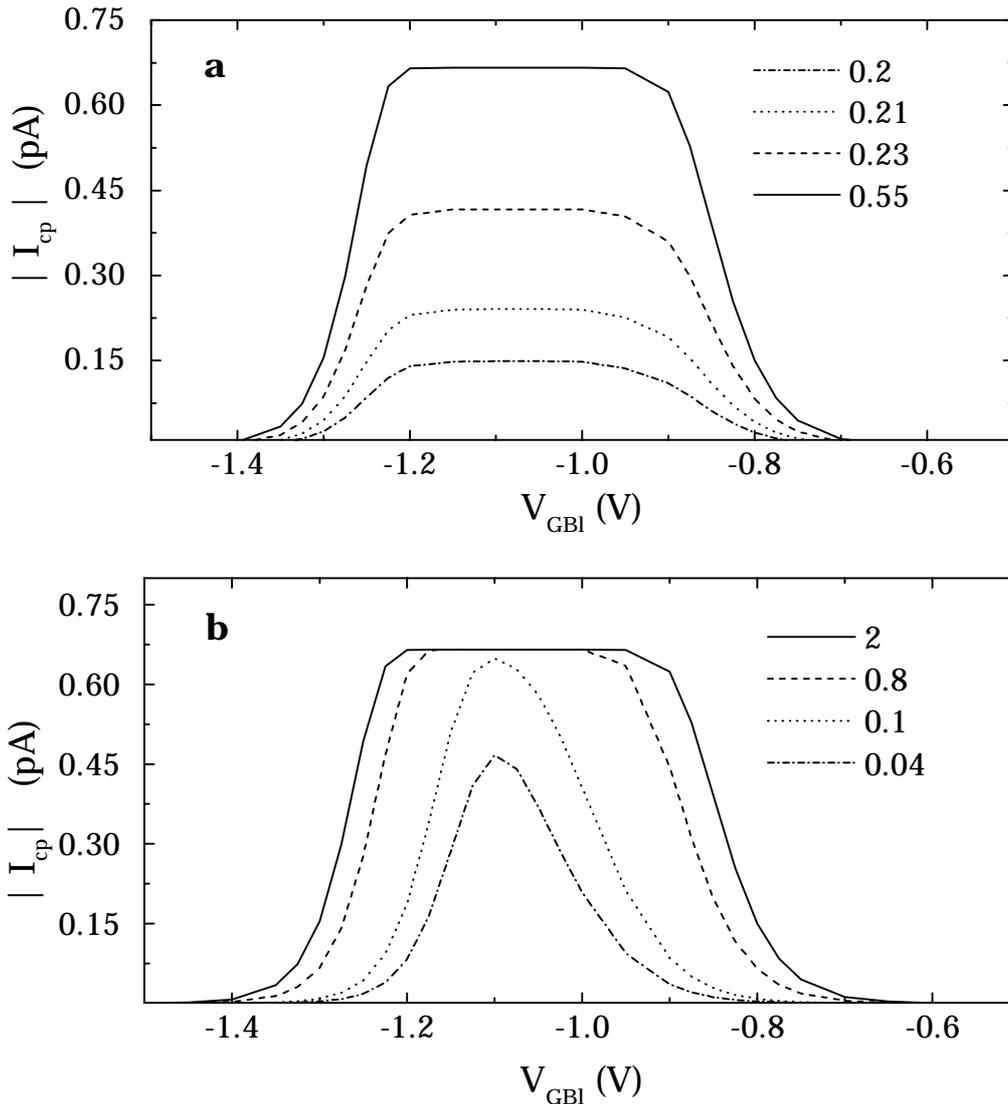
Puisque nous considérons l'évolution de l'occupation de chaque niveau d'énergie des pièges, il devient intéressant de simuler la réponse d'un seul piège à un signal de grille. Dans ce paragraphe nous proposons une simulation de la réponse d'un seul piège au pompage de charge en fonction de son niveau d'énergie dans la bande interdite et de ses sections de capture. La réduction de la longueur du canal s'accompagne aussi d'une non uniformité du dopage notamment en raison des zones LDD (Low Doped Drain), ce qui permet de diminuer les résistances d'accès. Aussi, nous avons simulé la réponse de plusieurs pièges situés à des endroits du canal dopés différemment

### III.6.1. Pompage de charge pour la présence d'un seul piège à l'interface

Les simulations que nous présentons utilisent toujours la résolution de l'équation (III.29) mais cette fois en ne considérant qu'un seul niveau d'énergie pour les pièges. Le courant pompé dynamique obtenu pour la contribution d'un seul piège situé au niveau d'énergie  $E_t$  est donné par la relation suivante ne faisant pas intervenir la notion de surface du transistor :

$$I_{cp}(t) = q[e_p(1 - f_t(t)) - c_p P S f_t(t)] \quad (\text{III.60})$$

Notons que le courant pompé  $I_{cp}$ , mesuré au niveau du substrat, est la moyenne du courant  $I_{cp}(t)$ .



**Figure III.17.** Simulation sous "Mathcad" du courant pompé  $|I_{cp}(V_{GBI})|$  obtenu pour un transistor MOS présentant un seul piège à son interface :

**a.** Pour des valeurs différentes du niveau d'énergie du piège  $E_t$ .

**b.** Pour des sections effectives de capture variables, avec  $\sigma_n = \sigma_p$  indiquées en  $10^{-20} \text{ m}^2$ , et un piège situé au milieu de la bande interdite.

Sauf indication contraire, tous les paramètres utilisés pour la simulation sont ceux de la figure (III.9).

La figure (III.17.a) donne les courbes  $I_{cp}(V_{GBI})$  obtenues pour des pièges situés à différents niveaux d'énergie dans la bande interdite. Les paramètres de la simulation (signal de grille, composant) sont ceux de la figure (III.9) mais avec  $\Delta V_{GB}$  constant et  $V_{GBI}$  variable.

Un piège situé au milieu de la bande interdite contribue pleinement au courant pompé, lorsque la structure passe alternativement du régime d'inversion forte au régime d'accumulation. En effet, il se remplit uniquement par capture d'électrons et se vide uniquement par capture de trous comme l'indique la figure (III.9.e). Un piège situé au niveau d'énergie 0.2, 0.21 ou 0.23 eV ne contribue pas pleinement au courant pompé car il se situe près du niveau  $E_{em,h}$ . Ainsi il se remplit (en probabilité) en partie par émission de trous et capture d'électrons mais il se vide uniquement par capture de trous. Donc l'amplitude maximum du courant pompé est plus faible que celle obtenue pour un piège situé au niveau d'énergie  $E_i$ . Ce raisonnement est aussi valable pour les pièges situés autour du niveau d'énergie  $E_{em,e}$ . La hauteur du plateau de la courbe  $I_{cp}(V_{GBI})$  donne donc une indication sur le niveau énergétique du piège.

Il est bon de remarquer la faible amplitude du courant pompé maximum qui est inférieure au pico ampère malgré une fréquence de signal de 4.2 MHz. D'aussi faibles courants nécessitent donc de faire une moyenne sur plusieurs mesures avant de tracer un point. De plus, à de telles fréquences, les signaux de forme trapézoïdale ou triangulaire peuvent être déformés. Il est alors préférable d'utiliser un signal de forme sinusoïdale.

La figure (III.17.b) donne la réponse d'un piège situé en milieu de bande interdite mais avec des sections de capture d'électrons et de trous variables. Afin de simplifier l'étude, ces deux sections seront supposées égales. On constate que la diminution des sections de capture fait peu à peu disparaître le plateau de la courbe en cloche, puis le maximum du courant pompé diminue. Pour comprendre cet effet, il faut étudier plus profondément l'évolution de la probabilité  $f_t$  au cours du temps.

### III.6.2. Evolution de $f_t$ sur plusieurs cycle du signal de grille

La figure (III.18.a) donne l'évolution de la probabilité  $f_t$  sur deux cycles du signal de grille pour deux valeurs de section de capture (avec toujours  $\sigma_n = \sigma_p$ ). Pour la section de capture égale à  $0.8 \times 10^{-20} \text{ m}^2$ ,  $f_t$  oscille entre 0 et 1 et les deux cycles de  $f_t$  sont identiques. Donc le piège est occupé (en probabilité) durant le niveau haut du signal et vide pendant le niveau bas du signal. Ce régime s'établit dès le premier cycle.

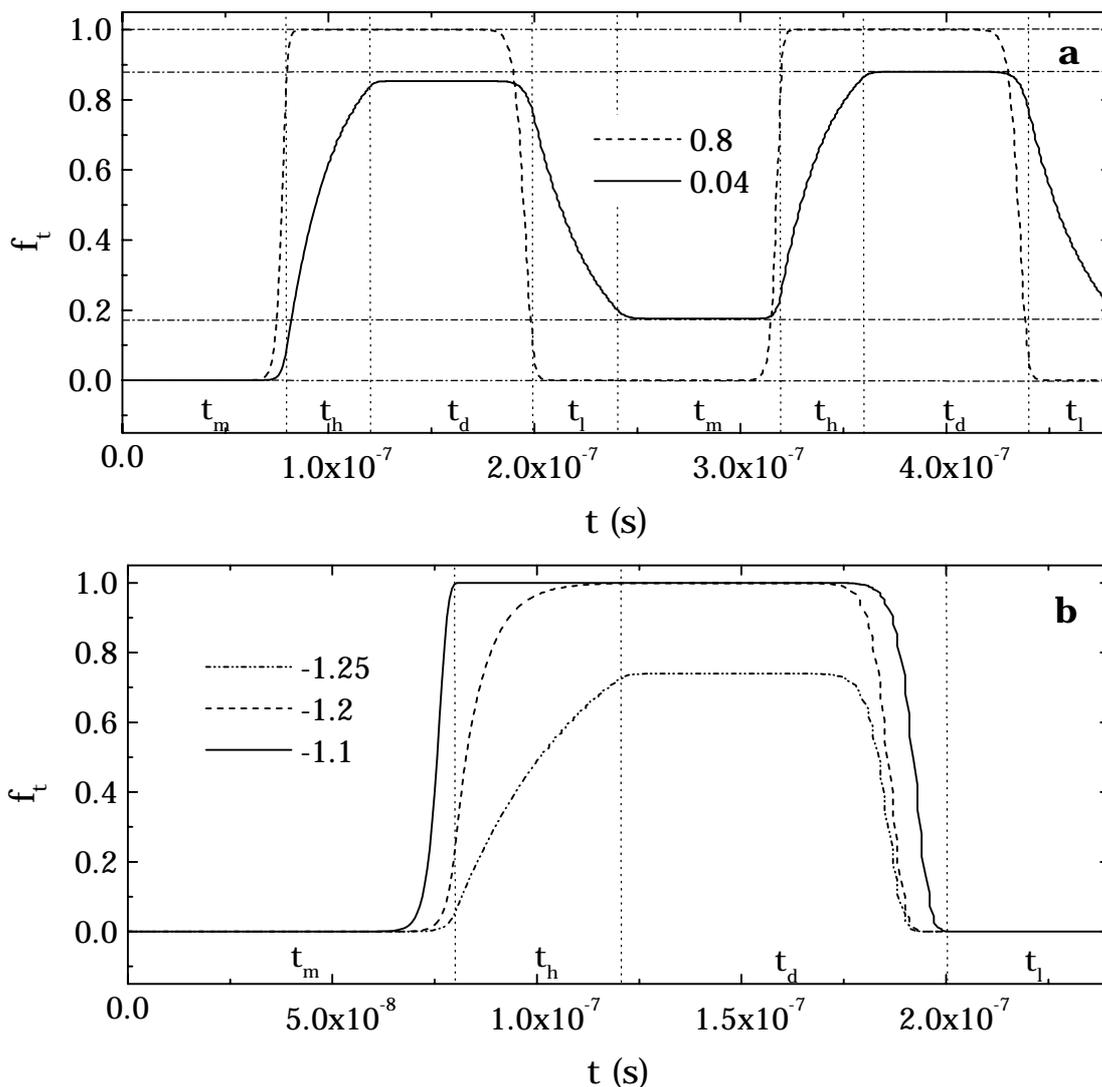
En revanche, avec une section de capture égale à  $0.04 \times 10^{-20} \text{ m}^2$ , le piège n'est pas rempli entièrement (en probabilité) à la fin du niveau haut du signal de grille ( $t_h$ ) et n'a pas le temps de se vider entièrement avant la fin du niveau bas  $t_l$ . Le début du second cycle de  $f_t$  commence donc avec une condition initiale différente de celle du premier. Il apparaît donc un régime transitoire sur plusieurs cycles (deux à trois) du signal de grille avant l'établissement d'un régime permanent qui permet de déterminer le courant pompé. Ce régime permanent a été implicitement utilisé pour les simulations présentées au paragraphe III.4 et à l'annexe B (pompage de charge : cas du signal carré) par l'introduction des quantités  $f_{tmax}$  et  $f_{tmin}$ .

Il est aussi important de noter que la variation de la probabilité d'occupation  $f_t$  est à présent inférieure à 1 d'où la diminution du courant pompé. Pour éviter ce phénomène, il faut augmenter la durée des paliers haut et bas mais cela implique une diminution de la fréquence du signal de grille et donc une chute de l'amplitude du courant pompé. Il est aussi possible d'augmenter l'amplitude du signal de grille afin d'augmenter le nombre d'électrons présents à l'interface en régime d'inversion forte et de trous en régime d'accumulation ce qui accroît les probabilités de capture. Les valeurs maximales des tensions appliquées doivent rester

compatibles avec la taille des transistors MOS : les épaisseurs d'isolants sont très minces et ils peuvent être claqués facilement.

Nous allons à présent étudier l'évolution de la probabilité d'occupation d'un niveau de piège lorsque la tension de grille ne balaye pas la structure du régime d'accumulation au régime d'inversion forte.

Rappelons que le transistor MOS utilisé pour les simulations a toujours une tension de bandes plates égale à  $-1$  V et la tension  $V_{th}$  est de  $0.132$  V. Comme le montre la figure (III.18.b), lorsque la tension  $V_{GBI}$  est de  $-1.1$  V (inférieure à  $V_{FB}$ ) c'est-à-dire pour  $V_{GBI} = 0.2$  V  $>$   $V_{th}$ , le piège passe avant le temps  $t_h$  de l'état vide à l'état plein par capture d'électron, la structure étant en inversion forte.



**Figure III.18.a.** Exemple de régimes transitoires de la probabilité d'occupation des états pour deux sections de capture différentes (données en  $10^{-20} \text{ m}^2$ ). **b.** Variation de la probabilité d'occupation pour un piège situé au milieu de la bande interdite du semi-conducteur. Les trois courbes correspondent à des tensions  $V_{GBI}$  différentes (indiquées en V).

L'amplitude du signal de grille est de  $1.3$  V. Sauf indication contraire, tous les paramètres utilisés pour cette simulation sous "Mathcad" sont ceux de la figure (III.9).

Par contre, lorsque  $V_{GBI} = -1.2$  V, la structure ne passe plus en régime d'inversion forte. On peut s'attendre, alors, à un courant pompé qui diminue fortement puisqu'il ne devrait plus y avoir de capture d'électrons. En fait, la figure (III.18.b) montre que le piège continue statistiquement à se remplir pendant le temps  $t_d$  et si ce temps est suffisamment long, la probabilité d'occupation devient égale à 1. Lorsque la structure repasse en régime d'accumulation, le piège se vide et sa contribution au courant pompé a été maximale. Ainsi la chute du courant pompé observée dans la partie inférieure (axe  $V_{GBI}$ ) ne peut pas correspondre à  $V_{GBh} = V_{th}$ .

La figure (III.18.b) donne aussi l'évolution de la probabilité  $f_t$  pour  $V_{GBI} = -1.25$  V. Cette fois le piège n'a pas le temps de se remplir et la contribution au courant pompé n'est pas maximale. Un raisonnement identique peut être fait pour  $V_{GBI} \approx V_{FB}$ . D'une manière générale et en considérant un continuum d'états d'interface, il est préférable de ne pas utiliser une courbe  $I_{cp}(V_{GBI})$  pour déterminer les tensions  $V_{FB}$  et  $V_{th}$ .

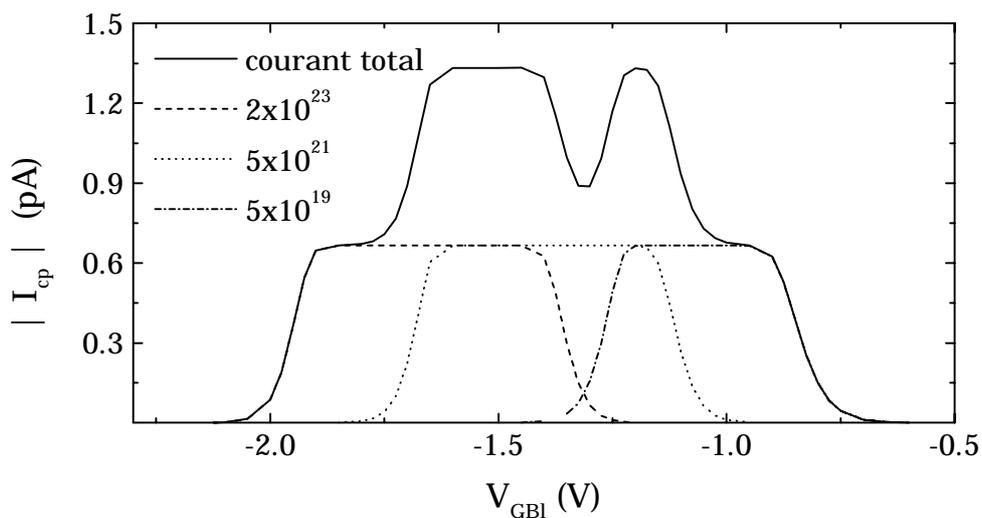
### III.6.3. Pompage de charge pour les canaux courts

Dans cette partie nous décrivons l'influence d'un dopage non uniforme le long du canal sur les courbes obtenues par pompage de charge. Pour cela nous allons simuler la caractéristique  $I_{cp}(V_{GBI})$  d'un transistor ayant trois états d'interface localisés à des niveaux de dopage différents mais à des niveaux énergétiques identiques dans la bande interdite du semi-conducteur. Le tableau (III.1) résume les différentes caractéristiques du transistor et des états d'interface. Une diminution du dopage entraîne une chute de  $V_{FB}$ . En effet, la différence entre les travaux de sortie du métal et du semi-conducteur s'écrit :

$$\Phi_{MS} = \Phi_M - \Phi_{SC} = (E_0 - E_{FM}) - (E_0 - E_{FSC}) \quad (III.61)$$

Une diminution de dopage diminue la quantité  $(E_0 - E_{FSC})$  (à travers le terme  $\Phi_F$ ) d'où une réduction de  $\Phi_{MS}$  et donc de la tension de bandes plates (voir l'équation (II.80)). Pour deux transistors ayant toutes leurs caractéristiques identiques excepté le dopage, on peut écrire :

$$V_{FB2} = V_{FB1} - (\Phi_{F1} - \Phi_{F2}) \quad (III.62)$$



**Figure III.19.** Simulation de la courbe  $|I_{cp}(V_{GBI})|$  pour un transistor MOS ayant trois états d'interface et un dopage non uniforme dans le canal.

Sauf pour la densité en dopant, indiquée en  $m^{-3}$ , tous les paramètres utilisés pour la simulation sont ceux de la figure (III.9).

	$N_A$ (m <sup>-3</sup> )	$\Phi_F$ (eV)	$V_{FB}$ (V)	$V_{th}$ (V)	$E_t$ (eV)	$\sigma_n = \sigma_p$ (m <sup>2</sup> )
piège 1	$2 \times 10^{23}$	0.42	-1	-0.13	0.55	$2 \times 10^{-20}$
piège 2	$5 \times 10^{21}$	0.33	-1.1	-0.3		
piège 3	$5 \times 10^{19}$	0.21	-1.21	-0.79		

**Tableau III.1.** *Résumé des caractéristiques du transistor et des trois états d'interface.*

Pour notre étude, le piège 1 sera choisi comme référence pour la tension de bande plate. La figure (III.19) montre la courbe pompée simulée pour une telle structure ainsi que la contribution de chaque piège.

Le décalage entre les courbes obtenues est dû aux variations de la tension de bandes plates. Le niveau énergétique des pièges (au milieu de la bande interdite) assure que leur contribution pourra être maximale pour le pompage de charge, ce qui explique que les plateaux des trois courbes soient au même niveau. En revanche, la durée du plateau est plus longue lorsque le dopage diminue. Cela vient du fait que l'excursion en tension de grille doit être plus faible pour faire basculer la structure de l'inversion forte à l'accumulation.

La courbe totale permet de visualiser ce qui peut être obtenu pour les transistors fortement sub-microniques. Une courbe correspondant à la réponse de deux états d'interface a été obtenue par Saks et Groeseneken en 1996 [Saks'96].

### III.7. Méthode d'extraction des paramètres

L'objectif de ce paragraphe est d'expliquer les principales méthodes de détermination de la densité des états d'interface et de leurs sections de capture.

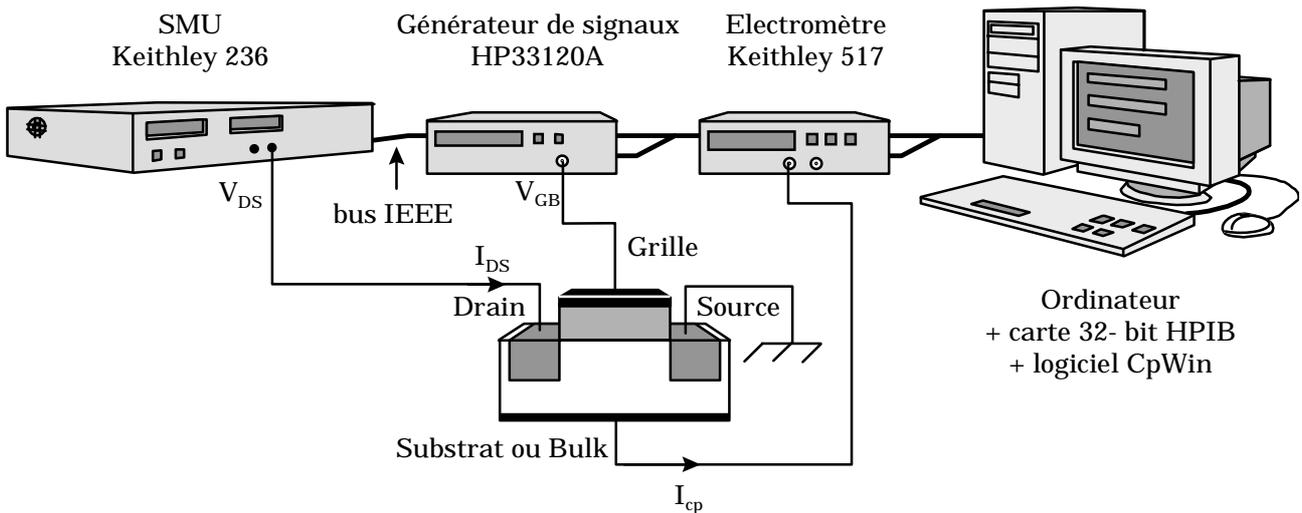
Nous commençons par l'utilisation du pompage de charge à deux niveaux avec la détermination de  $D_{it}$ , la densité moyenne des pièges ainsi que de la moyenne géométrique des sections de capture des porteurs. Nous nous intéressons aussi à l'influence du courant tunnel entre la grille et le substrat, sur le pompage de charge.

Nous passons ensuite à la détermination de la distribution énergétique des pièges par pompage de charge à trois niveaux.

#### III.7.1. Présentation du banc de pompage de charge

Une vue d'ensemble du banc de mesures que nous avons utilisé lors de la caractérisation de nos transistors par pompage de charge est donnée à la figure (III.20). Ce banc est constitué des appareils suivants :

- Un générateur de signaux HP33120A qui fournit le signal de grille.
- Une unité de mesure (SMU) Keithley 236 pour les mesures des caractéristiques  $I_{DS}(V_{GS})$  : application de la tension de drain  $V_{DS}$  et relevé du courant  $I_{DS}$ .
- Un électromètre Keithley 517 pour la mesure du courant pompé. Il autorise la mesure de courant de l'ordre du fA.
- Un ordinateur ayant une carte d'acquisition GPIB 32-bit pour communiquer via un bus IEEE avec les trois appareils cités ci-dessus. Le logiciel CpWin permet le pilotage des appareils et l'exploitation des mesures.



**Figure III.20.** Présentation schématique du banc de pompage de charge utilisé pour la caractérisation de nos transistors. Il se compose d'un générateur de signaux HP33120A, d'un électromètre Keithley 517 et d'un système de mesure Keithley 236. Ces appareils sont pilotés via un bus IEEE par un ordinateur qui permet aussi l'exploitation des résultats.

Les transistors caractérisés par mesures de pompage de charge sont montés en boîtier ce qui permet l'utilisation d'une boîte de mesure pour les connexions aux appareils. Il est toutefois possible de faire les mesures sur tranche par l'utilisation d'un système sous pointes.

CpWin est un logiciel développé au LPM. Il fonctionne sous l'environnement "Visual Basic" et permet le pilotage des appareils du banc dans les configurations de mesures suivantes :

- $I_{DS}(V_{GS})$  pour la détermination du potentiel de surface.
- $I_{cp}(V_{GBI}, \Delta V_{GB}, F_P)$  avec des signaux carrés, triangulaires ou sinusoïdaux.
- $I_{cp}(\Delta V_{GB}, V_3, t_3)$  pour des signaux à trois niveaux.

A noter que pour les mesures de courant pompé, la tension de drain est égale à 0 V.

L'extraction des caractéristiques des transistors MOS ne fait pas intervenir les mêmes appareils que pour les mesures de pompage de charge (c.f. figures (II.8) et (III.20)). Pour cette raison, nous avons systématiquement redéterminé le potentiel de surface de nos transistors avec le banc de pompage de charge.

### III.7.2. Par pompage de charge à deux niveaux

#### III.7.2.1. Densité $D_{it}$ et sections de capture moyenne

En posant  $\sigma_{np}$  comme étant la moyenne géométrique des sections de capture, soit  $\sqrt{\sigma_n \sigma_p}$ , l'équation (III.55) permet d'exprimer la charge pompée dans le cas d'un signal sinusoïdal :

$$Q_{cp} = \frac{I_{cp}}{F_P} = 2qkTA_{eff} D_{it} \ln \left[ \frac{\sigma_{np} v_{th} n_i Z}{2 \ln(2) \pi F_P} \right] \quad (III.63)$$

Cette équation peut aussi s'écrire sous la forme :

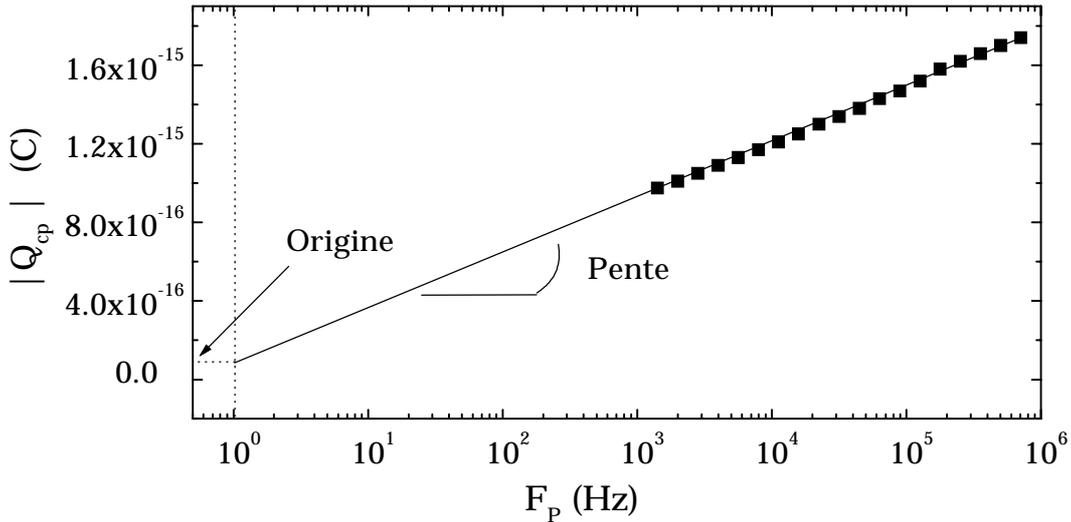
$$-Q_{cp} = 2qkTA_{eff}D_{it} \left[ \ln(10) \log(F_P) - \ln \left[ \frac{\sigma_{np} v_{th} n_i Z}{2\pi \ln(2)} \right] \right] \quad (III.64)$$

Par conséquent, si l'on trace  $-Q_{cp}$  en fonction du logarithme de la fréquence du signal ( $F_P$ ), on obtient théoriquement une droite dont la pente permet d'accéder à la densité moyenne des états d'interface :

$$\text{Pente} = 2 \ln(10)qkTA_{eff}D_{it} \quad (III.65)$$

L'extrapolation de la droite à l'origine, c'est-à-dire à une fréquence de 1 Hz ( $\log(1) = 0$ ), permet de déterminer la moyenne géométrique des sections de capture (connaissant  $D_{it}$ ) :

$$\text{Origine} = -2qkTA_{eff}D_{it} \ln \left[ \frac{\sigma_{np} v_{th} n_i Z}{2\pi \ln(2)} \right] \quad (III.66)$$



**Figure III.21.** Extraction de  $D_{it}$  et de  $\sigma_{np}$  à partir d'une caractéristique  $Q_{cp}(f)$  en pompage de charge à deux niveaux avec un signal sinusoïdal.

Les caractéristiques du transistor MOS et du signal sinusoïdal de grille sont :  $t_{ox} = 5.3 \text{ nm}$ ,  $W = 10 \text{ }\mu\text{m}$ ,  $L = 3 \text{ }\mu\text{m}$ ,  $\Delta L = 1.01 \text{ }\mu\text{m}$ , 11 % d'azote,  $V_{FB} = -1.62 \text{ V}$ ,  $V_{th} = -0.19 \text{ V}$ ,  $\Delta V_{GB} = 2.5 \text{ V}$ ,  $V_0 = -0.75 \text{ V}$ . Les paramètres extraits sont :  $D_{it} = 4.1 \times 10^{11} \text{ eV}^{-1} \text{ cm}^{-2}$  et  $\tau_{np} = 8.3 \times 10^{-20} \text{ cm}^2$ .

Une courbe  $Q_{cp}(F_P)$ , déterminée sur un de nos transistors, est donnée en exemple à la figure (III.21). Pour un signal de forme triangulaire nous obtenons :

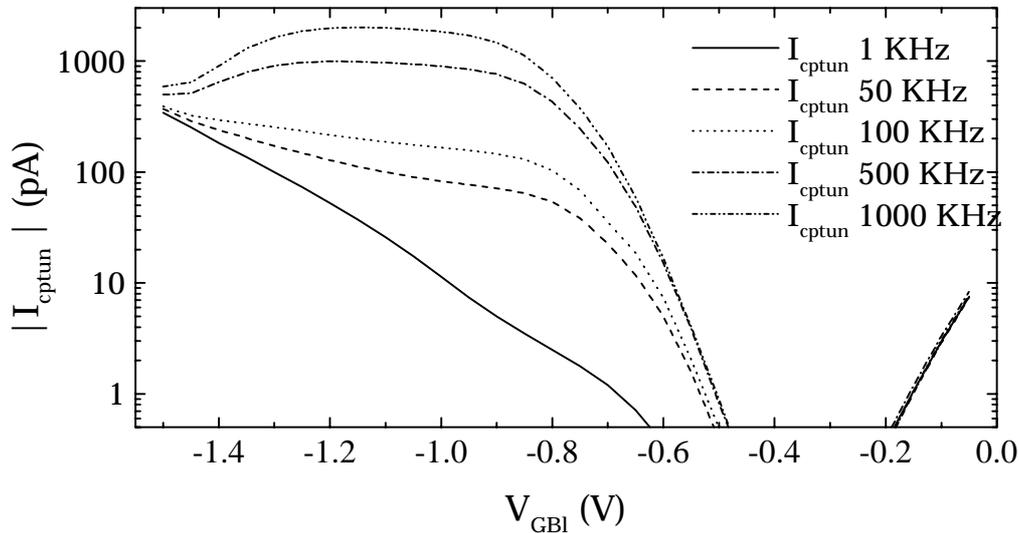
$$\begin{cases} \text{Pente} = 2 \ln(10)qkTA_{eff}D_{it} & (III.67.a) \\ \text{Origine} = -2qkTA_{eff}F_P D_{it} \ln \left[ \frac{\sigma_{np} v_{th} n_i}{\ln(2)} \frac{V_{FB} - V_{th}}{V_{GBh} - V_{GBl}} \sqrt{\alpha(1-\alpha)} \right] & (III.67.a) \end{cases}$$

Notons que la structure doit basculer du régime d'accumulation au régime d'inversion forte ce qui implique de prendre  $V_{GBl} < V_{FB}$  et  $V_{GBh} > V_{th}$  (à ne pas confondre avec  $V_T$  la tension de

seuil du transistor). A titre d'exemple pour une tension de bandes plates de l'ordre de -1 V, on peut prendre  $V_{GBh}$  de l'ordre de -1.5 V. L'épaisseur de la couche d'isolant (isolant ultra-mince) peut être un facteur limitant pour le choix des valeurs extrêmes de la tension de grille.

### III.7.2.2. Influence de l'effet tunnel

La diminution de la taille des transistors s'accompagne d'une diminution de l'épaisseur d'isolant propice à l'apparition d'un courant tunnel entre la grille et les zones de drain et de source ainsi que le substrat. Le courant pompé,  $I_{cp}$ , peut alors être masqué par l'amplitude de ce courant tunnel rendant erronée ou impossible l'extraction des caractéristiques des pièges [Masson'98b]. La figure (III.22) montre les courbes pompées  $I_{cptun}(V_{GBI})$ , c'est-à-dire le courant pompé  $I_{cp}$  auquel s'additionne le courant tunnel  $I_{tunnel}$ , en fonction de la fréquence du signal de grille pour un transistor ayant une épaisseur d'isolant de 1.8 nm. Nous constatons que pour les fréquences inférieures à 100 KHz le courant tunnel déforme fortement la courbe en cloche du courant pompé et qu'aucun plateau ne peut être distingué. Ce courant tunnel peut être déterminé à partir de la caractéristique statique  $I_{GB}(V_{GB})$  du transistor comme cela est illustré à la figure (III.23).



**Figure III.22.** Courbes  $I_{cp}(V_{GBI})$  en fonction de la fréquence du signal de grille pour un transistor à canal n.

Les caractéristiques du transistor et du signal sinusoïdal de grille sont  $t_{ox} = 1.8$  nm,  $W = 10$   $\mu$ m,  $L = 3$   $\mu$ m,  $\Delta L = 1.44$   $\mu$ m, 3 % d'azote,  $V_{FB} = -1.002$  V,  $V_{th} = 0.05$  V,  $V_{GB} = 1.4$  V,  $V_0 = -0.5$  V.

A partir de la caractéristique statique du courant tunnel, on peut écrire :

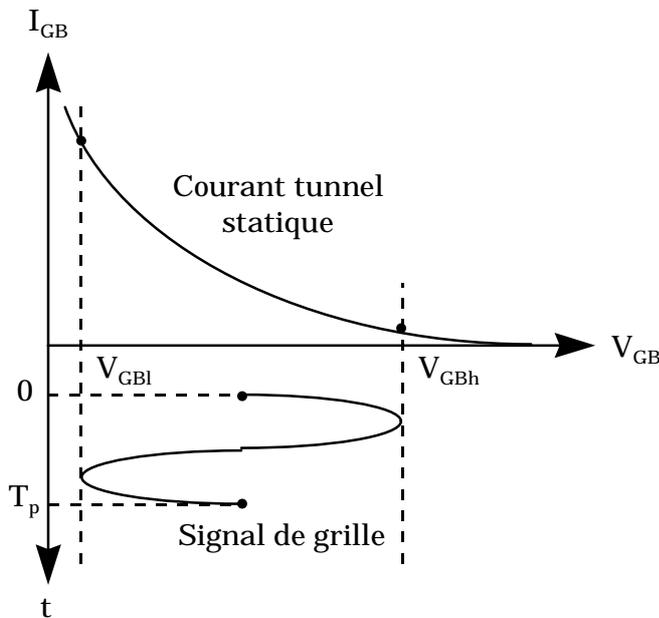
$$I_{tunnel} = \frac{1}{T_P} \int_0^{T_P} I_{BG}[V_{GB}(t)]dt \tag{III.68}$$

Le signal que nous utilisons est sinusoïdal :

$$V_{GB}(t) = V_0 + \frac{\Delta V_{GB}}{2} \sin(2\pi F_P t) \tag{III.69}$$

où  $V_0 = (V_{GBh} - V_{GBl})/2$  est la valeur moyenne de  $V_{GB}(t)$  et  $\Delta V_{GB} = (V_{GBh} - V_{GBl})$  son amplitude. L'équation (III.68) devient alors :

$$I_{\text{tunnel}}(V_{GBl}) = \frac{1}{\pi \Delta V_{GB}} \int_{V_{GBl}}^{V_{GBh}} \frac{I_{GB}(V)}{\sqrt{1 - \left(\frac{V - V_0}{\Delta V_{GB}/2}\right)^2}} dV \quad (\text{III.70})$$



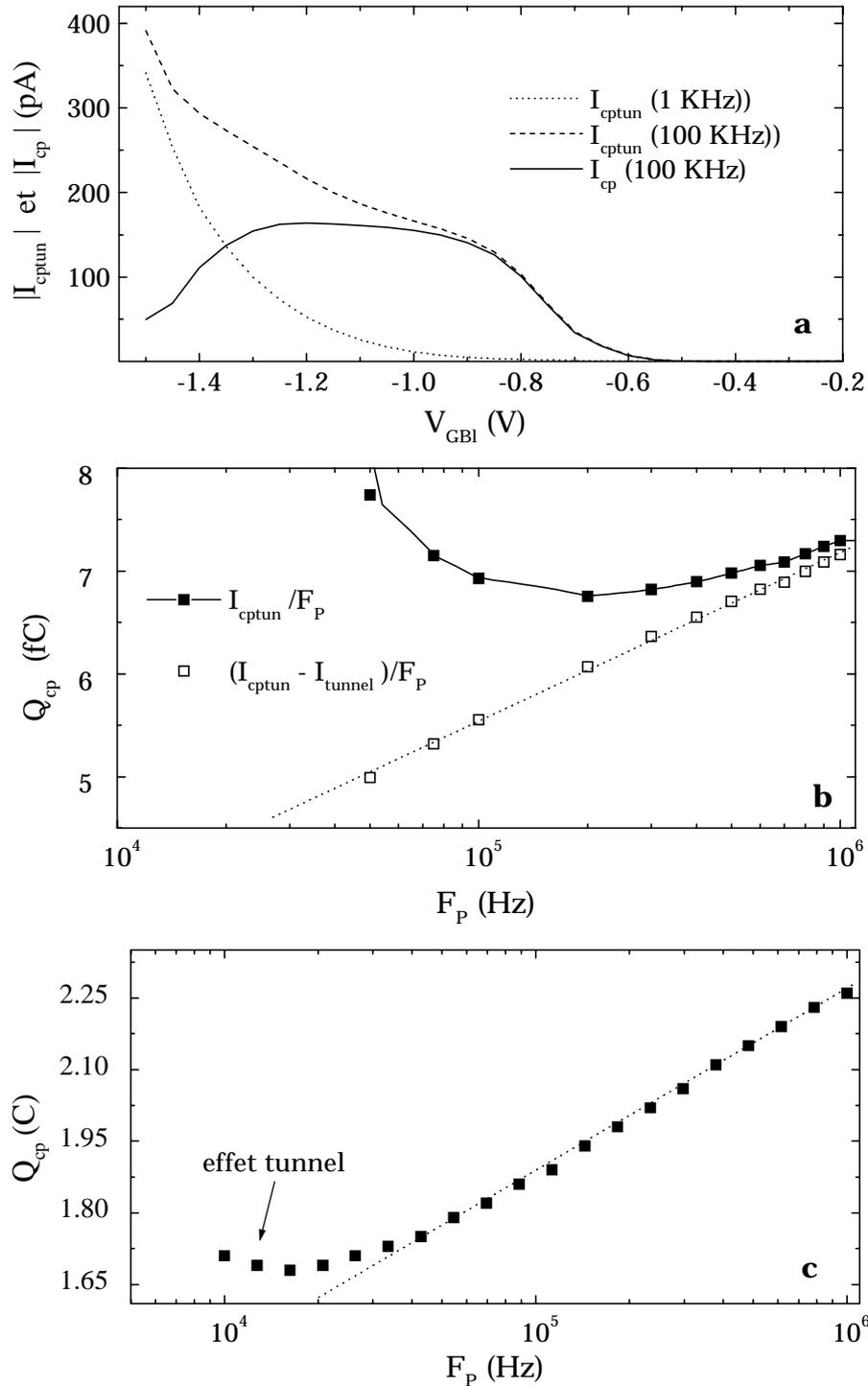
**Figure III.23.** *Evaluation du courant tunnel  $I_{\text{tunnel}}$  à partir de la caractéristique statique  $I_{GB}(V_{GB})$  lors de l'utilisation d'un signal de grille sinusoïdal.*

*Figure tirée de la référence [Masson'98b].*

L'utilisation d'un logiciel de calcul permet d'obtenir une expression empirique de la courbe expérimentale  $I_{GB}(V_{GB})$  et ainsi de déterminer le courant tunnel présent lors des mesures de pompage de charge. La figure (III.24.a) donne la courbe  $I_{\text{tunnel}}$  calculée correspondant au transistor de la figure (III.22). En supposant que l'effet tunnel soit indépendant du temps, c'est-à-dire de la fréquence du signal, on peut soustraire la courbe obtenue aux courbes  $I_{\text{cptun}}$ . Nous présentons cette soustraction à la figure (III.24.a).

La figure (III.24.b) présente la charge pompée en fonction de la fréquence en tenant compte ou non du courant tunnel. Il apparaît de façon évidente que la courbe  $I_{\text{cptun}}/F_P$  ne permet pas de déterminer les caractéristiques des états d'interface. Par contre une fois les données corrigées, nous observons que la droite est bien restituée. La figure (III.24.c) montre la charge pompée pour un transistor ayant une épaisseur d'isolant un peu plus forte (2.1 nm). Le courant tunnel n'est pas assez important pour perturber l'extraction de  $D_{it}$  mais on observe cependant une déformation de la droite pour les faibles fréquences.

Il est possible d'évaluer la courbe  $I_{\text{tunnel}}$  plus simplement en considérant que plus la fréquence du signal de grille est petite (i.e. période longue), plus la charge pompée est faible. Cela signifie qu'aux faibles fréquences, le pompage de charge doit donner le courant tunnel. La figure (III.25) permet de constater que le courant tunnel,  $I_{\text{tunnel}}$ , calculé précédemment est quasiment identique à la courbe  $I_{\text{cptun}}$  mesurée à 1 KHz. Donc une simple mesure à basse fréquence suffit pour corriger les courbes à plus haute fréquence.



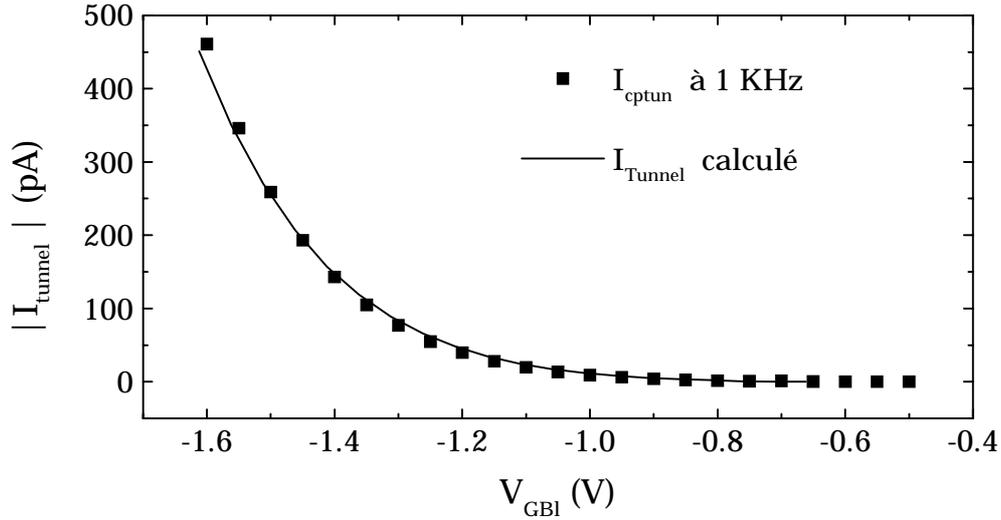
**Figure III.24.a.** Reconstitution de la courbe  $I_{\text{cp}}(V_{\text{GBI}})$  à 100 KHz à partir des données de la figure (III.21) et du courant tunnel calculé.

**b.** Charge  $Q_{\text{cp}}$  en fonction de la fréquence du signal de grille sans tenir compte du courant tunnel et en en tenant compte. Les paramètres extraits sont :  $D_{\text{it}} = 1.24 \times 10^{11} \text{ eV}^{-1} \text{ cm}^{-2}$  et  $\tau_{\text{np}} = 1.5 \times 10^{-17} \text{ cm}^{-2}$ .

**c.** Charge pompée pour un transistor dont l'isolant a une épaisseur de 2.1 nm.

Les autres caractéristiques de la figure (III.24.c) sont :  $V_{\text{FB}} = -1.15 \text{ V}$ ,  $V_{\text{th}} = 0.03 \text{ V}$ ,  $\Delta V_{\text{GB}} = 1.5 \text{ V}$ ,  $V_0 = -0.6 \text{ V}$ ,  $D_{\text{it}} = 1.8 \times 10^{11} \text{ eV}^{-1} \text{ cm}^{-2}$ ,  $\sigma_{\text{np}} = 9.6 \times 10^{-21} \text{ cm}^{-2}$ .

Les figures (III.22.a) et (III.22.b) sont tirées de la référence [Masson'98b].



**Figure III.25.** Courant tunnel en fonction de  $V_{GBl}$  et courant pompé à 1 KHz. Les caractéristiques de la structure et du signal de grille sont définies à la figure (III.22).

Figure tirée de la référence [Masson'98b].

### III.7.2.3. Répartition énergétique des états d'interface $D_{it}(E)$

L'utilisation d'un signal trapézoïdal dont on fait varier les temps de montée et de descente permet de déterminer la répartition énergétique des états d'interface. En modulant  $t_m$  on module le niveau d'énergie  $E_{em,h}$  et ainsi on fait varier la gamme d'états d'interface mis à contribution pour le courant pompé. Les variations du courant pompé donnent la répartition des pièges dans la partie inférieure de la bande interdite. Le raisonnement est identique pour les variations de  $t_d$  mais avec le niveau d'énergie  $E_{em,e}$  et permet d'obtenir la répartition des pièges dans la partie supérieure de la bande interdite.

En dérivant l'expression du courant pompé, équation (III.23), par rapport aux temps de montée ou de descente on trouve :

$$\frac{dI_{cp}}{dt_m} = qF_P A_{eff} \left[ D_{it}(E_{em,e}) \frac{dE_{em,e}}{dt_m} - D_{it}(E_{em,h}) \frac{dE_{em,h}}{dt_m} \right] \quad (III.71)$$

$$\frac{dI_{cp}}{dt_d} = qF_P A_{eff} \left[ D_{it}(E_{em,e}) \frac{dE_{em,e}}{dt_d} - D_{it}(E_{em,h}) \frac{dE_{em,h}}{dt_d} \right] \quad (III.72)$$

Les équations (III.44) et (III.47) permettent d'obtenir :

$$\frac{dE_{em,h}}{dt_m} = \frac{kT}{t_m} \quad (III.73)$$

Avec les équations (III.45) et (III.48) nous arrivons à :

$$\frac{dE_{em,e}}{dt_d} = -\frac{kT}{t_d} \quad (III.74)$$

- Pour déterminer  $D_{it}(E)$  dans la partie inférieure de la bande interdite,  $t_d$  (et donc  $E_{em,e}$ ) est maintenu constant et on fait varier  $t_m$ .

Dans ce cas l'équation (III.72) devient :

$$\frac{dI_{cp}}{dt_m} = -qF_P A_{eff} D_{it}(E_{em,h}) \frac{dE_{em,h}}{dt_m} \quad (III.75)$$

Ainsi en utilisant les équations (III.73) et (III.75) on obtient la densité énergétique des états d'interface au niveau d'énergie  $E_{em,h}$  (déterminée avec les équations (III.44) et (III.47)) en fonction du courant pompé :

$$D_{it}(E_{em,h}) = -\frac{t_m}{qkTF_P A_{eff}} \frac{dI_{cp}}{dt_m} \quad (III.76)$$

- Pour déterminer  $D_{it}(E)$  dans la partie supérieure de la bande interdite, on fait varier  $t_d$  tout en maintenant  $t_m$  constant (donc  $E_{em,h}$  constant).

L'équation (III.73) se simplifie pour devenir :

$$\frac{dI_{cp}}{dt_d} = qF_P A_{eff} D_{it}(E_{em,e}) \frac{dE_{em,e}}{dt_d} \quad (III.77)$$

En reportant l'équation (III.74) dans l'équation (III.77), on obtient l'expression de la densité énergétique des états d'interface au niveau d'énergie  $E_{em,e}$  (déterminée avec les équations (III.45) et (III.47)) en fonction du courant pompé :

$$D_{it}(E_{em,e}) = \frac{t_d}{qkTF_P A_{eff}} \frac{dI_{cp}}{dt_d} \quad (III.78)$$

La valeur moyenne des sections de capture nécessaire à l'extraction de  $E_{em,e}$  et  $E_{em,h}$  est déterminée par la méthode expliquée à la sous section III.7.1.1 (Densité  $D_{it}$  et section de capture moyenne)

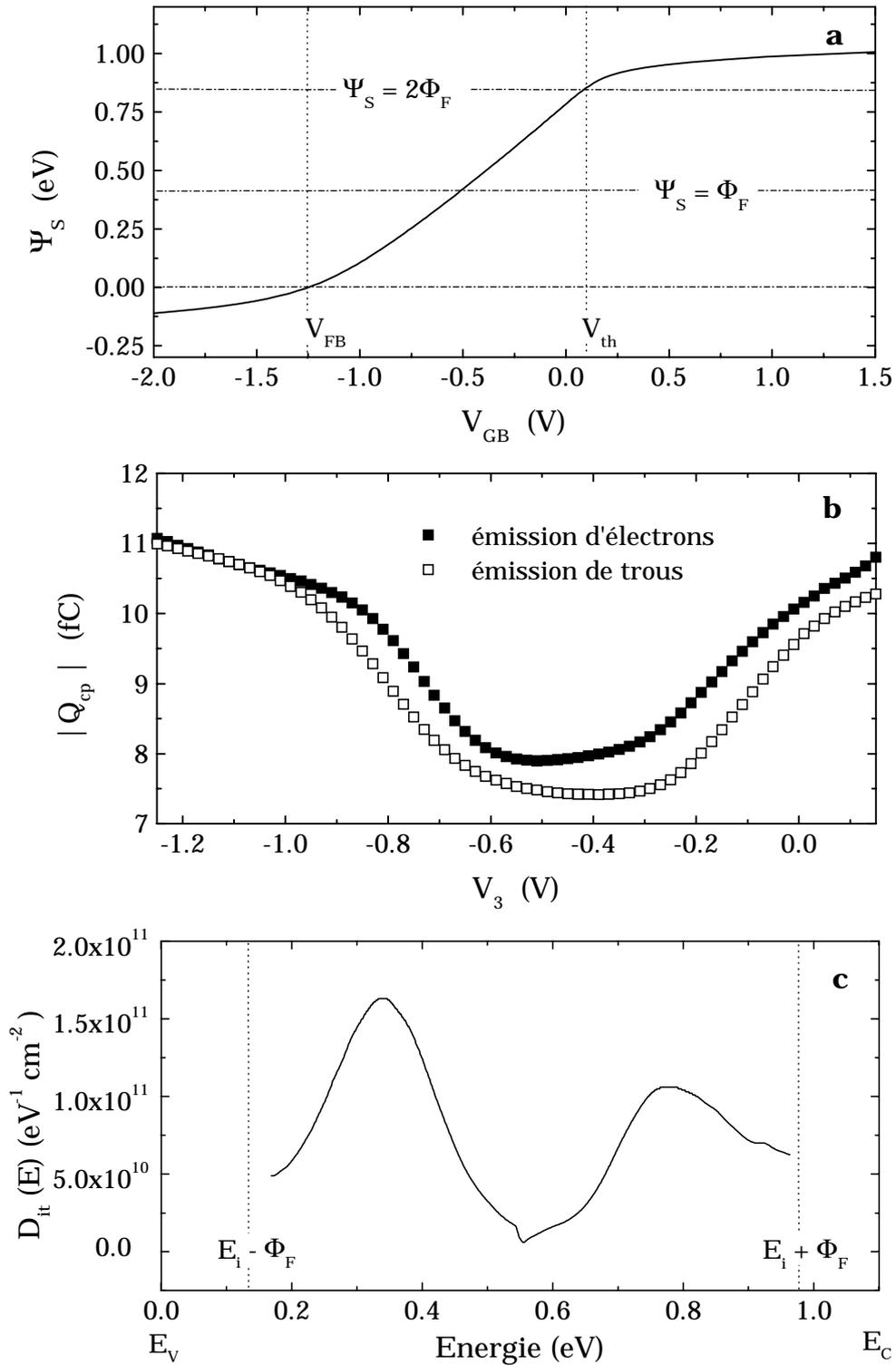
### III.7.3. Par pompage de charge à trois niveaux

Nous allons à présent détailler l'utilisation du pompage de charge à trois niveaux pour la détermination de la densité énergétique des états d'interface. Nous donnerons aussi la méthode permettant de déterminer la répartition énergétique des sections de capture dans la bande interdite.

#### III.7.3.1. Répartition énergétique des états d'interface $D_{it}(E)$

Le niveau d'énergie  $E_3$  est relié au potentiel de surface  $\Psi_3$  par l'expression suivante :

$$E_3 = E_i + q(\Psi_3 - \Phi_F) \quad (III.79)$$



**Figure III.24.a** Caractéristique  $\Psi_S(V_{GB})$  déterminée à partir de la courbe  $I_{DS}(V_{GS})$ .  
**b.** Charge pompée obtenue avec un signal à trois niveaux en faisant varier la quantité d'électrons émis (■) ou la quantité de trous émis (□).  
**c.** Densité énergétique des états d'interface.

Les caractéristiques du transistor et du signal de grille sont :  $W = 10 \mu m$ ,  $L = 3 \mu m$ ,  $\Delta L = 1.07 \mu m$ ,  $t_{ox} = 6 nm$ , 5.5 % d'azote,  $V_{FB} = -1.25 V$ ,  $V_{th} = 0.1 V$ ,  $V_{mg} = -0.5 V$ .  $V_{GBI} = -1.6 V$ ,  $V_{GBh} = 0.5 V$ ,  $t_h = t_l = 1 \mu s$ ,  $t_m = t_d = t_{d3} = 50 ns$ ,  $t_3 = 100 \mu s$ .

L'expression du courant pompé (équation (III.28)) devient alors :

$$I_{cp} = qA_{eff} F_P \int_{E_i + q(\Psi_3 - \Phi_F)}^{E_{em,h}} D_{it}(E) dE \quad (III.80)$$

Et pour le signal complémentaire l'expression du courant pompé est :

$$I_{cp} = qA_{eff} F_P \int_{E_{em,e}}^{E_i + q(\Psi_3 - \Phi_F)} D_{it}(E) dE \quad (III.81)$$

En dérivant les équations (III.80) et (III.81) on obtient l'expression de la densité d'états d'interface (en  $J^{-1}m^{-2}$ ) pour le signal de grille à trois niveaux et son complémentaire :

$$D_{it}(\Psi_3) = \frac{1}{q^2 A_{eff} F_P} \left| \frac{dI_{cp}}{d\Psi_3} \right| \quad (III.82)$$

L'équation (III.82) est difficilement exploitable sous cette forme puisque, expérimentalement, on ne connaît pas la relation entre le courant pompé et le potentiel de surface  $\Psi_3$ . En revanche, nous avons donné la méthode permettant d'obtenir le potentiel de surface d'un transistor MOS à partir de sa caractéristique  $I_{DS}(V_{GS})$  (c.f. paragraphe II.4) ce qui rend accessible le terme  $dV_3/d\Psi_3$  ( $= dV_{GB}/d\Psi_S$ ). L'équation (III.82) peut donc se mettre sous la forme suivante en donnant la densité d'états d'interface en  $eV^{-1}m^{-2}$  :

$$D_{it}(\Psi_3) = \frac{1}{qA_{eff} F_P} \left| \frac{dI_{cp}}{dV_3} \right| \frac{dV_3}{d\Psi_3} \quad (III.83)$$

La démarche menant à la détermination de la densité énergétique des pièges est illustrée à la figure (III.26) :

- Figure (III.26.a) : détermination du potentiel de surface à partir de la caractéristique  $I_{DS}(V_{GS})$  d'un transistor. Puis, calcul de  $dV_{GB}/d\Psi_S$  (non donné).
- Figure (III.26.b) : mesure de la charge pompée à  $V_3$  variable (donc  $\Psi_3$  variable). La courbe (■) est obtenue en suivant l'ordre chronologique  $V_{GBI} \rightarrow V_{GBh} \rightarrow V_3 \rightarrow V_{GBI}$  ce qui correspond à une variation du niveau d'émission des électrons. La courbe ( ) est obtenue en suivant l'ordre chronologique  $V_{GBh} \rightarrow V_{GBI} \rightarrow V_3 \rightarrow V_{GBh}$ . Cela correspond à une variation du niveau d'émission des trous. Pour garantir le seul mécanisme d'émission, les courbes (■) et ( ) ne sont utilisées respectivement que pour les parties correspondant à  $V_3$  variant entre  $[V_3 \text{ maximum}, V_{mg}]$  et à  $V_3$  variant entre  $[V_{mg}, V_3 \text{ minimum}]$ . Là aussi il faut prendre  $V_{GBI} < V_{FB}$  et  $V_{GBh} > V_{th}$ . A titre d'exemple pour une tension de bande plate de l'ordre de -1 V, on peut prendre  $V_{GBh}$  de l'ordre de -1.5 V.
- Figure (III.26.c) : à partir de  $dV_{GB}/d\Psi_S$ , de  $dI_{cp}/dV_3$  pour l'émission d'électrons et de l'équation (III.83), on détermine la densité énergétique d'états. De même, à partir de  $dV_{GB}/d\Psi_S$ , de  $dI_{cp}/dV_3$  pour l'émission de trous et de l'équation (III.83), on détermine la densité énergétique d'états. Nous donnons ainsi la courbe  $D_{it}(E)$  obtenue en la limitant dans la gamme d'énergie  $[E_i - q\Phi_F ; E_i + q\Phi_F]$ .

### III.7.3.2. Répartition énergétique des sections de capture

La détermination de la répartition énergétique des sections de capture se fait en relevant les caractéristiques  $Q_{cp}(t_3)$  à  $V_3$  variable pour d'une part l'émission d'électrons et d'autre part l'émission de trous.

Dans la suite de cette sous-section, nous nous servons de la figure (III.19) qui représente la simulation d'un réseau de courbes  $Q_{cp}(t_3)$  pour une émission d'électrons. Une méthode graphique simple pour déterminer la section de capture au niveau d'énergie  $E_3$  consiste à utiliser l'intersection entre la droite correspondant au plateau et celle de la partie descendante. Le temps  $t_3$  relevé à cette intersection donne accès à la section de capture comme l'indique l'équation (III.58). Il en va de même pour la détermination de la distribution énergétique des sections de capture dans la moitié inférieure de la bande interdite avec cette fois un régime d'émission de trous et l'utilisation de l'équation (III.59).

La détermination du potentiel de surface permet d'établir la correspondance  $V_3 \rightarrow \Psi_3 \rightarrow E_3$ .

## III.8. Conclusion

Ce chapitre a permis, en conservant le même formalisme, de donner une approche détaillée des techniques de pompage de charge à deux et à trois niveaux. Nous avons insisté sur les parties théoriques afin de mieux approfondir les différents phénomènes mis en jeux.

Pour nos diverses simulations, nous avons considéré la réponse de tous les niveaux énergétiques des pièges situés dans la bande interdite du semi-conducteur (sauf ceux situés à quelques kT des bords de bandes). L'intérêt de la notion de fonction de remplissage a été mis en évidence pour l'aide à la compréhension du remplissage et du vidage des états d'interface.

Une nouvelle détermination des expressions des niveaux d'énergie  $E_{em,e}$  et  $E_{em,h}$  a été donnée faisant apparaître un facteur  $\ln(1/2)$  par rapport aux expressions données par Simmons.

Nous avons réalisé des simulations de pompage de charge à deux niveaux dans le cas des transistors à canaux ultra courts. Dans ce cas le nombre de pièges à l'interface est très réduit et nous avons mis en évidence l'influence de la non uniformité du dopage dans le canal.

Nous avons aussi détaillé les méthodes de mesure couramment utilisées lors de la détermination des caractéristiques des pièges par pompage de charge en tenant compte des résultats théoriques que nous avons obtenus. Cette partie complète l'approche théorique qui doit permettre une meilleure compréhension des résultats obtenus.



## Chapitre IV. Bruit basse fréquence

### IV.1. Introduction

Le bruit est présent dans tous les systèmes électriques (ou non électriques) et son étude a pour but la réalisation de composants faible bruit nécessaires à certaines applications [Gentil'78].

La variation du bruit dans les transistors MOS est l'indice d'une dégradation de la couche isolante, à proximité de l'interface. Son amplitude est un indicateur précieux dans les études de fiabilité ou d'analyse de défaillance.

Nous commençons par faire une synthèse des différents bruits et de leurs caractéristiques ainsi que de leurs origines. Ensuite nous nous intéressons au bruit basse fréquence présent au niveau du courant de drain des transistors MOS en fonction de son origine. Nous abordons successivement les fluctuations de mobilité de Hooge, le piégeage dépiégeage des porteurs et finalement le piégeage avec fluctuation de mobilité. Nous terminons ce chapitre en proposant une méthode de détermination de la densité volumique de pièges  $N_t$  et du coefficient de dispersion coulombien  $\alpha$ . Le cas d'un bruit additionnel dû aux jonctions de drain/substrat et de source/substrat est évoqué ainsi que l'influence de la réduction de l'épaisseur d'isolant sur le niveau de densité spectrale de puissance de bruit.

### IV.2. Fluctuation et bruit électrique

Ce paragraphe expose brièvement la définition des différents bruits qui peuvent être rencontrés dans les dispositifs électriques [Chovet'77]-[Roux'92]-[Chovet'98].

#### IV.2.1. Densité spectrale de puissance

Jusqu'à présent les grandeurs physiques telles que le courant  $I_{DS}$  dans le canal du transistor, la mobilité des porteurs  $\mu_0$  et la tension de bande plate  $V_{FB}$  ont été considérés comme des valeurs moyennes, en réalité elles peuvent fluctuer. De telles fluctuations correspondent à du bruit.

Une analyse temporelle d'un signal bruité  $b(t)$  est souvent assez difficile et il est préférable de l'étudier dans le domaine fréquentiel par le biais de la densité spectrale de puissance. En faisant passer la grandeur  $b$  dans un filtre passe bande, c'est-à-dire qui laisse passer les composantes du signal comprises dans l'intervalle  $\Delta f$ , il est possible de reconstituer le spectre en fréquence de la grandeur  $b$ .

Cette opération peut aussi être réalisée en échantillonnant le signal  $b(t)$  sur une période  $T$  et en calculant sa transformée de Fourier qui est définie par :

$$B(f, T) = \int_{-\infty}^{+\infty} b(t, T) \exp(-j2\pi fT) dt = \int_T b(t, T) \exp(-j2\pi fT) dt \quad (IV.1)$$

La puissance moyenne de cette partie temporelle (T) du signal est :

$$\frac{1}{T} \int_T |b(t)|^2 dt = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{1}{T} |B(f,T)|^2 df = \int_{-\infty}^{+\infty} S_B(f,T) df \quad (\text{IV.2})$$

où  $S_B(f,T)$  est la densité spectrale de puissance (DSP) du signal  $b(t,T)$  sur le domaine temporel T. Elle a pour expression :

$$S_B(f,T) = \frac{|B(f,T)|^2}{T} \quad (\text{IV.3})$$

Généralement, on calcule la DSP d'un signal par la transformée de Fourier rapide (FFT).

#### **IV.2.2. Bruit de grenaille (shot noise ou bruit de schottky)**

Le bruit de grenaille a pour origine l'aspect granulaire de l'électricité. Pour illustrer ce type de bruit, nous considérons un tube à vide contenant une cathode émettrice d'électrons et une anode qui les collecte. L'arrivée des électrons au niveau de l'anode ne suit pas un rythme continu mais présente des fluctuations. Pour que le nombre d'électrons émis à la cathode soit égale à celui collecté à l'anode, il ne doit pas y avoir de recombinaison (disparition d'électrons) ni de collisions (électrons retardés) durant le transit inter-électrode. En d'autres termes le temps de transit ( $\tau_t$ ) doit être très inférieur au temps entre collisions ( $\tau_c$ ), celui-ci étant lui même très inférieur au temps de vie des électrons ( $\tau_v$ ). Le courant d'électrons peut s'écrire comme la somme d'impulsions de Dirac représentant la collecte de chaque électron par l'anode aux instants  $t_i$ .

$$i(t) = q \sum \delta(t - t_i) \quad (\text{IV.4})$$

La transformée de Fourier de l'équation (IV.4) donne l'expression de la densité spectrale du courant, exprimée en ( $A^2Hz^{-1}$ ), appelée dans ce cas précis "relation de Schottky" :

$$S_I(f) = 2qI_0 \quad (\text{IV.5})$$

où  $I_0$  est la valeur moyenne du courant. L'expression de cette densité spectrale de courant est indépendante de la fréquence ce qui fait de ce bruit un "bruit blanc". Un tel bruit s'observe dans les tubes à vide et dans tous les dispositifs où les électrons passent au travers d'une barrière de potentiel tels que les dispositifs à jonctions (zone de charge d'espace) : jonction p-n, diode Métal - Semi-conducteur et transistor bipolaire.

#### **IV.2.3. Bruit thermique (de Nyquist ou de Johnson)**

Ce bruit apparaît lorsque le temps entre deux collisions ne peut plus être négligé par rapport au temps de transit. Hors zéro absolu, les porteurs sont soumis en permanence à des interactions de type électron-phonon, c'est-à-dire entre les électrons et les atomes du réseau, qui dévient leurs trajectoires. Les instants de collisions sont aléatoires ce qui implique une relation entre le bruit et la résistance puisque cette dernière se calcule à partir de  $\tau_c$  [Chovet'98]. On conçoit que ce bruit thermique est indépendant du champ électrique, excepté lorsque celui-ci est suffisamment intense pour échauffer les électrons (effet de porteurs chauds). En se plaçant dans le cas particulier où  $\tau_c \ll \tau_t$  (ce qui permet de négliger le bruit de

grenaille) on exprime la densité spectrale de tension ou de courant aux bornes d'un dispositif de résistance  $R$  (ou de conductance  $G$ ) :

$$S_V(f) = 4kTR \quad (\text{IV.6})$$

$$S_I(f) = 4kT \frac{1}{R} = 4kTG \quad (\text{IV.7})$$

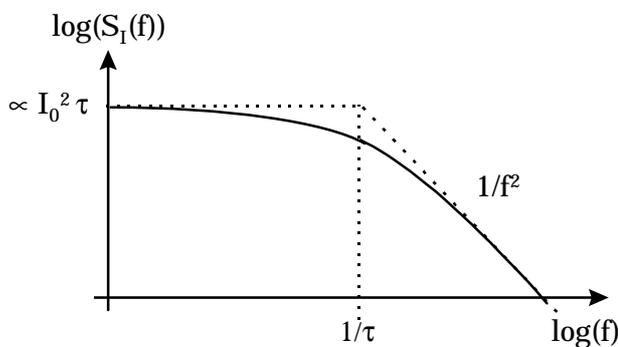
L'équation (IV.7) montre que le bruit thermique est blanc (indépendant de la fréquence).

#### IV.2.4. Bruit de génération-recombinaison (GR)

L'origine de ce bruit est la fluctuation du nombre moyen de porteurs libres, fluctuations dues à la génération - recombinaison de ces porteurs. Notons qu'à l'équilibre thermodynamique, le taux de génération est égale au taux de recombinaison. Pour que de telles fluctuations soient observables il faut que la durée de vie des porteurs,  $\tau_v$ , soit très inférieure au temps de transit ( $\tau_t$ ) et de collisions ( $\tau_c$ ). L'expression de la densité spectrale de courant s'écrit :

$$S_I(f) \propto I_0^2 \frac{\tau}{1 + (\omega\tau)^2} \quad (\text{IV.8})$$

qui est typique d'un spectre Lorentzien illustré à la figure (IV.1),  $I_0$  étant la valeur moyenne du courant. Pour ce type de bruit, l'histogramme des amplitudes du courant (fluctuations autour de  $I_0$ ), est de forme Gaussienne. La mesure de la fréquence de coupure du spectre  $S_I(f)$  permet de déduire la durée de vie des porteurs.



**Figure IV.1.** Densité spectrale de courant de type Lorentzien.

#### IV.2.5. Bruit en créneaux (bruit pop-corn, bistable, Burst ou RTS)

Le bruit en créneaux se caractérise par des sauts rapides (créneaux à flancs très raides) du courant par rapport au niveau de référence. La durée des sauts ainsi que leurs instants d'apparition sont aléatoires et peut varier de quelques microsecondes à quelques minutes. Ce bruit s'observe dans les dispositifs à jonctions tels que les diodes et les transistors. Il peut apparaître et disparaître de façon sporadique et n'être présent que pour quelques dispositifs d'un lot de fabrication. Il est possible de distinguer trois catégories de bruit en créneaux en fonction de leur origine [Chovet'77] :

- Amplitude de quelques 10  $\mu\text{A}$  et largeur d'impulsion de quelques 10  $\mu\text{s}$ . Ce bruit est dû à la présence de défauts, de dislocations ou de précipités métalliques dans la région de charge d'espace ou à son voisinage. Le bruit en créneau provient alors du remplissage des pièges au voisinage des défauts.

- Amplitude de quelques 100  $\mu\text{A}$  et largeurs d'impulsion inférieures à 10  $\mu\text{s}$ . Ce bruit est appelé "Bruit microplasma" (dans les régions où règnent des champs locaux intenses). Il est dû à la combinaison d'un claquage local, au voisinage d'un défaut, et d'un effet capacitif. Un tel bruit prend place, par exemple, dans une diode polarisée en inverse près de sa tension de claquage.
- Le bruit en créneau apparaît aussi dans les transistors MOS de très petite taille pour lesquels un ou plusieurs états d'interface peuvent être présents. La capture d'un électron du canal change l'amplitude du courant, via la conductivité du canal, qui revient à son niveau de référence lorsque l'électron est réémis.

La densité spectrale d'un bruit en créneau a une expression similaire à celle d'un signal télégraphique aléatoire :

$$S_I(f) \propto \left(\frac{\Delta I}{2}\right)^2 \frac{\tau}{1 + (\omega\tau)^2} \tag{IV.9}$$

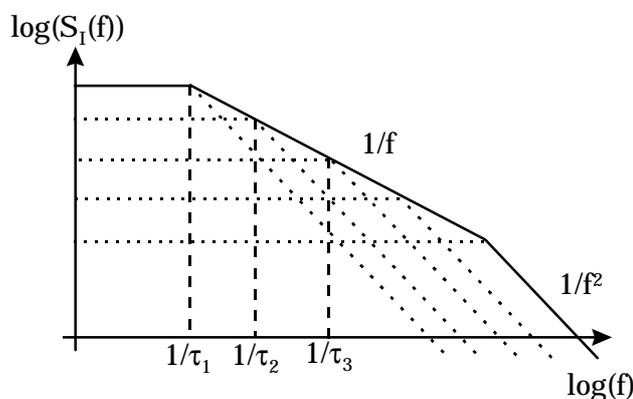
L'allure de la densité spectrale de puissance est identique à celle du bruit G-R, représentée à la figure (IV.1).

#### IV.2.6. Bruit en 1/f (ou de scintillement ou Flicker noise)

Le bruit en 1/f ou  $1/f^\gamma$  ( $\gamma$  variant entre 0.8 et 1.2) est présent dans tous les dispositifs conducteurs : des tubes à vide aux membranes nerveuses, en passant par les résistances au carbone, les matériaux semi-conducteur et les transistors MOS.

On attribue ce bruit dans un semi-conducteur à deux origines :

- Modèle de Hooge : le bruit 1/f est dû à un effet de volume qui entraîne des variations de mobilité des porteurs.
- Modèle de McWhorter : le bruit 1/f est dû à la capture de porteurs par des pièges ayant des constantes de temps réparties selon une certaine loi. Ce type de bruit est alors la somme d'une multitude de spectres Lorentzien, de type GR (figure (IV.1)), de fréquence de coupure variable comme l'indique la figure (IV.2).



**Figure IV.2.** Bruit 1/f résultant de la somme de spectres Lorentzien.

### IV.3. Analyse du bruit 1/f

Considérons par exemple un "morceau de conducteur" de longueur  $L$ , de section  $S$  et ayant  $N$  électrons, par unité de volume, de mobilité  $\mu$ , ( $N$  et  $\mu$  étant des valeurs moyennes). L'expression de sa résistance est :

$$R = \frac{L}{qN\mu S} \quad (\text{IV.10})$$

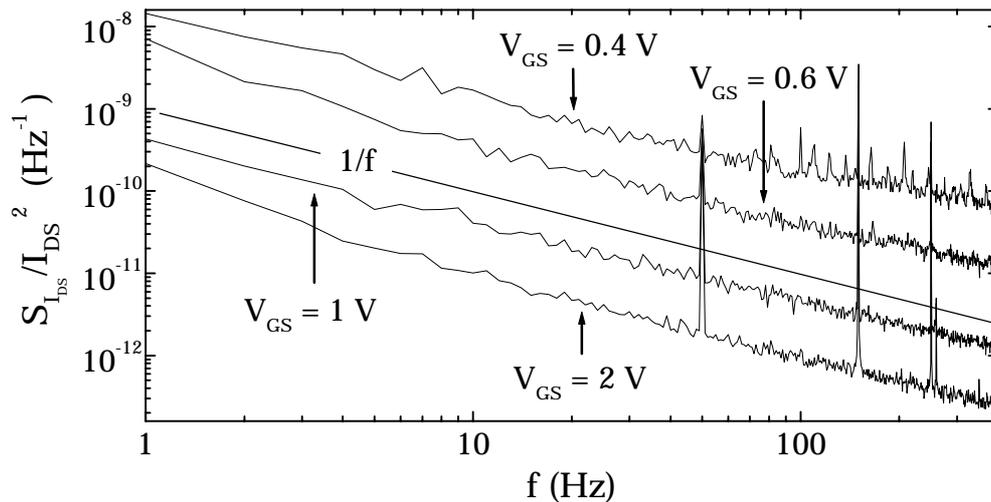
Dans l'hypothèse où le nombre de porteurs et la mobilité peuvent fluctuer, les variations de la résistance s'écrivent :

$$\frac{\delta R}{R} = -\frac{\delta N}{N} - \frac{\delta \mu}{\mu} \quad (\text{IV.11})$$

Si  $\delta N$  et  $\delta \mu$  sont des grandeurs indépendantes l'une de l'autre, la densité spectrale de puissance de la tension aux bornes de la résistance a pour expression :

$$\frac{S_V(f)}{V^2} = \frac{S_N(f)}{N^2} + \frac{S_\mu(f)}{\mu^2} = \frac{S_R(f)}{R^2} \quad (\text{IV.12})$$

Expérimentalement, le bruit 1/f s'observe directement sur le courant  $I_{DS}$  à basses fréquences car à plus hautes fréquences, il est masqué par le bruit thermique dont le spectre est blanc. La figure (IV.3) représente les variations en 1/f de la densité spectrale de bruit du courant normalisée pour différentes polarisations de grille obtenue pour un de nos transistors. Notons que pour des valeurs de  $V_{GS}$  inférieures à la tension de seuil du transistor, il est difficile (voire impossible) d'observer le bruit 1/f en raison des trop faibles intensités du courant de drain mises en jeu (limitation des appareils de mesure).



**Figure IV.3.** Densité spectrale de puissance de bruit normalisée mesurée sur le courant  $I_{DS}$  pour différentes tensions de grille.

Les caractéristiques du transistor sont :  $W = 10 \mu\text{m}$ ,  $L = 3 \mu\text{m}$ ,  $\Delta L = 1.58 \mu\text{m}$ ,  $t_{ox} = 6.6 \text{ nm}$ , 3% d'azote,  $V_T = 0.55 \text{ V}$ ,  $\mu_0 = 325 \text{ cm}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$ ,  $V_{DS} = 50 \text{ mV}$ .

Comme nous l'avons introduit précédemment, le bruit  $1/f$  ou bruit de scintillement dans les transistors MOS est attribué à deux phénomènes différents : les fluctuations de la mobilité des porteurs dans le canal (modèle de Hooge) ou le piégeage-dépiégeage des porteurs dans les états électriquement actifs localisés au niveau de la couche d'isolant et de l'interface isolant/semi-conducteur (modèle de McWhorter). L'origine de ce bruit n'est pas certaine et fait l'objet de débats affrontant ces deux théories [Vandamme'94]-[Hooge'94]. Nous détaillons à présent les aspects physiques du bruit en  $1/f$  en séparant ces deux approches.

### IV.3.1. Fluctuations de mobilité

Les fluctuations de mobilité des porteurs dans le canal comme mécanisme possible à l'origine du bruit en  $1/f$  ont été proposées par Hooge [Hooge'69]. Ces fluctuations seraient dues à des variations des sections efficaces de diffusion caractéristiques du phénomène de transport des porteurs ou à des collisions sur le réseau [Hooge'78]. Hooge a avancé, en 1969, un modèle empirique basé sur l'étude de plusieurs matériaux [Hooge'69] :

$$\frac{S_I(f)}{I^2} = \frac{\alpha_H}{Nf} \quad (\text{IV.13})$$

$I$  étant le courant moyen.  $\alpha_H$  est le paramètre empirique de Hooge dont la valeur varie de  $10^{-6}$  à  $10^{-3}$  en fonction du matériau et du dispositif.

Pour un transistor MOS polarisé à faible tension de drain, la charge d'inversion peut être considérée comme uniforme le long du canal. Le nombre d'électrons dans la couche d'inversion s'écrit alors :

$$Q_n = -\frac{qN}{WL} \quad (\text{IV.14})$$

La densité spectrale de puissance de bruit du courant normalisée s'exprime à partir des équations (IV.13) et (IV.14) :

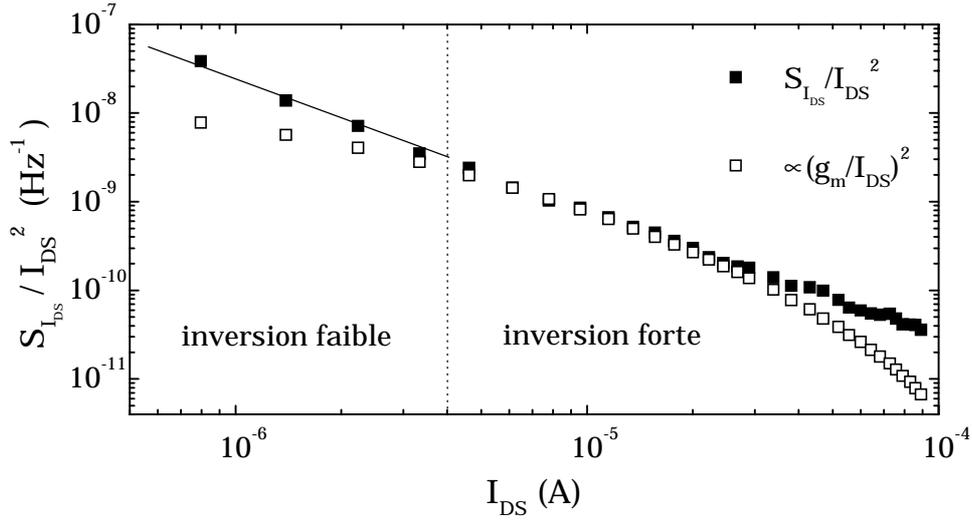
$$\frac{S_{I_{DS}}}{I_{DS}^2} = \frac{q\alpha_H}{fWL|Q_n|} \quad (\text{IV.15})$$

L'expression de la transconductance ( $g_m = \partial I_{DS}/\partial V_{GS}$ ) permet de relier la densité spectrale de puissance de bruit du courant de drain à celle de la tension de grille [Klaassen'71] :

$$S_{V_{GS}} = \frac{S_{I_{DS}}}{g_m^2} = \frac{q\alpha_H}{fWL|Q_n|} \left( \frac{I_{DS}}{g_m} \right)^2 \quad (\text{IV.16})$$

En utilisant l'expression du courant, (II.65), de la transconductance, (II.70), et de  $Q_n$ , (II.62), dans le cas d'un isolant épais, c'est-à-dire pour  $\theta_2 = 0$ , l'équation (IV.16) s'écrit en régime d'inversion forte :

$$S_{V_{GS}} = \frac{q\alpha_H}{WLfC_{ox}} \left( V_{GS} - V_T - \frac{V_{DS}}{2} \right) \left[ 1 + \theta_1 \left( V_{GS} - V_T - \frac{V_{DS}}{2} \right) \right]^2 \quad (\text{IV.17})$$



**Figure IV.4** Exemple de densité spectrale de puissance du courant  $I_{DS}$  normalisé qui s'apparente à des fluctuations de mobilité de Hooge obtenue sur un de nos transistors.

Les caractéristiques du transistor sont :  $W = 10 \mu\text{m}$ ,  $L = 3 \mu\text{m}$ ,  $t_{ox} = 6.1 \text{ nm}$ ,  $\Delta L = 1.3 \mu\text{m}$ , 8% d'azote,  $V_T = 0.34 \text{ V}$ ,  $\mu_0 = 270 \text{ cm}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$ ,  $V_{DS} = 50 \text{ mV}$ .

La figure (IV.4) illustre une signature spectrale de bruit qui s'apparente à des fluctuations de mobilité de Hooge en raison de l'allure linéaire de la quantité  $S_{I_{DS}}/I_{DS}^2$  (dans une échelle log-log) en régime d'inversion faible (même si la pente n'est pas exactement la bonne). En effet, à partir des équations (II.22), (II.29) et (II.33) qui donnent respectivement les expressions de la charge  $Q_n$ , de la relation  $\Psi_s(V_{GS})$  et du courant de drain en régime d'inversion faible, nous pouvons écrire les relations suivantes :

$$\begin{cases} I_{DS} = A \exp(CV_{GS}) \\ Q_n = B \exp(CV_{GS}) \end{cases} \quad (\text{IV.18})$$

où A, B et C sont des constantes. L'expression de la densité spectrale de puissance de bruit normalisé au niveau du courant de drain (équation (IV.15)), devient :

$$\frac{S_{I_{DS}}}{I_{DS}^2} = D \exp(-CV_{GS}) \quad (\text{IV.19})$$

où D est une constante. A partir des équations (IV.18) et (IV.19), il apparaît qu'en régime d'inversion faible la dépendance entre  $S_{I_{DS}}/I_{DS}^2$  et le courant de drain est linéaire (en échelle log-log). Par contre en régime d'inversion forte, le courant  $I_{DS}$  et la charge d'inversion  $Q_n$  ne sont pas reliés à  $V_{GS}$  de façon similaire. Ainsi la courbe correspondant à ce régime n'est pas une droite sauf si  $\theta_1$  est nul.

Il est à noter que sur le nombre important de transistors que nous avons étudiés, seul celui correspondant à la figure (IV.4) a donné un spectre attribuable au modèle de Hooge. Un tel bruit est caractéristique d'un composant qui fonctionne dans le volume du semi-conducteur, il doit donc essentiellement être observé pour le transistor MOS à canal enterré. Par contre, pour un tel composant, la forte polarisation de grille rapproche la couche d'inversion de l'interface et il faut alors tenir compte des fluctuations du nombre de porteurs dû au piégeage par les états d'interface.

### IV.3.2. Fluctuations du nombre de porteurs

Dans le modèle de McWhorter [McWhorter'57], le bruit en  $1/f$  est attribué à l'activité des pièges présents dans le semi-conducteur et qui font fluctuer le nombre de porteurs dans le canal du transistor MOS. Les états d'interface peuvent être répartis selon deux catégories : les états rapides situés à l'interface Si-isolant et les états lents situés dans l'isolant près de l'interface. Pour la suite de cette section, nous faisons l'hypothèse que les pièges participant au bruit ont des niveaux d'énergie situés dans la bande interdite du semi-conducteur et que le piégeage des porteurs se fait par effet tunnel. Notons que le piégeage des porteurs peut aussi se produire par un processus activé en température [Dutta'81] mais nous ne traitons pas ce cas.

#### IV.3.2.1. Piégeage des porteurs par effet tunnel

En partant du principe que des électrons de la couche d'inversion sont injectés dans l'isolant, on montre que leur profondeur de pénétration décroît de façon exponentielle avec la distance dans l'isolant. Il en découle que la probabilité de capture d'un électron par un piège situé dans le volume du diélectrique est plus faible que celle d'un site d'interface. La structure physico-chimique de ces pièges n'est pas assez bien connue pour décrire correctement cette capture. Aussi introduit-on la section capture moyenne des électrons,  $\sigma_n$ , pour tous les pièges de l'isolant. Celle d'un piège à électron situé à une distance  $y$  (négative dans l'isolant c.f. figure (II.1.a)) de l'interface s'écrit [Heiman'65] alors :

$$\sigma_{ny} = \sigma_n \exp\left(-\frac{|y|}{\lambda}\right) \quad (\text{IV.20})$$

où  $\lambda$  est la constante de l'effet tunnel :

$$\lambda = \frac{\hbar}{\sqrt{8m^* \Phi_b}} \quad (\text{IV.21})$$

$m^*$  est la masse effective des électrons.  $\Phi_b$  (J) est la hauteur de barrière qu'ils doivent franchir.

Pour une hauteur de barrière de 1 eV,  $\lambda$  est de l'ordre de 0.1 nm et pour une barrière de 3 eV de l'ordre de 0.06 nm.

#### IV.3.2.2. Densité spectrale de puissance ramenée en entrée

Si l'on considère que le remplissage et le vidage des pièges ne se fait que par émission ou capture d'électrons, ce qui est vrai de l'inversion faible à l'inversion forte, l'équation (III.29) devient :

$$\frac{df_t}{dt} = c_n n_S (1 - f_t) - e_n f_t = c_n n_S - (c_n n_S + e_n) f_t \quad (\text{IV.22})$$

En utilisant les équations (IV.20), (III.2) et (III.7), la résolution de l'équation différentielle (IV.22) fait apparaître dans le terme exponentiel la constante de temps suivante :

$$\tau(y) = \frac{1}{c_n (n_S + n_1)} = \frac{1}{\sigma_n v_{th} (n_S + n_1)} \exp\left(\frac{|y|}{\lambda}\right) = \tau_S \exp\left(\frac{|y|}{\lambda}\right) \quad (\text{IV.23})$$

Cette constante de temps est l'inverse de la fréquence de coupure du piège (à la distance  $|y|$ ) comme le montre la figure (IV.2). Le diagramme en fréquence d'un piège est identique à celui d'un passe bas du premier ordre. Si l'on considère une multitude de pièges on aura alors une multitude de passe bas qui sous certaines conditions donneront un spectre résultant en  $1/f$ . A une polarisation de grille donnée et à l'équilibre thermodynamique, on peut considérer que les pièges situés à quelques  $kT$  en dessous du niveau de Fermi sont pleins et que ceux situés à quelques  $kT$  au dessus de  $E_F$  sont vides. Les pièges qui contribuent au bruit ont donc une énergie (à quelques  $kT$ ) proche du niveau de Fermi ou plutôt du quasi niveau de Fermi des électrons (puisque que le drain est polarisé pour les mesures de bruit :  $\Phi_C$ ). Ainsi, en considérant que la structure est en régime d'inversion forte et que la polarisation de drain est faible, ce qui implique  $E_{Fn} \approx E_i + \Phi_F$  constant dans le canal, un dopage de  $2 \times 10^{23} \text{ m}^{-3}$  et une section de capture moyenne comprise entre  $10^{-19}$  et  $10^{-22} \text{ m}^2$ , on arrive à une valeur de  $\tau_S$  comprise entre  $10^{-7}$  à  $10^{-10} \text{ s}^{-1}$ .

En partant du principe qu'une variation de charge dans l'isolant, due à une fluctuation du nombre de porteurs piégés, implique une modification de la relation  $\Psi_S(V_{GS})$  et donc une variation de la charge présente dans la couche d'inversion, la densité spectrale de puissance ramenée en entrée s'écrit [Christensson'68]-[Gentil'78] :

$$S_{V_{GS}} = \frac{S_{I_{DS}}}{g_m^2} = \frac{4q^2}{WLC_{ox}^2} \int_0^{t_{ox}} \int_{E_V}^{E_C} N_{tox}(E,y) f_t(E)(1-f_t(E)) \frac{\tau_S(E) \exp\left(\frac{|y|}{\lambda}\right)}{1 + \omega^2 \tau_S(E)^2 \exp\left(2\frac{|y|}{\lambda}\right)} dy dE \quad (IV.24)$$

où  $N_{tox}$  est la densité énergétique et volumique de pièges dans tout l'isolant (volume et interface). Le terme  $f_t(1-f_t)$  rend compte de la position énergétique des pièges intervenant dans le bruit.

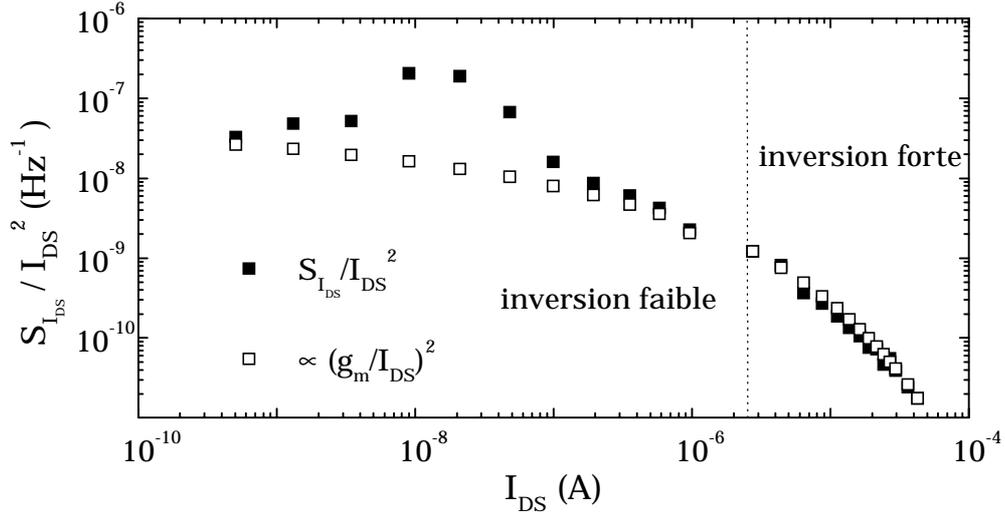
Si la répartition volumique et énergétique des pièges est uniforme et de densité  $N_t$ , la résolution de l'équation (IV.24) mène à [Van der Ziel'86] :

$$S_{V_{GS}} = \frac{\lambda q^2 k T N_t}{WLC_{ox}^2 f} \quad (IV.25)$$

A partir des équations (IV.24) et (IV.25) on écrit l'expression de la densité spectrale de puissance de bruit normalisée du courant de drain :

$$\frac{S_{I_{DS}}}{I_{DS}^2} = \frac{g_m^2}{I_{DS}^2} S_{V_{GS}} = \frac{g_m^2}{I_{DS}^2} \frac{\lambda q^2 k T N_t}{WLC_{ox}^2 f} \quad (IV.26)$$

L'équation (IV.26) indique que pour un bruit  $1/f$  dû à un piégeage-dépiégeage des porteurs, la DSP du courant de drain normalisée est proportionnelle à  $(g_m^2/I_{DS}^2)$  aussi bien en régime d'inversion faible qu'en régime d'inversion forte comme l'illustre la figure (IV.5) obtenue sur un de nos transistors.



**Figure IV.5.** Exemple de densité spectrale de puissance du courant  $I_{DS}$  normalisée obtenue pour un piégeage-dépiégeage des porteurs.

Les caractéristiques du transistor sont :  $W = 10 \mu\text{m}$ ,  $L = 3 \mu\text{m}$ ,  $t_{ox} = 10 \text{ nm}$ , 0.2 % d'azote,  $V_T = -0.05 \text{ V}$ ,  $\mu_0 = 260 \text{ cm}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$ ,  $V_{DS} = 50 \text{ mV}$ .

#### IV.3.2.3. Influence du profil des pièges sur le bruit 1/f

Le but de cette sous-section est de montrer l'influence de la répartition des pièges dans l'isolant sur l'allure de la DSP du bruit basse fréquence en nous basant sur des simulations.

Le facteur dominant pour la forme du spectre de bruit donné par l'équation (IV.24) est [Christensson'68] :

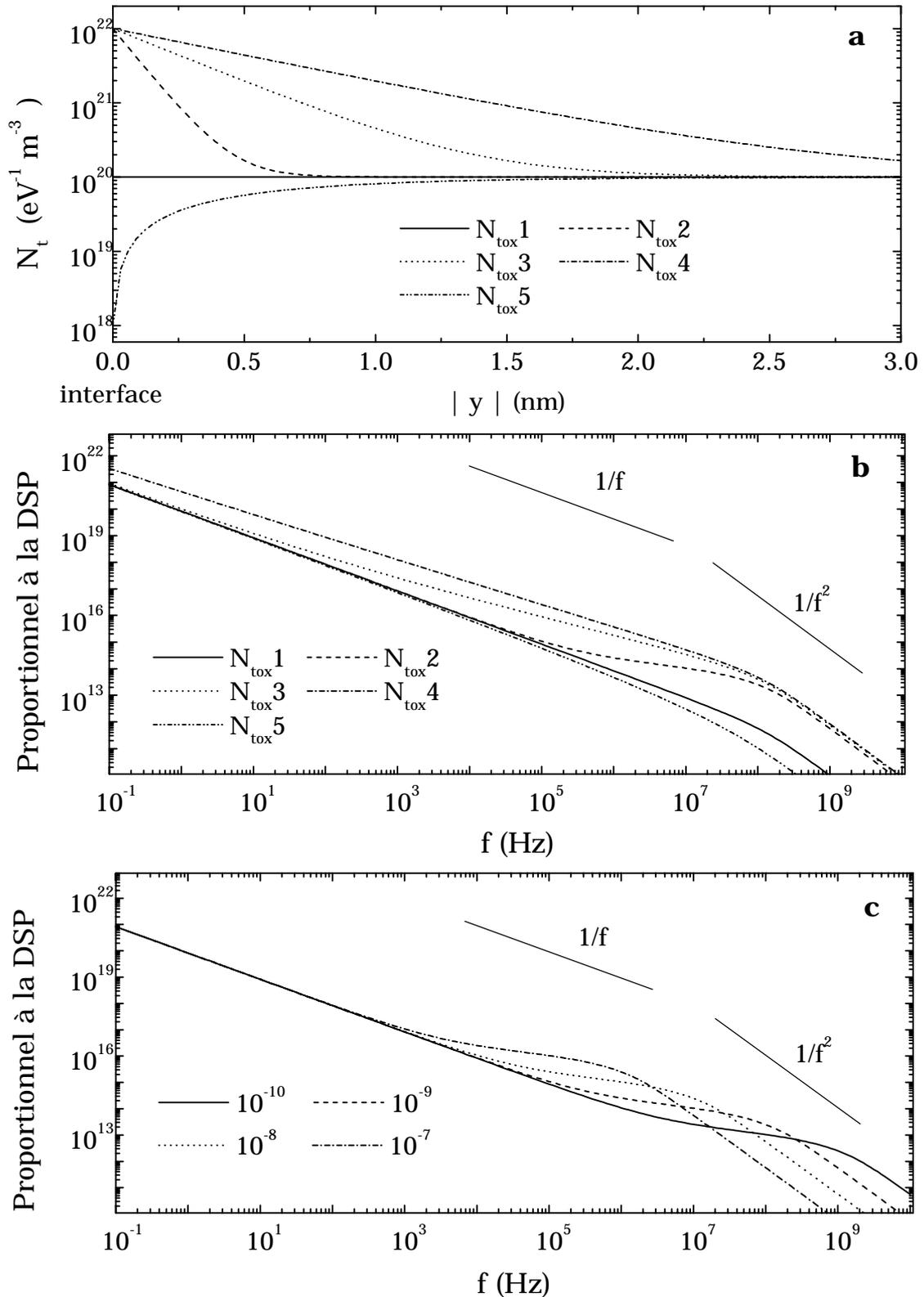
$$A = \int_0^{t_{ox}} N_{tox}(y) \frac{\tau_S \exp\left(\frac{|y|}{\lambda}\right)}{1 + \omega^2 \tau_S^2 \exp\left(2\frac{|y|}{\lambda}\right)} dy \quad (IV.27)$$

Selon Christensson [Christensson'68], le profil de piège  $N_{tox}$  a pour expression :

$$N_{tox}(y) = (N_{tS} - N_t) \exp\left(-\frac{|y|}{\lambda_{ox}}\right) + N_t \quad (IV.28)$$

$N_{tS}$  et  $N_t$  sont respectivement la densité volumique des pièges à l'interface et dans le volume loin de l'interface. Christensson ainsi que Maneglia [Maneglia'98] avancent un rapport de 100 entre ces deux densités et une longueur  $\lambda_{ox}$  identique à  $\lambda$  ( $\approx 0.1 \text{ nm}$ ). Cette condition sur la densité de pièges permet de simplifier l'équation (IV.28) :

$$N_{tox}(y) \approx N_{tS} \exp\left(-\frac{|y|}{\lambda_{ox}}\right) + N_t \quad (IV.29)$$



**Figure IV.6.** Simulation sous "Mathcad" de profils de piège dans l'isolant et de densités spectrales de puissance :

- a. Profils de la densité volumique de pièges.
- b. Courbes proportionnelles à la densité spectrale de puissance (DSP) pour les différents profils de pièges avec  $\tau_s = 10^{-9}$  s (soit  $\sigma_n \approx 10^{-20} \text{ m}^2$ ).
- c. Courbes proportionnelles à la DSP pour le profil  $N_{\text{tox}2}$  et  $\tau_s$  variable (s).

On peut aussi supposer que la répartition des pièges soit uniforme dans l'isolant ou qu'il y en ait moins à l'interface qu'en volume. La figure (IV.6.a) illustre plusieurs répartitions de pièges dans l'isolant dont les différentes caractéristiques sont résumées au tableau (IV.1).

	$N_{tox1}$	$N_{tox2}$	$N_{tox3}$	$N_{tox4}$	$N_{tox5}$
$N_S$ (eV <sup>-1</sup> m <sup>-3</sup> )	$10^{20}$	$10^{22}$	$10^{22}$	$10^{22}$	$10^{18}$
$N_t$ (eV <sup>-1</sup> m <sup>-3</sup> )	$10^{20}$	$10^{20}$	$10^{20}$	$10^{20}$	$10^{20}$
$\lambda_{ox}$ (m)	$10^{-10}$	$10^{-10}$	$3 \times 10^{-10}$	$6 \times 10^{-10}$	$6 \times 10^{-10}$

**Tableau IV.1.** Résumé des paramètres des profils déterminés à partir de l'équation (IV.28) et correspondant à la figure (IV.6.a).

A partir de ces différentes densités d'états, nous simulons, avec le logiciel "Mathcad", la densité spectrale de puissance du bruit en résolvant numériquement l'équation (IV.27). Les spectres pour les différents profils sont donnés à la figure (IV.6.b). La densité  $N_{tox1}$  (uniforme) donne un spectre en  $1/f$  sur toute la gamme de fréquences correspondant aux pièges (fréquences de coupures des pièges). Nous rappelons que la fréquence de coupure pour un piège proche de l'interface est plus grande que celle d'un piège situé loin de l'interface ( $\tau$  plus petit). Nous faisons les raisonnements qui suivent en nous plaçant à la fréquence 10 Hz. Pour une densité d'états qui diminue vers l'interface ( $N_{tox5}$ ), la courbe passe de  $1/f$  à  $1/f^\gamma$  où  $\gamma$  est supérieur à 1. En effet, plus on se rapproche de l'interface moins il y a de pièges et donc de contribution à la DSP. Au contraire, une augmentation de la densité d'état à l'interface aura l'effet inverse et entraînera une diminution de  $\gamma$ . Ce phénomène est accentué si on augmente la longueur caractéristique  $\lambda_{ox}$ .

A la figure (IV.6.c) nous faisons varier la section de capture des électrons c'est-à-dire la fréquence de coupure de chaque piège correspondant au profil  $N_{tox2}$ . L'augmentation de la section de capture des électrons entraîne une diminution de  $\tau_s$  et donc une augmentation générale de la fréquence de coupure des pièges, d'où le décalage vers les hautes fréquences de la DSP.

Notons qu'avec le rapport entre  $N_S$  et  $N_t$ , la distance  $\lambda_{ox}$ , et les sections de capture usuellement données dans la littérature ( $N_S/N_t = 100$ ,  $\lambda_{ox} = 0.1$  nm), la densité spectrale autour de la fréquence 10 Hz a une forme en  $1/f$ . Il est aussi très important de remarquer qu'avec ces conditions et les résultats de la figure (IV.6.b) : en se plaçant à la fréquence 10 Hz l'équation (IV.25) reste toujours valable.

### IV.3.3. Fluctuations du nombre de porteurs et de la mobilité

Nous supposons maintenant que le bruit  $1/f$  observé au niveau du courant de drain a pour origine, non seulement le piégeage-dépiégeage des porteurs du canal mais aussi la variation de leur mobilité [Jayaraman'89]-[Ghibaudo'91].

#### IV.3.3.1. Influence de $Q_{tot}$ sur $\mu_0$ , loi de Matthiessen

Une étude portant sur l'influence du dopage du substrat et de la charge dans l'isolant sur le maximum de la mobilité a permis de déterminer la relation empirique suivante [Sun'80] :

$$\mu_0 = \frac{\mu_{00}(N_A)}{1 + \alpha_0(N_A)Q_{tot}} \quad (IV.30)$$

où  $\mu_{00}$  et  $\alpha_0$  ont pour expressions :

$$\begin{cases} \mu_{00} = 0.349 - 0.0164 \log\left(\frac{N_A}{10^6}\right) \\ \alpha_0 = -650 + 120.6 \log\left(\frac{N_A}{10^6}\right) \end{cases} \quad (\text{IV.31})$$

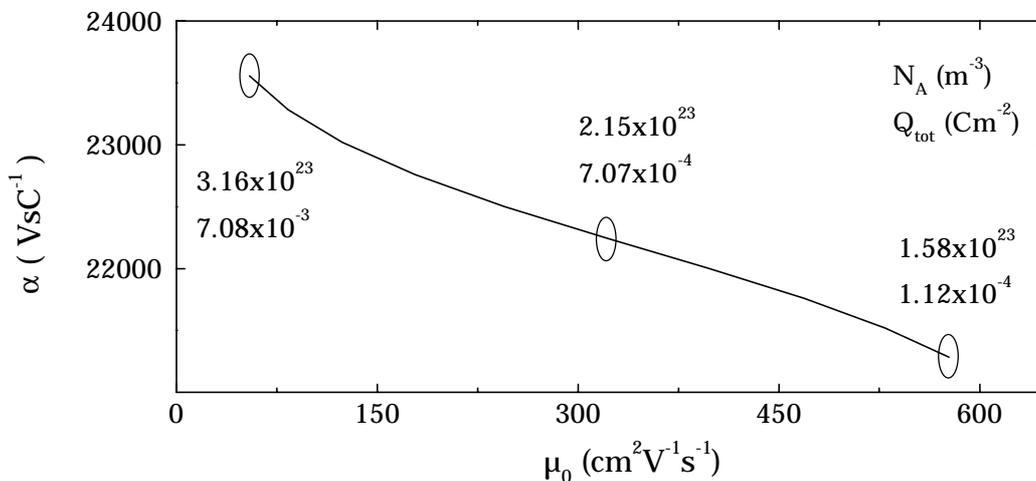
$N_A$  est donné en  $\text{m}^{-3}$ ,  $\alpha_0$  en  $\text{C}^{-1}\text{m}^2$  et  $\mu_{00}$  en  $\text{m}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$ . L'équation (IV.31) peut se mettre sous la forme :

$$\frac{1}{\mu_0} = \frac{1}{\mu_{00}} + \frac{\alpha_0}{\mu_{00}} Q_{\text{tot}} \quad (\text{IV.32})$$

Nous posons  $\alpha$  comme étant le coefficient de dispersion coulombien ( $\text{VsC}^{-1}$ ) :

$$\alpha = \frac{\alpha_0}{\mu_{00}} \quad (\text{IV.33})$$

L'équation (IV.33) montre que l'augmentation de la charge dans l'isolant et à son interface diminue la mobilité à faible champ électrique. D'autre part l'équation (IV.32) indique qu'une augmentation du dopage entraîne une augmentation de  $\alpha$  qui amplifie l'influence de la charge  $Q_{\text{tot}}$  sur la mobilité. La figure (IV.7) donne l'évolution de  $\alpha$  en fonction de  $\mu_0$  dans l'hypothèse qu'une augmentation de la charge présente dans l'isolant s'accompagne d'une augmentation du dopage  $N_A$ . Nous constatons que dans ce cas, la diminution de la mobilité à faible champ électrique est suivie d'une augmentation du paramètre  $\alpha$ .



**Figure IV.7.** Simulation sous "Excel" de l'évolution de  $\alpha$  en fonction de  $\mu_0$  dans le cas où une augmentation du dopage du substrat,  $N_A$ , est suivie d'une augmentation de la charge présente dans l'isolant et à son interface en régime d'inversion forte,  $Q_{\text{tot}}$ .

La loi de Matthiessen stipule que les paramètres qui influencent la mobilité se somment par leur inverse. Ainsi, nous pouvons écrire l'expression de la mobilité effective :

$$\frac{1}{\mu_{\text{eff}}} = \frac{1}{\mu_{\text{eff}0}} + \alpha Q_{\text{tot}} \quad (\text{IV.34})$$

$\mu_{\text{eff0}}$  regroupe tout ce qui ne concerne pas la charge présente dans l'isolant. Le terme  $\alpha Q_{\text{tot}}$  reste inchangé (sans terme multiplicatif) car il entraîne juste un décalage de la valeur de la mobilité.

#### IV.3.3.2. Densité spectrale de puissance ramenée en entrée

Le piégeage des porteurs du canal par les états présents dans l'isolant fait varier très faiblement le nombre de ces porteurs. Les variations du courant de drain sont plutôt dues à des variations de la charge présente dans l'isolant c'est-à-dire à des variations de  $Q_{\text{ox}}$  et de  $Q_{\text{it}}$ . En toute rigueur, ce que nous appelons états d'interface (ou pièges rapides) sont les états présents dans les tous premiers Angström de l'interface. En conséquence, les pièges qui participent au bruit 1/f autour de 10 Hz (fréquence utilisée pour l'extraction des paramètres) sont des pièges lents et donc prise en compte dans ce que nous appelons charges fixes dans l'isolant,  $Q_{\text{ox}}$ .

En utilisant les équations (II.79) et (II.80) on arrive à :

$$\delta V_{\text{FB}} = \delta V_{\text{GS}} = -\frac{\delta Q_{\text{ox}}}{C_{\text{ox}}} \quad (\text{IV.35})$$

Cela signifie que l'étude des variations de  $Q_{\text{ox}}$  revient à étudier les variations de la tension de bandes plates  $V_{\text{FB}}$ .

Les variations du courant de drain étant dues à l'activité des pièges (variations de  $Q_{\text{ox}}$ ) et aux variations de la mobilité, nous pouvons écrire en régime d'inversion forte :

$$\delta I_{\text{DS}} = \delta V_{\text{FB}} \left. \frac{dI_{\text{DS}}}{dV_{\text{FB}}} \right|_{\mu_{\text{eff}} = \text{const}} + \delta \mu_{\text{eff}} \left. \frac{dI_{\text{DS}}}{d\mu_{\text{eff}}} \right|_{V_{\text{FB}} = \text{const}} \quad (\text{IV.36})$$

En partant de l'équation (II.63), il vient :

$$\frac{dI_{\text{DS}}}{d\mu_{\text{eff}}} = -\frac{W}{L} Q_{\text{n}} V_{\text{DS}} = \frac{I_{\text{DS}}}{\mu_{\text{eff}}} \quad (\text{IV.37})$$

A partir de l'équation (IV.34) on obtient :

$$\delta \mu_{\text{eff}} = \pm \alpha \mu_{\text{eff}}^2 \delta Q_{\text{ox}} \quad (\text{IV.38})$$

avec un signe + pour les pièges de type accepteur et un signe - pour les pièges de type donneur.

En effet une augmentation du nombre de pièges lents de type accepteur (chargés négativement quand occupés par un électron) entraîne une diminution de la valeur de  $Q_{\text{ox}}$  ainsi qu'une chute de la mobilité d'où le signe +. En revanche, une augmentation de nombre de pièges lents de type donneur (chargé positivement quand inoccupé par un électron) implique une augmentation de la valeur de  $Q_{\text{ox}}$  mais une diminution de la mobilité (augmentation du nombre de charges) d'où le signe -.

L'utilisation des équations (II.52), (II.58) et (III.65) permet d'écrire :

$$\frac{dI_{\text{DS}}}{dV_{\text{GS}}} = -\frac{dI_{\text{DS}}}{dV_{\text{FB}}} = g_{\text{m}} \quad (\text{IV.39})$$

A partir des équations (IV.35) à (IV.39) nous obtenons :

$$\delta I_{DS} = - \left[ 1 \pm \alpha \mu_{\text{eff}} C_{\text{ox}} \frac{I_{DS}}{g_m} \right] g_m \delta V_{FB} \quad (\text{IV.40})$$

La densité spectrale de puissance de bruit normalisée s'exprime donc :

$$\frac{S_{I_{DS}}}{I_{DS}^2} = \left[ 1 \pm \alpha \mu_{\text{eff}} C_{\text{ox}} \frac{I_{DS}}{g_m} \right]^2 \frac{g_m^2}{I_{DS}^2} S_{V_{FB}} \quad (\text{IV.41})$$

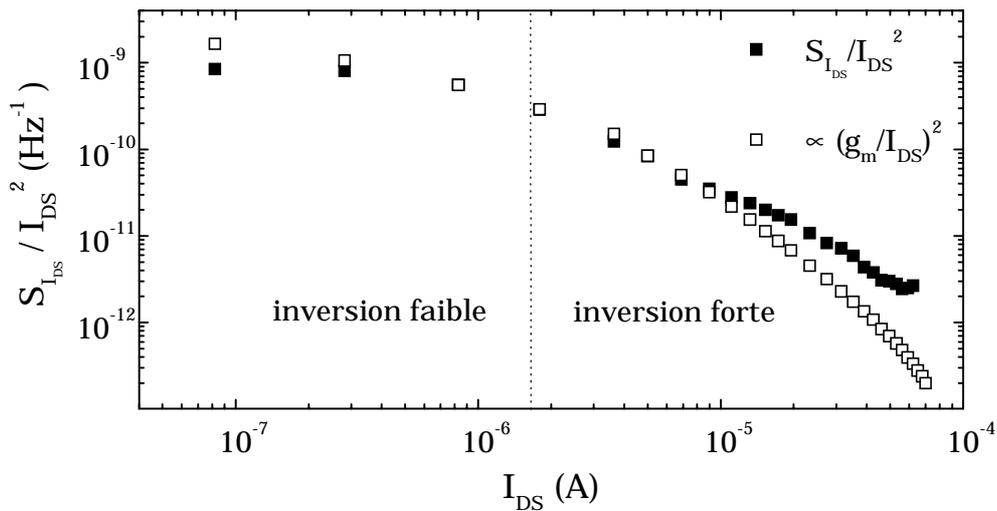
En remplaçant  $\mu_{\text{eff}}$ ,  $I_{DS}$  et  $g_m$  par leurs expressions (équations (II.64), (II.65) et (II.70)) dans le cas d'un isolant épais, c'est-à-dire pour  $\theta_2 = 0$ , nous obtenons en régime d'inversion forte [Ghibaudo'91] :

$$\frac{S_{I_{DS}}}{I_{DS}^2} = \left[ 1 \pm \alpha \mu_0 C_{\text{ox}} \left( V_{GS} - V_T - \frac{V_{DS}}{2} \right) \right]^2 \frac{g_m^2}{I_{DS}^2} S_{V_{FB}} \quad (\text{IV.42})$$

La densité spectrale de puissance équivalente en entrée peut alors s'écrire :

$$S_{V_{GS}} = S_{V_{FB}} \left[ 1 \pm \alpha \mu_0 C_{\text{ox}} \left( V_{GS} - V_T - \frac{V_{DS}}{2} \right) \right]^2 \quad (\text{IV.43})$$

La figure (IV.8) donne un exemple de fluctuations du nombre de porteurs corrélées à des fluctuations de mobilité identifiable par l'éloignement des courbes  $S_{I_{DS}}/I_{DS}^2$  et  $(g_m/I_{DS})^2$  en régime d'inversion forte (c.f. équation (IV.42)). Par contre en inversion faible, la mobilité des électrons est égale à  $\mu_0$ . Ceci implique que le terme tenant compte de la variation du courant de drain avec la mobilité est nulle, ce qui revient à l'étude d'un piégeage dépiégeage de porteurs. Donc en régime d'inversion faible, les courbes  $S_{I_{DS}}/I_{DS}^2$  suivent celles de  $(g_m/I_{DS})^2$ .



**Figure IV.8.** Exemple de densité spectrale de puissance du courant  $I_{DS}$  normalisée obtenue pour un piégeage et dépiégeage des porteurs avec fluctuations corrélées de mobilité.

Les caractéristiques du transistor sont :  $W = 10 \mu\text{m}$ ,  $L = 3 \mu\text{m}$ ,  $\Delta L = 0.86 \mu\text{m}$ ,  $t_{\text{ox}} = 7.4 \text{ nm}$ ,  $0.2 \%$  d'azote,  $V_T = 0.53 \text{ V}$ ,  $\mu_0 = 420 \text{ cm}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$ ,  $V_{DS} = 50 \text{ mV}$ .

#### IV.4. Influence de $\theta_2$ et de la diminution de $t_{ox}$ sur le bruit 1/f

Dans ce paragraphe, nous mettons en évidence les effets de la diminution de l'épaisseur d'isolant sur la forme et le niveau de la densité spectrale de puissance de bruit ( $S_{I_{DS}}$  et  $S_{V_{GS}}$ ). Nous séparons à nouveau l'approche Hooge, McWhorter et fluctuations du nombre de porteurs avec fluctuations de la mobilité.

##### IV.4.1. Fluctuations de mobilité

En utilisant les expressions du courant, (II.65), de la transconductance, (II.70) et de  $Q_n$ , (II.62), cette fois dans le cas d'un isolant mince ou ultra-mince, c'est-à-dire en gardant le terme  $\theta_2$ , l'équation (IV.16) s'écrit en régime d'inversion forte :

$$S_{V_{GS}} = \frac{q\alpha_H}{W L f C_{ox}} \left( V_{GS} - V_T - \frac{V_{DS}}{2} \right) \left[ \frac{1 + \theta_1 \left( V_{GS} - V_T - \frac{V_{DS}}{2} \right) + \theta_2 \left( V_{GS} - V_T - \frac{V_{DS}}{2} \right)^2}{1 - \theta_2 \left( V_{GS} - V_T - \frac{V_{DS}}{2} \right)^2} \right]^2 \quad (IV.44)$$

Le comportement de  $S_{I_{DS}}/I_{DS}^2$  en fonction de  $I_{DS}$  ne change pas en régime d'inversion faible.

Par contre en régime d'inversion forte la dépendance entre  $S_{I_{DS}}/I_{DS}^2$  et le courant de drain peut devenir linéaire (en échelle log-log) si les effets respectifs de  $\theta_1$  et  $\theta_2$  se compensent, tout du moins, dans un certain domaine de tension de grille ( $\theta_1$  et  $\theta_2$  sont alors de signe opposé). Remarquons que c'est le cas du transistor présenté à la figure (IV.4) :  $\theta_1 = -0.056$  et  $\theta_2 = 0.044$ .

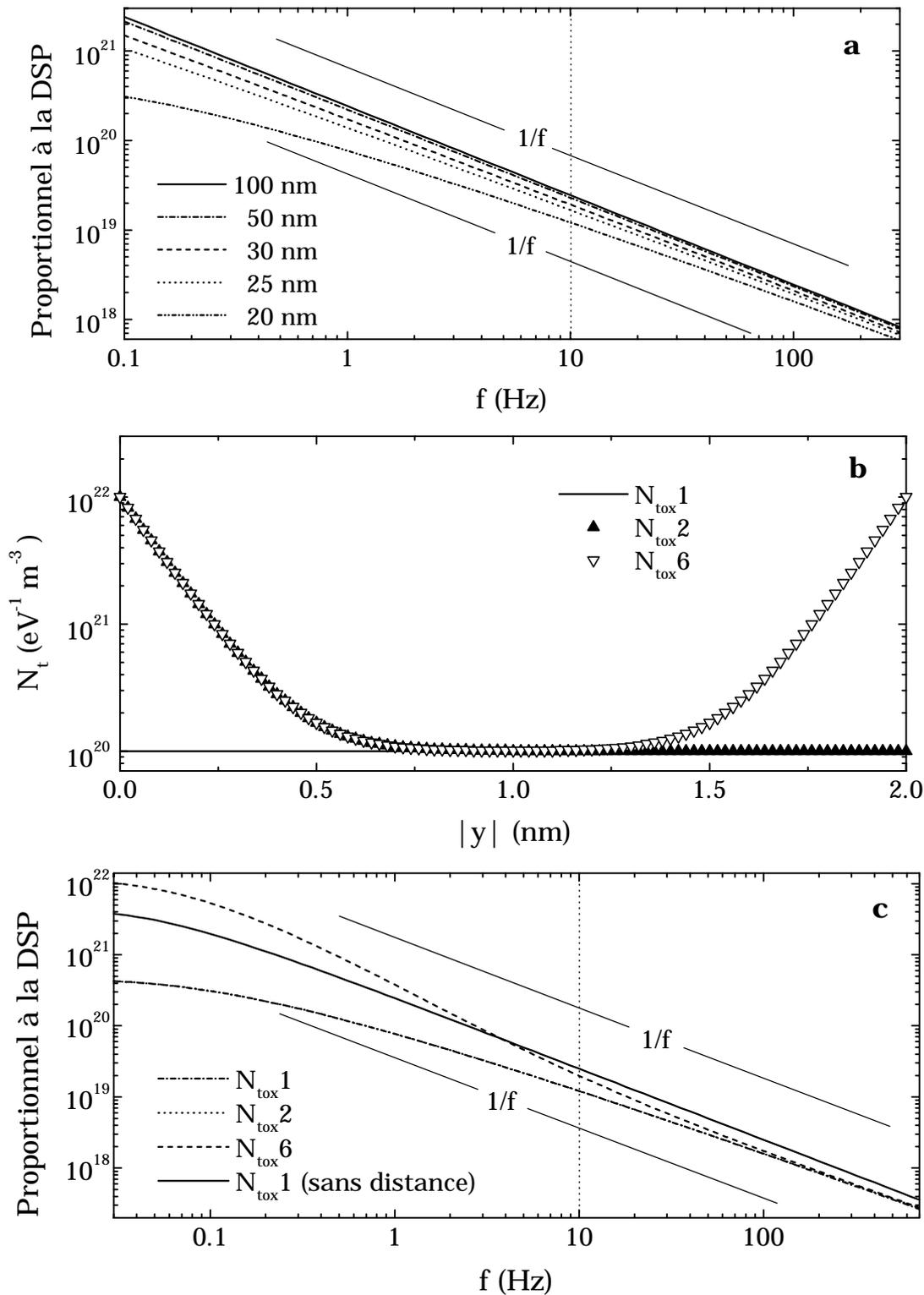
##### IV.3.2. Fluctuations du nombre de porteurs

Considérons le cas d'une structure MOS dont la tension de bandes plates est nulle ( $V_{FB} = 0$ ). L'apparition d'une charge  $Q_{ox}$  dans l'isolant à une distance  $y$  de l'interface implique l'apparition d'une charge  $Q_{SC}$  dans le semi-conducteur, d'une charge  $Q_M$  à l'interface métal - isolant et d'une variation de  $V_{FB}$ .

A présent on applique sur la grille une tension égale à la nouvelle valeur de  $V_{FB}$ . La charge dans le semi-conducteur devient nulle et on a  $Q_{ox} = Q_M$ . Le champ électrique dans l'isolant entre  $-t_{ox}$  (axe  $Oy$  allant du semi-conducteur vers le métal) et  $y$  est constant et égal à  $\xi_{ox}$ . La tension de bandes plates prend alors comme expression ( $y < 0$ ) :

$$V_{FB} = (t_{ox} - |y|)\xi_{ox} = -(t_{ox} - |y|) \frac{Q_{ox}}{\epsilon_{ox}} = - \left( \frac{t_{ox} - |y|}{t_{ox}} \right) \frac{Q_{ox}}{C_{ox}} \quad (IV.45)$$

L'équation (IV.45) signifie que l'influence des charges présent dans l'isolant près de l'interface métal - isolant est pratiquement nulle. En revanche, l'influence des charges présentes à l'interface isolant - semi-conducteur est maximale.



**Figure IV.9.** Simulation sous "Mathcad" de profils de pièges et de DSP tenant compte de la distance par rapport à l'interface et de l'épaisseur d'isolant.  $\tau_s$  est pris égale à  $10^{-9}$  s.

a. Influence de l'épaisseur d'isolant de grille sur la DSP en fonction de la fréquence. La densité d'états est prise constante dans le volume de l'isolant.

b. Illustration de trois profils de densité de pièges pour un isolant de grille d'épaisseur 2 nm.

c. DSP correspondant à la réponse des trois profils de densité d'états.

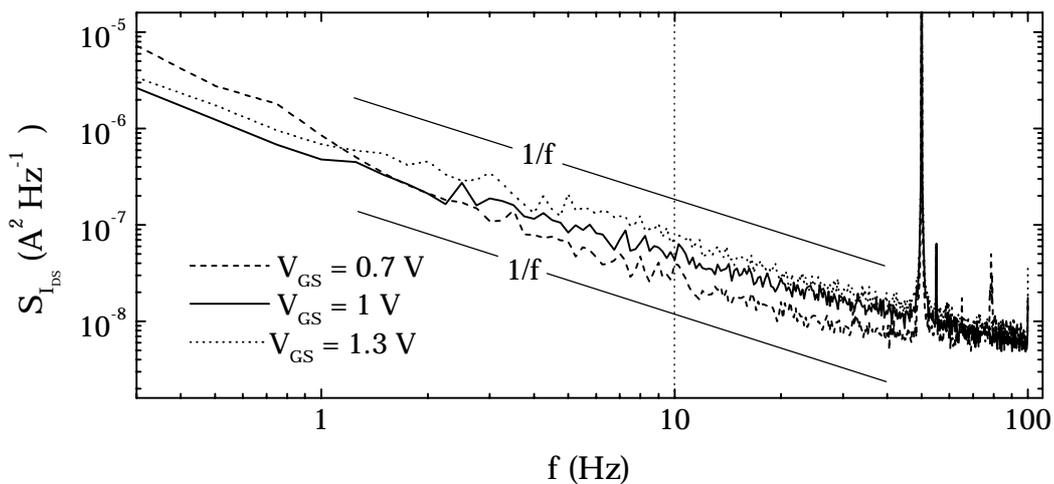
L'équation (IV.45) intervient dans l'équation (IV.27) de la manière suivante :

$$A = \int_0^{t_{ox}} N_{tox}(y) \left[ 1 - \left( \frac{y}{t_{ox}} \right)^2 \right] \frac{\tau_S \exp\left(\frac{|y|}{\lambda}\right)}{1 + \omega^2 \tau_S^2 \exp\left(2 \frac{|y|}{\lambda}\right)} dy \quad (IV.46)$$

La figure (IV.10.a) montre, par simulation sous "Mathcad", l'influence de ce terme supplémentaire sur l'allure en 1/f de la DSP de bruit au niveau du courant de drain dans le cas d'un profil constant de pièges dans l'isolant. On constate que plus l'épaisseur diminue plus le spectre prend une forme inférieure à 1/f. Lors des mesures de bruit basse fréquence au niveau du courant de drain des transistors MOS, cet effet conduit à une sous-estimation de la densité volumique et énergétique de piège dans l'isolant.

Supposons, à présent, que le profil de densité d'états dans l'isolant puisse prendre trois formes différentes, comme le représente la figure (IV.10.b). Un profil constant, un profil qui augmente au niveau de l'interface avec le substrat et un dernier profil qui augmente aussi au niveau de l'interface avec le métal de grille. L'épaisseur d'isolant choisie pour cette étude est de 2 nm. La figure (IV.10.c) montre qu'autour de la fréquence 10 Hz, la mesure de la DSP mène toujours à une sous estimation de  $N_t$  par contre le profil  $N_{tox6}$  donne un spectre de forme supérieur à un 1/f pour les fréquences inférieures à 10 Hz. La courbe notée  $N_{tox1}$  (sans distance) signifie que le terme supplémentaire  $(1 - (|y|/t_{ox})^2)$  de l'équation (IV.46) n'est pas pris en compte pour la simulation. Les spectres correspondant aux densités  $N_{tox1}$  et  $N_{tox2}$  sont confondus pour les fréquences représentées.

La figure (IV.10) illustre la densité spectrale de puissance de bruit au niveau du courant de drain obtenue sur un de nos transistors dont l'épaisseur d'isolant est de 1.8 nm. Les spectres ont une allure légèrement inférieure à un 1/f mais pas dans la gamme prévue par les simulations que nous venons d'exposer dans le cas d'un profil constant de pièges dans l'isolant. Cette observation laisse envisager qu'il y aurait une augmentation de la densité d'états au niveau de l'interface avec le métal de grille.



**Figure IV.11.** Densité spectrale de puissance de bruit mesurée au niveau du courant  $I_{DS}$  pour différentes tensions de grille.

Les caractéristiques du transistor sont :  $t_{ox} = 1.8 \text{ nm}$ ,  $W = 10 \text{ }\mu\text{m}$ ,  $L = 3 \text{ }\mu\text{m}$ ,  $\Delta L = 1.44 \text{ }\mu\text{m}$ , 3 % d'azote,  $V_T = 0.16 \text{ V}$ ,  $\mu_0 = 270 \text{ cm}^2 \text{ V}^{-1} \text{ s}^{-1}$ .  $V_{DS} = 50 \text{ mV}$ .

### IV.4.3. Fluctuations du nombre de porteurs et de la mobilité

En remplaçant  $\mu_{\text{eff}}$ ,  $I_{\text{DS}}$  et  $g_m$  par leurs expressions (équations (II.64), (II.65) et (II.70)) dans le cas d'un isolant mince ou ultra-mince, c'est-à-dire en gardant le terme  $\theta_2$ , nous obtenons en régime d'inversion forte [Masson'98c] :

$$\frac{S_{I_{\text{DS}}}}{I_{\text{DS}}^2} = \left[ 1 \pm \alpha \mu_0 C_{\text{ox}} \frac{V_{\text{GS}} - V_{\text{T}} - \frac{V_{\text{DS}}}{2}}{1 - \theta_2 \left( V_{\text{GS}} - V_{\text{T}} - \frac{V_{\text{DS}}}{2} \right)^2} \right]^2 \frac{g_m^2}{I_{\text{DS}}^2} S_{V_{\text{FB}}} \quad (\text{IV.47})$$

La densité spectrale de puissance de tension de grille équivalente en entrée, peut alors s'écrire à partir des équations (IV.39) et (IV.47) :

$$S_{V_{\text{GS}}} = \left[ 1 \pm \alpha \mu_0 C_{\text{ox}} \frac{V_{\text{GS}} - V_{\text{T}} - \frac{V_{\text{DS}}}{2}}{1 - \theta_2 \left( V_{\text{GS}} - V_{\text{T}} - \frac{V_{\text{DS}}}{2} \right)^2} \right]^2 S_{V_{\text{tot}}} \quad (\text{IV.48})$$

avec un signe + pour les pièges de type accepteur et un signe - pour les pièges de type donneur.  $S_{V_{\text{FB}}}$  est donné par l'équation (IV.25).

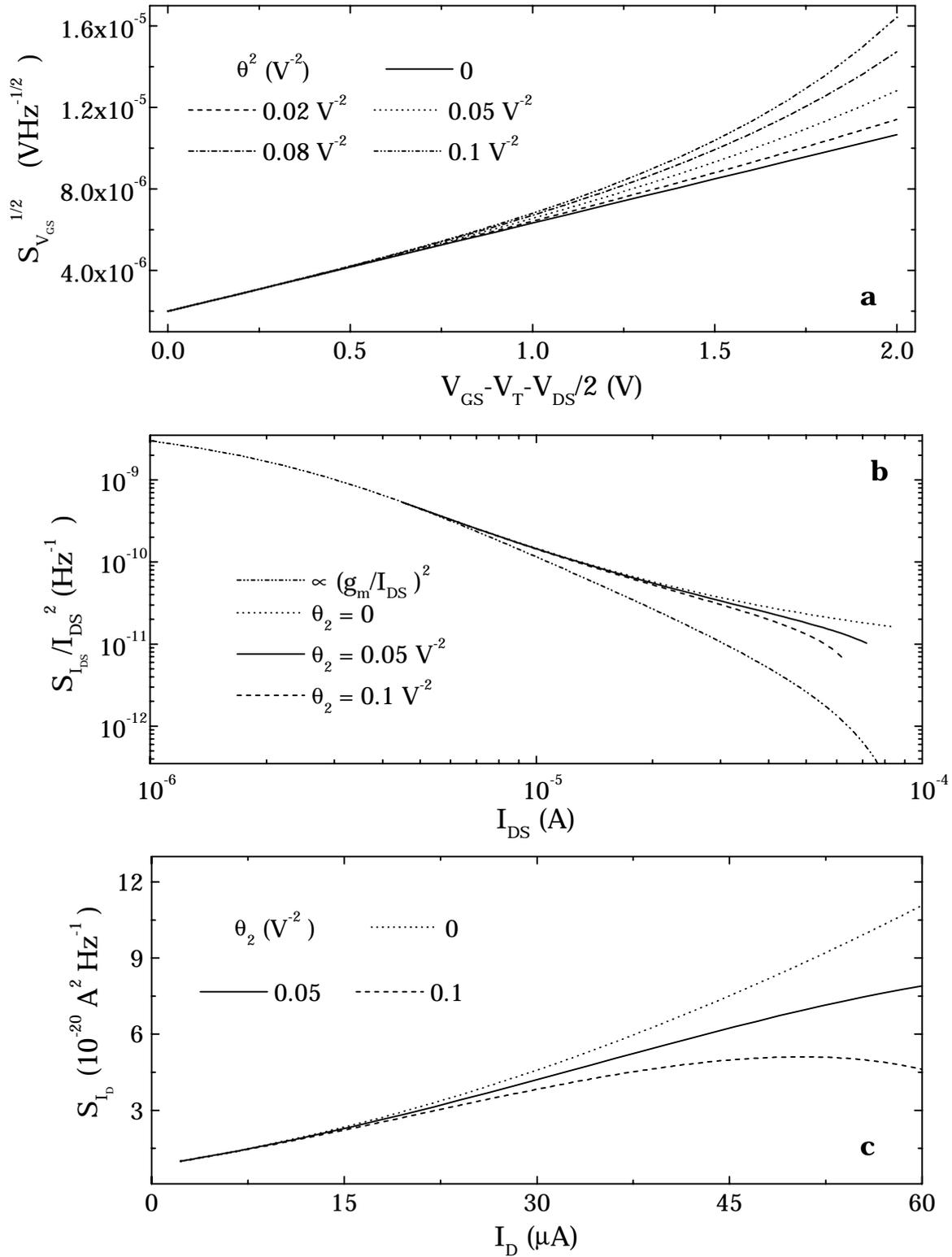
Dans le cas des isolants ultra minces (quelques nm), le facteur  $\theta_2$  devient critique et il faut en tenir compte lors de l'extraction des paramètres du transistor MOS afin d'être en mesure d'en simuler les caractéristiques lors de la conception de circuits intégrés.

Il est important de noter que les mesures, effectuées sur nos transistors MOS à canal n, ont montré qu'il faut prendre un signe + pour l'équation (IV.48). Cela signifie que les pièges qui peuplent la moitié supérieure de la bande interdite (ou du moins ceux autour du niveau d'énergie  $E_i + \Phi_{\text{F}}$ ) sont de type accepteur.

La figure (IV.12.a) montre que la courbe  $S_{V_{\text{GS}}}^{1/2}$  en fonction de  $(V_{\text{GS}} - V_{\text{T}} - V_{\text{DS}}/2)$  devient fortement non linéaire lorsque  $\theta_2$  augmente.

Le tracé de la densité spectrale de puissance du courant de drain normalisée en fonction du courant de drain  $I_{\text{DS}}$ , figure (IV.12.b), est très intéressant car il montre que plus  $\theta_2$  est grand, plus les variations de  $S_{I_{\text{DS}}}/I_{\text{DS}}^2$  tendent à suivre celles de  $(I_{\text{DS}}/g_m)^2$ . Cela signifie qu'en raison de la diminution de l'influence des variations de la mobilité via le terme  $\theta_2$ , le bruit 1/f dû à un piégeage-dépiégeage de porteurs corrélé à des fluctuations de mobilité tend à devenir simplement un bruit de piégeage-dépiégeage de porteurs. Notons que la courbe proportionnelle à  $(I_{\text{DS}}/g_m)^2$  est simulée pour  $\theta_2 = 0$ .

La figure (IV.12.c) illustre les variations de  $S_{I_{\text{DS}}}$  en fonction du courant de drain et met en évidence un point remarquable qui découle de l'explication précédente. En se plaçant à un certain niveau de courant, une augmentation du facteur quadratique de réduction de la mobilité entraîne une diminution du niveau de bruit. Ainsi, ce paramètre plutôt contraignant pour l'amplitude de courant du transistor MOS devient bénéfique dans le sens où il permet la diminution du niveau de bruit [Masson'98c].



**Figure IV.12.** Influence du facteur quadratique de réduction de la mobilité sur :  
**a.** La DSP de tension équivalente en entrée.  
**b.** La DSP de courant normalisée.  
**c.** La DSP de courant.

Les paramètres choisis pour les simulations sous "Excel" sont :  $t_{ox} = 5$  nm,  $\mu_0 = 400$  cm<sup>2</sup>V<sup>-1</sup>s<sup>-1</sup>,  $\alpha = 6000$  VsC<sup>-1</sup>,  $S_{V_{FB}} = 4 \times 10^{12}$  V<sup>2</sup>Hz<sup>-1</sup>,  $\theta_1 = 0.05$  V<sup>-1</sup>,  $V_{DS} = 50$  mV.

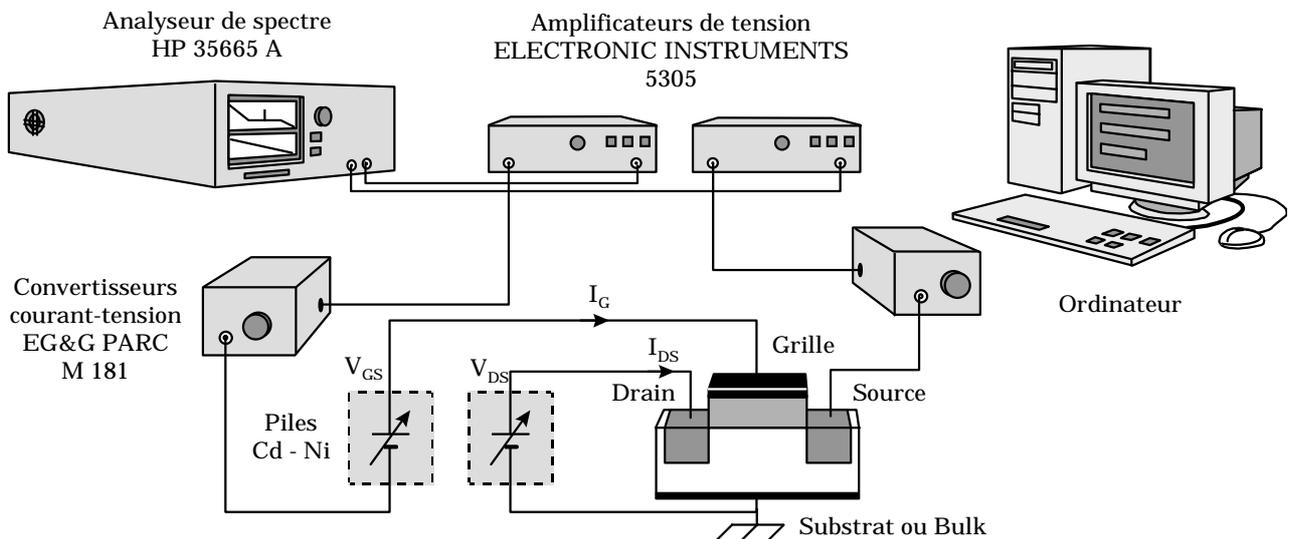
## IV.5. Méthode d'extraction des paramètres

L'objectif de ce paragraphe est de présenter la méthode d'extraction de la densité volumique de pièges  $N_t$  du coefficient de dispersion coulombien  $\alpha$  que nous avons choisie.

### IV.5.1. Présentation du Banc de mesure de bruit basse fréquence

Une vue d'ensemble du banc utilisé pour nos mesures de bruit basse fréquence est donnée à la figure (IV.13). Ce banc est constitué des appareils suivants :

- Une boîte métallique dans laquelle sont mis les transistors montés en boîtier. Cette boîte joue le rôle d'un blindage permettant une immunité vis-à-vis du bruit extérieur.
- Deux sources de tension constituées de batteries Cadmium - Nickel et ajustables par des potentiomètres. Contrairement à des alimentations classiques, de telles sources permettent de s'affranchir des parasites du secteur.
- Deux convertisseurs courant-tension EG&G PARC M 181 de sensibilité  $S$  variable entre  $10^{-9}$  et  $10^{-4}$  A/V.
- Deux amplificateurs de tension ELECTRONIC INSTRUMENTS 5305 de gain  $G$  variable de 20 à 2000.
- Un analyseur de spectre HP 35665 A (analyseur à transformée de Fourier rapide). Les données temporelles ou fréquentielles des mesures peuvent être sauvées sous disquette pour une exploitation sur ordinateur.
- Un ordinateur pour l'exploitation des mesures.



**Figure IV.12.** Présentation schématique du banc de mesure de bruit basse fréquence utilisé pour caractériser nos transistors. Il est composé de deux convertisseurs courant-tension, de deux amplificateurs de tension, de deux sources de tension (batteries Cadmium - Nickel) ajustables par des potentiomètres, d'un analyseur de spectre et d'un ordinateur pour l'exploitation des mesures.

Les transistors utilisés pour les mesures de bruit basse fréquence sont montés en boîtier. On prévient tout parasitage de la mesure par des interférences électromagnétiques en plaçant les transistors dans une boîte métallique qui joue le rôle d'un blindage. Deux sources de tension (une pour la polarisation de drain et une autre pour la polarisation de grille) réglables par un potentiomètre et constituées d'un assemblage en série de batteries Cadmium - Nickel permettent de réduire l'apport de bruit extérieur par rapport à l'utilisation d'alimentations classiques sur secteur. Un convertisseur courant - tension EG&G PARC M 181 de sensibilité  $S$  convertit le courant de drain ou de grille en tension dont l'amplitude est (courant  $I$ ) :

$$V_1 = \frac{I}{S} \quad (\text{IV.49})$$

Cette tension est alors amplifiée avec un gain  $G$  par l'amplificateur ELECTRONIC INSTRUMENTS 5305. A noter que la valeur moyenne de la tension  $V_1$  est compensée manuellement à l'aide d'un potentiomètre donc, pour être précis, ce sont les variations de la tension  $V_1$  qui sont amplifiées. En sortie de l'amplificateur nous avons la tension :

$$V_2 = GV_1 = \frac{G}{S} I \quad (\text{IV.50})$$

Cette tension est alors mise en entrée de l'analyseur de spectre. Il est très important de remarquer que l'impédance d'entrée de l'analyseur est de  $1 \text{ M}\Omega$  alors que l'amplificateur donne le gain  $G$  dans le cas où l'impédance est adaptée ( $50 \Omega$ ). La tension réellement utilisée par l'analyseur est donc le double de la tension  $V_2$  :

$$V_3 = 2V_2 = \frac{2G}{S} I \quad (\text{IV.51})$$

L'analyseur de spectre, HP 35665 A, calcule la transformée de Fourier rapide de la tension  $V_3$  et affiche le résultat à l'écran. On relève alors la valeur obtenue à  $10 \text{ Hz}$  :  $\text{DSP}(10\text{Hz})$ . Pour tous nos calculs nous utilisons la densité spectrale de puissance du courant que nous obtenons avec la relation suivante :

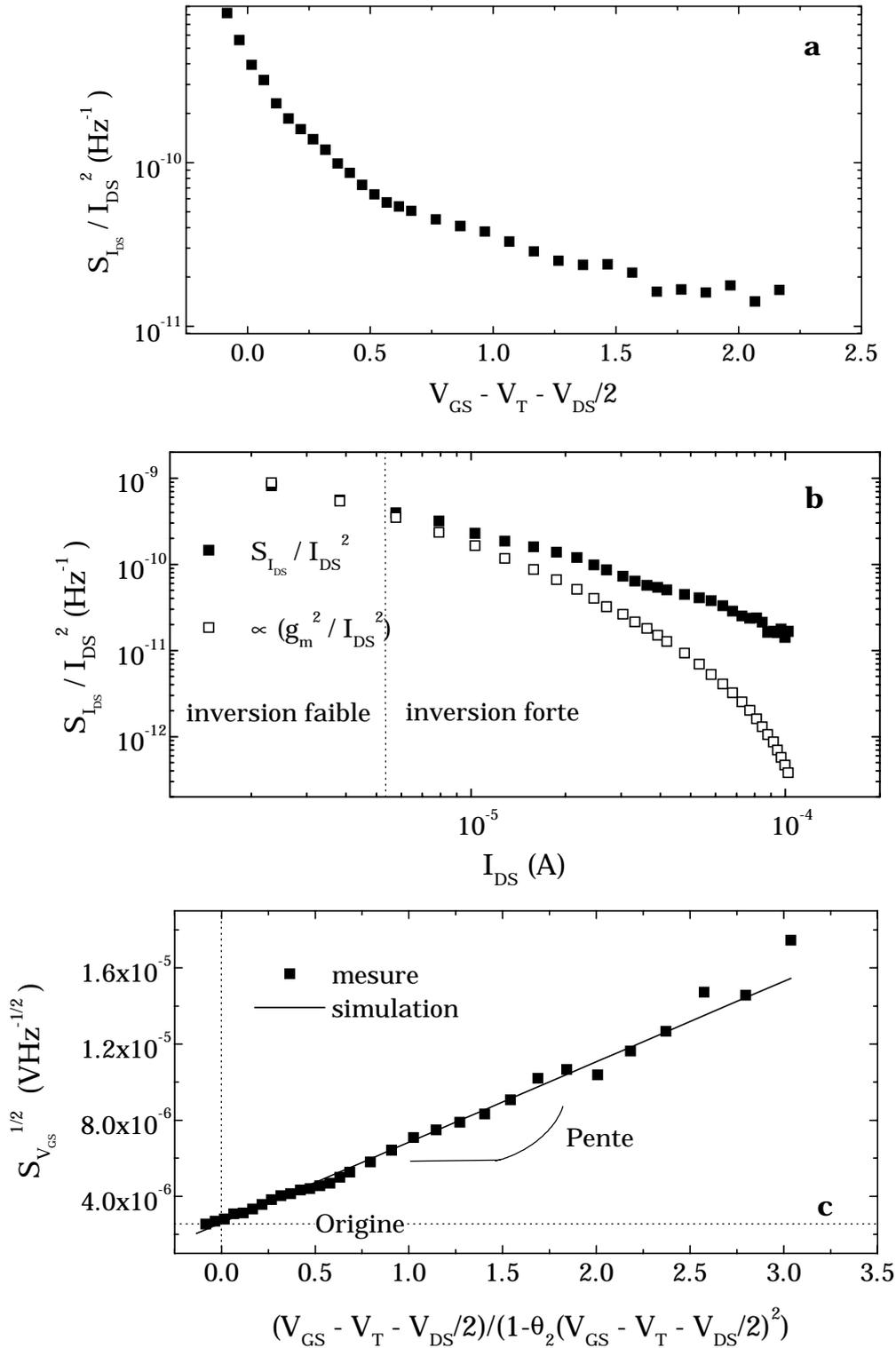
$$S_{I_D} = \left( \frac{S}{2G} \right)^2 \text{DSP}(10\text{Hz}) \quad (\text{IV.52})$$

#### IV.5.2. Détermination de $N_t$ et de $\alpha$

Nous avons mis en évidence sur la quasi totalité de nos transistors (sauf deux), un bruit en  $1/f$  dû à des fluctuations du nombre de porteurs corrélées à des fluctuations de mobilité. Pour cette raison, nous présentons uniquement la méthode d'extraction des paramètres correspondant à cette origine du bruit  $1/f$ .

Le relevé de la caractéristique  $I_{DS}(V_{GS})$  du transistor étudié nous permet d'une part de calculer la transconductance  $g_m (= \partial I_{DS} / \partial V_{GS})$  et d'autre part de déterminer les valeurs de  $V_T$ ,  $\mu_0$  et  $\theta_2$  par la méthode d'extraction des paramètres exposée au chapitre II.

Les transistors sont toujours polarisés à faible tension de drain ( $V_{DS} = 50 \text{ mV}$ ) et à chaque polarisation de grille, nous relevons sur l'analyseur de spectre la valeur de la densité spectrale de bruit à la fréquence  $10 \text{ Hz}$  (c.f. figure (IV.1)) :  $\text{DSP}(10\text{Hz})$ . A partir de l'équation (IV.52) et de la valeur de la sensibilité  $S$  du convertisseur courant-tension et du gain en tension  $G$  de l'amplificateur, nous calculons la densité spectrale de courant  $S_{I_{DS}}$ .



**Figure IV.13.a.** Densité spectrale de puissance de bruit normalisée du courant de drain. **b.** Tracé de  $(S_{I_{DS}} / I_{DS}^2)$  en fonction du courant de drain qui permet de déterminer la nature du bruit. **c.** Extraction de la densité volumique de pièges et du coefficient  $\alpha$ .

Les caractéristiques du transistor sont :  $t_{ox} = 4.2$  nm, 8 % d'azote,  $W = 10$   $\mu$ m,  $L = 3$   $\mu$ m,  $\Delta L = 1.76$   $\mu$ m,  $V_T = 0.27$  V,  $\mu_0 = 180$  cm<sup>2</sup>V<sup>-1</sup>s<sup>-1</sup>,  $\theta_2 = 0.061$  V<sup>2</sup>,  $N_t = 6.3 \times 10^{17}$  eV<sup>-1</sup>cm<sup>-3</sup>,  $\alpha = 10800$ ,  $V_{DS} = 50$  mV

La figure (IV.13.a) donne un exemple de courbe  $S_{I_{DS}}$  en fonction de  $V_{GS} - V_T - V_{DS}/2$  obtenue sur un de nos transistors. Le tracé sous le logiciel "Excel" de  $S_{I_{DS}}$  normalisée par le courant de drain en fonction de  $I_{DS}$ , ainsi que de la quantité  $(g_m/I_{DS})^2$  (multipliée par un coefficient), permet de déterminer l'origine du bruit. La figure (IV.13.b) illustre un tel tracé et met en évidence l'origine du bruit comme étant dû à un piégeage - dépiégeage des porteurs corrélées à des fluctuations de mobilité (variations identiques en inversion faible et écartement des deux courbes en inversion forte). Pour déterminer la densité énergétique et volumique de pièges ainsi que le coefficient de dispersion coulombien, on représente graphiquement  $\sqrt{S_{V_{GS}}}$  en fonction de  $(V_{GS} - V_T - V_{DS}/2) / \left(1 - \theta_2(V_{GS} - V_T - V_{DS}/2)^2\right)$ . On obtient ainsi une droite caractérisée par [Masson'98c] :

- Sa pente

$$\text{Pente} = \alpha \mu_0 C_{ox} \sqrt{S_{V_{FB}}} \quad (\text{IV.53})$$

- L'ordonnée à l'origine

$$\text{Origine} = \sqrt{S_{V_{FB}}} = \sqrt{\frac{\lambda q^2 k T N_t}{W L C_{ox}^2 f}} \quad (\text{IV.54})$$

L'une et l'autre donnent respectivement accès au paramètre  $\alpha$  et à  $N_t$ .

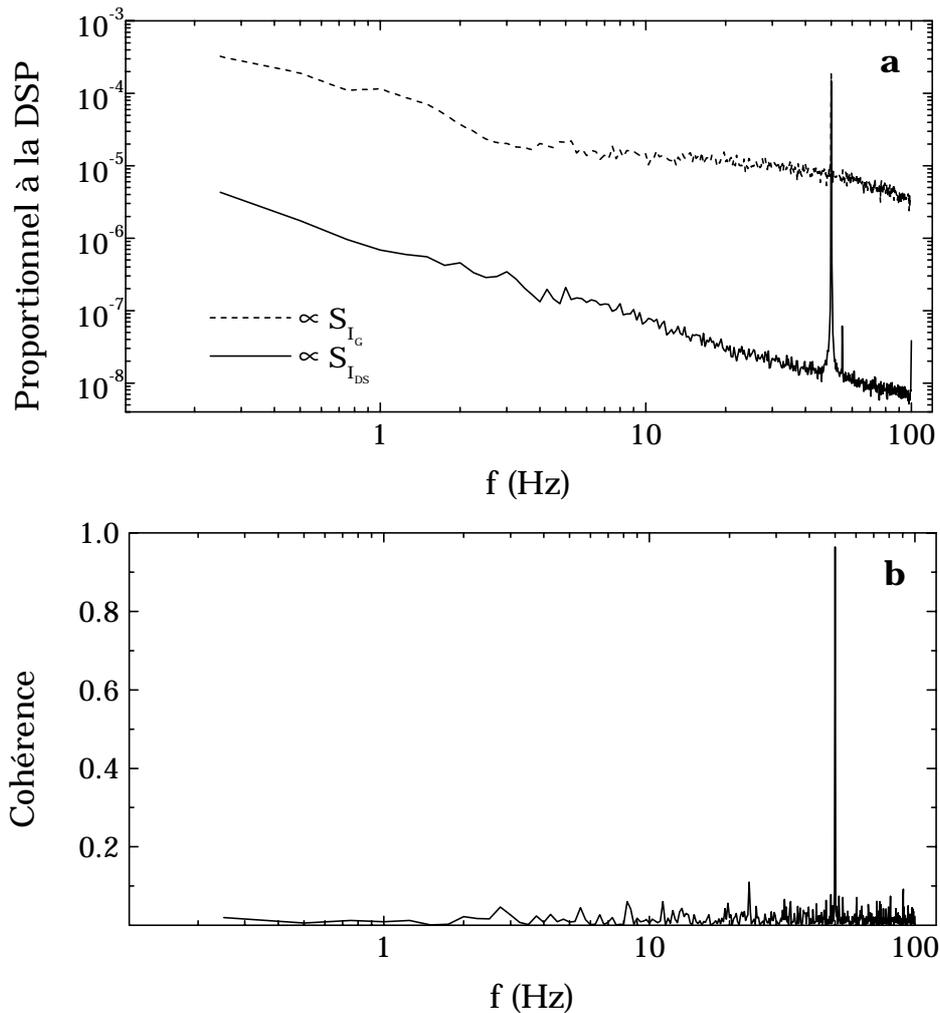
La figure (IV.13.c) illustre un tel tracé.

#### IV.5.2. Influence de l'effet tunnel

Le courant tunnel à travers l'isolant de grille, qui apparaît pour les faibles épaisseurs d'isolant, se divise en trois composantes : un courant grille - source, un courant grille - drain et un courant grille - substrat. Un tel courant de fuite peut perturber ou fausser les mesures. Pour le vérifier, nous mesurons la densité spectrale de puissance de bruit du courant de grille en même temps que celle du courant de drain.

L'analyseur de spectre que nous avons utilisé peut calculer la fonction de cohérence entre deux signaux, c'est-à-dire ici le spectre d'intercorrélation entre les courants  $I_{DS}$  et  $I_G$  normalisés par les densités spectrales de puissance  $S_{I_{DS}}$  et  $S_{I_G}$ . La fonction de cohérence est calculée pour chaque fréquence : elle prend la valeur 1 pour une cohérence maximale et 0 lorsqu'il n'y a pas de cohérence entre les deux spectres.

Toutes les mesures que nous avons effectuées sur nos transistors de très faible épaisseur ( 1.8 nm) montrent qu'il n'y a aucune cohérence entre le bruit observé sur le courant de drain et sur le courant de grille (sauf à 50 Hz !) comme l'illustre les figures (IV.14.a) et (IV.14.b). Cela signifie que toutes les mesures et extractions des paramètres sont significatives, c'est-à-dire non perturbées par le courant de fuite de grille. Il faut toutefois préciser que l'amplitude du courant tunnel, pour nos mesures, est d'un facteur 1000 ou 100 fois inférieur au courant de drain. Il est donc prévisible que pour des courants d'amplitude équivalente, c'est-à-dire pour des épaisseurs d'isolant inférieures à 1.8 nm, la cohérence entre les spectres ne soit pas nulle ce qui imposera de prendre en compte l'erreur introduite par le niveau de bruit dû au courant tunnel.



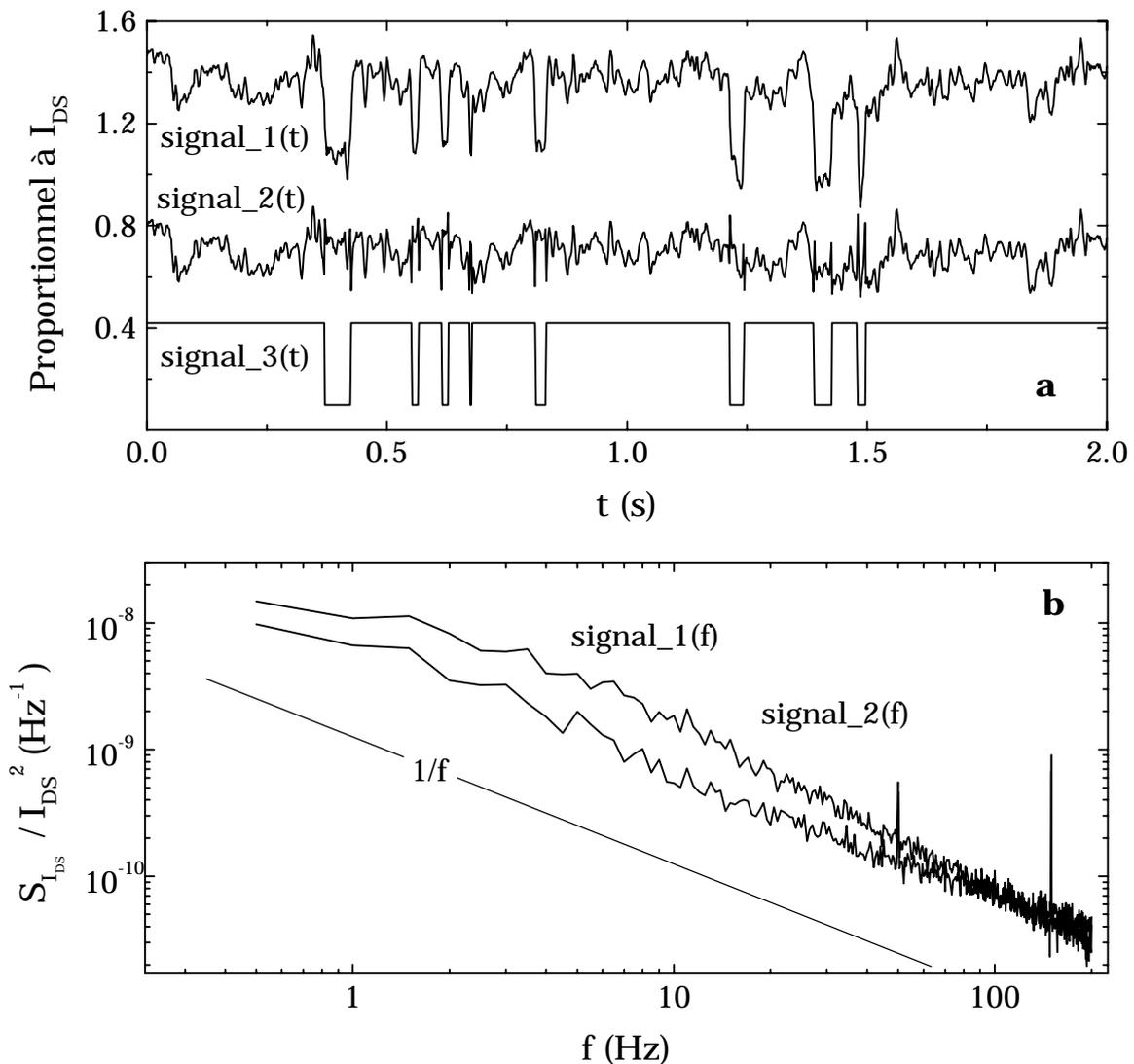
**Figure IV.14.a.** Courbes proportionnelles à la densité spectrale de puissance de bruit au niveau des courants  $I_{DS}$  et  $I_G$ . **b.** Cohérence entre les DSP de bruit mesurées sur  $I_{DS}$  et  $I_G$ .

Les caractéristiques du transistor sont :  $t_{ox} = 1.8 \text{ nm}$ ,  $W = 10 \text{ }\mu\text{m}$ ,  $L = 3 \text{ }\mu\text{m}$ ,  $\Delta L = 1.44 \text{ }\mu\text{m}$ , 3 % d'azote,  $V_T = 0.16 \text{ V}$ ,  $\mu_0 = 270 \text{ cm}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$ .  $V_{GS} = 1.3 \text{ V}$ ,  $V_{DS} = 50 \text{ mV}$ ,  $I_{DS} = 0.096 \text{ mA}$ ,  $I_G = 0.14 \text{ }\mu\text{A}$ .

### IV.5.3. Influence des zones de drain et de source

Mis à part un courant de fuite important, une jonction source/substrat ou drain/substrat défectueuse peut entraîner une déformation de la densité spectrale de puissance de bruit  $S_{I_{DS}}$  rendant impossible toute extraction de paramètres.

En ce sens, la présence de défauts au niveau de l'une des deux jonctions peut faire apparaître un bruit en créneaux sur le courant de drain qu'il est toutefois possible de supprimer comme nous le montrons à la figure (IV.14.a). Les mesures temporelles du courant  $I_{DS}$  effectuées sur l'analyseur de spectre sont sauveées sur disquette et exploitées sur ordinateur avec le logiciel "Mathcad". L'extraction du bruit en créneau (signal\_3) au niveau de  $I_{DS}$  (signal\_1) se fait par détection des sauts du signal parasite (signal\_1). Le bruit du courant de drain (signal\_3) s'obtient par soustraction du signal\_1 et du signal\_2.



**Figure IV.14.a.** Evolution temporelle du courant de drain parasité par un bruit en créneaux (signal\_1), du courant sans ce parasite (signal\_2), juste le bruit en créneaux (signal\_3). **b.** Densité spectrale de puissance du courant de drain (moyenne effectuée sur 60 mesures) avec ou sans bruit en créneaux (signal\_1 et signal\_2).

Les caractéristiques du transistor sont :  $W = 10 \mu\text{m}$ ,  $L = 3 \mu\text{m}$ ,  $\Delta L = 1.03 \mu\text{m}$ ,  $t_{\text{ox}} = 6.1 \text{ nm}$ ,  $V_T = 0.56 \text{ V}$ ,  $\mu_0 = 380 \text{ cm}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$ ,  $R_{\text{SD}} = 380 \Omega$ ,  $0.2 \%$  d'azote,  $V_{\text{GS}} = 1 \text{ V}$ ,  $V_{\text{DS}} = 50 \text{ mV}$ ,  $I_{\text{DS}} = 18 \mu\text{A}$ .

La figure (IV.14.b) montre la DSP du courant de drain (calculée sous "Mathcad") avec ou sans soustraction du bruit en créneaux. On constate qu'avec le parasite, la DSP de bruit au niveau de  $I_{\text{DS}}$  (signal\_2) n'a pas une forme en  $1/f$  mais en  $1/f^1.23$  alors qu'après la soustraction elle prend une forme en  $1/f$  ce qui rend possible la méthode d'extraction de  $\alpha$  et  $N_t$  exposée précédemment. Il est aussi possible de déterminer la répartition des temps hauts et des temps bas du signal en créneaux (signal\_3).

Il faut aussi préciser que dans le cas de ce transistor, le défaut est sur le "chemin" du courant  $I_{\text{DS}}$  ce qui rend inévitable la démarche que nous venons d'exposer. Par contre, il est possible que le courant  $I_{\text{DS}}$  ne passe pas au niveau du défaut, dans ce cas le bruit en créneaux provient du courant inverse de l'une des deux diodes qui s'ajoute au courant de drain. Cela se comprend aisément pour la jonction drain/substrat qui est polarisée en inverse par la tension

$V_{DS}$ . Pour la jonction source/substrat la polarisation provient d'une valeur importante de la résistance d'accès  $R_{SD}$ . Un moyen très simple d'éliminer ce bruit (dû à l'une des deux diodes) est de déconnecter le substrat.

Il est important de noter que dans la démarche donnée ici pour s'affranchir du bruit en créneaux dû aux jonctions défectueuses, nous supposons que la diode n'introduit pas d'autre bruit notamment en  $1/f$  qui augmenterait le niveau du bruit en  $1/f$  dû au piégeage dépiégeage des porteurs. Dans le cas contraire la valeur de  $N_t$  déterminée est fautive !

Une grande résistance d'accès peut aussi introduire une augmentation de la courbe  $S_{I_{DS}} / I_{DS}^2$  en fonction de  $V_{GS}$  (figure (IV.13.a)) juste après la première partie de la descente.

## IV.5. Conclusion

Dans ce chapitre nous avons mis en évidence l'origine du bruit  $1/f$  qui semble plutôt être dû à un piégeage-dépiégeage des porteurs du canal, qui se manifeste via la variation de la tension de bandes plates  $V_{FB}$ , corrélée à des fluctuations de mobilité. Notons que nous avons observé ce type de bruit pour la quasi totalité de nos transistors (sauf deux). Nous avons aussi tenu compte de l'influence du facteur quadratique de réduction de la mobilité dans l'expression des densités spectrales de puissance ce qui a permis de constater qu'à courant constant une augmentation de  $\theta_2$  entraîne une diminution du niveau de bruit. Nous avons montré que cela est dû à la réduction du terme induit par les fluctuations de mobilité à fort  $V_{GS}$  et qui fait tendre la nature du bruit vers un piégeage-dépiégeage des porteurs.

Nous avons exposé une méthode d'extraction de la densité volumique de pièges  $N_t$  et du paramètre  $\alpha$  qui tient compte du paramètre  $\theta_2$ .

Nous avons montré que jusqu'à une épaisseur de 1.8 nm (au moins) pour l'isolant de grille, le courant tunnel n'a aucune incidence sur le niveau du bruit basse fréquence mesuré sur le courant de drain. Ce résultat signifie que les valeurs extraites de densité volumique de pièges  $N_t$  et de coefficient de dispersion coulombien  $\alpha$  ne sont pas faussées par le courant tunnel.

Finalement nous avons donné une méthode permettant d'éliminer un bruit en créneaux, dû à des jonctions défectueuses, au niveau du courant de drain lors des mesures des spectres en  $1/f$ .



## Chapitre V. Etude des transistors à oxynitrures

### V.1. Introduction

Ce chapitre est consacré à la présentation de nos résultats expérimentaux obtenus par mesure  $I_{DS}(V_{GS})$ , pompage de charge et bruit basse fréquence sur des transistors à oxynitrures fabriqués par LPRTCVD.

Avant de commencer cette présentation, nous décrivons la méthode de fabrication des isolants de grille ainsi que les différents lots que nous avons eus à notre disposition.

Nous commençons par une étude "statistique" des transistors d'une sous-puce en détaillant notamment l'évolution de paramètres tels que  $V_T$ ,  $\mu_0$ ,  $D_{it}$  et  $Q_{ox}$ .

Nous passons ensuite à l'étude des paramètres extraits par les trois techniques de caractérisation. Nous suivons l'évolution de la tension de seuil, de la mobilité à faible champ électrique, des facteurs linéaire et quadratique de réduction de la mobilité, de la transconductance, de la densité d'états rapides et lents en fonction de la teneur en azote de la couche d'isolant, de son recuit et d'une couche supplémentaire d'oxynitride dans l'empilement de grille sous le polysilicium. Nous corrélons certains paramètres entre eux ou avec la charge fixe dans l'isolant.

Dans la dernière partie de ce chapitre, nous établissons une corrélation entre les densités d'états trouvées par bruit basse fréquence et par pompage de charge.

Tous les résultats que nous reportons, ici, ont été obtenus en se conformant aux méthodes d'extraction des paramètres exposées aux chapitres II, III et IV.

### V.2. Caractéristiques technologiques des transistors

Les dispositifs que nous avons étudiés ont été fabriqués par l'Université d'Etat de Caroline du Nord (NCSU) et se répartissent en quatre lots. Le premier lot, référencé par la lettre P, comporte 6 variantes de dispositifs; chaque variante correspondant à un certain pourcentage d'azote dans l'oxynitride. En outre, ce lot comporte des transistors de référence à oxyde de grille thermique. Deux autres lots, A et B, ont été mis à notre disposition. Ils comprennent 28 variantes de transistors destinés à étudier l'influence de différents paramètres technologiques (pourcentage d'azote dans la couche, gaz et température de recuit) sur leurs propriétés électriques. Le quatrième lot (lot C) est dédié, quant à lui, à l'étude de l'influence d'une couche d'oxynitride supplémentaire dans l'empilement de grille (sous le polysilicium).

#### V.2.1. Procédé de fabrication [Xu'93]-[Vogel'97]

Les films d'oxynitride ( $SiO_xN_y$ ) sont fabriqués par dépôt chimique rapide en phase vapeur à basse pression et basse température (LPRTCVD : Low Pressure Rapid Thermal Chemical Vapor Deposition) dans un four cylindrique en quartz (parois froides). Le chauffage des plaquettes s'effectue par le biais de lampes halogènes, placées parallèlement au tube de quartz, ce qui permet une montée en température d'environ  $100\text{ }^\circ\text{C/s}$ . L'oxynitride est obtenu par réaction entre du silane  $SiH_4$  (diluée à 10 % dans de l'Argon), de l'oxyde d'azote  $N_2O$  et de

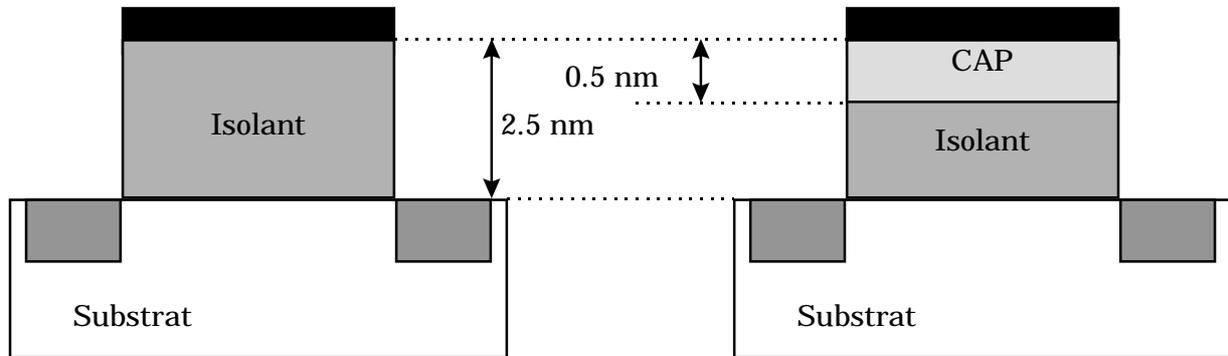
l'ammoniac  $\text{NH}_3$  à une température de 800 °C et une pression de 3 torr. L'utilisation d'un mélange gazeux de  $\text{SiH}_4/\text{NH}_3/\text{N}_2\text{O}$ , en remplacement du mélange  $\text{SiH}_2\text{Cl}_2/\text{NH}_3/\text{N}_2\text{O}$ , évite toute contamination du four par des espèces chlorées. Les proportions du mélange sont 100 sccm pour  $\text{N}_2\text{O}$ , 4 sccm pour  $\text{SiH}_4$  et de 0 à 100 sccm pour  $\text{NH}_3$ . Le pourcentage d'azote dans le diélectrique (de 0 à 11 % d'après les mesures SIMS) est contrôlé par le rapport  $\text{NH}_3/\text{N}_2\text{O}$  (de 0 à 100 %). Les plaquettes de silicium sont placées parallèlement au flux de gaz réactifs purifiés. Une partie des isolants de grille sont des oxydes de silicium fabriqués par croissance thermique (RTO : Rapid thermal Oxydation) sous  $\text{O}_2$  ou sous  $\text{N}_2\text{O}$ .

Désignation	Azote (%)	Ambiance du recuit	Température (°C)
P1, A28 et B28	thermique	$\text{O}_2$	900
P2	0.2	$\text{O}_2$	900
P3	2.3	$\text{O}_2$	900
P4	3	$\text{O}_2$	900
P5	5.5	$\text{O}_2$	900
P6	8	$\text{O}_2$	900
P7	11	$\text{O}_2$	900
A1 ou B1	0.2	$\text{O}_2$	800
A2 ou B2	0.2	$\text{O}_2$	900
A3 ou B3	0.2	$\text{O}_2$	1000
A4 ou B4	0.2	$\text{N}_2\text{O}$	800
A5 ou B5	0.2	$\text{N}_2\text{O}$	900
A6 ou B6	0.2	$\text{N}_2\text{O}$	1000
A7 ou B7	0.2	Ar	800
A8 ou B8	0.2	Ar	900
A9 ou B9	0.2	Ar	1000
A10 ou B10	3	$\text{O}_2$	800
A11 ou B11	3	$\text{O}_2$	900
A12 ou B12	3	$\text{O}_2$	1000
A13 ou B13	3	$\text{N}_2\text{O}$	800
A14 ou B14	3	$\text{N}_2\text{O}$	900
A15 ou B15	3	$\text{N}_2\text{O}$	1000
A16 ou B16	3	Ar	800
A17 ou B17	3	Ar	900
A18 ou B18	3	Ar	1000
A19 ou B19	8	$\text{O}_2$	800
A20 ou B20	8	$\text{O}_2$	900
A21 ou B21	8	$\text{O}_2$	1000
A22 ou B22	8	$\text{N}_2\text{O}$	800
A23 ou B 23	8	$\text{N}_2\text{O}$	900
A24 ou B24	8	$\text{N}_2\text{O}$	1000
A25 ou B25	8	Ar	800
A26 ou B26	8	Ar	900
A27 ou B27	8	Ar	1000

**Tableau V.1.** *Résumé des caractéristiques technologiques des lots P, A et B.*

Les dispositifs du lot P ont subi un recuit post-oxydation de 15 s sous  $\text{O}_2$  à 900 °C. Les structures des lots A et B ont subi, quant à elles, un recuit sous Ar, ou  $\text{O}_2$  ou  $\text{N}_2\text{O}$  à trois températures différentes (800, ou 900 ou 1000 °C). Pour ces trois lots, l'épaisseur d'isolant visée est de 6 nm. Pour le lot C, le diélectrique de grille peut être constitué de deux couches

ayant une concentration en azote différente. Le premier diélectrique (proche du substrat), hors RTO, et recuit sous  $O_2$  ou  $N_2O$  à une température de 900 ou 1000°C pendant 15s. Il a une épaisseur de 2 nm. Le deuxième diélectrique, dénommé "Capping Layer" (CAP), est déposé par RTCVD et contient 8 % d'azote. Son épaisseur est de 0.5 nm. Lorsque le diélectrique est monocouche il a une épaisseur de 2.5 nm. Un exemple de transistor avec ou sans couche CAP est illustré à la figure (V.1).



**Figure V.1.** Diélectrique de grille additionné ou non d'une couche supplémentaire appelée "Capping Layer" (CAP) pour les dispositifs du lot C.

Tous nos transistors de test ont été fabriqués sur des plaquettes de type p (dopées au Bore) d'orientation  $\langle 100 \rangle$  avec une concentration d'atomes dopants comprise entre 1 et  $4 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ . Les grilles sont en poly-silicium d'épaisseur 150-200 nm déposées in situ par RTCVD à partir de  $SiH_4$  et dopées *ex-situ* par diffusion lors de la réalisation des zones de source et de drain, ( $POCl_3$  à 900 °C). L'ouverture des contacts est suivie du dépôt d'une couche d'aluminium par évaporation.

### V.2.2. Synthèse des caractéristiques technologiques

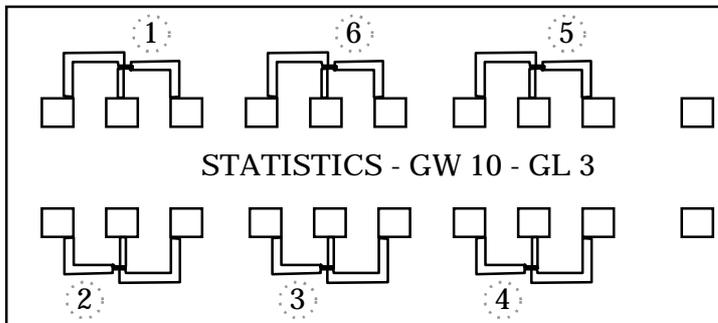
Les tableaux (V.1) et (V.2) présentent la synthèse des caractéristiques technologiques de l'isolant respectivement des lots A, B, P et C. Pour ce dernier lot, la dénomination CxC désigne la variante Cx comportant la couche d'oxynitride supplémentaire (CAP).

Désignation	Diélectrique	Dépôt et gaz	Recuit
C1	RTO thermique $O_2$	$O_2$ , 1000°C, 735 torr	
C2	RTO thermique $N_2O$	$N_2O$ , 900°C, 300 torr	
C3	CVD oxyde 0 % d'azote	800°C, 3 torr, $SiH_4/N_2O = 0.005$	$N_2O$ , 900°C 300 torr, 15s
C4	CVD oxynitride 3 % d'azote	800°C, 3 torr, $SiH_4/N_2O = 0.013$ $NH_3/N_2O = 0.05$	$N_2O$ , 900°C 300 torr, 15s
C5	CVD oxynitride 3 % d'azote	800°C, 3 torr, $SiH_4/N_2O = 0.013$ $NH_3/N_2O = 0.05$	$O_2$ , 1000°C 300 torr, 15s
CAP	CVD oxynitride 8 % d'azote	800°C, 3 torr, $SiH_4/N_2O = 0.013$ $NH_3/N_2O = 0.5$	

**Tableau V.2.** Résumé des caractéristiques technologiques des diélectriques de grille du lot C.

### V.2.3. Notations des transistors

Les plaquettes que nous avons utilisées comportent plusieurs puces (ou champs) d'environ 1 cm par 1 cm, elles mêmes divisées en sous-puces (ou barrettes de test) ayant des finalités différentes. Certaines sous-puces ou barrettes regroupent des structures capacitives de tailles variables, d'autres sont constituées de transistors de différentes longueurs de canal.



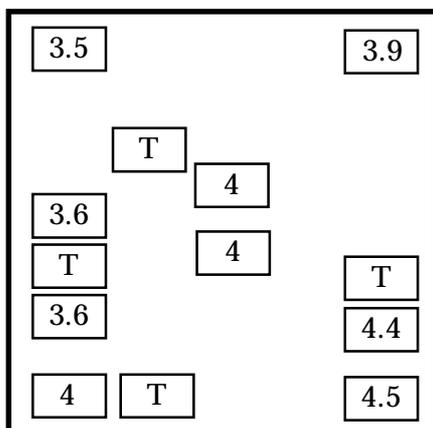
**Figure V.2.** Représentation schématique de la sous-puce de transistors utilisée pour les mesures statiques, de bruit et de pompage de charge.

Les sous-puces utilisées pour les mesures sur transistors ont une taille d'environ 1x2 mm<sup>2</sup>. Nous en donnons une représentation schématique à la figure (V.2). Chaque sous-puce comporte six transistors, numérotés de 1 à 6. Par convention, le premier transistor de la variante P5 sera dénommé P5num1. Pour chaque variante à l'intérieur d'un même lot, nous n'indiquons les caractéristiques que d'une seule sous-puce. Certaines utilisées lors de la détermination de la réduction  $\Delta L$  de la longueur du canal, ont aussi été utilisées pour l'extraction des paramètres. Nous leur donnons une dénomination différente, par exemple, la variante C3 avec une couche CAP et une longueur de canal de 3  $\mu\text{m}$  est notée C3CL3. La largeur du canal est toujours de 10  $\mu\text{m}$ .

### V.3. Etude préliminaire des transistors

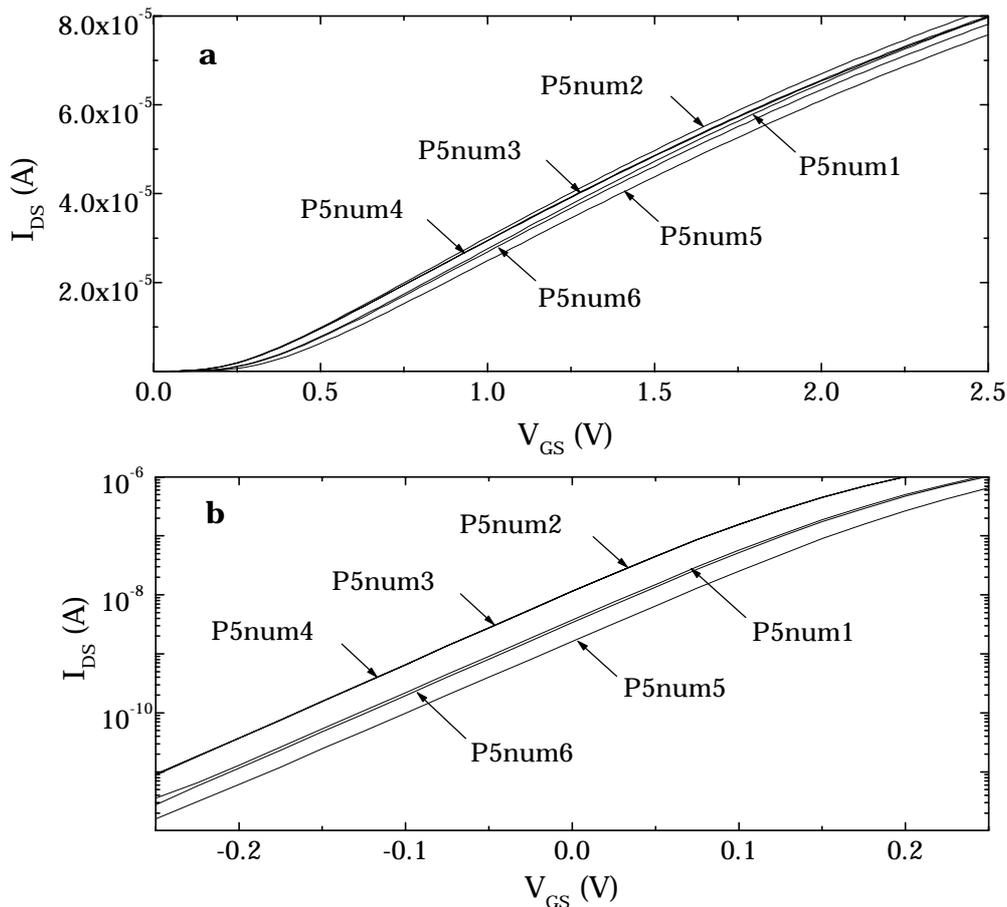
#### V.3.1. Epaisseur de l'oxyde de grille

Pour chaque variante de transistors, les épaisseurs d'oxynitride ont été mesurées sur différentes capacités de taille 100x100  $\mu\text{m}^2$ . Nous avons alors mis évidence une non uniformité de l'épaisseur d'isolant sur les plaquettes des lots A, B et P, et ce, même au sein d'une puce voire d'une même sous-puce. La figure (V.3) en donne un exemple. Chaque petit rectangle représente une sous-puce et les valeurs d'épaisseur (en nm) indiquées sont des valeurs moyennes calculées sur environ 5 capacités à partir des méthodes de Maserjean [Maserjean'74] et Vincent [Vincent'97].



**Figure V.3.** Cartographie des épaisseurs (en nm) de l'oxynitride pour une puce du lot A19. Les épaisseurs sont déduites de mesures C-V à basse fréquence (5 KHz). Les emplacements indexés "T" indiquent les sous-puces utilisables pour les mesures de bruit et de pompage de charge (transistors  $W = 10 \mu\text{m}$  et  $L = 3 \mu\text{m}$ ).

Les transistors caractérisés par mesure de bruit basse fréquence, pompage de charge et par mesure  $I(V)$  ont pour géométrie du canal :  $L = 3 \mu\text{m}$  et  $W = 10 \mu\text{m}$ . Il existe quatre sites de transistors (repérés par la lettre T) sur chaque puce. Nous n'avons pas toujours eu accès à l'emplacement des sous puces après découpage afin d'estimer l'épaisseur d'isolant. Nous avons alors utilisé l'épaisseur moyenne d'isolant de la puce. A titre d'exemple, si nous prenons les valeurs indiquées à la figure (V.3), cela donne une épaisseur moyenne  $\langle t_{\text{ox}} \rangle = 3.9 \text{ nm}$ . L'erreur commise sur l'épaisseur réelle de l'isolant de grille des transistors est d'au maximum 15 %. Dans le cas où l'emplacement des sous-puces était connu, nous avons pris la valeur d'épaisseur donnée par le site de capacités le plus proche des transistors utilisés.



**Figure V.4.** Caractéristiques  $I_{\text{DS}}(V_{\text{GS}})$  des six transistors d'une même sous-puce (variante P5) en régime de forte inversion (a) et en régime de faible inversion (b).

Les paramètres de ces transistors sont :  $t_{\text{ox}} = 6 \text{ nm}$ ,  $W = 10 \mu\text{m}$ ,  $L = 3 \mu\text{m}$ ,  $\Delta L = 1.07 \mu\text{m}$ , 5.5 % d'azote dans la couche d'isolant.

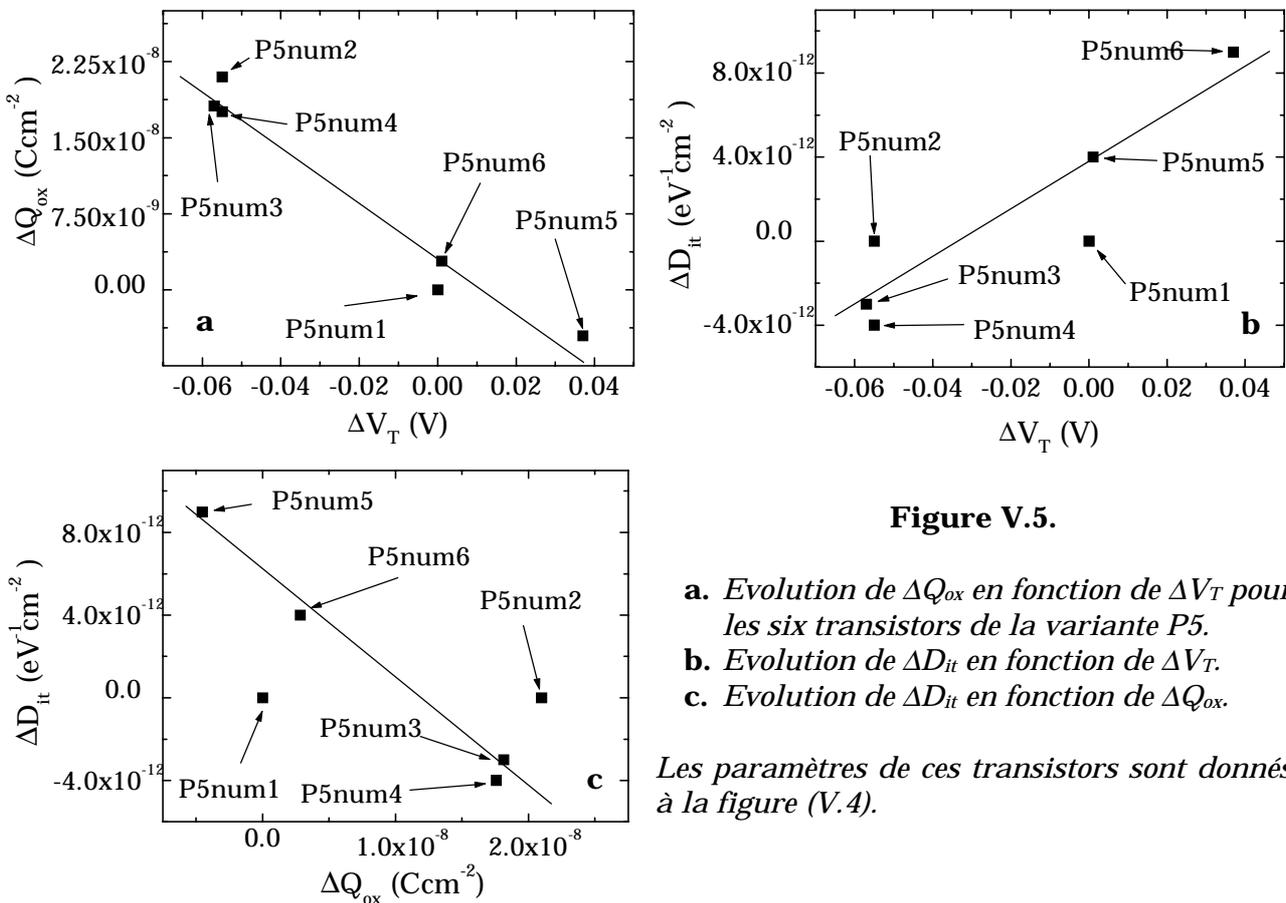
### V.3.2. Caractérisation d'une même sous-puce

Pour chaque variante, nous nous sommes intéressé à la dispersion des caractéristiques des six transistors d'une même sous-puce. Nous présentons, dans cette section, les résultats relatifs à la variante P5 (5.5 % d'azote). Les caractéristiques  $I_{\text{DS}}(V_{\text{GS}})$  des transistors en régime d'inversion forte sont données à la figure (V.4). Les réponses sont très différentes d'un transistor à l'autre et peuvent s'expliquer par la non uniformité de l'épaisseur d'isolant (variation d'au maximum 0.2 nm), des fluctuations de rugosité de surface, des différences de mobilité à faible champ électrique, ou encore des écarts de densités d'états d'interface et de charges fixes dans l'isolant. De façon similaire, la figure (V.4.b) présente les caractéristiques

$I_{DS}(V_{GS})$  de la variante P5 en régime de faible inversion. Ces caractéristiques nous permettent de remonter à la densité d'états d'interface ainsi qu'aux variations de la charge dans l'isolant entre les différents transistors de la sous-puce testée (cf. chapitre II). Les valeurs des paramètres déterminées sont rassemblées au tableau (C.12) de l'annexe C.

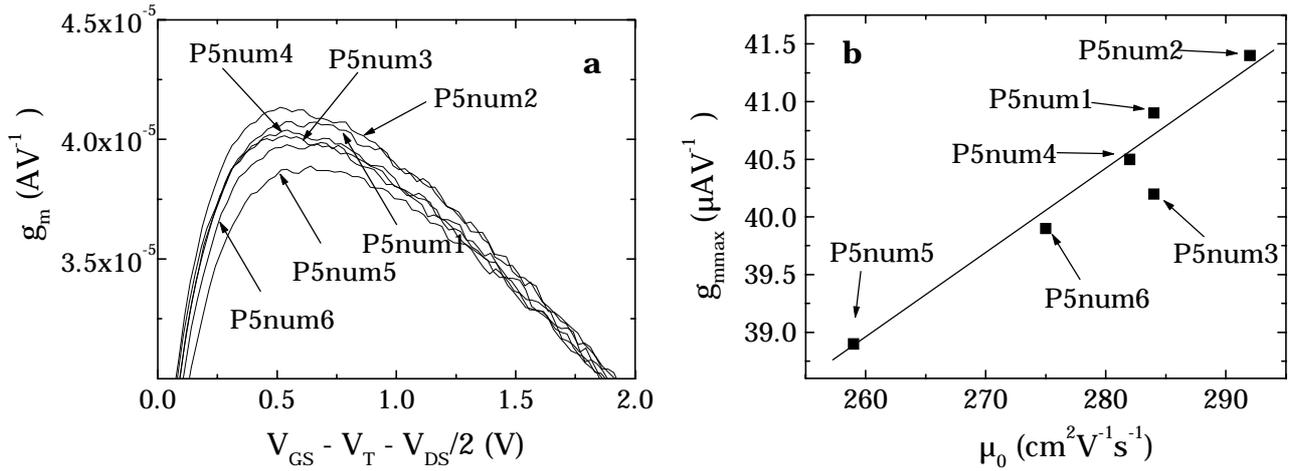
Nous montrons au chapitre II que la tension de seuil est directement reliée à la charge fixe  $Q_{ox}$  dans l'isolant et à la charge des états d'interface  $Q_{it0} - 2qD_{it}\Phi_F$  (c.f. équations (II.52), (II.54) et (II.58)). Le décalage de la pente sous le seuil des transistors P5num1 et P5num2 indique que la variation de la tension de seuil entre dispositifs tient plus aux variations de la charge piégée dans l'isolant qu'aux variations de la densité d'états ( $\Delta D_{it} = 0$ ). Ceci est vérifié sur les autres transistors de la sous-puce en calculant les variations de la tension de seuil à partir des variations de  $Q_{ox}$  et de  $D_{it}$ .

Dans ce sens, les figures (V.5.a) et (V.5.b) illustrent les variations de  $Q_{ox}$  et de  $D_{it}$  en fonction des variations de la tension de seuil. La meilleure linéarité de la courbe  $\Delta Q_{ox}(\Delta V_T)$  par rapport à la courbe  $\Delta D_{it}(\Delta V_T)$  confirme la dominance des variations de la charge  $Q_{ox}$  sur les variations de  $D_{it}$ . La figure (V.5.c) met en évidence un lien possible entre les variations  $\Delta D_{it}$  et  $\Delta Q_{ox}$ .



La transconductance des six transistors en fonction de la tension de grille est représentée à la figure (V.6.a). La pente à fort champ électrique ne semble pas trop varier d'un transistor à l'autre, ce qui n'est pas le cas pour la valeur maximale  $g_{mmax}$  des caractéristiques.

Comme le montre la figure (V.6.b), le paramètre qui semble le plus influencer la variation du maximum de la transconductance est la mobilité à faible champ électrique (plutôt que la charge fixe ou la densité d'états d'interface, figures non données).

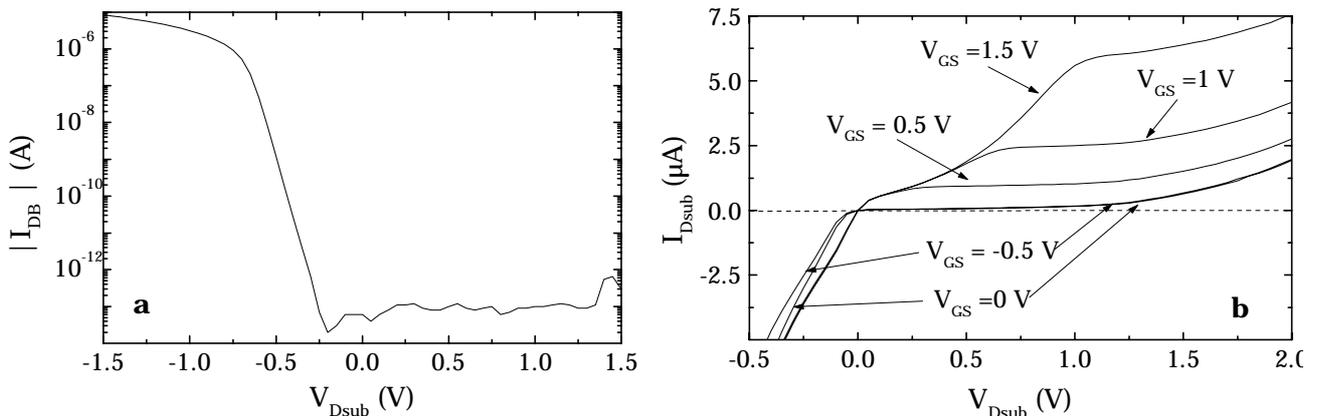


**Figure V.6.a.** Transconductance du canal pour les six transistors de la variante P5. **b.** Caractéristique  $g_{mmax}$  en fonction de  $\mu_0$ . Les paramètres de ces transistors sont donnés à la figure (V.4).

### V.3.3. Etude des jonctions source/substrat et drain/substrat des transistors

En complément des mesures précédentes, nous avons évalué la qualité des jonctions source/substrat et drain/substrat de nos transistors via la mesure de leurs caractéristiques. Nous avons alors constaté des niveaux de courant très importants, attestant d'un problème de fuite des jonctions pour certaines variantes des lots A et B.

Notons que lors de la caractérisation électrique des transistors, la source est généralement reliée au substrat (ce qui est toujours le cas pour nos mesures) évitant ainsi tout problème de fuite au niveau de cette jonction. En revanche, l'amplitude du courant inverse de la diode drain/substrat (polarisée en inverse par la tension  $V_{DS}$ ) dépend fortement de sa qualité. Un problème technologique lors d'une des étapes de fabrication peut la rendre défectueuse. Elle présente alors, entre autres, un courant inverse très élevé qui rend inexploitable la caractéristique  $I_{DS}(V_{GS})$  du transistor MOS en régime d'inversion faible.



**Figure V.7.** Caractéristiques courant-tension de la diode source/substrat des transistors A19num1 (a) et A22num3 (b).

Les figures (V.7.a) et (V.7.b) illustrent les caractéristiques d'une diode correctement fabriquée et d'une diode défective. Le courant inverse des jonctions du transistor A19num1 est très faible et de l'ordre de 0.1 pA (c.f. figure (V.7.a)), valeur proche des intensités limites

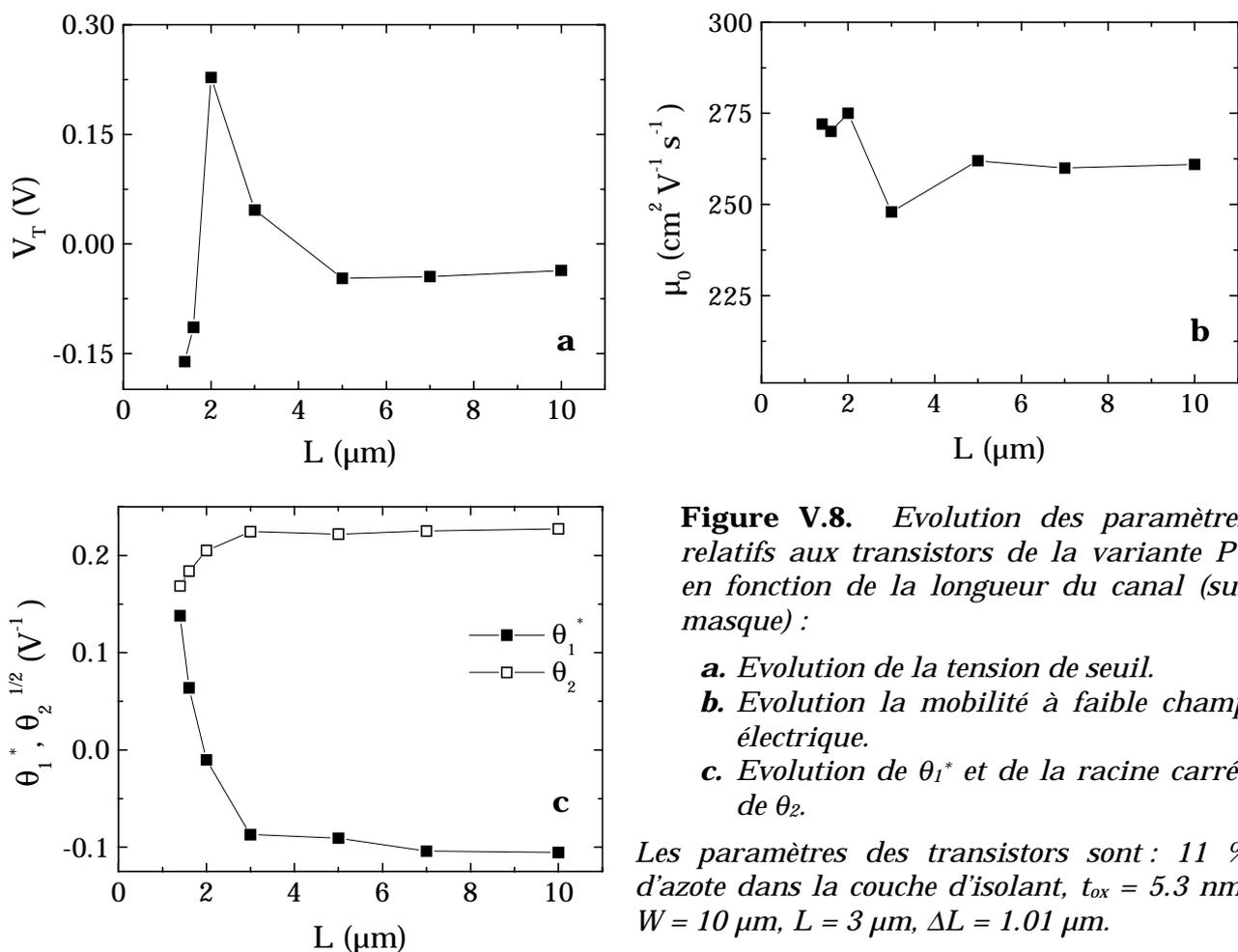
mesurables par nos appareils. Par contre, pour le lot A22, le niveau très élevé du courant inverse des diodes rend inexploitable la caractéristique sous le seuil de ce transistor (il est donc impossible de déterminer son potentiel de surface indispensable à la caractérisation par pompage de charge à trois niveaux). De plus, d'après la figure (V.7.b), ce courant dépend de la tension de grille. Nous pouvons supposer que la tension  $V_{GS}$  module l'aire de la zone de charge d'espace de la diode modifiant ainsi sa caractéristique en courant.

Durant notre étude, nous avons sélectionné les transistors dont les diodes ne sont pas défectueuses (courant inverse de l'ordre de 0.1 pA) ou, lorsqu'il n'est pas possible de faire autrement, ceux qui présentent des niveaux de fuite (de diode) inférieurs à 50 nA.

### V.3.4. Influence de la longueur du canal

Les sous-puces destinées à la détermination de la réduction de la longueur du canal  $\Delta L$ , nous ont aussi permis d'étudier l'influence de la longueur de canal sur les principales caractéristiques des transistors.

La diffusion (assez importante) du dopage des zones de drain et de source sous la grille lors de la formation des diodes n'affecte que la longueur de canal. Nous pouvons alors supposer que  $\Delta W \ll \Delta L$  (avec un  $\Delta L$  mesuré sur nos transistors de l'ordre de 1  $\mu\text{m}$ ). Notons qu'il n'a pas été possible de déterminer la réduction de la largeur du canal  $\Delta W$  en raison du nombre de transistors disponibles insuffisant et de leurs largeurs trop différentes ( $W = 5, 10$  et  $20 \mu\text{m}$ ). Nos tentatives ont conduit à des valeurs négatives ! Nous avons alors choisi de prendre  $\Delta W = 0$ .



**Figure V.8.** Evolution des paramètres relatifs aux transistors de la variante P7 en fonction de la longueur du canal (sur masque) :

- a.** Evolution de la tension de seuil.
- b.** Evolution la mobilité à faible champ électrique.
- c.** Evolution de  $\theta_1^*$  et de la racine carrée de  $\theta_2$ .

Les paramètres des transistors sont : 11 % d'azote dans la couche d'isolant,  $t_{ox} = 5.3 \text{ nm}$ ,  $W = 10 \mu\text{m}$ ,  $L = 3 \mu\text{m}$ ,  $\Delta L = 1.01 \mu\text{m}$ .

La figure (V.8.a) donne l'évolution de la tension de seuil en fonction de la longueur du canal, dans le cas des transistors de la variante P7. Une telle dépendance a été observée de façon similaire sur toutes les variantes.

L'évolution de la mobilité à faible champ électrique est illustrée à la figure (V.8.b) : elle montre que  $\mu_0$  varie au plus de 10 % autour d'une valeur moyenne lorsque L passe de 1 à 10  $\mu\text{m}$ . Nous avons remarqué, pour presque toutes les variantes de transistors, une différence de l'ordre de 10 % entre la valeur de  $\mu_0$  trouvée pour le transistor L = 3  $\mu\text{m}$  de la sous-puce utilisée pour déterminer  $\Delta L$  et celle trouvée pour les transistors destinés à l'étude en bruit et en pompage de charge. Ce phénomène n'a pu être expliqué mais nous supposons qu'il pourrait être dû à des variations de  $\Delta L$  d'un transistor à l'autre, à des variations d'épaisseur d'oxy-nitride ou encore à des variations de l'importance des collisions sur les phonons.

La figure (V.8.c) donne les variations de  $\theta_1^*$  et de la racine carré de  $\theta_2$  en fonction de L. L'équation (II.69) permet de comprendre l'évolution de  $\theta_1^*$ . En effet, cette équation indique que  $\theta_1^*$  est inversement proportionnelle à la longueur du canal d'où son augmentation lorsque L diminue.

Pour le facteur quadratique de réduction de la mobilité  $\theta_2$ , la figure (V.8.c) montre que la valeur de ce paramètre diminue avec la longueur du canal. Si l'on considère très schématiquement un profil d'interface en dents de scie, on peut imaginer que la rugosité de surface affecte de moins en moins le transport des porteurs en surface du canal lorsque L diminue (jusqu'à devenir négligeable pour une longueur de canal inférieure à la longueur caractéristique de la rugosité de surface).

Le travail statistique mené sur le lot C a permis de conclure à la très bonne reproductibilité des transistors de chaque variante de ce lot (même si il peut toute fois apparaître une différence très faible entre les transistors). Nous pouvons donc considérer que les divers paramètres extraits ( $\theta_1^*$ ,  $\theta_1$ ,  $\theta_2$ ,  $V_T$ ,  $\mu_0$ ,  $C_{ox}$ ,  $D_{it}$ ,  $N_t$  et  $Q_{ox}$ ) sont identiques sur une sous-puce et que les différences entre chaque variante sont significatives. Notons que pour ce lot, le courant inverse des diodes est dans la limite de mesure des appareils (ce qui reflète la bonne qualité des jonctions).

## **V.4. Caractéristiques électriques des transistors**

### **V.4.1. Résultats par variante de transistors**

Les tableaux de l'annexe C numérotés de (C.1) à (C.7) présentent les résultats obtenus à partir des caractéristiques  $I_{DS}(V_{GS})$  des différents lots de transistors. Certaines variantes n'apparaissent pas car leurs résultats sont inexploitable en raison soit de la localisation des puces en bords de plaque (transistors non fonctionnels), soit de courants de fuites (dus à des jonctions de drain et de source défectueuses) beaucoup trop importants, soit à une origine non déterminée.

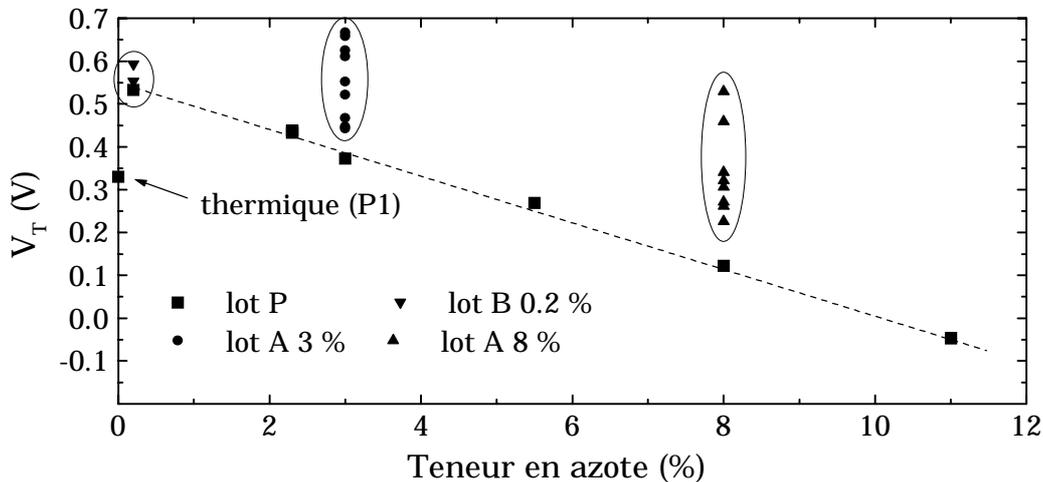
Les paramètres statiques des transistors (de géométrie  $W = 10 \mu\text{m}$  et  $L = 3 \mu\text{m}$ ) ont été déterminés en utilisant la méthode exposée au chapitre II, c'est-à-dire sans prendre en compte la désertion du polysilicium et la quantification des états d'énergie à l'interface Si/isolant.

La différence entre les épaisseurs d'isolant visées et les épaisseurs mesurées est due aux erreurs de calibration du système RTP, à la consommation de l'isolant lors du dépôt du polysilicium (estimée à une ou deux couches atomiques), à la non uniformité du dépôt (comme nous l'avons indiqué dans le paragraphe précédant) ou à la cinétique de croissance, encore mal maîtrisée, des couches ultra-minces. La cinétique des couches d'épaisseurs inférieures à

4 nm est en effet très différentes de celles supérieures à 10 nm. Il faut également préciser qu'il est très difficile, voire impossible, de connaître l'épaisseur réelle de la "capping layer" (CAP) située juste en dessous du polysilicium de grille de certains transistors.

#### V.4.2. Evolution de la tension de seuil

##### V.4.2.1. Influence de la teneur en azote



**Figure V.9.** Evolution de la tension de seuil des transistors pour les différentes variantes étudiées en fonction du pourcentage d'azote dans l'isolant de grille.

L'évolution de la tension de seuil en fonction du pourcentage d'azote dans la couche d'oxynitride pour les lots A, B et P, est présentée à la figure (V.9).

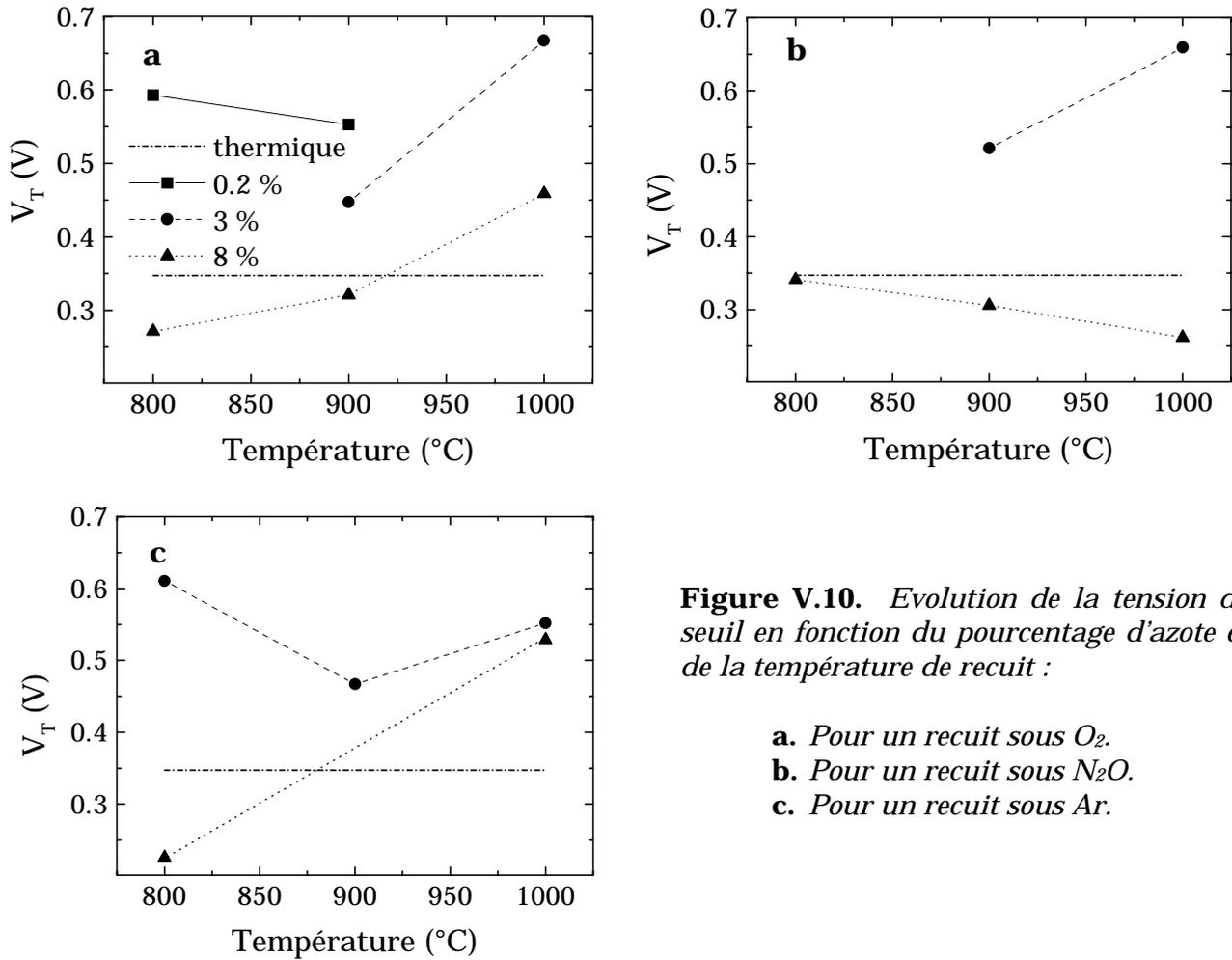
La distribution des points expérimentaux permet de dégager une évolution linéaire de la tension de seuil avec le taux d'azote pour les transistors ayant subi un recuit identique (lot P). Pour les transistors issus des autres lots technologiques (A et B), nous constatons que les valeurs mesurées de la tension de seuil sont systématiquement supérieures à celles des dispositifs du lot P (à pourcentage d'azote identique).

##### V.4.2.2. Influence des conditions de recuit

Nous nous intéressons à présent à l'évolution de la tension de seuil en fonction des conditions expérimentales du recuit post-dépôt. L'ensemble des résultats est présenté sur les figures (V.10.a), (V.10.b) et (V.10.c). Il paraît difficile de tirer des conclusions de ces graphes bien que la température de 900 °C semble conduire à la plus faible valeur de  $V_T$  pour un gaz de recuit donné.

##### V.4.2.3. Influence de la couche d'oxynitride supplémentaire

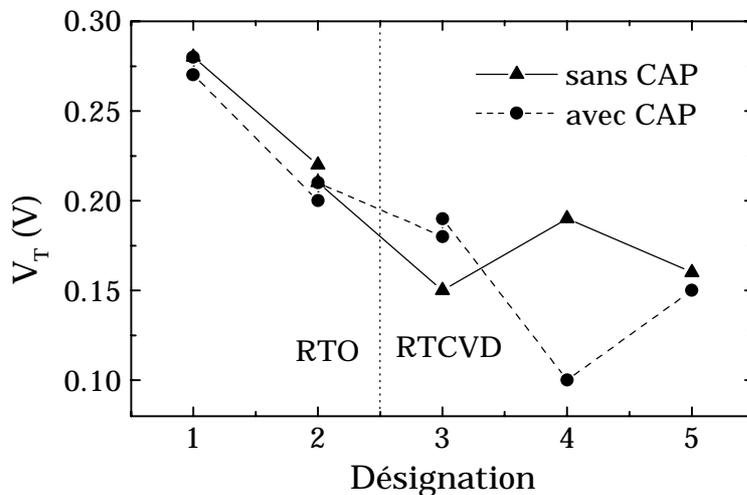
L'évolution de la tension de seuil des dispositifs du lot C en fonction des variantes d'isolant est illustrée à la figure (V.11). Elle indique que les isolants de grille fabriqués par RTO ont une valeur de  $V_T$  plus forte que ceux fabriqués par RTCVD. Ceci pourrait être attribué au fait que les oxydes thermiques présentent moins de charges fixes (et aussi moins d'états d'interface) que les isolants déposés. Cette remarque doit pourtant être relativisée car elle va à l'encontre des résultats présentés à la figure (V.9) où on peut observer le phénomène contraire (pour l'oxyde thermique et les oxynitrides contenant 0.2, 2.3 et 3 % d'atomes d'azote).



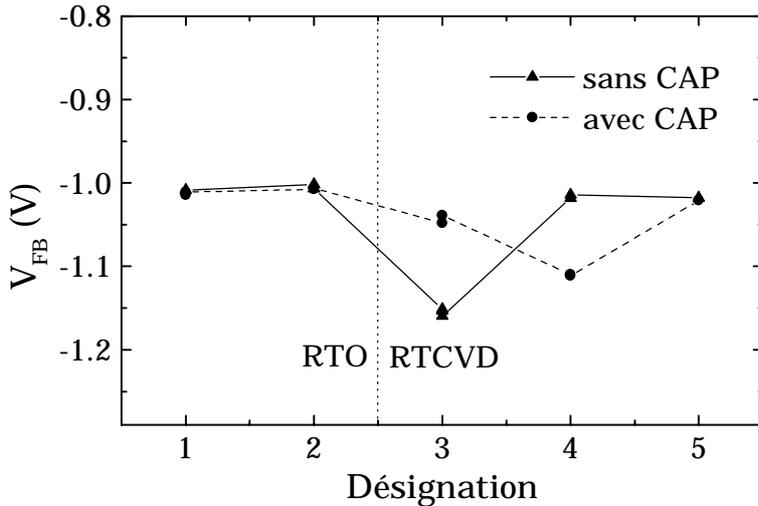
**Figure V.10.** Evolution de la tension de seuil en fonction du pourcentage d'azote et de la température de recuit :

- a. Pour un recuit sous  $O_2$ .
- b. Pour un recuit sous  $N_2O$ .
- c. Pour un recuit sous Ar.

Si on suit l'évolution de la tension de seuil par variantes fonctionnant par paire (c'est-à-dire avec ou sans CAP), on constate que leurs valeurs sont relativement proches sauf pour les variantes C3-C3C et surtout les variantes C4-C4C. La couche d'oxynitruure supplémentaire à 8 % d'azote fait donc très légèrement chuter la tension de seuil (variantes C1-C1C, C2-C2C et C5-C5C) ce qui signifie que son apport éventuel en charges fixes et en états d'interface reste très faible et négligeable.



**Figure V.11.** Evolution de la tension de seuil en fonction des variantes pour le lot C.



**Figure V.12.** Evolution de la tension de bandes plates en fonction des variantes pour le lot C.

Pour ce lot de transistors, nous donnons aussi la tension de bandes plates à la figure (V.12). La valeur obtenue pour  $V_{FB}$  est de -1 V sauf pour les variantes C3, C4 et C4C qui se distinguent encore. On peut déjà supposer que la variante C3 a un défaut de fabrication en raison de la faible valeur de  $V_{FB}$  par rapport à celle de la variante C3C.

#### V.4.2.4. Evolution de $V_T$ avec la charge fixe dans l'isolant en fonction de la teneur en azote, du recuit et de la couche supplémentaire d'oxynitruure

D'après l'équation (II.58), les variations de la charge piégée dans l'isolant et de la charge due aux états d'interface interviennent au niveau de la tension de seuil de la façon suivante :

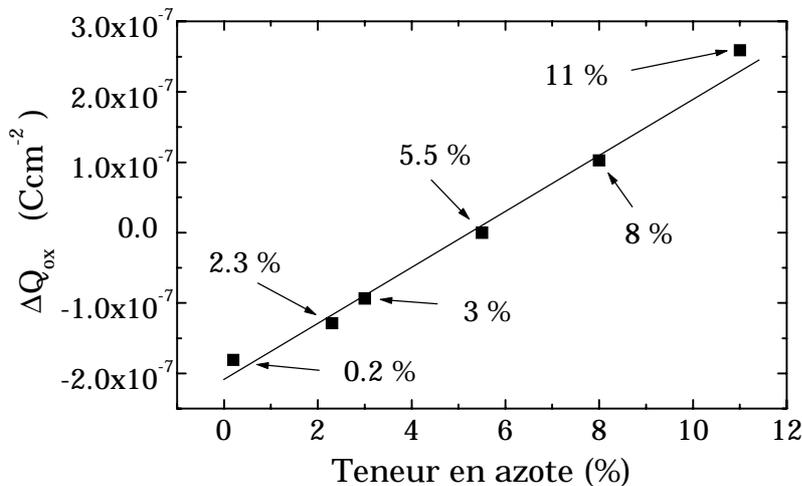
$$\Delta V_T = -\frac{\Delta Q_{tot}}{C_{ox}} = -\frac{\Delta Q_{ox}}{C_{ox}} - \frac{\Delta Q_{it0} - 2q\Delta D_{it}\Phi_F}{C_{ox}} = -\frac{\Delta Q_{ox}}{C_{ox}} - \frac{\Delta Q_{ittot}}{C_{ox}} \quad (V.1)$$

Dans l'expression précédente,  $Q_{ittot}$  est la charge totale des états d'interface lorsque  $V_{GS} > V_T$  (soit  $\Psi_S \approx 2\Phi_F$ ). Dans ce cas, on peut considérer que presque tous les états sont occupés par des électrons, ce qui signifie que la charge due aux états donneurs est nulle et que celle due aux états accepteurs est négative ; d'où  $Q_{ittot} < 0$ . La charge fixe dans l'oxyde étant généralement considérée comme positive, une augmentation de sa densité entraîne une diminution de  $V_T$  alors qu'une augmentation du nombre d'états d'interface va accroître  $V_T$ . Dans ce sens, la figure (V.9) montre que les variations de la tension de seuil en fonction de la teneur en azote dans la couche d'oxynitruure proviennent essentiellement des variations de la charge fixe (par rapport à la charge des états d'interface : variations de  $D_{it}$ ).

Notons que nous venons de traiter le cas des transistors à canal n. Pour les transistors à canal p, il faut prendre en compte la charge des états d'interface due aux états de type donneur qui en régime d'inversion forte est positive. Ainsi, avec l'augmentation du pourcentage d'azote, les deux composantes de la charge  $Q_{tot}$  diminuent la valeur de la tension de seuil. En conséquence, la diminution de  $V_T$  en fonction du pourcentage d'azote doit être plus importante pour les transistors de type p que pour ceux de type n. Nous pouvons vérifier cela à la figure 8 de la référence [Hill'96].

A la vue des résultats concernant la mesure des épaisseurs d'isolant du lot P (hors oxyde thermique : P1), la relative dispersion de  $t_{ox}$  va conduire à une incertitude importante sur les valeurs de  $\Delta Q_{ox}$  issues de l'équation (II.84). Afin de limiter cette incertitude, nous considérons le transistor P5num3 comme structure de référence car il présente l'épaisseur d'isolant la plus

proche de 6.26 nm, moyenne calculée sur la population de transistors. Ainsi, nous minimisons l'erreur sur  $C_{ox}$  due aux variations d'épaisseur d'isolant (erreur maximale de 24%). Le tableau (C.3) de l'annexe C récapitule l'évolution relative de  $\Delta Q_{ox}$  en fonction des variantes du lot P par rapport au transistor P5num3.



**Figure V.13.** Evolution de la charge piégée dans l'oxynitride (hors états d'interface) pour le lot P (hors thermique). Le transistor P5num3 (5.5 % d'azote) est utilisé comme structure de référence pour l'évaluation de  $\Delta Q_{ox}$ .

La figure (V.13) présente l'évolution de la charge fixe dans l'oxynitride en fonction du pourcentage d'azote. On observe une variation linéaire de  $\Delta Q_{ox}$  en fonction de la teneur en azote, même si les points extrêmes (correspondant aux transistors P7num3 et P2num2) semblent s'écarter. Toutefois, c'est pour ces deux variantes que l'épaisseur d'isolant est la plus éloignée de celle du transistor de référence et on peut s'attendre à avoir une erreur importante sur  $\Delta Q_{ox}$  pour ces deux points. Aux incertitudes près, il semble donc que la charge fixe dans l'oxynitride (c'est-à-dire hors états d'interface) augmente linéairement avec le pourcentage d'azote.

La figure (V.14.a) illustre les variations de la tension de seuil en fonction de  $\Delta Q_{ox}$  pour les variantes du lot P (hors thermique). L'excellente linéarité de la courbe obtenue semble indiquer que les variations de charges fixes dans l'oxynitride sont directement à l'origine des variations de la tension de seuil (constatation faite sur la figure (V.9)).

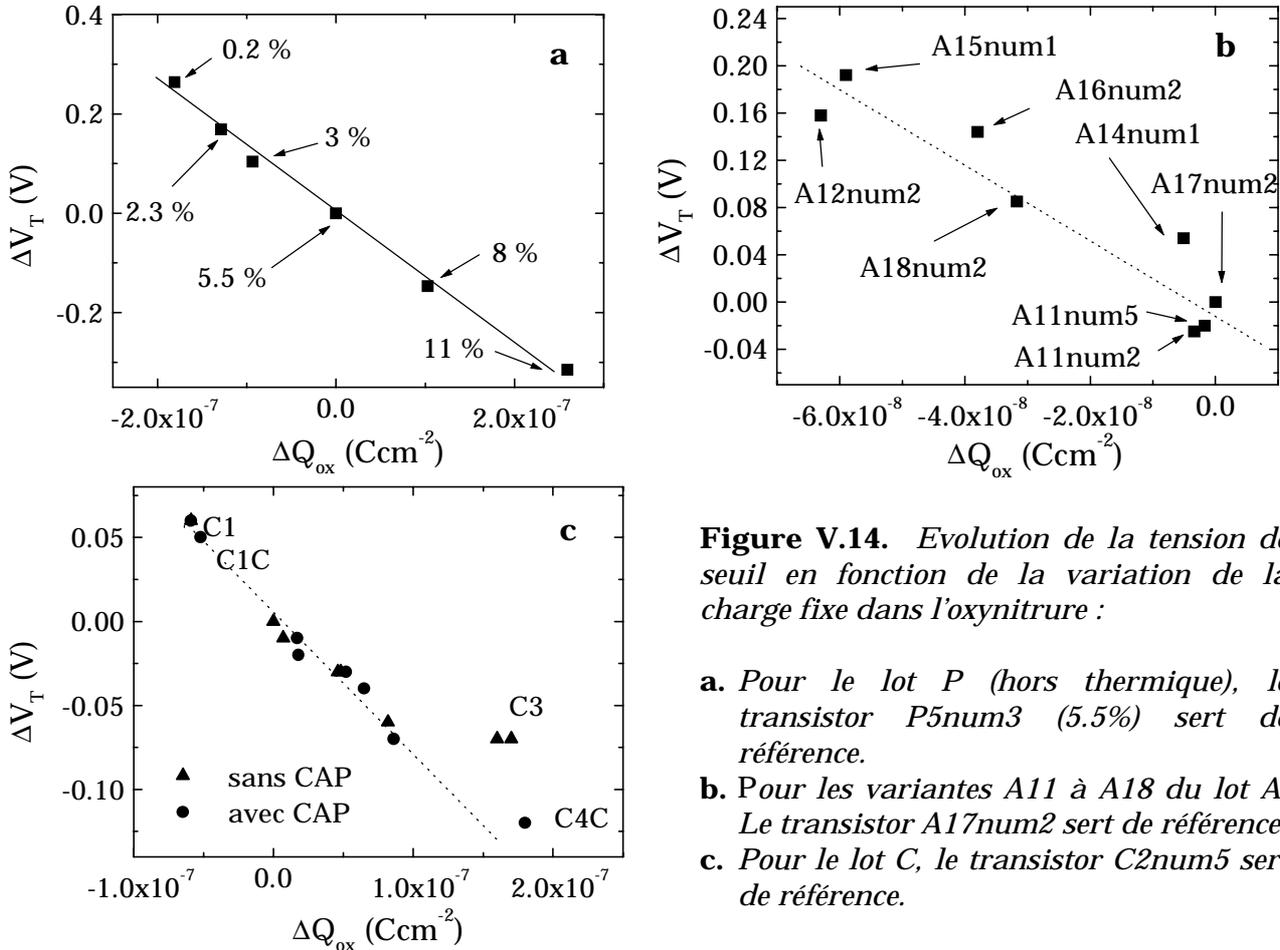
Néanmoins, il faut également tenir compte de la charge des états d'interface qui peut influencer la valeur de  $V_T$  de façon non négligeable. Nous avons donc recalculé la variation de  $V_T$  due aux seules charges fixes dans l'oxynitride afin de vérifier si elles expliquent à elles seules cette variation de la tension de seuil. Le résultat est négatif, ce qui indique que les états d'interface contribuent à  $\Delta V_T$ . Cette constatation est confirmée par la variation de l'écart entre les courbes de  $V_T$  en fonction du pourcentage d'azote dans la couche (sur les transistors à canal n et p) qu'illustre la figure 8 de la référence [Hill'96]. L'écartement entre les deux courbes semble croître de façon linéaire ce qui permet de supposer que la densité d'états d'interface est une fonction linéaire du pourcentage d'azote. Nous ne pourrions vérifier la validité de cette supposition qu'avec des mesures de pompage de charge car la pente sous le seuil ne permet pas d'obtenir des valeurs de  $D_{it}$  assez précises pour la gamme de valeurs considérées.

Nous suivons une démarche analogue pour les variantes du lot A (A11 à A18). L'épaisseur moyenne de l'isolant est de 6 nm et c'est le transistor A17num2 qui s'en rapproche le plus. En prenant cette structure comme référence, nous avons calculé les variations de charges fixes dans l'oxynitride en fonction des variations de tension de seuil.

Le tableau (C.4) de l'annexe C et la figure (V.14.b) résument les valeurs trouvées pour le lot A (3 % d'azote). Contrairement au lot P, nous observons une moins bonne linéarité de la courbe

$\Delta V_T(\Delta Q_{ox})$ , ce qui pourrait indiquer que les variations de  $V_T$  sont influencées de façon non négligeable par un paramètre autre que  $Q_{ox}$  et non identique pour chaque transistor. Une explication possible serait des fluctuations de dopages d'un transistor à l'autre ou plus probablement des variations de la densité en charges fixes et en états d'interface selon le recuit.

La figure (V.14.b) fait également ressortir que pour un gaz donné, une température de recuit de 1000 °C (transistors A12num2, A15num1) conduit à une densité minimale de charges fixes.



**Figure V.14.** Evolution de la tension de seuil en fonction de la variation de la charge fixe dans l'oxy-nitruure :

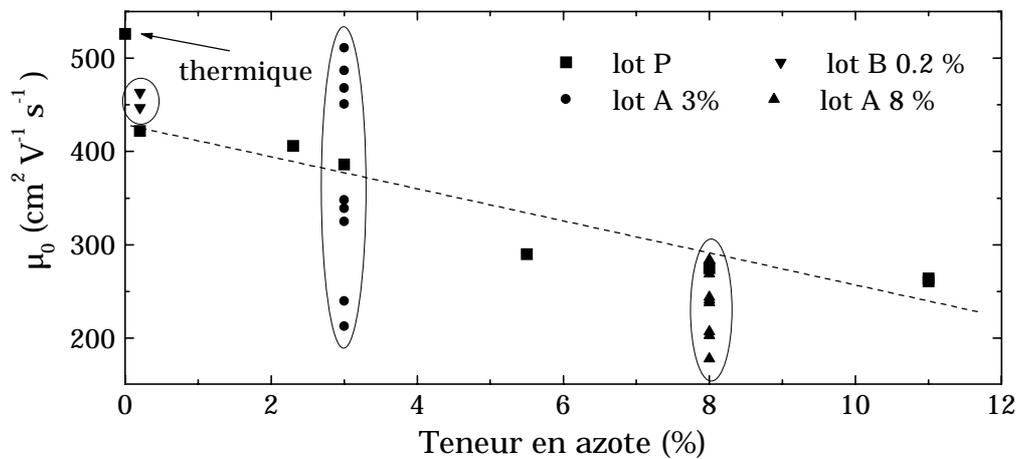
- a. Pour le lot P (hors thermique), le transistor P5num3 (5.5%) sert de référence.
- b. Pour les variantes A11 à A18 du lot A. Le transistor A17num2 sert de référence.
- c. Pour le lot C, le transistor C2num5 sert de référence.

La moyenne de l'épaisseur d'isolant sur toutes les variantes du lot C est de 2.36 nm. Le transistor C2num6 est donc utilisé comme référence pour le calcul des variations de la tension de seuil et de la charge fixe dans l'isolant. La courbe  $\Delta V_T(\Delta Q_{ox})$  est représentée à la figure (V.14.c). La droite en pointillés correspond à la droite de régression linéaire sur tous les points sauf ceux des variantes C3 et C4C. On constate que la dépendance de  $V_T$  avec  $Q_{ox}$  est linéaire ce qui tend à confirmer que les variations de la tension de seuil sont principalement dues aux variations de la charge fixe dans l'isolant. Les deux variantes C3 et C4C se retrouvent assez éloignées de la courbes en pointillés ce qui signifie que leurs caractéristiques sont peut être altérées par un phénomène parasite. D'un autre coté, il faut minimiser l'importance de cette constatation en raison des faibles variations de tensions de seuil d'une variante à l'autre.

L'ensemble des résultats obtenus sur les variations de  $V_T$  et  $Q_{ox}$  pour le lot C sont réunis au tableau (C.5) de l'annexe C ainsi que les valeurs de la tension  $V_{th}$  (tension à appliqué sur le grille pour que le potentiel de surface soit égal à  $2\Phi_F$  lorsque le transistor est utilisé en capacité).

### V.4.3. Evolution de la mobilité à faible champ électrique

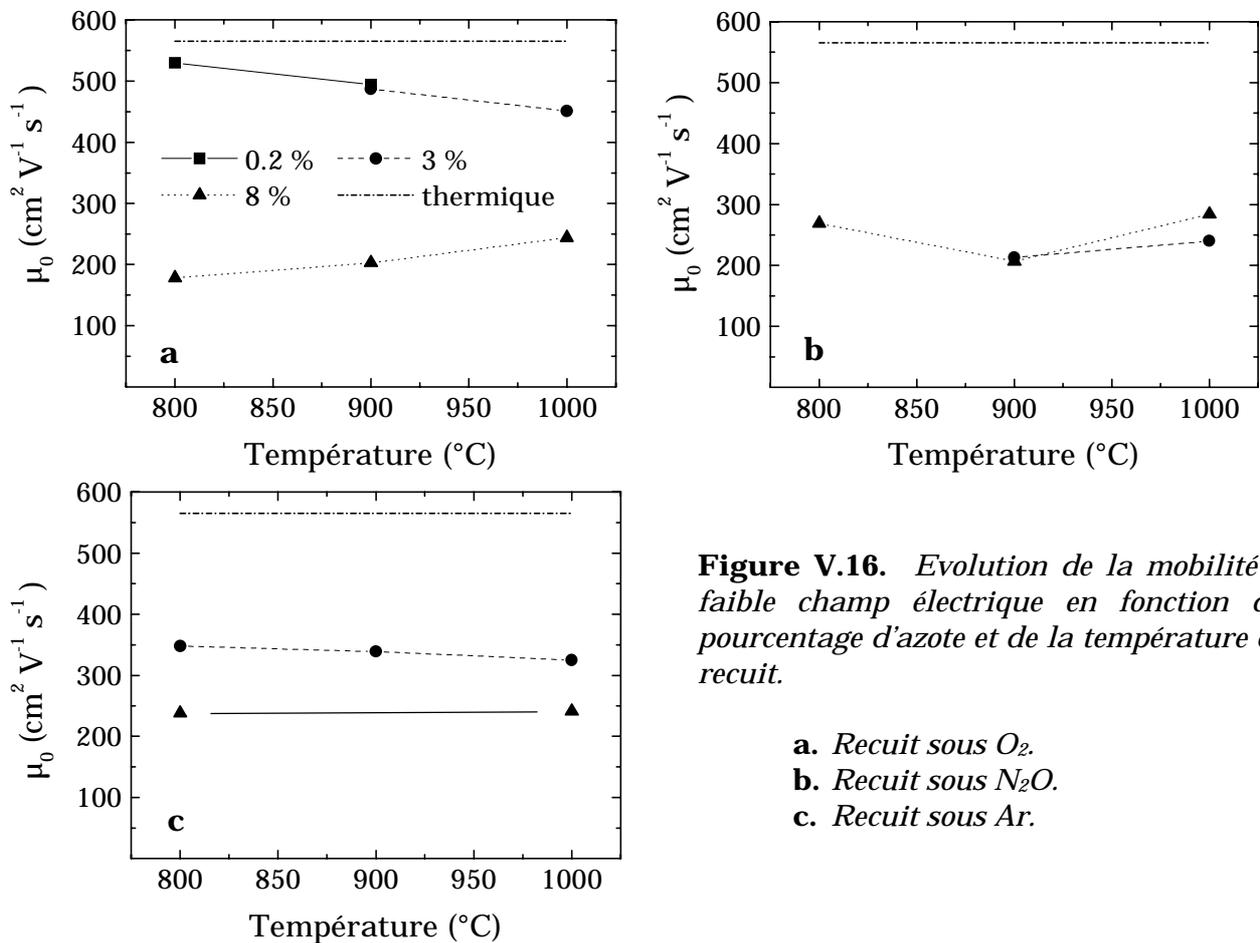
#### V.4.3.1. Influence de la teneur en azote



**Figure V.15.** Evolution de la mobilité à faible champ électrique en fonction du pourcentage d'azote pour les différents variants de transistors (lots A, B et P).

La figure (V.15) donne l'évolution de la mobilité à faible champ électrique en fonction du pourcentage d'azote pour les lots A, B et P. Elle met en évidence une dépendance presque linéaire de  $\mu_0$  avec la teneur en azote pour le lot P (hors thermique).

#### V.4.3.2. Influence du recuit

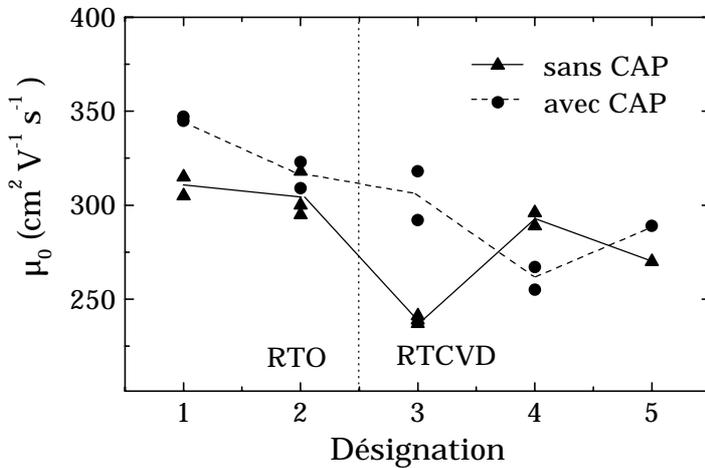


**Figure V.16.** Evolution de la mobilité à faible champ électrique en fonction du pourcentage d'azote et de la température de recuit.

- a. Recuit sous  $\text{O}_2$ .
- b. Recuit sous  $\text{N}_2\text{O}$ .
- c. Recuit sous Ar.

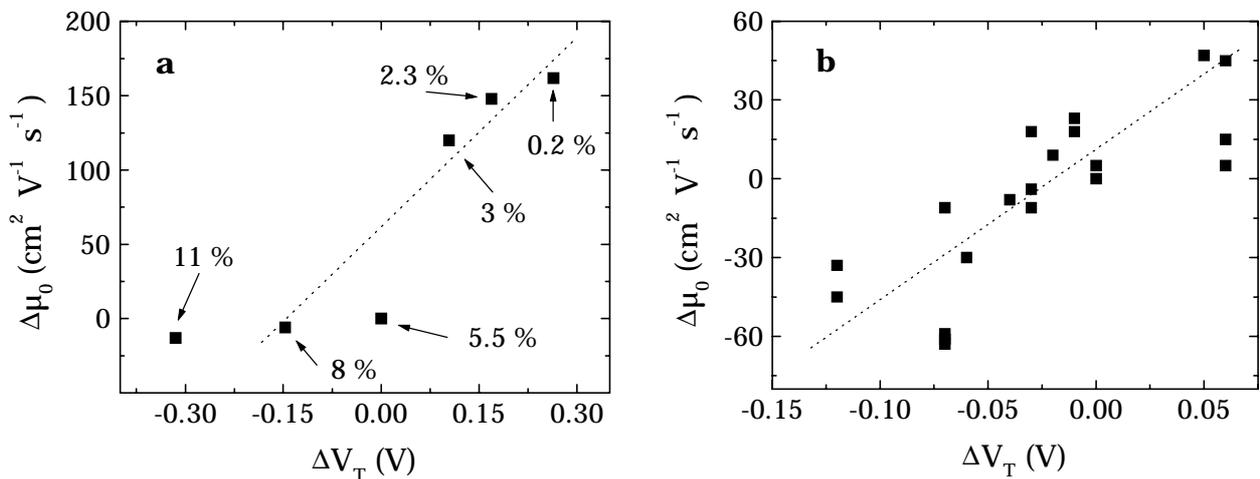
Nous avons étudié la variation de  $\mu_0$  en fonction des paramètres du recuit, mais comme le montrent les figures (V.16.a) à (V.16.c), aucune corrélation évidente n'a pu être formulée à partir des données expérimentales.

### V.4.3.3. Influence de la couche d'oxynitride supplémentaire



**Figure V.17.** Evolution de la mobilité à faible champ électrique en fonction des différentes variantes.

La figure (V.17) présente l'évolution de la mobilité à faible champ électrique en fonction des variantes du lot C. Pour celles qui ne diffèrent que par la présence ou non du CAP, les écarts de mobilité peuvent provenir de l'incertitude sur l'épaisseur réelle de l'isolant qu'il ne nous est pas possible de connaître avec exactitude. Si l'isolant de la variante C1C a une épaisseur de 3.1 nm au lieu de 3.4 nm, la mobilité passe de 345 à 310  $\text{cm}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$  qui est la valeur de la variante C1. Cette remarque revient à sous entendre que le procédé CAP n'influence pas ou peu la mobilité des porteurs dans le canal.



**Figure V.18.** Variation de la mobilité à faible champ électrique en fonction de la variation de la charge fixe dans l'isolant.

- a. Pour le lot P (hors thermique), le transistor P5num3 servant de référence.
- b. Pour le lot C, le transistor C2num5 servant de référence.

#### V.4.3.4. Influence de la charge dans l'isolant

Nous avons également étudié la variation de la mobilité à faible champ électrique en fonction de la variation de la charge dans l'isolant (égale à  $Q_{\text{tot}}$  en régime d'inversion forte). Les résultats sont regroupés aux tableaux (C.6) et (C.7) de l'annexe C et mis sous forme graphique aux figures (V.18.a) et (V.18.b).

L'équation (IV.33) indique l'existence d'un lien direct entre la mobilité et les charges présentes dans l'isolant et à son interface, lien qui se confirme à la vue des deux figures ((V.18.a) et (V.18.b)). Les droites en pointillés "guident les yeux" mais ne doivent pas faire penser à une relation linéaire entre la mobilité et la charge  $Q_{\text{tot}}$  (obtenue via  $V_T$ ). Le nuage de points permet de dire qu'un paramètre secondaire influence aussi la mobilité. Nous pouvons supposer que ce phénomène est lié à la non égalité du dopage du substrat entre tous les dispositifs ainsi qu'à la différence d'épaisseur d'isolant.

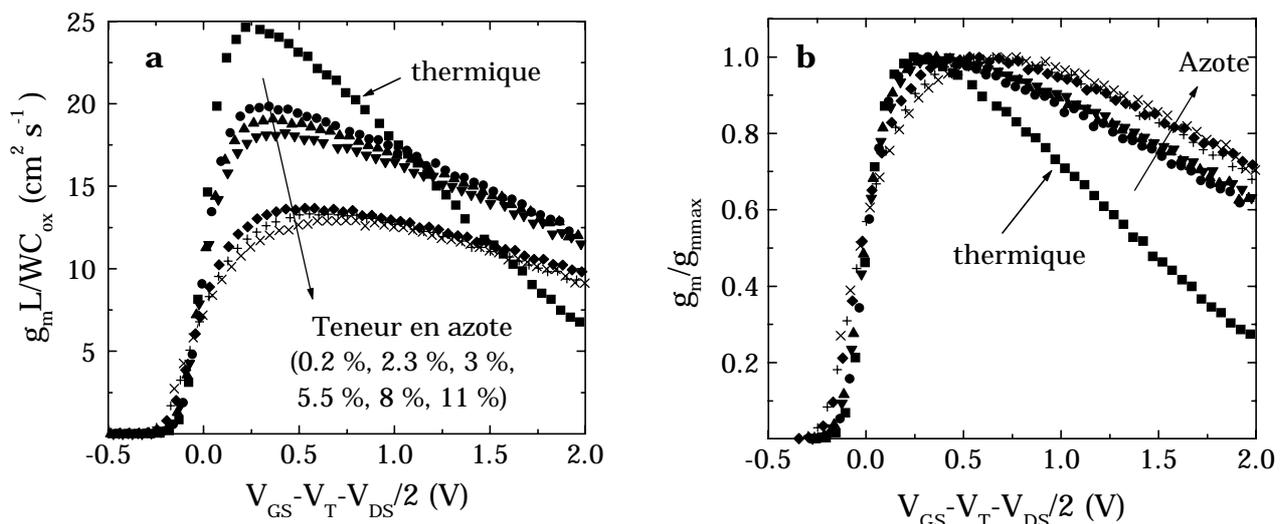
La courbe correspondant aux variantes A11 à A18 ne donne pas d'information (nuage de points) donc est sans intérêt. Ce résultat suggère que pour ces dispositifs les variations de  $\mu_0$  ne seraient pas liées aux variations de  $Q_{\text{tot}}$ .

#### V.4.4. Evolution de la transconductance

Après avoir étudié les variations de  $V_T$  et de  $\mu_0$ , nous nous intéressons à présent aux variations de la transconductance  $g_m$ .

##### V.4.4.1. Influence de la teneur en azote

La figure (V.19.b) met en évidence le fait que la présence d'azote dans l'isolant de grille améliore la transconductance à forte tension  $V_{GS}$  (donc à fort champ électrique transversal) c'est-à-dire que la décroissance de la transconductance est moins rapide pour les oxytrures que pour l'oxydes de silicium.

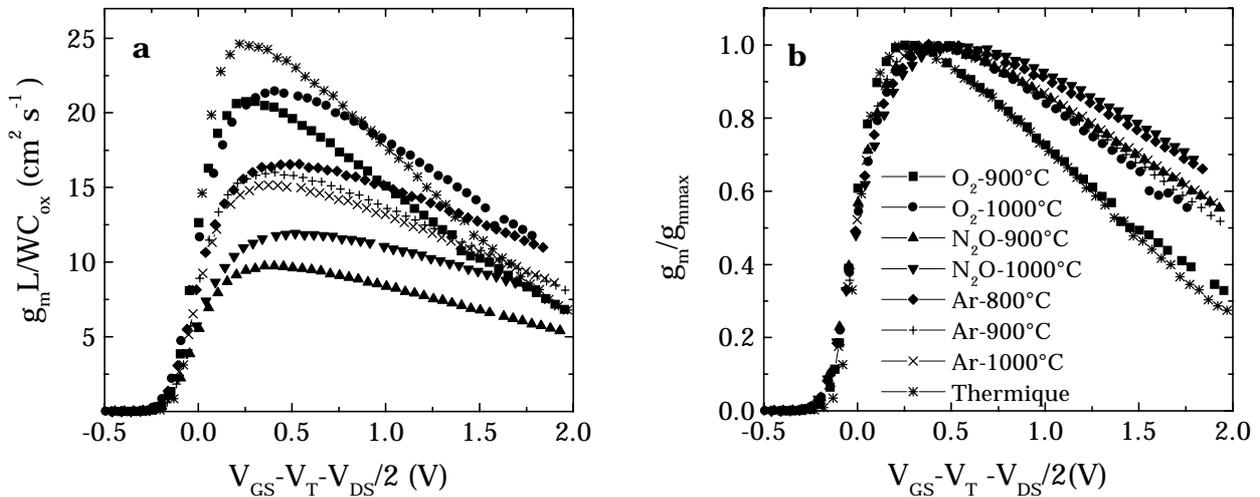


**Figure V.19.** Evolution de la transconductance pour le lot P. **a.** Non normalisée. **b.** Normalisé par rapport à  $g_{mmax}$ .

Mais comme le montre la figure (V.19.a) cette amélioration à fort champ s'accompagne d'une diminution importante de  $g_{mmax}$ , la transconductance maximale (normalisée par les dimensions du canal et la capacité de grille, c.f. équation (II.70)). Nous constatons que le pourcentage d'azote ne semble pas affecter la pente de la décroissance de  $g_m$ .

#### V.4.4.2. Influence du recuit

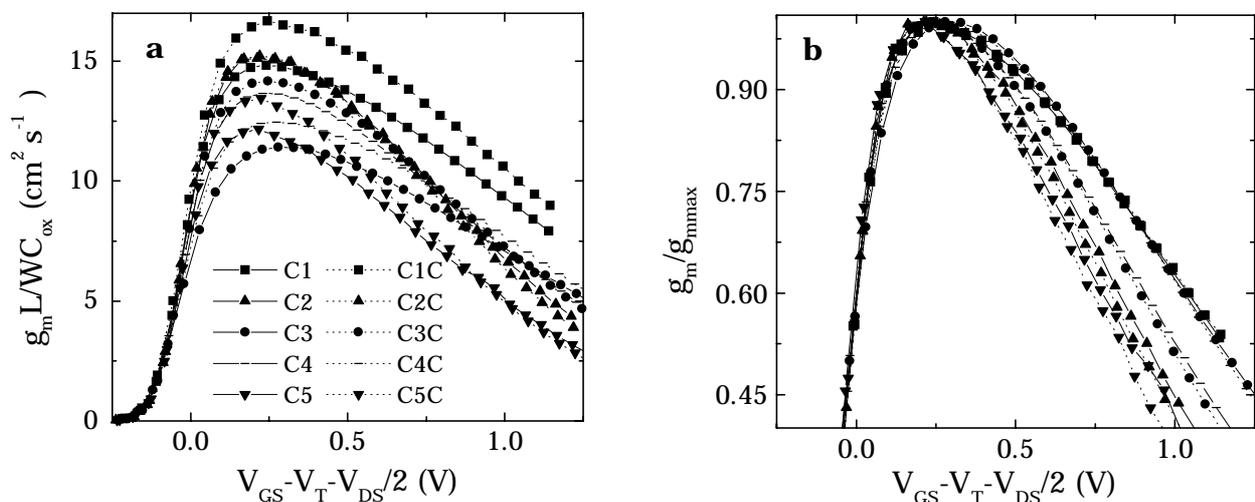
En ce qui concerne les variantes du lot A correspondant à un pourcentage d'azote de 3 %, les figures (V.20.a) et (V.20.b) montrent que le recuit aurait plutôt tendance à dégrader la transconductance aussi bien la valeur maximale  $g_{mmax}$  que la pente.



**Figure V.20.** Evolution de la transconductance pour le lot A avec 3 % d'azote. **a.** Non normalisée. **b.** Normalisée par rapport à  $g_{mmax}$ .

#### V.4.4.3. Influence de la couche d'oxynitride supplémentaire

Comme le confirme la figure (V.19.a), la présence d'azote dans l'isolant diminue la transconductance maximum. Cependant, le  $g_{mmax}$  de la variante C1 est plus faible que son homologue sans CAP. Ces deux  $g_{mmax}$  deviennent égaux si l'épaisseur de la variante C1C n'est pas de 3.4 nm mais de 3.4 nm; ce qui tend à dire que les épaisseurs que nous avons estimées pour ces deux variantes ne sont pas exactes et la couche d'oxynitride supplémentaire dans l'empilement de grille ne dégrade pas la transconductance. Les oxynitrides ont la particularité d'augmenter la transconductance à fort champ électrique mais ici l'isolant sans azote (c.f. la figure (V.21.b) pour la variante C1) donne le meilleur résultat sauf pour les variantes C3 et C4C dont on sait par les résultats sur  $V_T$ ,  $V_{FB}$  et  $\mu_0$  qu'il faut mettre en doute leurs caractéristiques.



**Figure V.21.** Evolution de la transconductance pour le lot C. **a.** Non normalisée. **b.** Normalisée par rapport à  $g_{mmax}$ .

#### V.4.5. Evolution de $\theta_1$ et $\theta_2$

##### V.4.5.1. Corrélation entre les modèles physique et empirique de la mobilité

Nous nous proposons de présenter la corrélation entre les modèles physique et empirique décrivant la mobilité effective des porteurs en inversion forte.

Le modèle physique s'écrit [Reichert'96] :

$$\frac{1}{\mu_{\text{eff}}} = \frac{1}{\mu_{\text{imp}}} + \frac{1}{\mu_{\text{phon}}} + \frac{1}{\mu_{\text{surf}}} + \frac{W}{L} R_{\text{SD}} Q_n \quad (\text{V.2})$$

où le terme  $1/\mu_{\text{imp}}$  représente les collisions coulombiennes,  $1/\mu_{\text{phon}}$  représente les collisions sur les phonons et  $1/\mu_{\text{surf}}$  représente les collisions sur la rugosité de surface. Chacun des termes peut s'exprimer en fonction de la charge d'inversion  $Q_n$  et de la charge de désertion  $Q_D$ . Il vient [Reichert'96] :

$$\frac{1}{\mu_{\text{eff}}} = \frac{\alpha_I}{\mu_I} Q_n^\gamma + \frac{\alpha_1}{\mu_1} (Q_n + 2Q_D)^{1/n} + \frac{\alpha_2}{\mu_2} (Q_n + Q_D)^2 \quad (\text{V.3})$$

où  $n$  varie de 3 à 6,  $\gamma$  décrit l'effet d'écran dans la couche d'inversion,  $\alpha_I/\mu_I$  prend en compte les collisions coulombiennes,  $\alpha_1/\mu_1$  les collisions sur phonons et  $\alpha_2/\mu_2$  les collisions sur la rugosité de surface.

Un modèle empirique couramment utilisé pour rendre compte de la mobilité en inversion forte est donné à l'équation (II.64). Reichert et Ouisse [Reichert'96] ont montré récemment que ce modèle empirique est une approximation au deuxième ordre du modèle physique avec les correspondances suivantes :

$$\mu_0 = \frac{1}{A + \frac{\alpha_1}{\mu_1} Q_0^{1/n}} \quad (\text{V.4})$$

$$\theta_1 = \frac{2}{n-1} \frac{C_{\text{ox}}}{Q_{\text{av}}} + \left[ \frac{W}{L} R_{\text{SD}} C_{\text{ox}} + B - \frac{2}{n-1} \frac{C_{\text{ox}}}{Q_{\text{av}}} A \right] \mu_0 \quad (\text{V.5})$$

$$\theta_2 = -\frac{1}{2n-1} \frac{C_{\text{ox}}^2}{Q_{\text{av}}^2} + \left[ \frac{\alpha_2}{\mu_2} C_{\text{ox}}^2 + C + \frac{1}{2n-1} \frac{C_{\text{ox}}^2}{Q_{\text{av}}^2} A \right] \mu_0 \quad (\text{V.6})$$

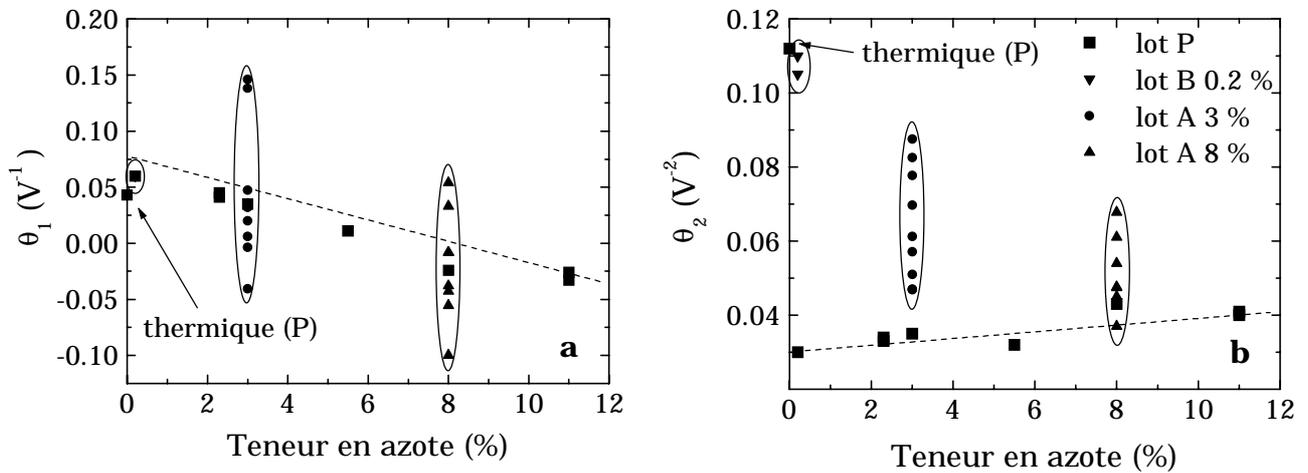
et :

$$Q_0 = \left[ \frac{(2n-1)(n-1)}{2n^2} \right]^n Q_{\text{av}} \quad (\text{V.7})$$

où  $A, B$  et  $C$  sont des coefficients provenant du développement au deuxième ordre de  $\mu_{\text{imp}}$ .  $Q_{\text{av}}$  est la valeur moyenne de  $Q_n$ .

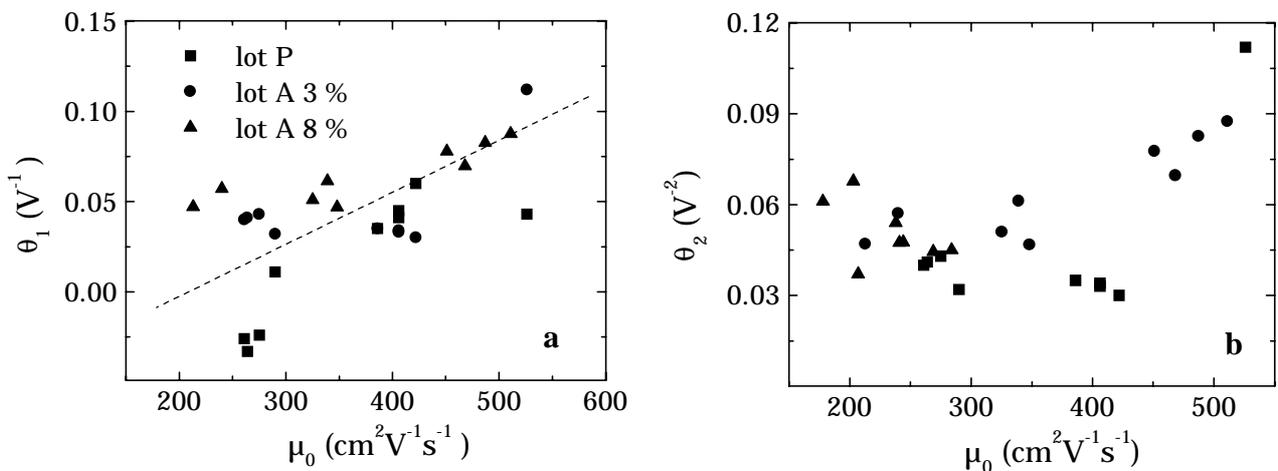
D'après les équations (V.4) à (V.6), il apparaît que la mobilité à faible champ électrique  $\mu_0$  est dominée par les collisions sur les phonons et que les collisions coulombiennes ont une faible influence sur  $\mu_0$  à température ambiante.  $\theta_1$  devient négatif lorsque les collisions coulombiennes deviennent importantes [Reichert'96].

#### V.4.5.2. Influence de la teneur en azote



**Figure V.22.** Evolution des facteurs d'atténuation de la mobilité pour les variantes des lots A et P en fonction du pourcentage d'azote dans l'isolant. **a.** Facteur linéaire,  $\theta_1$ . **b.** Facteur quadratique,  $\theta_2$ .

La figure (V.22.a) illustre la variation du facteur linéaire d'atténuation de la mobilité en fonction du pourcentage d'azote dans l'isolant de grille. On observe, pour le lot P, une variation linéaire de  $\theta_1$  en fonction de la teneur en azote. La diminution de  $\theta_1$  tend à démontrer que plus il y a d'azote dans la couche d'oxynitride, plus les collisions coulombiennes deviennent prédominantes. Ce résultat est normal puisque plus la teneur en azote est importante, plus la densité de charges dans l'oxyde et de pièges d'interface est élevée. Cette charge constitue une gêne électrostatique supplémentaire pour le transport des porteurs dans le canal.



**Figure V.23.** Evolution des facteurs de réduction de la mobilité en fonction de la mobilité à faible champ électrique pour les lots A et P. **a.** Pour  $\theta_1$ . **b.** Pour  $\theta_2$ .

La figure (V.22.b) donne la variation du facteur d'atténuation quadratique de la mobilité en fonction du pourcentage d'azote. A l'instar de la figure (V.22.a), elle montre une variation linéaire et croissante de  $\theta_2$  pour le lot P. Ceci pourrait signifier que plus il y a d'azote dans les films, plus l'interface entre l'oxynitride et le substrat présente une rugosité importante.

#### V.4.5.3. Corrélation entre les facteurs de réduction de la mobilité et la mobilité

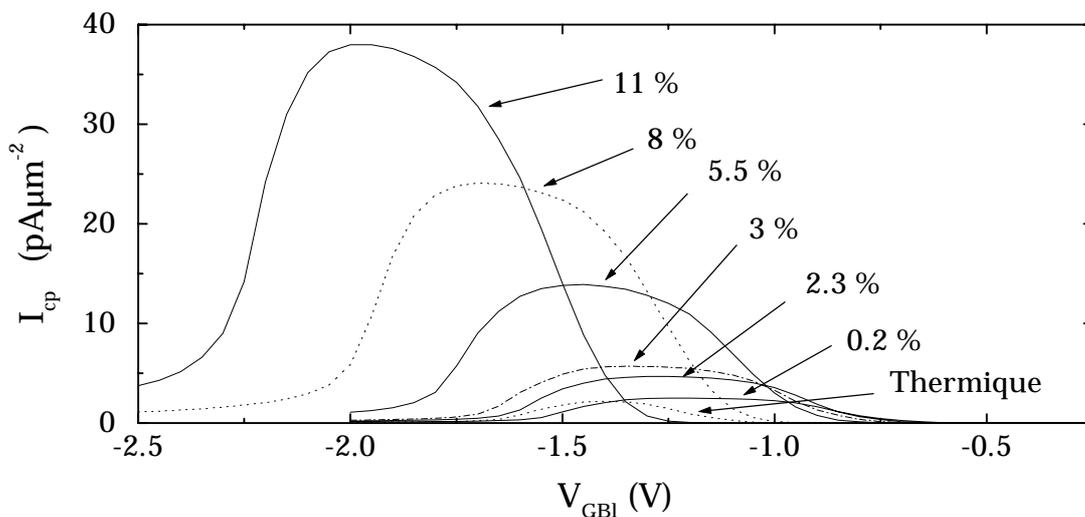
D'après l'équation (V.5), on doit s'attendre à trouver une dépendance linéaire de  $\theta_1$  avec  $\mu_0$ , si toutefois le coefficient multiplicatif du terme  $\mu_0$  est constant. Une telle linéarité est observée expérimentalement sur la figure (V.23.a). De même, nous illustrons la variation de  $\theta_2$  avec  $\mu_0$  à la figure (V.23.b) mais cette fois la linéarité prévue par l'équation (V.6) n'est pas évidente.

### V.5. Etude par mesures de pompage de charge

#### V.5.1. Pompage deux niveaux

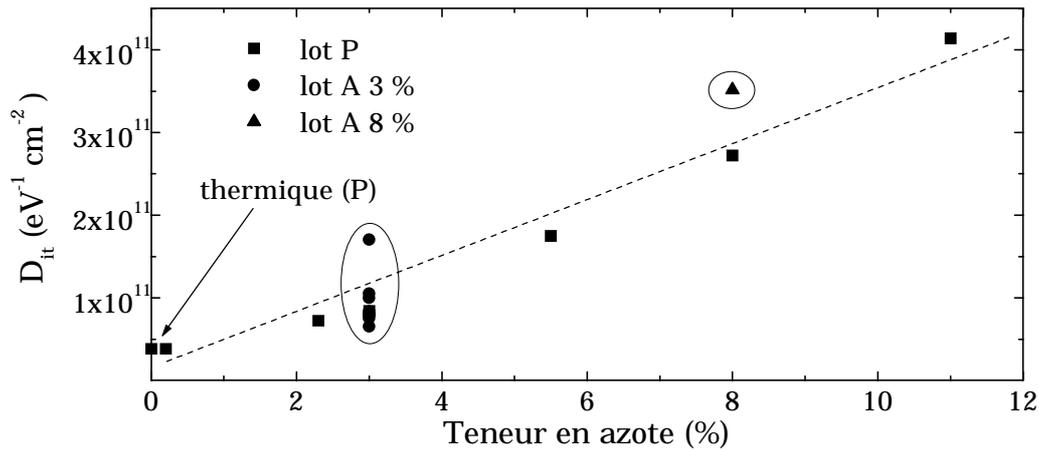
Le tableau (C.8) de l'annexe C récapitule les résultats, exploitables, obtenus par pompage de charge à deux niveaux pour les lots A et P. Les dimensions réelles du canal pouvant varier fortement d'un transistor à l'autre, nous indiquons dans le tableau le courant pompé maximum normalisé par la surface effective du canal (signal de grille sinusoïdal de fréquence 100 KHz).

##### V.5.1.1. Influence de la teneur en azote sur la densité d'états



**Figure V.24.** Caractéristiques  $I_{cp}(V_{GBI})$  obtenues, sur le lot P, en pompage de charge à deux niveaux pour une fréquence de 100 KHz.

La figure (V.24) décrit l'allure des courbes  $I_{cp}(V_{GBI})$  obtenues pour les variantes du lot P. On constate que plus le taux d'azote dans l'isolant est important, plus l'intensité maximale du courant pompé est élevée. Par ailleurs, le décalage des flancs des caractéristiques  $I_{cp}(V_{GBI})$  vers les tensions négatives met en évidence et confirme l'augmentation de la charge fixe (positive) dans l'isolant (décalage de la tension de bandes plates et de la tension  $V_{th}$ ) lorsque la teneur en azote des films croît.



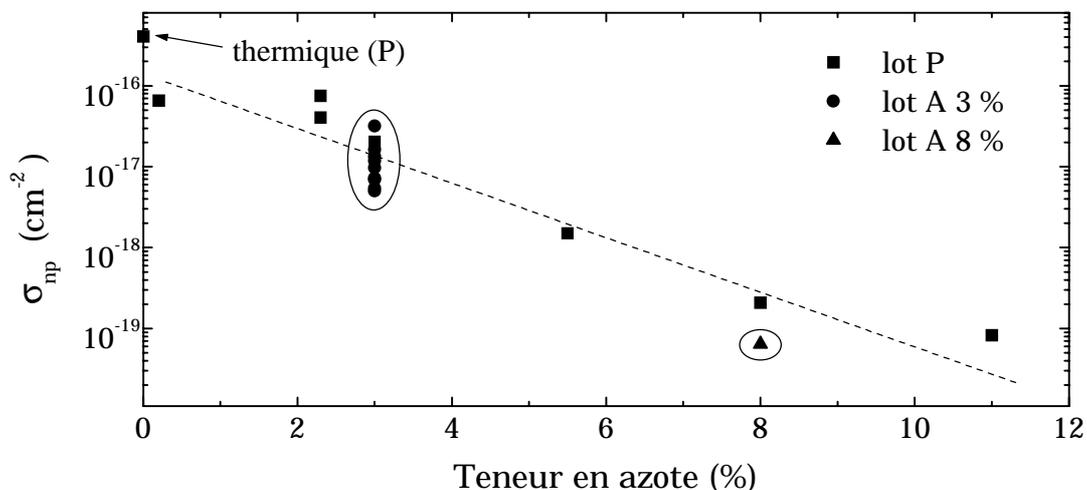
**Figure V.25.** Densité moyenne d'états d'interface en fonction du pourcentage d'azote pour les lots A et P.

Les mesures de pompage à deux niveaux en fonction de la fréquence du signal de grille permettent de déterminer la densité moyenne d'états d'interface (états rapides) et à la section efficace de capture moyenne des électrons et des trous (voir chapitre III).

La figure (V.25) donne l'évolution de la densité d'états  $D_{it}$  en fonction du pourcentage d'azote dans la couche d'oxynitride des lots A et P : ce sont les films contenant le moins d'azote qui présentent la meilleure qualité interfaciale en matière de niveau de pièges. Pour le lot P, cette évolution semble suivre une loi exponentielle. On constate aussi une plus faible densité d'états pour certaines variantes du lot A (3 % d'azote en particulier) par rapport à leur équivalent du lot P en terme de taux d'azote.

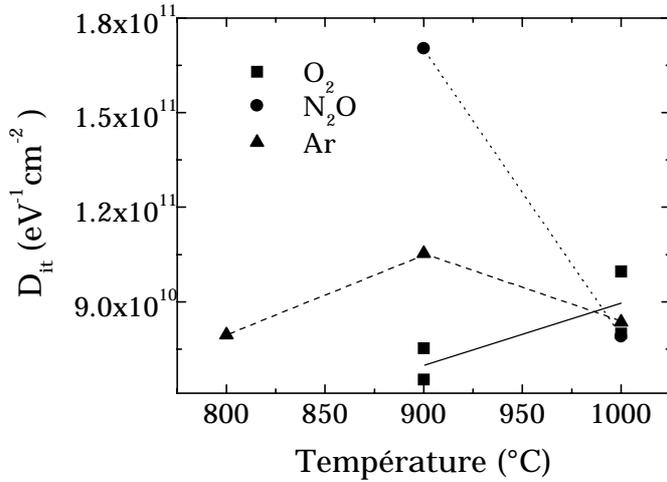
#### V.5.1.2. Influence de la teneur en azote sur le section efficace de capture moyenne

Pour l'évolution des sections efficaces de capture en fonction du pourcentage d'azote, la figure (V.26) montre que plus la teneur en azote dans le film est importante, plus la section moyenne de capture diminue. S'agissant justement d'une valeur moyenne, toute interprétation physique reste très difficile à formuler.



**Figure V.26.** Sections efficaces de capture des électrons et des trous en fonction du pourcentage d'azote pour les lots A et P.

**V.5.1.3. Influence du recuit et de la couche d'oxynitride supplémentaire sur la densité d'états et la section efficace de capture moyenne**

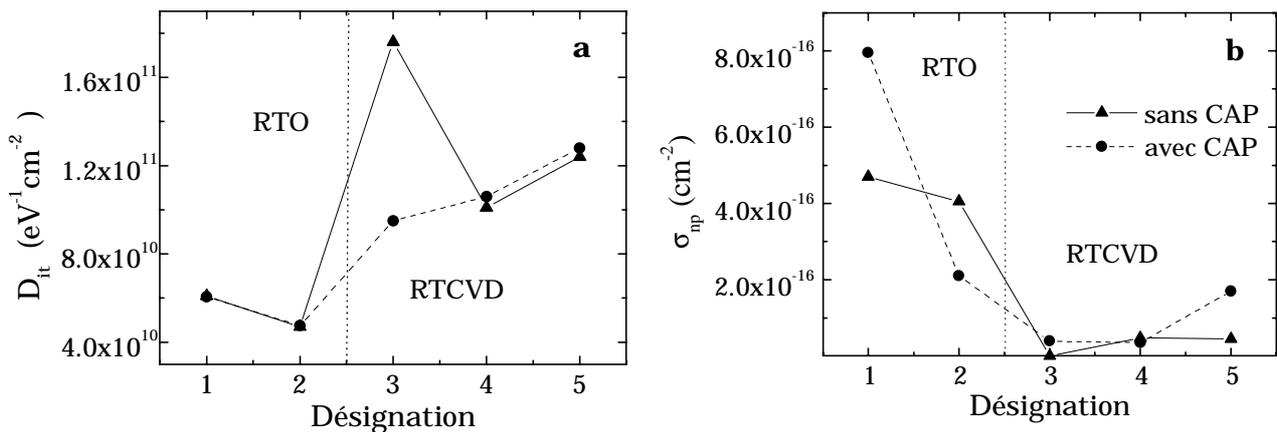


**Figure V.27.** Densité moyenne d'états d'interface pour la variante A avec 3 % d'azote.

La figure (V.27) illustre, quant à elle, l'influence du recuit post-dépôt et révèle qu'un recuit sous O<sub>2</sub> à 900 °C donne le moins d'états d'interface. Le recuit le moins performant étant celui sous N<sub>2</sub>O à 900°C.

A noter que pour les variantes A19 à A27, la plupart des tracés de I<sub>cp</sub>(V<sub>GBI</sub>, F<sub>P</sub>) ne sont pas exploitables en raison d'un niveau de fuite trop important des jonctions, sauf pour trois variantes (A19, A20 et A25). D'après ces résultats partiels, il semblerait que le recuit sous O<sub>2</sub> à 800 °C soit le plus bénéfique. Mais ce résultat est à considérer avec beaucoup de précautions car la variante A19 (recuit O<sub>2</sub> à 800 °C) est la seule du lot A, avec 8 % d'azote, qui ne présente pas de problèmes de fuite. Les variantes A20 et A25 ont un niveau de fuite de jonction "raisonnable".

Le tableau (C.9) de l'annexe C récapitule les résultats obtenus par pompage de charge deux niveaux pour le lot C.



**Figure V.28.** Caractéristiques des états d'interface des différentes variantes du lot C déterminées par pompage de charge à deux niveaux :

- a. Densité moyenne d'états d'interface.
- b. Section de capture moyenne des trous et des électrons.

La courbe (V.28.a) donne l'évolution de la densité moyenne des états d'interface pour le lot C. Elle fait ressortir que les isolants fabriqués par RTO donnent le moins d'états avec de plus un meilleur résultat pour le RTO N<sub>2</sub>O (oxyde thermique contenant de l'azote). La variante C3 se distingue très nettement (en raison d'un probable défaut de fabrication) et laisse à penser qu'il ne faut pas tenir compte de ce résultat.

Les oxynitrures à 3 % d'azote donnent plus d'états que celui à 0 % d'azote ce qui est normal d'après les résultats sur les oxynitrures déposés présentés précédemment. Par contre, nous constatons, avec les résultats des variantes C4-C4C et C5-C5C, qu'un recuit à 900 °C sous N<sub>2</sub>O est plus réparateur qu'un recuit à 1000°C sous O<sub>2</sub>. Ce résultat est en contradiction avec celui de la figure (V.27) mais il est beaucoup plus fiable en raison de l'excellente qualité du lot C par rapport à la qualité médiocre du lot A.

L'augmentation de  $D_{it}$  avec la couche CAP est très faible ce qui signifie que cette couche supplémentaire ne dégrade pas ou peu l'interface.

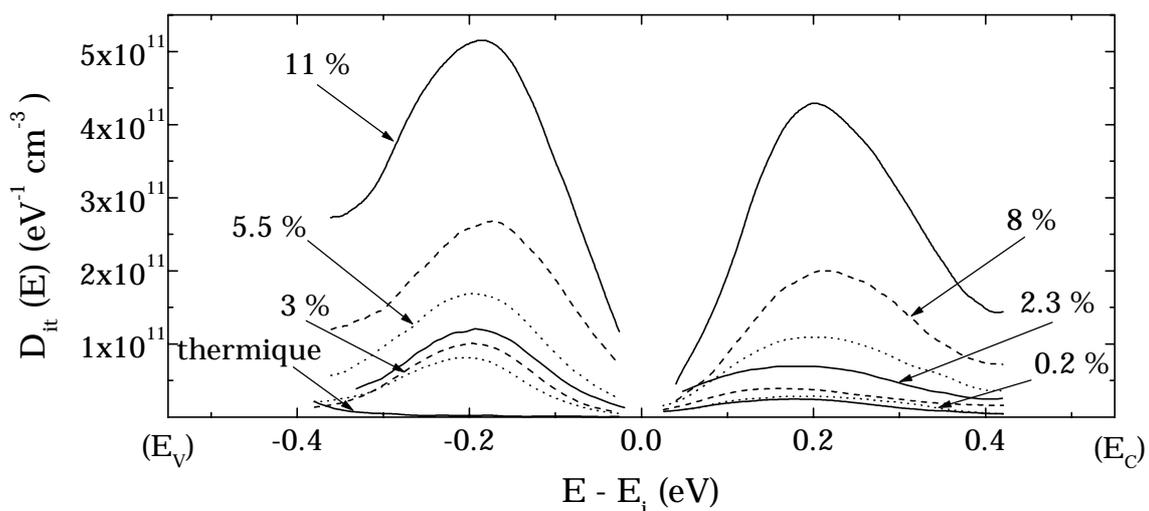
La figure (V.28.b) montre que l'introduction d'azote dans l'isolant ou la fabrication par RTCVD diminue la valeurs des sections efficaces de capture.

## V.5.2. Pompage de charge à trois niveaux

### V.5.2.1. Influence de la teneur en azote

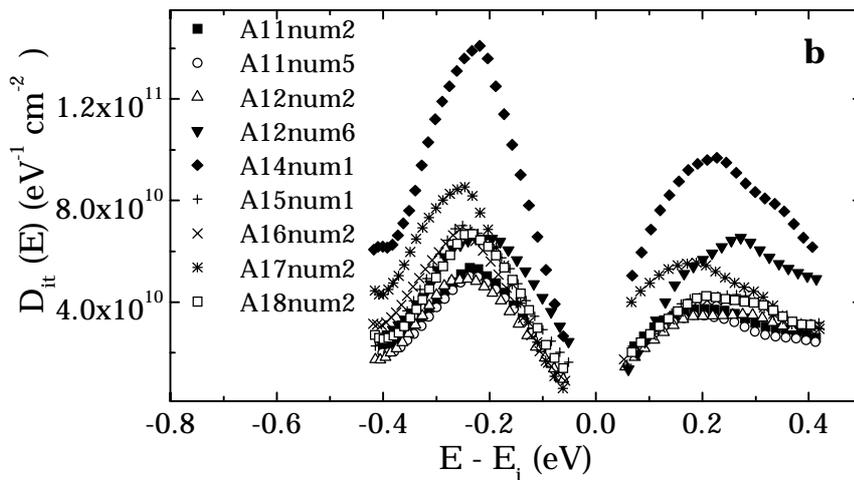
Des mesures complémentaires par pompage de charge à trois niveaux nous ont permis de mettre en évidence une non uniformité de la distribution énergétique des états d'interface dans la bande interdite du semi-conducteur.

Cette non uniformité apparaît clairement sur les spectres présentés à la figure (V.29) relative au lot P. Contrairement à l'oxyde thermique (sans azote), les oxynitrures présentent plus d'états de type donneur (dans la moitié inférieure de la bande interdite) que d'états de type accepteur (dans la moitié supérieure). Cette caractéristique particulière des oxynitrures a aussi été observée dans la littérature [Wu'89]-[Severi'89].



**Figure V.29.** Spectres  $D_{it}(E)$ , dans la bande interdite du silicium, déterminés par pompage de charge à trois niveaux pour le lot P.

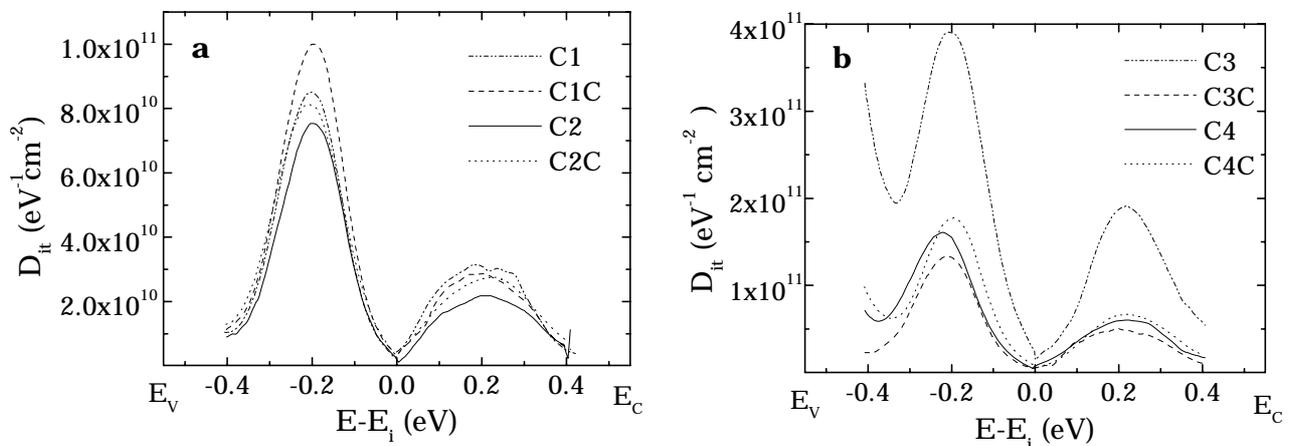
### V.5.2.2. Influence du recuit



**Figure V.30.** Spectres  $D_{it}(E)$ , dans la bande interdite du silicium, déterminés par pompage de charge à trois niveaux pour le lot A (3 % d'azote).

D'après la figure (V.30), il semble qu'un recuit sous  $O_2$  à  $900\text{ }^\circ\text{C}$  (A11) donne le moins d'états d'interface contrairement au recuit  $N_2O$   $900^\circ\text{C}$  (A14) qui en donne le plus. Nous pouvons aussi noter quelques résultats contradictoires comme celui du transistor A12num6 qui présente plus d'états de type accepteur que de type donneur. Il présente aussi un niveau de densité d'états supérieur au transistor A12num2 qui est sur la même sous-puce. Cela revient à dire que pour ce lot de transistors, les résultats ne sont pas reproductibles comme nous l'avons indiqué à la section V.3.2.

### V.5.2.3. Influence de la couche supplémentaire d'oxynitruure

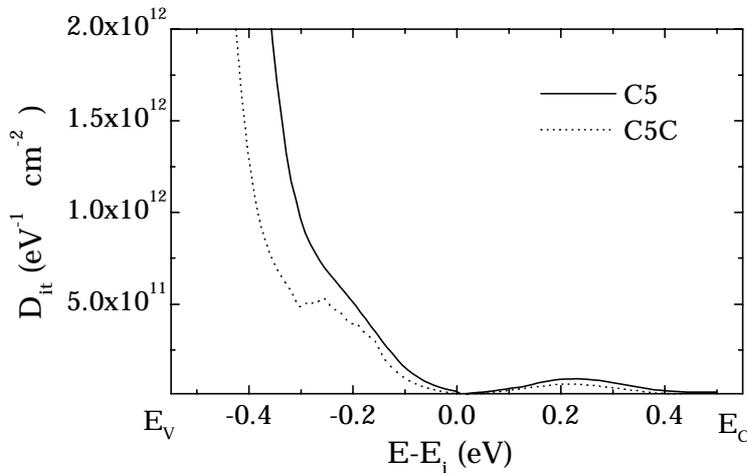


**Figure V.31.** Spectres  $D_{it}(E)$ , dans la bande interdite du silicium, déterminés par pompage de charge à trois niveaux. **a.** Pour les variantes C1-C1C et C2-C2C. **b.** Pour les variantes C3-C3C et C4-C4C.

Nous venons d'indiquer que la présence d'azote dans l'isolant introduit des états de type donneurs c'est-à-dire dans la partie inférieure de la bande interdite. Les courbes obtenues pour les variantes C1 et C1C (oxydes fabriqués par RTO), figure (V.31.a), tendent à dire que le four utilisé pour le RTO était pollué par de l'azote. Notons que la variante P1, dont la fabrication est antérieure à celle du lot C, présente une densité moins importante en états de type donneur qu'en états de type accepteur comme le montre la figure (V.29).

Les figures (V.31.a) et (V.31.b) indiquent que la couche supplémentaire d'oxynitruure (CAP) augmente très faiblement la densité d'états d'interface.

La figure (V.31.b) montre la forte densité d'états d'interface obtenue pour la variante C3 ce qui renforce l'hypothèse d'un problème de fabrication pour cette variante. Cette figure montre aussi que la densité d'états est plus importante pour un RTCVD avec azote que sans.

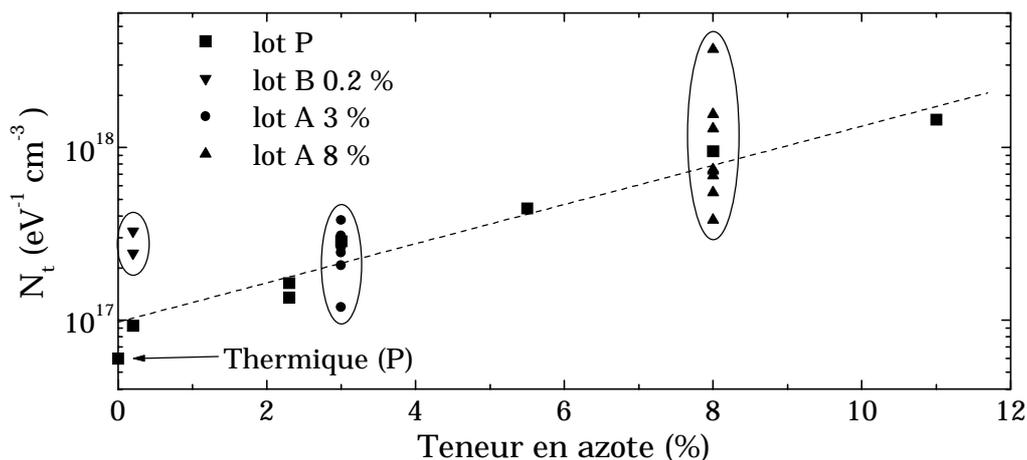


**Figure V.32.** Courbes donnant les spectres  $D_{it}(E)$  des variantes C5 et C5C qui présentent un niveau de courant tunnel élevé.

Comme cela a été présenté au chapitre III, la faible épaisseur d'isolant entraîne un courant tunnel entre la grille et le substrat très important. La figure (V.32) présente la densité d'états dans la bande interdite du semi-conducteur des variantes C5 et C5C. La partie inférieure à  $E_i$  est plus affectée que la partie supérieure en raison des valeurs de  $V_3$  utilisées (c.f. tension  $V_{FB}$  et  $V_{th}$  du tableau (C.5) de l'annexe C). En effet, elles sont plus fortes en valeur absolue pour la partie inférieure de la bande interdite et impliquent, par conséquent, un courant tunnel plus important. Il est possible de corriger ces courbes en prenant en compte l'amplitude du courant tunnel pour une tension  $V_3$  donnée mais l'erreur commise pour la partie inférieure de la bande interdite risque d'être très importante.

## V.6. Etude par mesures de bruit basse fréquence

### V.6.1. Densité volumique de pièges



**Figure V.33.** Evolution de la concentration  $N_t$  des pièges mesurée à partir du bruit en  $1/f$  en fonction du pourcentage d'azote de l'isolant de grille pour toutes les variantes de transistors testés.

La densité volumique de pièges ( $N_t$ ) et le coefficient de dispersion coulombien ( $\alpha$ ) obtenus par mesure de bruit sont résumés aux tableaux (C.10) et (C.11) de l'annexe C respectivement pour les lots A, B, P et C.

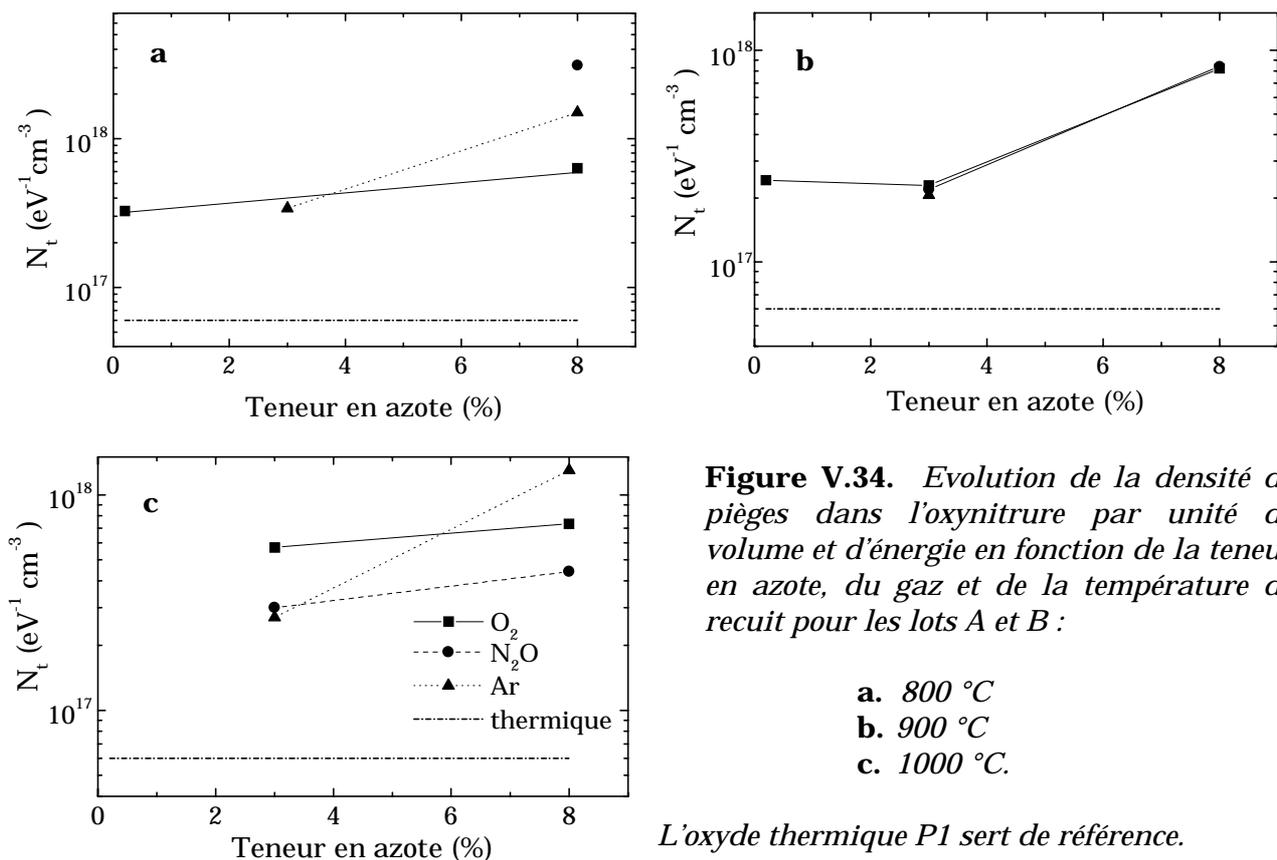
### V.6.1.1. Influence de la couche supplémentaire d'oxynitruure

La figure (V.33) récapitule l'évolution de la densité volumique et énergétique  $N_t$  des pièges détectés par bruit en  $1/f$  dans les couches d'oxynitruures en fonction du pourcentage d'azote, pour les lots A, B et P.

Pour le lot P, la droite en pointillés fait penser que  $N_t$  a une dépendance logarithmique avec le pourcentage d'azote. En effet, même si nous ne le faisons pas apparaître ici, cette dépendance peut aussi bien être linéaire. Dans tous les cas, la concentration de pièges "lents" est une fonction croissante du pourcentage d'azote dans les films.

### V.6.1.2. Influence du recuit

Les figures (V.34.a) à (V.34.c) donnent l'évolution de  $N_t$  en fonction du pourcentage d'azote, de la température et du gaz de recuit pour les lots A et B. Les résultats obtenus sur les deux transistors de la série B ne sont pas représentatifs du nombre de pièges réels car ces structures correspondent à des puces situées en bord de plaquette. D'après ces figures, l'étude des variations de  $N_t$  en fonction des conditions du recuit post-dépôt permet de conclure que : i) la température de 900 °C est celle qui semble conduire à une densité minimale de pièges ; ii) l'influence de la nature du gaz de recuit sur la densité de pièges n'est pas évidente.



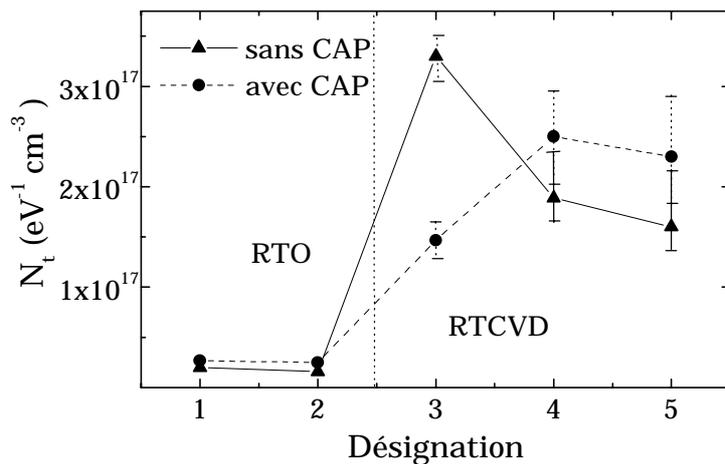
### V.6.1.3. Influence de la couche supplémentaire d'oxynitruure

La figure (V.35) donne l'évolution de la densité volumique et énergétique  $N_t$  des pièges déterminée pour le lot C. Elle met en évidence les faibles valeurs obtenues pour les isolants fabriqués par RTO comparé ceux fabriqués par RTCVD. De plus, les marges d'erreurs relevées sur les résultats des variantes C4 à C5C rendent relativement difficile toute

interprétation. Le résultat de la variante C3 doit être écarté en raison de sa trop grande différence avec celui de la variante C3C.

Les mesures du bruit basse fréquence pour les variantes C4-C4C et C5-C5C ont été délicates parce que les densités spectrales  $S_{I_{DS}}$  obtenues n'étaient pas en  $1/f$  pour les tensions de grille proches de la tension de seuil des transistors. En fait le courant  $I_{DS}$  n'est pas stable jusqu'à une tension de l'ordre de 0.2 V supérieure à la tension de seuil puis une fois cette tension atteinte le courant se stabilise et la densité spectrale prend une forme  $1/f$ . De plus, les électrons passant de la couche d'inversion vers le métal de grille (en raison de la très faible épaisseur de certains isolants et des champs électriques appliqués) peuvent, *a priori*, augmenter le niveau de bruit du courant de drain. L'étude que nous avons menée sur les transistors à très faible épaisseur d'isolant (c.f. chapitre IV) a montré qu'il n'y a aucune cohérence entre le bruit mesuré au niveau du courant de grille et celui mesuré au niveau du courant de drain. Donc les mesures que nous présentons pour les variantes du lot C, sont significatives dans le sens où elles ne sont pas perturbées par le bruit du courant de grille (courant tunnel).

Les résultats sur les variantes C1 à C2C montrent que la couche d'oxynitride supplémentaire (8 % d'azote) dans l'empilement de grille n'augmente que très peu la densité en pièges lents.

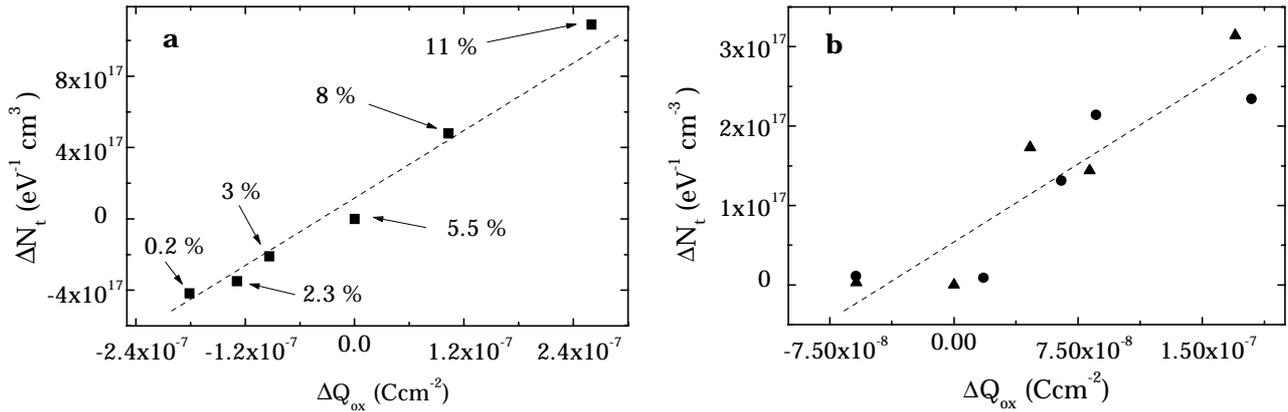


**Figure V.35.** Evolution de la concentration  $N_t$  des pièges mesurée à partir du bruit  $1/f$  en fonction des différentes variantes pour le lot C.

#### V.6.1.4. Corrélation entre la densité d'états lent et la charge fixe dans l'isolant

En premier lieu, nous nous intéressons aux variations du nombre de pièges dans l'oxynitride en fonction de la charge fixe dans l'isolant qui sont présentées à la figure (V.36.a) pour le lot P. Nous constatons clairement une dépendance linéaire entre ces deux quantités. On peut en déduire et vérifier que cette linéarité se retrouve avec les variations de la tension de seuil et de la mobilité à faible champ électrique. Notons que pour ce dernier paramètre la distribution de l'ensemble des points expérimentaux (non donnée) laisse supposer qu'un autre facteur influence très certainement les variations de  $\mu_0$  (constatation déjà faite à la figure (V.18.a)).

La figure (V.36.b) laisse à penser que  $N_t$  dépend linéairement de la charges fixes dans l'isolant ce qui confirme le résultat obtenu pour le lot P.



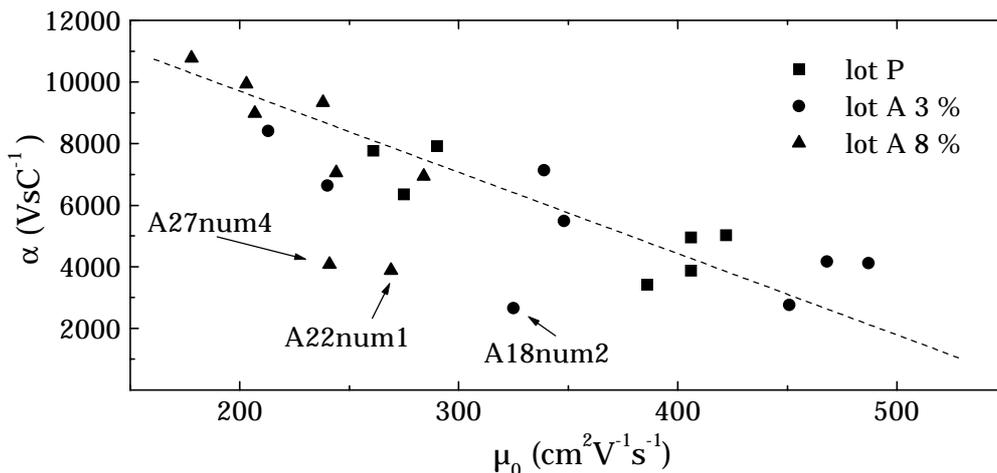
**Figure V.36.** Variation de la densité volumique de pièges  $N_t$  ( $eV^{-1}cm^{-3}$ ) en fonction de la variation de charge fixe  $Q_{ox}$  pour les lots P (a) et C (b).

### V.6.2. Evolution du paramètre $\alpha$

La figure (V.31) met en évidence une corrélation entre le coefficient de dispersion coulombien et la mobilité à faible champ électrique pour les lots A, B et P.

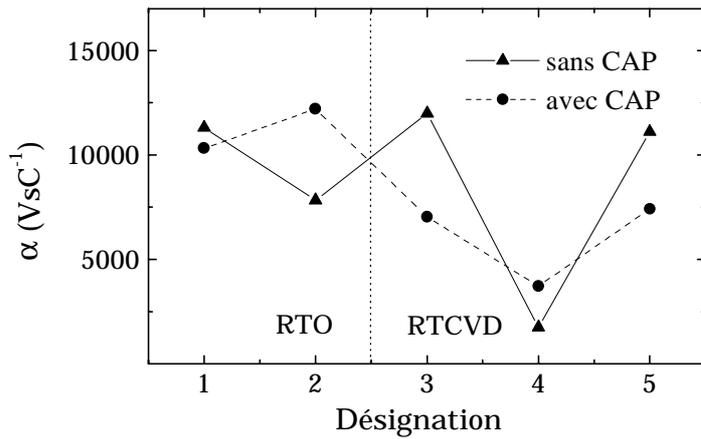
En tenant compte du résultat décrit sur la figure (IV.7), concernant la dépendance du coefficient de dispersion coulombien avec la mobilité via la charge dans l'isolant et le taux de dopage, nous avons analysé les variations possibles de  $\alpha$  (c.f. équations (IV.32) et (IV.33)) avec les variations de dopage entre chaque variante (qui se sont révélées très faibles avec un maximum de  $2 \times 10^{23} m^{-3}$ ). La répartition en forme de nuage de points de la courbe  $\alpha(N_A)$ , non représentée, laisse à penser que le lien entre ces deux paramètres est loin d'être évident pour nos transistors contrairement au résultat obtenu par Sun et Plummer [Sun'80].

Ce résultat est donc à notre connaissance nouveau mais reste difficile à interpréter en l'état actuel de nos connaissances.



**Figure V.37.** Evolution du paramètre  $\alpha$  en fonction de  $\mu_0$  pour les lots P et A.

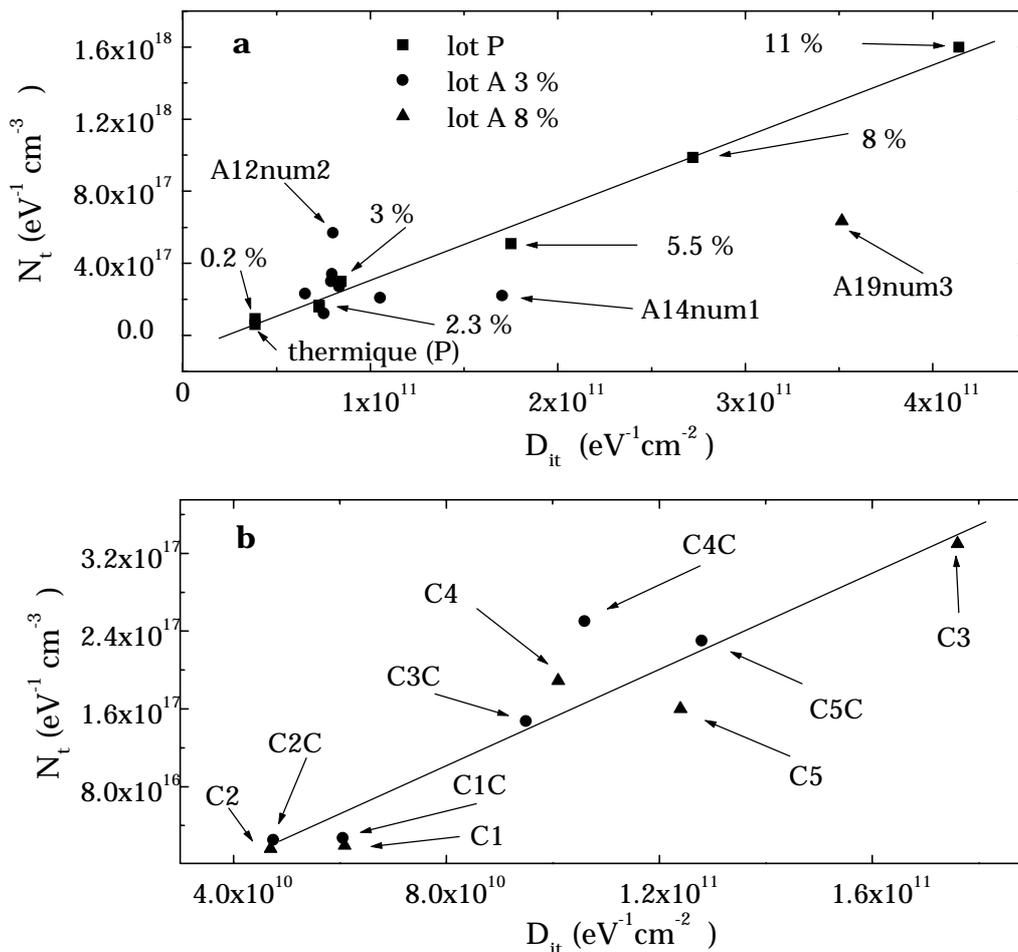
La variation du paramètre  $\alpha$  pour le lot C est donnée à la figure (V.38). Elle indique que les valeurs trouvées pour ce paramètre sont du même ordre de grandeur que ceux obtenus pour les lots P et A.



**Figure V.38.** Evolution du paramètre  $\alpha$  en fonction des différentes variantes du lot C.

### V.7. Corrélation entre les résultats de bruit et pompage de charge

Nous avons comparé les résultats obtenus par mesure de bruit en  $1/f$  et par pompage de charge. La figure (V.39.a) montre, pour le lot P, une très bonne corrélation entre la densité volumique  $N_t$  déduite des spectres de bruit et la valeur moyenne de la densité d'états d'interface fournie par le pompage de charge à deux niveaux. Pour les autres lots technologiques (A et B), la corrélation est un peu moins marquée.



**Figure V.33.** Corrélation entre la densité d'états obtenue par pompage de charge deux niveaux,  $D_{it}$ , et la densité d'états obtenue par mesure de bruit basse fréquence,  $N_t$ , pour les lots A, C et P.

La figure (V.39.b), relative aux résultats du lot C, semble indiquer que la dépendance entre  $D_{it}$  et  $N_t$  est linéaire avec, toutefois, des écarts pour certaines variantes.

Afin d'évaluer la signification de cette corrélation, rappelons ce que l'on mesure avec ces deux techniques de caractérisation :

- Le pompage de charge à deux niveaux donne la densité moyenne d'états d'interface dans la bande interdite du semi-conducteur (entre environ  $E_i - \Phi_F$  et  $E_i + \Phi_F$ ) sur une profondeur de l'ordre de 0.2 nm dans l'isolant (à partir de l'interface).
- Les mesures de bruit basse fréquence permettent de déterminer la densité énergétique et volumique d'états au niveau d'énergie  $E_i + \Phi_F$  (inversion forte) dans la bande interdite du semi-conducteur et à une dizaine d'Angström dans l'isolant (à partir de l'interface avec le silicium).

Nous pouvons alors envisager deux cas de figures :

- Le premier suppose que l'introduction d'un élément dans l'isolant engendre une augmentation de la densité d'états d'interface dans la partie inférieure de la bande interdite en laissant inchangée celle de la partie supérieure. La densité moyenne  $D_{it}$  mesurée par pompage de charge a donc augmenté alors que la densité  $N_t$  déduite des mesures de bruit basse fréquence est restée inchangée.
- Le deuxième cas suppose, par exemple, la dégradation du volume de l'isolant et de son interface de façon uniforme. Les variations de  $D_{it}$  suivent celles de  $N_t$ .

Le deuxième cas est illustré sur la figure (V.39.a) avec le lot P. L'augmentation du pourcentage d'azote dans la couche d'isolant, bien que faisant apparaître plus d'états dans la partie inférieure que dans la partie supérieure de la bande interdite, engendre une augmentation du nombre de pièges à l'interface et en volume. Cela explique l'allure linéaire de la courbe  $N_t(D_{it})$  concernant ce lot.

Les lots A et B illustrent par contre le premier cas dans le sens où les ambiances de recuit modifient soit la densité d'états à l'interface, soit celle dans le volume de l'isolant. Cela explique l'allure moins linéaire de la courbe  $N_t(D_{it})$  pour ces deux lots ainsi que pour le lot C (figure (V.39.b)).

## V.8. Conclusion

Les transistors MOS à oxynitrures que nous avons eus à notre disposition ont été étudiés par mesure  $I(V)$ , pompage de charge et par mesure de bruit basse fréquence. En raison d'une qualité relativement médiocre et d'un "bruit technologique" très important, certains lots n'ont pas fourni de résultats exploitables.

Cette étude a permis de faire ressortir les points suivants:

- L'augmentation de la concentration en azote dans l'oxyde de silicium engendre une augmentation de la charge fixe, de la densité d'états lents (dans le volume de l'isolant) et de la densité d'états rapides (à l'interface isolant - silicium). Les conséquences directes sur les caractéristiques des transistors sont une diminution de la tension de seuil  $V_T$ , une augmentation de l'excursion  $V_{th} - V_{FB}$ , une diminution de la mobilité des électrons du canal à faible champ électrique  $\mu_0$  et une augmentation du niveau de bruit basse fréquence au niveau du courant de drain.

- L'introduction d'atomes d'azote dans l'oxyde de silicium ( $\text{SiO}_2$ ) semble induire une densité plus importante en états d'interface de type donneur que de type accepteur. De plus, l'augmentation de la concentration d'azote diminue la section de capture moyenne des pièges.
- Un recuit de la couche d'oxynitride sous  $\text{N}_2\text{O}$  à 900 °C semble plus bénéfique (du point de vue de la guérison des défauts) qu'un recuit sous  $\text{O}_2$  à 1000 °C.
- L'introduction d'une couche supplémentaire d'oxynitride à 8 % d'azote dans l'empilement de grille sous le polysilicium n'engendre pas de dégradation des caractéristiques des transistors et d'augmentation de la densité de pièges. En outre, elle permet d'accroître le rôle de "barrière" de l'isolant par rapport à la diffusion des impuretés provenant du polysilicium (notamment les atomes de bore).
- Un oxyde thermique formé sous  $\text{N}_2\text{O}$  à 900 °C présente une densité d'états d'interface moins élevée qu'un oxyde thermique formé sous  $\text{O}_2$  à 1000 °C. Dans tous les cas, un oxyde thermique présente une densité de pièges plus faible qu'une couche de  $\text{SiO}_2$  ou d'oxynitride déposée par LPRTCVD.
- Il existe un lien entre la densité d'états lents (loin de l'interface) et la densité de charges fixes dans l'isolant.

## Conclusion générale

Notre travail s'inscrit dans le cadre des recherches prospectives actuelles visant à étudier le remplacement de l'isolant de grille, traditionnellement en dioxyde de silicium, par de nouveaux matériaux diélectriques mieux adaptés aux contraintes physiques et technologiques imposées par les futures générations de transistors MOS fortement submicroniques. Ce travail est le fruit d'une collaboration étroite entre le Laboratoire de Physique de la Matière (LPM) et le Laboratoire de Physique des Composants à Semi-conducteurs (LPCS). Il a été rendu possible grâce à la fourniture de nombreux dispositifs à oxynitrures par l'Université d'Etat de Caroline du Nord.

Un aspect original de notre contribution a porté sur la réécriture aussi complète que possible de l'ensemble des modèles et équations utilisés comme bases théoriques dans les techniques de caractérisation du transistor MOS à partir de mesures courant-tension, de pompage de charge et de bruit en  $1/f$ .

- En premier lieu, notre travail a donc consisté à redévelopper une procédure d'extraction du potentiel de surface pour l'exploitation précise de nos mesures de pompage de charge à trois niveaux, à partir du modèle classique du transistor de *Van Overstraeten et al.* Pour cela, nous avons considéré les démonstrations des deux modèles utilisés couramment pour exprimer le courant de drain en inversion faible et en inversion forte avant saturation. Une méthode d'extraction des paramètres des transistors MOS (à canal long) a été développée et implémentée de façon informatisée dans différents logiciels de caractérisation. Le cas des isolants de grille ultra minces a été pris en compte dans la modélisation de la mobilité en inversion forte, grâce à l'introduction du facteur d'atténuation quadratique de la mobilité (paramètre  $\theta_2$ ).
- L'étude approfondie des techniques de pompage de charge à deux et trois niveaux nous a permis de proposer une nouvelle approche des mécanismes physiques mis en jeu durant un cycle de pompage de charge. Cette approche, basée sur la simulation du remplissage des pièges d'interface, présente l'intérêt d'éviter toute approximation quant à la description du courant pompé. En outre, le formalisme utilisé reste valable quelle que soit la méthode de pompage considérée (deux niveaux, trois niveaux, en présence d'un piège unique) et pour une répartition quelconque de la densité d'états dans la bande interdite du semi-conducteur. Cette étude a notamment donné lieu à une nouvelle méthode de détermination des expressions des niveaux de fin d'émission des électrons et des trous ( $E_{em,e}$  et  $E_{em,h}$ ). Nos calculs font apparaître un facteur  $\ln(2)$  dans les expressions précédentes par rapport à celles données par *Simmons*, facteur qui améliore la précision sur la densité d'états d'interface extraite par pompage de charge deux niveaux et les sections efficaces de captures déduites du pompage de charge trois niveaux.
- Eu égard à notre approche du pompage de charge, nous nous sommes intéressé à la réponse de transistors présentant un nombre très réduit de pièges d'interface électriquement actifs (typiquement de 1 à 3). Nous avons ainsi mis en évidence, par simulation numérique, que l'amplitude de la réponse en pompage de charge d'un piège unique dépend de sa position énergétique dans la bande interdite du semi-conducteur. La non uniformité du dopage du canal (cas des transistors

submicroniques) a été prise en compte pour étudier son influence sur la réponse des pièges.

- Nous avons aussi proposé une méthode de détermination des caractéristiques des pièges d'interface en présence d'un courant tunnel c'est-à-dire pour les isolants ultra-minces.
- En ce qui concerne le bruit  $1/f$  des transistors étudiés, nous avons mis en évidence son origine comme étant dû à un piégeage-dépiégeage de porteurs du canal qui se manifeste par une variation de la tension de bandes plates corrélée à des fluctuations de mobilité. Nous avons établi mathématiquement l'influence du facteur quadratique de réduction de la mobilité dans l'expression des densités spectrales de puissance de bruit. Cette prise en compte du paramètre  $\theta_2$  nécessite une modification de la procédure d'extraction de la densité volumique et énergétique de pièges et du facteur de dispersion coulombien. Nous avons également constaté, qu'en travaillant à courant constant, une augmentation de  $\theta_2$  entraîne une diminution du niveau de bruit sur le courant de drain. Nous avons attribué ce phénomène à la réduction du terme induit par les fluctuations de mobilité à fort  $V_{GS}$ , ce qui sous-entend un piégeage-dépiégeage des porteurs (modèle de McWhorter).
- Nous avons montré que jusqu'à une épaisseur de 1.8 nm (au moins) pour l'isolant de grille, le courant tunnel n'a aucune incidence sur le niveau du bruit basse fréquence mesuré sur le courant de drain. Ce résultat signifie que les valeurs extraites de densité volumique de pièges  $N_t$  et de coefficient de dispersion coulombien  $\alpha$  ne sont pas faussées par le courant tunnel.

Tous ces résultats portant sur la théorie des techniques de caractérisation ont été mis en pratique dans la deuxième partie de notre travail, consacrée à l'étude des transistors à oxynitrures. Au cours de nos travaux expérimentaux, nous nous sommes heurté à différents problèmes technologiques, rendant inexploitable ou difficilement exploitable les résultats de caractérisation électrique concernant plusieurs lots de transistors. Cette étude nous a cependant permis d'établir les principaux résultats suivants :

- L'augmentation de la concentration en azote dans l'oxyde de silicium a pour conséquence directe une augmentation de la charge fixe et de la densité d'états rapides (à l'interface isolant - silicium) et lents (dans le volume de l'isolant) et donc du niveau de bruit. Ceci se traduit par une diminution de la tension de seuil des transistors MOS mais aussi par une modification de la relation tension de grille - potentiel de surface.
- Les résultats obtenus en pompage de charge à trois niveaux ont montré très clairement que l'introduction d'atomes d'azote dans l'oxyde de silicium conduit à une densité d'états supérieure en états de type donneur qu'en états de type accepteur. De plus, l'augmentation de la concentration d'azote diminue les sections efficaces de capture des pièges (valeurs moyennes). L'étude de l'influence des recuits sur la densité d'états a fait ressortir qu'un recuit de la couche d'oxynitride sous  $N_2O$  à 900 °C semble plus bénéfique, sur le plan des propriétés électriques des films, qu'un recuit sous  $O_2$  à 1000 °C.
- Nous avons mis en évidence le fait que la présence d'une couche d'oxynitride à 8 % d'azote dans l'empilement de grille (sous le polysilicium) qui permet d'augmenter efficacement la barrière de l'isolant vis-à-vis de la diffusion d'impuretés, et

n'engendre pas de dégradation significative des caractéristiques des transistors, notamment en terme d'augmentation de la densité de pièges.

- Finalement, notre étude a mis en évidence la faible densité d'états d'interface obtenue pour un oxyde thermique formé sous  $N_2O$  à 900 °C, comparée à celle obtenue pour un oxyde thermique formé sous oxygène sec à 1000 °C.

Dans le cadre d'une continuation de la collaboration tripartite entre le LPM, le LPCS et la NCSU, des travaux complémentaires pourraient être envisagés comme suite logique à ce travail. En particulier, il nous paraît important de considérer les points suivants.

- En premier lieu, il serait intéressant de développer la théorie du bruit basse fréquence en considérant la réponse élémentaire d'un seul piège dans l'isolant (bruit en créneaux ou RTS). L'intérêt de cette approche serait alors de disposer du même formalisme que nous avons utilisé pour le pompage de charge (approche unifiée) afin de modéliser la réponse en bruit basse fréquence des transistors.
- Les couches d'oxynitride fabriquées par oxydation thermique sous  $N_2O$  semblent présenter de meilleures propriétés électriques d'interface que celles d'un oxynitride déposé, voire, dans certains cas, que celles d'un oxyde thermique (obtenu sous  $O_2$ ). On pourrait alors envisager d'étudier la croissance de couches sous atmosphère mixte  $O_2$  et  $N_2O$  et déterminer ainsi la composition optimale du mélange oxydant.
- Enfin, on pourrait envisager d'étendre cette étude au cas des couches d'oxynitrides recuites sous atmosphère NO.



## Références bibliographiques

- [Ancona'92] **Ancona M.G. and Saks N.S.** Numerical simulation of 3-level charge pumping. *J. Appl. Phys.* 1992, Vol. 71, No. 9, p. 4415-4421
- [Autran'94] **Autran J.L.** Contribution au développement de nouvelles techniques d pompage de charge pour l'étude des défauts d'interface dans les transistors MOS silicium submicroniques. Thèse Sci. : Institut National des Sciences Appliquée de Lyon, 1994, 244 p.
- [Autran'95a] **Autran J.L., Balland B. and Babot D.** Three-level charge pumping study of radiation-induced defects at Si-SiO<sub>2</sub> interface in submicrometer MOS transistors. *Journal of Non-Crystalline Solids*, 1995, Vol. 187, p. 211-215
- [Autran'95b] **Autran J.L., Plossu C., Seigneur F., Balland B. And Straboni A.** A comparison of Si-SiO<sub>2</sub> interface traps properties in thin-film transistors with thermal and plasma nitrated oxides. *Journal of Non-Crystalline Solids*, 1995, Vol. 187, p. 374-379
- [Autran'96] **Autran J.L. and Chabrerie C.** Use of the charge pumping technique with a sinusoidal gate waveform. *Solid-State Electronics*, 1996, Vol. 39, p. 1394-1395
- [Autran'98] **Autran J.L., Balland B. and Barbottin G.** Charge pumping techniques : the methods and their applications. In *Instabilities in Silicon Devices*, G. Barbottin and A. Vapaille (eds.), North-Holland : Elsevier Science Publishers B.V., 1998, Vol.3, à paraître
- [Balland'89] **Balland B.** Defects in silica films. In *Instabilities in Silicon Devices*, G. Barbottin and A. Vapaille (eds.), North-Holland : Elsevier Science Publishers B.V., 1989, Vol.3, p. 101-153
- [Balland'98] **Balland B. and Glachant A.** Silica, silicon nitride and oxynitride thin films. In *Instabilities in Silicon Devices*, G. Barbottin and A. Vapaille (eds.), North-Holland : Elsevier Science Publishers B.V., 1998, Vol.3, à paraître
- [Barron'72] **Barron M.B.** Low level currents in insulated gate field effect transistors. *Solid-State Electronics*, 1972, Vol. 15, p. 293-302
- [Bauza'96] **Bauza D. and Ghibaud G.** Analytical study of the contribution of fast and slow oxide traps to the charge pumping current in MOS structures. *Solid-State Electronics*, 1995, Vol. 39, No. 4, p. 563-570
- [Brews'78] **Brews J.R.** A charge-sheet model of the MOSFET. *Solid-State Electronics*, 1978, Vol. 21, p. 345-355
- [Brugler'69] **Brugler S.S. and Jespers P.G.A.** Charge pumping in MOS devices. *IEEE Trans. Electron Devices*, 1969, Vol. 16, No. 3, p. 297-302
- [Borel'97] **Borel J.** LP/LV circuits : state of the art and prospects. *Microelectronic Engineering*, 1997, Vol. 39, No. 1-4, p. 1-6
- [Bosch'93] **Van den Bosch G.V., Groeseneken G., Maes H.E.** On the geometric component of charge-pumping current in MOSFET's. *IEEE Trans. Electron Devices*, 1993, Vol. 14, No. 3, p. 107-109

[Cable'91] **Cable J.S., Mann R.A. and Woo J.C.S.** Impurity barrier properties of reoxidized nitrided oxide films for use with p+ doped polysilicon gates. *IEEE Electron Device. Lett.*, 1991 Vol. 12, p. 128-130

[Caplan'79] **Caplan P.J., Poindexter E.H., Deal B.E. and Razouk R.R.** ESR centers, interface states, and oxide fixed charge in thermally oxidized silicon wafer. *J. Appl. Phys.*, 1979, Vol. 50, No. 9, p.5874-5854

[Chaneliere'98] **Chaneliere C., Autran J.L., Devine R.A.B. and Balland B.** Tantalum pentoxide (Ta<sub>2</sub>O<sub>5</sub>) thin films for advanced dielectric application. *Material Science and Engineering*, 1998, R22, No. 6, p. 267-322

[Cheng'72] **Cheng Y.C. and Sullivan E.A.** On the role of scattering by surface roughness in silicon inversion layer. *Surface Science*, 1972, Vol. 32, p. 717-731

[Chovet'77] **Chovet A. et Viktorovitch P.** Le bruit électrique : aspects physiques. *L'onde électrique*, 1977, Vol. 57, No. 12, p. 773-783

[Chovet'98] **Chovet A. et Masson P.** Physique des composants à semi-conducteur. 2<sup>ème</sup> année, Polycopié de cours, *ENSERG (INP de Grenoble)*, 1998, 80 pages

[Christensson'68] **Christensson S., Lundstrom I. and Svensson C.** Low frequency noise in MOS transistors. *Solid-State Electronics*, 1968, Vol. 11, p. 797-812

[Declercq'74] **Declercq M. and Jaspers P.** Analysis of interface properties in MOS transistors by means of charge pumping measurements. *Rev. HF, Acta Tech. Belgica*, 1974, Vol. 9, p. 244-253

[Depas'94] **Depas M., Vermeire B., Mertens P.W., Van Meirhaeghe R.L. and Heyns M.M.** Determination of tunnelling parameters in ultra-thin oxide layer poly-Si/SiO<sub>2</sub>/Si structure. *Solid-State Electronics*, 1994, Vol. 38, No. 8, p. 1465-1471

[Do Thanh'88] **Do Thanh L. and Balk P.J.** Elimination and generation of Si-SiO<sub>2</sub> interface traps by low temperature hydrogen annealing. *J. Electrochem. Soc.*, 1988, Vol. 135, No. 7, p. 1797-1801

[Dutta'81] **Dutta P. and Horn P.M.** Low-frequency fluctuation in solids : 1/f noise. *Rev. Mod. Phys.*, 1981, Vol. 53, p. 497-501

[Elliot'76] **Elliot A.B.M.** The use of charge pumping currents to measure surface state densities in MOS transistors. *Solid-State Electronics*, 1976, Vol. 19, p. 241-247

[Fleetwood'92] **Fleetwood D.M.** Border traps in MOS devices. *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, 1992, Vol. 39, No. 4, p. 269-276

[Fleetwood'93] **Fleetwood D.M., Winokur P.S., Reber R.A.** Meisenheimer T.L., Schwank J.R., Shaneyfelt M.R. and Riewe L.C. Effect of oxide traps, interface traps, and border traps on metal-oxide-semiconductor devices. *J. Appl. Phys.*, 1993, Vol. 73, No. 10, p. 5058-5074

[Gentil'78] **Gentil P.** Bruit basse fréquence du transistor MOS (2<sup>e</sup> partie). *L'onde électrique*, 1978, Vol. 58, No. 4, p. 645-652

- [Ghibaudo'85] **Ghibaudo G.** Transport in the inversion layer of a MOS transistor : Use of Kubo-Greenwood formalism. *J. Phys. C : Solid State Physics*, 1985, Vol. 19, p. 767-770
- [Ghibaudo'88] **Ghibaudo G. and Saks N.S.** A time domain analysis of charge pumping current. *J. Appl. Phys.*, 1988, Vol. 64, No. 9, p. 4751-4754
- [Ghibaudo'89] **Ghibaudo G. and Saks N.S.** Investigation of the charge pumping current in metal-oxide-semiconductor structures. *J. Appl. Phys.*, 1989, Vol. 65, No. 11, p. 4311-4318
- [Ghibaudo'91] **Ghibaudo G., Roux O., Nguyen-Duc C., Balestra F. and Brini J.** Improved analysis of low frequency noise in field-effect MOS transistors. *Phys. Stat. Sol. (a)*, 1991, Vol. 124, p. 571-581
- [Groeseneken'84] **Groeseneken G., Maes H.E., Beltran N. and De Keersmaecker R.F.** A reliable approach to charge-pumping measurements in MOS transistors. *IEEE Trans. Electron Devices*, 1984, Vol. ED-31, No. 1, p. 42-53
- [Grotjohn'84] **Grotjohn T. and Hoefflinger B.** A parametric short-channel MOS transistor model for subthreshold and strong inversion current. *IEEE Trans. Electron Devices*, 1984, Vol. ED-31, p. 234-246
- [Habraken'82] **Habraken F. H. P. M., Kuiper A. E. T. and Tamminga Y.** Thermal nitridation of silicon dioxide films. *J. Appl. Phys.*, 1982, Vol. 53, No. 10, p. 6996-1002
- [Heiman'65] **Heiman F.P. and Warfield G.** The effect of oxide traps on the MOS capacitance. *IEEE Trans. Electron Devices*, 1965, April, p. 167-178
- [Heremans'88] **Heremans P., Bellens R., Groeseneken G. and Maes H.E.** Consistent model for the hot-carrier degradation in n-channel and p-channel MOSFET's. *IEEE Trans. Electron Devices*, 1988, Vol. 35, No. 12, p. 2194-2209
- [Heremans'89] **Heremans P., Witters J., Groeseneken G. and Maes H.E.** Analysis of the charge pumping technique and its application for the evaluation of MOSFET degradation. *IEEE Trans. Electron Devices*, 1989, Vol. 36, No. 12, p. 1318-1335
- [Hill'96] **Hill W.L., Vogel E.M., Misra V., McLarty P.K. and Wortman J.J.** Low-pressure rapid thermal chemical vapour deposition of oxynitride gate dielectrics for N-channel and P-channel MOSFET's. *IEEE Trans. Electron Devices*, 1996, Vol. 43, No. 1, p. 15-22
- [Hooge'69] **Hooge F.N.** 1/f noise is no surface effect. *Phys. Lett. A*, 1969, Vol. 29A, p. 139-140
- [Hogge'78] **Hooge F.N. and Vandamme L. K. J.** Lattice scattering cause 1/f noise. *Phys. Lett. A*, 1978, Vol. 66A, p. 315-316
- [Hooge'94] **Hooge F.N.** 1/f noise sources. *IEEE Trans. Electron Devices*, 1994, Vol. 41, No. 11, p. 1926-1935
- [Hori'89] **Hori T. and Iwasaki H.** Improved transconductance under high normal field in MOSFET's with ultrathin nitrided oxides. *IEEE Electron Device Lett.*, 1989, Vol. 10, No. 5, p. 195-197

- [Hung'90] **Hung K.K., Ko P.K., Hu C. and Cheng Y.C.** A unified model for the flicker noise in metal-oxide-semiconductor field-effect transistors. *IEEE Trans. Electron Devices*, 1990, Vol. 37, No. 3, p. 654-665
- [Hwang'90] **Hwang H., Ting W., Maiti B., Kwong D.L. and Lee J.** Electrical characteristics of ultrathin oxynitride gate dielectric prepared by rapid thermal oxidation of Si in N<sub>2</sub>O. *Appl. Phys. Lett.*, 1990, Vol. 57, p. 1010-1011
- [Inoue'96] **Inoue M., Shimada A. and Shirafuji J.** Capture cross section of electric-stress-induced interface states in (100) Si Metal/Oxide/Semiconductor capacitor. *Jpn. J. Appl. Phys.*, 1996, Vol. 35, part 1, No. 12A, p. 5915-5920
- [Ito'82] **Ito T., Nakamura T. and Ishikawa H.** Advantages of thermal nitride and nitroxide gate films in V.L.S.I. process. *IEEE Trans. Electron Devices*. 1982, Vol. 29, No. 4, p. 498-502
- [Iwai'97] **Iwai H. and Momose H.S.** Technology towards low power / low voltage and scaling of MOSFET's. *Microelectronic Engineering*, 1997, Vol. 39, No. 1-4, p. 7-30
- [Jayaraman'89] **Jayaraman R. And Sodini C.G.**, A 1/f noise technique to extract the oxide trap density near the conduction band edge of silicon. *IEEE Trans. Electron Devices*, 1989, Vol. 36, No. 9, p. 1773-1782
- [Jindal'81] **Jindal R.P. and Van der Ziel A.** Phonon fluctuation model for flicker noise in elemental semiconductor. *J. Appl. Phys.*, 1981, Vol. 52, p. 2884-2888
- [Kaden'75] **Kaden G. and Reimer H.** Ladungsträgerereinfang in MOS-strukturen mit externer minoritätsträgerquelle. *Phys. Stat. Sol.(a)*, 1975, Vol. 32, p. 183-194
- [Kaden'80] **Kaden G. and Reimer H.** MOS-strukturen mit sperrseitig vorfeszpanntem externem pn-übergang bei linearer gatespannungsansteuerung - Bestimmung von N<sub>st</sub> and  $\sigma$ . *Phys. Stat. Sol.(a)*, 1980, Vol. 59, p. 719-729
- [Kapor'90] **Kapor V.J. and Bailey R.S.** Chemical composition, charge trapping, and memory properties of oxynitride films for MNOS devices, *J. Electrochem. Soc.*, 1990, Vol. 137, No. 11, p. 3589-3596
- [Klaassen'71] **Klaassen F.M.** Characterisation of low 1/f noise in MOS transistor. *IEEE Trans. Electron Devices*, 1971, Vol. ED 18, p. 887-891
- [Lucovsky'81] **Lucovsky G. and Chadi D.J.** A microscopic model for the Q<sub>ss</sub> defect at the Si/SiO<sub>2</sub> interface. In *The physics of MOS insulator*, G. Lucovsky, S.T. Pantelides and F.L. Galeener, , New York : Pergamon Press, 1981, p. 301-305
- [Maneglia'96] **Maneglia Y. and Bauza D.** Extraction of slow oxide trap concentration profiles in metal -oxide-semiconductor transistors using the charge pumping method. *J. Appl. Phys.*, 1996, Vol. 79, No. 8, p. 4187-4192
- [Maneglia'98] **Maneglia Y. and Bauza D.** Extraction of the Si-SiO<sub>2</sub> interface trap layer parameters in MOS transistors using a new charge pumping analysis. *Proc. IEEE 1998 Int. Conf. on Microelectronic Test Structures*, Kanazawa, March 1998, Vol. 11, p. 201-205

- [Maserjian'74] **Maserjian J., Peterson G. and Svensson C.** Saturation capacitance of thin oxide MOS structures and the effective surface density of states of silicon. *Solid-State Electronics*, 1974, Vol. 17, p. 335-339
- [Masson'98a] **Masson P., Autran J.L., Raynaud C., Flament O. and Paillet P.** Surface potential determination in irradiated MOS transistors combining current-voltage and charge pumping measurements. *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, 1998, Vol. 45, No. 3, p. 1355-1364
- [Masson'98b] **Masson P., Autran J.L. and Brini J.** On the tunneling component of charge pumping current in Ultra-thin gate oxide MOSFET's. *IEEE Electron Device Letters*, 1998, à paraître
- [Masson'98c] **Masson P., Ghibaudo G., Autran J.L., Morfouli P. and Brini J.** Influence of the quadratic mobility degradation factor on the low noise in MOS transistors. *IEE Electronics Letters*, 1998, Vol. 34, No. 20, p. 1977-1978
- [Masson'98d] **Masson P., Morfouli P., Autran J.L., Brini J., Balland B., Vogel E.M. and Wortman J.J.** Electrical characterization of thin RTO and RTCVD silicon oxynitride films using noise and charge pumping measurements. *Journal of Non Crystalline Solids*, 1998, à paraître
- [Masson'98e] **Masson P. et Autran J.L.** *Transistor MOS à effet de champ : éléments de théorie et de pratique*. Polycopié de cours, INSA de Lyon, 1998, 52 pages
- [McLarty'95] **McLarty P.K., Cristoloveanu S., Faynot O., Mistra V., Hauser J.R. and Wortman J.J.** A simple parameter extraction method for ultra-thin oxide MOSFETs. *Solid-State Electronics*, 1995, Vol. 38, p. 1175-1177
- [McWhorter'57] **McWhorter A. L.** 1/f noise and germanium surface properties. *In Semiconductor Surface Physics*, Philadelphia : University of Pennsylvania Press, 1957, p. 207-228
- [McWhorter'86] **McWhorter P.J. and Winokur P.S.** Simple technique for separating the effects of interface traps and trapped-oxide charge in Metal-Oxide-Semiconductor transistors. *Apply. Phys. Lett.*, 1986, Vol. 48, p. 133-137
- [Morfouli'96] **Morfouli P., Ghibaudo G., Ouisse T., Vogel E., Hill W., Misra V., McLarty, P. and Wortman J.J.** Low-Frequency noise characterization of n- and p-MOSFET's with ultrathin oxynitride gate film. *IEEE Electron Device Letter*, 1996, Vol. 17, No. 8, p. 395-397
- [Ong'87] **Ong T., Ko P.K. and Hu C.** 50 Å gate-oxide MOSFET's at 77 K. *IEEE Trans. Electron Devices*, 1987, Vol. ED-34, p. 2129-2135
- [Overstraeten'75] **Van Overstraeten R.J., Declerck G.J. and Muls P.A.** Theory of the MOS transistor in weak inversion - New method to determine the number of surface states. *IEEE Trans. Electron Devices*, 1975, Vol. ED-22, p. 282-288
- [Pao'66] **Pao H.C. and Sah C.T.** Effects of diffusion current on characteristics of Metal-Oxide (Insulator) - Semiconductor transistors. *Solid State Electronics*, 1966, Vol. 9, p. 927-937
- [Pierunek'98] **Pierunek S.** *Détection et caractérisation de défauts individuels électriquement actifs dans les cellules mémoires de dispositifs DRAM*. Thèse Sci. : Institut National des Sciences Appliquée de Lyon, 1998, 145 p.

[Poindexter'81] **Poindexter E.H., Caplan P.J., Deal B.E. and Razouk R.R.** Interface states and electron spin resonance centers in thermally oxidized (111) and (100) silicon wafer. *J. Appl. Phys.*, 1981, Vol. 52, No. 2, p. 879-884

[Poindexter'88] **Poindexter E.H., Caplan P.J. and Gerardi G.J.** Chemical and structural features of inherent and process-induced defects in oxidized silicon. *In The physics and chemistry of SiO<sub>2</sub> and Si-SiO<sub>2</sub> interface*. Edited by C.R. Helms and B.E. Deal. New York: Plenum Press, 1988, p. 299-308

[Rand'73] **Rand M.J. and Robert J.F.** Silicon oxinitride films from the NO-NH<sub>3</sub>-SiH<sub>4</sub> reaction. *J. Electrochem. Soc.*, 1973, March, p. 446-453

[Reichert'96] **Reichert G. and Ouisse T.** Relationship between empirical and theoretical mobility models in silicon inversion layer. *IEEE Trans. Electron Devices*, 1996, Vol. ED-43, p. 1394-1397

[Robertson'84] **Robertson J. and Powell M.J.** Gap states in silicon nitride. *Appl. Phys. Lett.*, 1984, Vol. 44, No. 4, p.415-417

[Roux'92] **Roux Dit Buisson O.** *Etude du bruit électrique en 1/f et des fluctuations RTS aux basses fréquences dans le transistor MOS submicronique*. Thèse Sci. INP de Grenoble, 1992, 166 p.

[Sah'72] **Sah C.T., Ning T.H. and Tschopp L.L.** The scattering of electrons by surface oxide charges and by lattice vibrations at the silicon-silicon dioxide interface. *Surface Science*, 1972, Vol. 32, p. 561-575

[Saks'90] **Saks N.S. and Ancona M.G.** Determination of interface trap capture cross sections using three-level charge pumping. *IEEE Electron Device Lett.*, 1990, Vol. 11, No. 8, p. 339-341

[Saks'95] **Saks N.S., Groeseneken G. and DeWolf I.** Characterisation of individual interface traps with charge pumping. *Appl. Phys. Lett.*, 1995, Vol. 68, No. 10, p. 1383-1385

[Saks'97] **Saks N.S.** Measurement of single interface trap capture cross section with charge pumping. *Appl. Phys. Lett.*, 1997, Vol. 70, No. 25, p. 3380-3382

[Sakurai'81] **Sakurai T. and Sugano T.** Theory of continuously distributed trap states at Si-SiO<sub>2</sub> interface. *J. Appl. Phys.*, 1981, Vol. 52, No. 4, p. 2889-2849

[Seigneur'95] **Seigneur F., Autran J.L., Plossu C., Balland, B., Babot D. And Straboni A.** Effect of <sup>60</sup>Co irradiation and Fowler-Nordheim injection on MOS capacitor with thin plasma nitrated gate oxides. *Microelectronic Engineering*, 1995, Vol. 28, p. 345-348

[Shockley'52] **Shockley W. and Read W.T.** Statistics of the recombination of holes and electrons. *Phys. Rev.*, 1952, Vol. 87, No. 5, p. 62-69

[SIA'98] *The National Technology Roadmap For Semiconductor*, SIA Semiconductor Industry Association, 1997, 400 p.

[Simmons'73a] **Simmons J.G. and Wei L.S.** Theory of dynamic charge and capacitance characteristics in MIS systems containing discrete surface traps. *Solid-State Electronics*, 1973, Vol. 16, p. 43-52

- [Simmons'73b] **Simmons J.G. and Wei L.S.** Theory of dynamic charge and capacitance characteristics in MIS systems containing distributed surface traps. *Solid-State Electronics*, 1973, Vol. 16, p. 43-52
- [Straboni'94] **Straboni A.** sans titre : *Mémoire d'habilitation à diriger des recherches* Université Joseph Fourier - Grenoble I, 1994, 96 p.
- [Sun'80] **Sun S.C. and Plummer J.D.** Electron mobility in inversion and accumulation layer on thermally oxidised silicon surfaces. *IEEE Trans. Electron Devices*, 1980, Vol. ED-27, p. 1497-1508
- [Svensson'78] **Svensson C.** The defect structure of the Si-SiO<sub>2</sub> interface, a model based on trivalent silicon and its hydrogen "compounds", *In The physics of SiO<sub>2</sub> and its interface*, S.T. Pantelides (eds.), New-York : Pergamon, 1978, p. 328-332
- [Svensson'88] **Svensson C.** Charge trapping in silicon dioxide and at the silicon dioxide-silicon interface, *In The Si-SiO<sub>2</sub> system*, Edited by Pieter Balk, Amsterdam : Elsevier, 1988, p. 221-271
- [Sze'81] **Sze S.M.** *Physics of Semiconductor Devices*. VLSI Technology 2<sup>nd</sup> edition, New-York, Wiley and Sons, 1988, 831 p.
- [Tseng'87] **Tseng W.L.** A new charge pumping method of measuring Si-SiO<sub>2</sub> interface state. *J. Appl. Phys.*, 1987, Vol. 62, No. 2, p.591-599
- [Vincent'97] **Vincent E., Ghibaud G., Morin G. and Papadas C.** On the oxide thickness extraction in deep-submicron technologies. *Proc. IEEE 1997 Int. Conference on Microelectronic Test Structures*, 1997, Vol. 10, p. 105-110
- [Van der Bosch'93] **Van den Bosch G., Groeseneken G. and Maes H.E.** On the geometric component of charge-pumping current in MOSFET's. *IEEE Electron Device Lett.*, 1993, Vol. 14, No. 3, p. 107-109
- [Van der Ziel'86] **van der Ziel A.** *Noise in solid state devices and circuits*. New York : Wiley & Sons, 1986, 320 p.
- [Van Overstraeten'75] **Van Overstraeten R.J., Declerck G.J. and Muls P.A.** Theory of the MOS transistor in weak inversion-New method to determine the number of surface state. *IEEE Trans. Electron Devices*, 1975, Vol. ED-22, No. 5, p. 282-288
- [Vandamme'94] **Vandamme L.K.J., Li X. and Rigaud D.** 1/f noise in MOS devices, mobility or number fluctuations ?. *IEEE Trans. Electron Devices*, 1994, Vol. 41, No. 11, p. 1936-1945
- [Wachnik'86] **Wachnik R.A. and Lowney J.R.** A model for the charge-pumping current based on small rectangular voltage pulses. *Solid-State Electronics*, 1986, Vol. 29, No. 4, p. 447-460
- [Xu'93] **Xu X. L., McLarty P.K., Brush H., Misra V., Wortman J.J. and Harris G.S.** Characterization of thin silicon oxynitride films prepared by low pressure rapid thermal chemical vapor deposition. *J. Electrochem. Soc.*, 1993, Vol. 140, No. 10, p. 2970-2974



## Bibliographie personnelle

[Masson'98a] **Masson P., Autran J.L., Raynaud C., Flament O. and Paillet P.** Surface potential determination in irradiated MOS transistors combining current-voltage and charge pumping measurements. *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, 1998, Vol. 45, No. 3, p. 1355-1364

[Masson'98b] **Masson P., Autran J.L. and Brini J.** On the tunneling component of charge pumping current in Ultra-thin gate oxide MOSFET's. *IEEE Electron Device Letters*, 1998, à paraître

[Masson'98c] **Masson P., Ghibaudo. G, Autran J.L., Morfouli P. and Brini J.** Influence of the quadratic mobility degradation factor on the low noise in MOS transistors. *IEE Electronics Letters*, 1998, Vol. 34, No. 20, p. 1977-1978

[Masson'98d] **Masson P., Morfouli P., Autran J.L., Brini J., Balland B., Vogel E.M. and Wortman J.J.** Electrical characterization of thin RTO and RTCVD silicon oxynitride films using noise and charge pumping measurements. *Journal of Non Crystalline Solids*, 1998, à paraître

[Masson'98e] **Masson P. et Autran J.L.** *Transistor MOS à effet de champ : éléments de théorie et de pratique*. Polycopié de cours, INSA de Lyon, 1998, 52 pages

[Chovet'98] **Chovet A. et Masson P.** Physique des composants à semi-conducteur. 2<sup>ème</sup> année, Polycopié de cours, *ENSERG (INP de Grenoble)*, 1998, 80 pages



## Annexe A. Fonction de remplissage

Cette annexe a pour but d'exposer le cheminement de Simmons et Wei [Simmons'73b] qui a conduit à la détermination de la fonction de remplissage des états d'interface en fonction du temps. Nous utilisons, ici, les termes introduits par les deux auteurs.

Le substrat est considéré de type n est on fait passer le semi-conducteur à l'interface du régime de bandes plates (électrons majoritaires à l'interface) au régime d'inversion (trous majoritaires à l'interface). Les pièges occupés par des électrons se vident par émission d'électrons, la capture de trous étant considéré comme négligeable. Soit  $n_t$  le nombre total d'électrons piégés dans l'ensemble des états d'interface et  $n_{ti}$  le nombre d'électrons piégés au niveau d'énergie  $E_{ti}$ . La variation du nombre d'électrons piégés à un niveau d'énergie  $E_t$  s'écrit :

$$\frac{dn_{ti}}{dt} = n_{ti}e_n \quad (\text{A.1})$$

La solution de cette équation est :

$$n_{ti}(t, E_{ti}) = n_{ti}(0, E_{ti}) \exp(-e_n(E_{ti})t) \quad (\text{A.2})$$

où  $n_{ti}(0, E_{ti})$  est le nombre d'électrons piégés au niveau d'énergie  $E_t$  avant l'application du signal de grille.

Le nombre total d'électrons piégés au cours du temps s'écrit alors :

$$n_t = \sum_i n_{ti}(0, E_{ti}) \exp(-e_n(E_{ti})t) \quad (\text{A.3})$$

qui peut s'écrire sous la forme différentielle suivante :

$$-\frac{dn_t}{dt} = \sum_i n_{ti}(t, E_{ti})e_n(E_{ti}) \quad (\text{A.4})$$

L'équation (A.4) s'écrit aussi sous la forme intégrale suivante :

$$-\frac{dn_t(t)}{dt} = \int_{E_1}^{E_c} n_{st}(t, E_t)e_n(E_t)dE_t \quad (\text{A.5})$$

où  $n_{st}$  est le nombre d'électrons par unité de surface et unité d'énergie en fonction du temps et de l'énergie des pièges.  $E_1$  et le niveau d'énergie minimum des pièges qui contribuent à l'émission d'électrons. Pour simplifier l'approche dans l'optique du pompage de charge, le niveau  $E_1$  peut être remplacé par le niveau  $E_v$ .

Nous faisons à présent l'hypothèse que la densité d'états d'interface est constante en fonction de l'énergie des pièges et égale à  $N_{st}$ . De plus nous supposons qu'en dessous du niveau

d'énergie  $E_m$ , les pièges sont occupés et vident au dessus de  $E_m$ . En utilisant l'expression de  $e_n$  faisant intervenir la densité d'états dans la bande de conduction,  $N_C$ , l'équation (A.5) s'écrit alors sous la forme :

$$-\frac{dn_t(t)}{dt} = N_{st} \int_{E_V}^{E_m(t)} e_n(E_t) dE_t = N_{st} \int_{E_V}^{E_m(t)} \sigma_n v_{th} N_C \exp\left(\frac{E_t - E_C}{kT}\right) dE_t \quad (A.6)$$

En intégrant l'équation (A.6), il vient :

$$-\frac{dn_t(t)}{dt} = N_{st} \sigma_n v_{th} N_C kT \left[ \exp\left(\frac{E_m(t) - E_C}{kT}\right) - \exp\left(\frac{E_V - E_C}{kT}\right) \right] \quad (A.7)$$

On peut noter que quel que soit le temps on a :

$$n_t(t) = N_{st} \int_{E_V}^{E_C} \exp(-e_n(t)t) dE_t = N_{st} [E_m(t) - E_V] \quad (A.8)$$

En dérivant l'équation (A.9) nous arrivons à :

$$\frac{dn_t(t)}{dt} = N_{st} \frac{dE_m(t)}{dt} \quad (A.9)$$

Les équations (A.7) et (A.9) peuvent être égalées :

$$\frac{dE_m(t)}{dt} = -N_{st} \sigma_n v_{th} N_C kT \left[ \exp\left(\frac{E_m(t) - E_C}{kT}\right) - \exp\left(\frac{E_V - E_C}{kT}\right) \right] \quad (A.10)$$

Nous indiquons, à présent, la démarche et les principales étapes de calculs permettant d'obtenir l'expression de  $E_m(t)$  à partir de l'équation (A.10). Cette équation peut se mettre sous la forme :

$$\frac{dE_m(t)}{\left[ \exp\left(\frac{E_m(t) - E_C}{kT}\right) - \exp\left(\frac{E_V - E_C}{kT}\right) \right]} = -N_{st} \sigma_n v_{th} N_C kT dt \quad (A.11)$$

dont on intègre séparément chaque membre. Le membre de gauche, noté  $G$ , se calcule en faisant le changement de variable  $x = (E_m - E_C)/kT$ , ce qui donne :

$$G = \int_{E_m(0)}^{E_m(t)} \frac{dE_m(t)}{\left[ \exp\left(\frac{E_m(t) - E_C}{kT}\right) - \exp\left(\frac{E_V - E_C}{kT}\right) \right]} = kT \int_{(E_m(0) - E_C)/kT}^{(E_m(t) - E_C)/kT} \frac{dx}{\left[ \exp(x) - a \right]} \quad (A.12)$$

avec  $a = \exp((E_V - E_C)/kT)$ . On fait un nouveau changement de variable  $X = \exp(x) - a$ .

$$G = kT \int \frac{\exp((E_m(t) - E_C)/kT)^{-a}}{\exp((E_m(0) - E_C)/kT)^{-a}} \frac{1}{a} \left[ \frac{1}{X} - \frac{1}{X+a} \right] dX \quad (A.13)$$

En intégrant et simplifiant l'équation (A.13) nous arrivons à :

$$G = - \frac{1}{kT \exp\left(\frac{(E_V - E_C)}{kT}\right)} \left\{ E_m(t) - E_m(0) + kT \ln \left[ \frac{\exp\left(\frac{(E_m(0) - E_C)}{kT}\right) - \exp\left(\frac{(E_i - E_C)}{kT}\right)}{\exp\left(\frac{(E_m(t) - E_C)}{kT}\right) - \exp\left(\frac{(E_i - E_C)}{kT}\right)} \right] \right\} \quad (A.14)$$

L'intégration du membre de droite de l'équation (A.11), noté D, conduit à la solution suivantes :

$$D = -N_{st} \sigma_n v_{th} N_C kT \int_0^t dt = N_{st} \sigma_n v_{th} N_C kT t \quad (A.15)$$

En égalant G et D on arrive à :

$$\ln \left[ \frac{\exp\left(\frac{(E_m(0) - E_C)}{kT}\right) - \exp\left(\frac{(E_i - E_C)}{kT}\right)}{\exp\left(\frac{(E_m(t) - E_C)}{kT}\right) - \exp\left(\frac{(E_i - E_C)}{kT}\right)} \right] = \sigma_n v_{th} N_C \exp\left(\frac{E_V - E_C}{kT}\right) t - \frac{E_m(t) - E_m(0)}{kT} \quad (A.16)$$

En arrangeant l'équation (A.16) on obtient :

$$E_m(t) = E_V - kT \ln \left\{ 1 - \exp\left(-\sigma_n v_{th} N_C \exp\left(\frac{E_V - E_C}{kT}\right) t\right) \left[ 1 - \exp\left(\frac{E_V - E_m(0)}{kT}\right) \right] \right\} \quad (A.17)$$

qui est l'expression obtenue par Simmons et Wei [Simmons'73b].

Le terme  $\exp((E_V - E_C)/kT)$  de l'équation (A.17) est très petit à température ambiante ce qui permet de faire un développement limité de ce terme exponentiel ( $\exp(x) \approx 1 + x$ ,  $x \rightarrow 0$ ). En simplifiant, on obtient :

$$E_m(t) = E_i - kT \ln \left\{ \sigma_n v_{th} N_C \exp\left(\frac{E_i - E_C}{kT}\right) \left[ 1 - \exp\left(\frac{E_V - E_m(0)}{kT}\right) \right] t + \exp\left(\frac{E_i - E_m(0)}{kT}\right) \right\} \quad (A.18)$$

En remarquant que  $N_C \exp((E_i - E_C)/kT)$  est égale à la concentration intrinsèque des porteurs et que le terme  $\left[1 - \exp((E_V - E_m(0))/kT)\right]$  est quasiment égal à 1, l'équation (A.18) s'écrit finalement :

$$E_m(t) = E_i - kT \ln \left\{ \sigma_n v_{th} n_i t + \exp\left(\frac{E_i - E_m(0)}{kT}\right) \right\} \quad (\text{A.19})$$

qui est l'expression donnée par Groeseneken *et al* [Groeseneken'84] ; expression similaire à l'équation (III.39) sans le terme  $\ln(2)$ .

La démarche que nous avons introduite au chapitre III permet de suivre une approche beaucoup plus simple tant d'un point de vue calculatoire que d'un point de vu de la compréhension des mécanismes physiques intervenant dans le remplissage et le vidage des pièges.

## Annexe B.      Pompage de charge : cas du signal carré

### B.1. Introduction

Dans l'étude menée au chapitre III, nous avons considéré des signaux de grille de forme trapézoïdale, triangulaire, sinusoïdale ou à trois niveaux. L'utilisation d'un signal de forme carré réduit le nombre de mécanismes mis en jeu lors d'un cycle de signal. Cette annexe a pour but de présenter les travaux de Wachniky [Wachniky'86] et de Declercq [Declercq'74] qui sont basés sur le calcul de la probabilité d'occupation en fonction du signal de grille, à l'instar de ce que nous avons établi au chapitre III.

### B.2. Expression du courant pompé

Pour un signal de tension de grille à profil "carré" avec des temps de montée et de descente nuls ( $t_m = t_d = 0$ ), la structure passe instantanément et alternativement de  $V_{GBI} (< V_{FB})$  à  $V_{GBh} (> V_{th})$ . Les émissions de trous et d'électrons sont alors négligeables ; ne restent que les termes relatifs à la capture, ce qui simplifie l'étude du remplissage. Lors du basculement de la structure de l'accumulation (niveau bas) à l'inversion forte (niveau haut), c'est la capture d'électrons qui prédomine et l'équation (III.29) devient :

$$\frac{df_t(t, E_t)}{dt} = c_n n_S (1 - f_t) \quad (B.1)$$

Lors du passage du niveau haut (inversion forte) au niveau bas (accumulation), c'est la capture de trous qui prédomine, on écrit :

$$\frac{df_t(t, E_t)}{dt} = c_p p_S f_t \quad (B.2)$$

Dans les équations (B.1) et (B.2), les concentrations en porteurs libres ( $n_S$  et  $p_S$ ) ne dépendent pas du temps.  $n_S$  est déterminé pour  $V_{GB} = V_{GBh}$  et  $p_S$  pour  $V_{GB} = V_{GBI}$ . De plus, l'origine des temps change pour ces deux équations. La résolution de l'équation différentielle (B.2) donne comme solution :

$$f_t(t, E_t) = (f_{t \min} - 1) \exp(-c_n n_S t) + 1 \quad (B.3)$$

où  $f_{t \min}$  est le minimum de la fonction  $f_t$  à  $E_t$  donné (au début du temps  $t_h$ ).

La résolution de l'équation (B.1) donne quant à elle comme solution :

$$f_t(t, E_t) = f_{t \max} \exp(-c_p p_S t) \quad (B.4)$$

où  $f_{t \max}$  représente le maximum de la probabilité d'occupation  $f_t$  pour un niveau d'énergie  $E_t$  (au début du temps  $t_i$ ).

Nous allons à présent rechercher les expressions de  $f_{t\max}$  et  $f_{t\min}$  en rappelant que pour le signal carré,  $t_1 = t_h = T_P/2$ . Lors du passage du niveau bas au niveau haut du signal de grille, la probabilité d'occupation des états d'interface est égale à  $f_{t\min}$  et, au bout de  $T_P/2$ , elle devient égale à  $f_{t\max}$  (le raisonnement est identique pour le passage de  $V_{GBh}$  à  $V_{GBl}$ ). Il est alors possible d'écrire le système d'équations suivant :

$$\begin{cases} f_t\left(\frac{T_P}{2}, E_t\right) = (f_{t\min} - 1) \exp\left(-\frac{c_n n_S}{2F_P}\right) + 1 = f_{t\max} \\ f_t\left(\frac{T_P}{2}, E_t\right) = f_{t\max} \exp\left(-\frac{c_p p_S}{2F_P}\right) = f_{t\min} \end{cases} \quad (B.5)$$

La résolution de ce système permet de déterminer les expressions des valeurs limites de la probabilité d'occupation [Bauza'96]. Ainsi nous obtenons pour le minimum de  $f_t$  :

$$f_{t\min}(E_t) = \frac{1 - \exp\left(-\frac{c_n n_S}{2F_P}\right)}{\exp\left(\frac{c_p p_S}{2F_P}\right) - \exp\left(-\frac{c_n n_S}{2F_P}\right)} \quad (B.6)$$

et pour le maximum :

$$f_{t\max}(E_t) = \exp\left(\frac{c_p p_S}{2F_P}\right) \frac{1 - \exp\left(-\frac{c_n n_S}{2F_P}\right)}{\exp\left(\frac{c_p p_S}{2F_P}\right) - \exp\left(-\frac{c_n n_S}{2F_P}\right)} \quad (B.7)$$

La variation de la probabilité d'occupation lors d'un cycle du signal de grille permet de déterminer la contribution de chaque niveau d'énergie des pièges au courant pompé. Les énergies concernées sont comprises dans l'intervalle  $E_{Fl}$  et  $E_{Fh}$  respectivement pour le niveau haut et bas du signal. Le courant pompé est obtenu en multipliant les termes  $f_t(E_t)$  par la densité d'états d'interface et en intégrant sur la portion de la bande interdite du semi-conducteur balayée par le niveau de Fermi [Wachnik'86] :

$$\begin{aligned} I_{cp} &= qA_{\text{eff}} F_P \int_{E_{Fl}}^{E_{Fh}} (f_{t\max} - f_{t\min}) D_{it}(E) dE \\ &= qA_{\text{eff}} F_P \int_{E_{Fl}}^{E_{Fh}} D_{it}(E) \frac{\left(1 - \exp\left(-\frac{c_p p_S}{2F_P}\right)\right) \left(1 - \exp\left(-\frac{c_n n_S}{2F_P}\right)\right)}{1 - \exp\left(-\frac{c_n n_S + c_p p_S}{2F_P}\right)} dE \end{aligned} \quad (B.8)$$

Remarquons qu'il est possible de déterminer les expressions de  $f_{t\max}$  et  $f_{t\min}$  sans simplification, c'est-à-dire en tenant compte simultanément des termes d'émission et de capture mais cela complique grandement les expressions.

L'équation (B.8) donne ainsi une expression "assez simple" du courant pompé, équation qu'il est possible de résoudre en discrétisant les niveaux d'énergie et la densité d'états d'interface dans la bande interdite du semi-conducteur.

Pour des fréquences très grandes, un développement limité ( $\exp(x) = 1 + x + \dots$ ) des équations (B.6) et (B.7) permet de réécrire l'équation (B.8) sous la forme :

$$I_{cp} \approx \frac{qA_{\text{eff}}}{2} \int_{E_{F1}}^{E_{Fh}} D_{it}(E) \frac{c_p p_S c_n n_S}{c_n n_S + c_p p_S} dE \quad (\text{B.9})$$

Cette équation met en évidence une propriété remarquable du pompage de charge à deux niveaux [Wachnik'86]. En effet,  $F_P$  n'intervient plus dans l'expression du courant pompé, ce qui signifie qu'à très haute fréquence le courant pompé sature et devient par conséquent indépendant de la fréquence.

### B.3. Réponse des pièges dans l'isolant loin de l'interface

La non saturation du courant pompé (à  $V_{GB1}$  constant) quand  $V_{GBh}$  augmente indique la présence de pièges lents (temps de capture et d'émission longs situés dans l'isolant). Cette localisation en profondeur des défauts électriquement actifs de l'isolant est prise en compte dans l'expression des sections efficaces de capture [Heiman'65] :

$$\begin{cases} \sigma_n(y) = \sigma_n(0) \exp\left(-\frac{|y|}{\lambda_n}\right) \\ \sigma_p(y) = \sigma_p(0) \exp\left(-\frac{|y|}{\lambda_p}\right) \end{cases} \quad (\text{B.10})$$

où  $\sigma_n(0)$  (respectivement  $\sigma_p(0)$ ) représente la section de capture pour les électrons (respectivement pour les trous) à l'interface et  $\lambda_n$  (respectivement  $\lambda_p$ ) le coefficient d'atténuation pour le processus de capture des électrons (respectivement des trous). L'introduction de la valeur absolue de  $y$  provient du sens choisi pour cet axe (voir figure III.1)).

En faisant intervenir à présent une densité volumique et énergétique de pièges,  $N_{it}(E, y)$ , il est possible de donner une nouvelle expression du courant pompé :

$$I_{cp} = qA_{\text{eff}} F_P \int_{E_{F1}}^{E_{Fh}} \int_0^{t_{ox}} N_{it}(E, y) \frac{\left(1 - \exp\left(-\frac{c_p p_S}{2F_P}\right)\right) \left(1 - \exp\left(-\frac{c_n n_S}{2F_P}\right)\right)}{1 - \exp\left(-\frac{c_n n_S + c_p p_S}{2F_P}\right)} dy dE \quad (\text{B.11})$$

Cette étude du piégeage de porteurs dans l'isolant proche de l'interface a été initié par Heiman et Warfield [Heiman'65], ce qui a permis à Declercq et Jaspers [Declercq'74] de proposer une méthode de résolution en profondeur de la densité d'états ( $N_{it}(y)$ ) par mesure de pompage de charge. Ce travail a été récemment complété et amélioré par les travaux de Bauza et Maneglia [Maneglia'96-Maneglia'98].

L'approche que nous venons de présenter repose sur des durées nulles des fronts de montée et de descente. En pratique, les temps de transitions sont de l'ordre de 5 ns. Par conséquent, il y a toujours une émission d'électrons ou de trous qui limite la plage d'étude dans la bande interdite du semi-conducteur à  $[E_{em,h}, E_{em,e}]$  au lieu de  $[E_{F1}, E_{Fh}]$  comme l'indique la figure (III.9) où les temps  $t_m$  et  $t_d$  sont pris égaux à 80 ns.



## Annexe C. Récapitulatif des résultats expérimentaux obtenus sur nos transistors

Désignation	$\Delta L$	$t_{ox}$	$\mu_0$	$V_T$	$\theta_1$	$\theta_2$
P1num3	0.86	4.9	526	0.33	0.043	0.112
P2num3	0.86	7.4	422	0.533	0.06	0.03
P3num3	0.9	7	406	0.438	0.041	0.034
P3num4	0.9	7	406	0.433	0.045	0.033
P4num3	0.94	6.7	386	0.373	0.035	0.035
P5num3	1.07	6	290	0.269	0.011	0.032
P6num2	0.91	5.2	275	0.122	-0.024	0.043
P7num4	1.01	5.3	261	-0.046	-0.026	0.04
P7num3	1.01	5.3	264	-0.047	-0.033	0.041
A1num1	0.93	10.3	290	0.743	-0.17	0.061
A2num4	1.02	9.6	373	0.963	0.042	0.062
A3num1	0.79	12.1	371	1.23	0.134	0.063
A11num2	1.49	4.9	511	0.442	0.138	0.087
A11num5	1.49	4.9	487	0.447	0.146	0.083
A12num2	1.44	5.6	468	0.625	0.032	0.07
A12num6	1.44	5.6	451	0.667	-0.0034	0.078
A14num1	2.22	6.5	213	0.521	0.057	0.047
A15num1	1.44	5.6	240	0.659	-0.041	0.057
A16num2	1.39	6.8	348	0.611	0.0059	0.047
A17num2	1.56	5.8	339	0.467	0.02	0.061
A18num2	1.58	6.6	325	0.552	0.036	0.051
A19num3	1.76	4.4	178	0.271	0.033	0.061
A20num3	1.83	4.2	203	0.321	0.054	0.068
A21num1	1.87	5.9	244	0.459	-0.038	0.048
A22num1	1.35	6.1	269	0.341	-0.056	0.044
A23num1	1.4	7.7	207	0.306	-0.1	0.037
A24num5	1.58	6.6	284	0.262	-0.008	0.045
A25num5	1.08	4.6	238	0.226	-0.0085	0.054
A27num4	1.49	4.8	241	0.529	-0.043	0.047
A28 num4	0.92	7.2	403	0.546	-0.0054	0.051
B1num6	1.07	5.3	463	0.593	0.061	0.109
B2num3	1.03	6.1	454	0.542	0.76	0.14
B2 num2	1.03	6.1	447	0.554	0.89	0.107

**Tableau C.1.** *Résumé des paramètres obtenus pour les transistors des lots A, B et P étudiés en bruit et en pompage de charge.  $\Delta L$  ( $\mu m$ ),  $t_{ox}$  (nm),  $\mu_0$  ( $cm^2V^{-1}s^{-1}$ ),  $V_T$  (V),  $\theta_1$  ( $V^{-1}$ ) et  $\theta_2$  ( $V^{-2}$ ).*

Désignation	$\Delta L$	$t_{ox}$	$\mu_0$	$V_T$	$\theta_1$	$\theta_2$
C1num4	0.96	3.1	315	0.28	0.005	0.17
C1L3	0.96	3.1	305	0.28	-0.049	0.2
C1Cnum2	0.94	3.4	345	0.28	-0.035	0.19
C1CL3	0.94	3.4	347	0.27	-0.073	0.21
C2num5	1.05	2.4	295	0.22	-0.082	0.31
C2num6	1.05	2.4	300	0.22	-0.064	0.31
C2L3	1.05	2.4	318	0.21	-0.06	0.32
C2Cnum1	1.01	2.3	309	0.2	-0.073	0.34
C2CL3	1.01	2.3	323	0.21	-0.048	0.34
C3num2	1.13	2.2	241	0.15	-0.041	0.21
C3num3	1.13	2.2	239	0.15	-0.064	0.21
C3L3	1.13	2.2	237	0.15	-0.031	0.21
C3Cnum3	1	2.4	292	0.18	-0.08	0.28
C3CL3	1	2.4	318	0.19	-0.026	0.29
C4num1	0.87	2.1	289	0.19	-0.052	0.27
C4L3	0.87	2.1	296	0.19	-0.033	0.26
C4Cnum3	0.85	2.2	255	0.1	-0.074	0.21
C4CL3	0.85	2.2	267	0.1	-0.072	0.22
C5num3	1.44	1.8	200	0.167	0.109	0.33
C5L3	1.44	1.8	270	0.16	0.076	0.29
C5Cnum2	1.42	1.8	265	0.15	-0.04	0.34
C5CL3	1.42	1.8	289	0.15	-0.017	0.37

**Tableaux C.2.** *Résumé des paramètres statiques obtenus pour les différentes variantes de transistors du lot C étudiés en bruit et en pompage de charge.  $\Delta L$  ( $\mu m$ ),  $t_{ox}$  (nm),  $\mu_0$  ( $cm^2V^{-1}s^{-1}$ ),  $V_T$  (V),  $\theta_1$  ( $V^{-1}$ ) et  $\theta_2$  ( $V^{-2}$ ).*

Désignation	Azote	$t_{ox}$	$V_{mg}$	$\Delta Q_{ox}$	$\Delta V_T$
P2num3	0.2	7.4	-0.175	$-1.81 \times 10^{-7}$	-0.264
P3num3	2.3	7	-0.267	$-1.29 \times 10^{-7}$	-0.169
P4num3	3	6.7	-0.329	$-9.35 \times 10^{-8}$	-0.104
P5num3	5.5	6	-0.494	0	0
P6num2	8	5.2	-0.675	$1.03 \times 10^{-7}$	-0.147
P7num3	11	5.3	-0.951	$2.6 \times 10^{-7}$	0.315

**Tableau C.3.** *Evolution de la tension de midgap, de la charge fixe dans l'oxy-nitride et de la tension de seuil pour le lot P (hors thermique).  $t_{ox}$  (nm),  $V_{mg}$  (V),  $\Delta Q_{ox}$  ( $Ccm^{-2}$ ),  $\Delta V_T$  (V).*

nom	gaz	$^{\circ}C$	$t_{ox}$	$V_{mg}$	$\Delta Q_{ox}$	$\Delta V_T$
A11num2	O <sub>2</sub>	900	4.9	-0.233	$-3.4 \times 10^{-9}$	-0.025
A11num5	O <sub>2</sub>	900	4.9	-0.236	$-1.7 \times 10^{-9}$	-0.02
A12num2	O <sub>2</sub>	1000	5.6	-0.127	$-6.3 \times 10^{-8}$	0.158
A14num1	N <sub>2</sub> O	900	65	-0.23	$-5.1 \times 10^{-9}$	0.054
A15num1	N <sub>2</sub> O	1000	5.6	-0.135	$-5.9 \times 10^{-8}$	0.192
A16num2	Ar	800	6.8	-0.171	$-3.8 \times 10^{-8}$	0.144
A17num2	Ar	900	5.8	-0.239	0	0
A18num2	Ar	1000	6.6	-0.183	$-3.17 \times 10^{-8}$	0.085

**Tableau C.4.** *Evolution de la tension  $V_{mg}$ , de la charge fixe dans l'oxy-nitride et de la tension de seuil pour les variantes A11 à A18 du lot A.  $t_{ox}$  (nm),  $V_{mg}$  (V),  $\Delta Q_{ox}$  ( $Ccm^{-2}$ ),  $\Delta V_T$  (V).*

Désignation	$t_{ox}$	$V_{th}$	$V_{mg}$	$V_{FB}$	$\Delta V_T$	$\Delta Q_{ox}$
C1num4	3.1	0.192	-0.349	-1.0089	0.06	$-5.9 \times 10^{-8}$
C1L3	3.1	0.192	-0.349	-1.0089	0.06	$-5.9 \times 10^{-8}$
C1Cnum2	3.4	0.193	-0.349	-1.0147	0.06	$-5.9 \times 10^{-8}$
C1CL3	3.4	0.184	-0.354	-1.011	0.05	$-5.2 \times 10^{-8}$
C2num5	2.4	0.128	-0.391	-1.0018	0	0
C2num6	2.4	0.128	-0.391	-1.0018	0	0
C2L3	2.4	0.123	-0.396	-1.0068	-0.01	$7 \times 10^{-9}$
C2Cnum1	2.3	0.112	-0.404	-1.0076	-0.02	$1.8 \times 10^{-8}$
C2CL3	2.3	0.113	-0.403	-1.0066	-0.01	$1.7 \times 10^{-8}$
C3num2	2.2	0.033	-0.507	-1.1515	-0.07	$1.6 \times 10^{-7}$
C3num3	2.2	0.031	-0.509	-1.535	-0.07	$1.7 \times 10^{-7}$
C3L3	2.2	0.025	-0.515	-1.1595	-0.07	$1.7 \times 10^{-7}$
C3Cnum3	2.4	0.082	-0.437	-1.048	-0.04	$6.5 \times 10^{-8}$
C3CL3	2.4	0.091	-0.428	-1.039	-0.03	$5.2 \times 10^{-8}$
C4num1	2.1	0.089	-0.424	-1.0183	-0.03	$4.6 \times 10^{-8}$
C4L3	2.1	0.085	-0.425	-1.0143	-0.03	$4.8 \times 10^{-8}$
C4Cnum3	2.2	-0.003	-0.516	-1.11	-0.12	$1.8 \times 10^{-7}$
C4CL3	2.2	-0.002	-0.515	-1.1115	-0.12	$1.8 \times 10^{-7}$
C5L3	1.8	0.051	-0.449	-1.0179	-0.06	$8.2 \times 10^{-8}$
C5CL3	1.8	0.048	-0.452	-1.021	-0.07	$8.6 \times 10^{-8}$

**Tableau C.5.** Evolution de la tension  $V_{th}$ ,  $V_{mg}$ , de bandes plates, de la tension de seuil et de la charge fixe dans l'isolant pour les différents transistors étudiés.  $t_{ox}$  (nm),  $V_{th}$  (V),  $V_{mg}$  (V),  $V_{FB}$  (V),  $\Delta V_T$  (V),  $\Delta Q_{ox}$  (Ccm<sup>-2</sup>).

nom	Azote	$t_{ox}$	$\Delta\mu_0$	$\Delta V_T$
P2num3	0,2	7.4	162	-0.264
P3num3	2,3	7	148	-0.169
P4num3	3	6.7	120	-0.104
P5num3	5,5	6	0	0
P6num2	8	5.2	-6	-0.147
P7num3	11	5.3	-13	0.315

**Tableau C.6.** Evolution de la mobilité à faible champ électrique, de la charge fixe dans l'oxynitride et de la tension de seuil pour les transistors du lot P (hors thermique). Taux d'azote (%),  $\mu_0$  (cm<sup>2</sup>V<sup>-1</sup>s<sup>-1</sup>),  $t_{ox}$  (nm),  $\Delta V_T$  (V).

Désignation	$t_{ox}$	$\Delta\mu_0$	$\Delta V_T$
C1num4	3.1	15	0.06
C1L3	3.1	5	0.06
C1Cnum2	3.4	45	0.06
C1CL3	3.4	47	0.05
C2num5	2.4	5	0
C2num6	2.4	0	0
C2L3	2.4	18	-0.01
C2Cnum1	2.3	9	-0.02
C2CL3	2.3	23	-0.01
C3num2	2.2	-59	-0.07
C3num3	2.2	-61	-0.07
C3L3	2.2	-63	-0.07
C3Cnum3	2.4	-8	-0.04
C3CL3	2.4	18	-0.03
C4num1	2.1	-11	-0.03
C4L3	2.1	-4	-0.03
C4Cnum3	2.1	-45	-0.12
C4CL3	2.2	-33	-0.12
C5L3	1.8	-30	-0.06
C5CL3	1.8	-11	-0.07

**Tableau C.7.** Récapitulatif des résultats obtenus pour les variations de  $\mu_0$  ( $cm^2V^{-1}s^{-1}$ ) et de  $V_T$  (V) pour le lot C.  $t_{ox}$  (nm).

nom	$V_{FB}$	$V_{th}$	$I_{cpmax}$	$D_{it}$	$\sigma_{np}$
P1num3	-0.986	0.242	$2.2 \cdot 10^{-12}$	$3.8 \cdot 10^{10}$	$4.0 \cdot 10^{-16}$
P2num3	-0.997	0.438	$2.5 \cdot 10^{-12}$	$3.8 \cdot 10^{10}$	$6.5 \cdot 10^{-17}$
P3num3	-1.06	0.329	$4.4 \cdot 10^{-12}$	$7.3 \cdot 10^{10}$	$7.5 \cdot 10^{-17}$
P3num4	-1.06	0.325	$4.7 \cdot 10^{-12}$	$7.3 \cdot 10^{10}$	$4.1 \cdot 10^{-17}$
P4num3	-1.11	0.259	$5.7 \cdot 10^{-12}$	$8.4 \cdot 10^{10}$	$2 \cdot 10^{-17}$
P5num3	-1.25	0.0925	$1.4 \cdot 10^{-11}$	$1.7 \cdot 10^{11}$	$1.5 \cdot 10^{-18}$
P6num2	-1.42	-0.08	$2.4 \cdot 10^{-11}$	$2.7 \cdot 10^{11}$	$2.1 \cdot 10^{-19}$
P7num3	-1.62	-0.19	$3.8 \cdot 10^{-11}$	$4.1 \cdot 10^{11}$	$8.3 \cdot 10^{-20}$
A11num2	-0.927	0.32	$4.3 \cdot 10^{-12}$	$7.5 \cdot 10^{10}$	$1.3 \cdot 10^{-17}$
A11num5	-0.927	0.317	$3.9 \cdot 10^{-12}$	$6.5 \cdot 10^{10}$	$5.4 \cdot 10^{-18}$
A12num2	-0.89	0.48	$3.8 \cdot 10^{-12}$	$8 \cdot 10^{10}$	$1.6 \cdot 10^{-17}$
A12num6	-0.988	0.328	$6 \cdot 10^{-12}$	$1 \cdot 10^{11}$	$5 \cdot 10^{-18}$
A14num1	-1.02	0.372	$1.1 \cdot 10^{-11}$	$1.7 \cdot 10^{11}$	$6.9 \cdot 10^{-18}$
A15num1	-0.923	0.495	$8.9 \cdot 10^{-12}$	$7.9 \cdot 10^{10}$	$3.2 \cdot 10^{-17}$
A16num2	-0.988	0.454	$5.1 \cdot 10^{-12}$	$8 \cdot 10^{10}$	$1.2 \cdot 10^{-17}$
A17num2	-0.982	0.34	$5.8 \cdot 10^{-12}$	$1.1 \cdot 10^{11}$	$7.3 \cdot 10^{-18}$
A18num2	-0.97	0.416	$5.1 \cdot 10^{-12}$	$8.4 \cdot 10^{10}$	$9.7 \cdot 10^{-18}$
A19num3	-1.15	0.059	$2.6 \cdot 10^{-11}$	$3.5 \cdot 10^{11}$	$6.4 \cdot 10^{-20}$
A20num5	-1.11	0.117	$2.8 \cdot 10^{-11}$	-	-
A25num5	-1.28	-0.039	$5.9 \cdot 10^{-11}$	-	-

**Tableau C.8.** Récapitulatif des résultats de pompage de charge à deux niveaux sur les lots A et P.  $V_{FB}$  (V),  $V_{th}$  (V),  $I_{cpmax}$  ( $A\mu m^{-1}$ ),  $D_{it}$  ( $eV^{-1}cm^{-2}$ ),  $\sigma_{np}$  ( $cm^2$ ).

Désignation	$V_{th}$	$V_{FB}$	$D_{it}$	$\sigma_{np}$
C1num4	0.192	-1.009	$6.09 \cdot 10^{10}$	$4.7 \cdot 10^{-16}$
C1Cnum2	0.193	-1.015	$6.06 \cdot 10^{10}$	$7.95 \cdot 10^{-16}$
C2L3	0.123	-1.007	$4.7 \cdot 10^{10}$	$4.05 \cdot 10^{-16}$
C2CL3	0.113	-1.007	$4.75 \cdot 10^{10}$	$2.1 \cdot 10^{-16}$
C3num1	0.032	1.152	$1.76 \cdot 10^{11}$	$9.6 \cdot 10^{-21}$
C3Cnum1	0.082	-1.048	$9.5 \cdot 10^{10}$	$3.86 \cdot 10^{-7}$
C4L3	0.085	-1.014	$1.01 \cdot 10^{11}$	$4.7 \cdot 10^{-17}$
C4CL3	-0.002	-1.111	$1.06 \cdot 10^{11}$	$3.45 \cdot 10^{-7}$
C5num5	0.053	-1.018	$1.24 \cdot 10^{11}$	$4.47 \cdot 10^{-7}$
C5Cnum2	0.049	-1.025	$1.28 \cdot 10^{11}$	$1.7 \cdot 10^{-16}$

**Tableau C.9.** Récapitulatif des résultats obtenus par pompage de charge à deux niveaux.  $D_{it}$  ( $eV^{-1}cm^{-2}$ ),  $\sigma_{np}$  ( $cm^{-2}$ ).

nom	Azote (%)	gaz	T (°C)	$N_t$	$\alpha$
P1num3	thermique	O <sub>2</sub>	900	$6 \cdot 10^{16}$	-
P2num3	0.2	O <sub>2</sub>	900	$9.3 \cdot 10^{16}$	5000
P3num3	2.3	O <sub>2</sub>	900	$1.6 \cdot 10^{17}$	5000
P3num4	2.3	O <sub>2</sub>	900	$1.7 \cdot 10^{17}$	3900
P4num3	3	O <sub>2</sub>	900	$3 \cdot 10^{17}$	3400
P5num3	5.5	O <sub>2</sub>	900	$5.1 \cdot 10^{17}$	8000
P6num2	8	O <sub>2</sub>	900	$9.9 \cdot 10^{17}$	6400
P7num3	11	O <sub>2</sub>	900	$1.6 \cdot 10^{18}$	7800
A11num2	3	O <sub>2</sub>	900	$1.2 \cdot 10^{17}$	8800
A11num5	3	O <sub>2</sub>	900	$2.3 \cdot 10^{17}$	4100
A12num2	3	O <sub>2</sub>	1000	$5.7 \cdot 10^{17}$	4200
A14num1	3	N <sub>2</sub> O	900	$2.2 \cdot 10^{17}$	8400
A15num1	3	N <sub>2</sub> O	1000	$3 \cdot 10^{17}$	6600
A16num2	3	Ar	800	$3.4 \cdot 10^{17}$	5500
A17num2	3	Ar	900	$2.1 \cdot 10^{17}$	7100
A18num2	3	Ar	1000	$2.7 \cdot 10^{17}$	2700
A19num3	3	O <sub>2</sub>	800	$6.3 \cdot 10^{17}$	10800
A20num3	8	O <sub>2</sub>	900	$8.2 \cdot 10^{17}$	10000
A21num1	8	O <sub>2</sub>	1000	$7.4 \cdot 10^{17}$	7100
A22num1	8	N <sub>2</sub> O	800	$3.1 \cdot 10^{18}$	3900
A23num1	8	N <sub>2</sub> O	900	$8.4 \cdot 10^{17}$	9000
A24num5	8	N <sub>2</sub> O	1000	$4.4 \cdot 10^{17}$	7000
A25num5	8	Ar	800	$1.5 \cdot 10^{18}$	9400
A27num4	8	Ar	1000	$1.3 \cdot 10^{18}$	4100
B1num6	0.2	O <sub>2</sub>	800	$3.3 \cdot 10^{17}$	4700
B2num3	0.2	O <sub>2</sub>	900	$2.4 \cdot 10^{17}$	-

**Tableau C.10.** Valeurs des paramètres  $N_t$  ( $cm^{-3}$ ) et  $\alpha$  ( $VsC^{-1}$ ) déduites des mesures de bruit en  $1/f$  pour les lots A, B et P.

Désignation	$N_t$	$\alpha$
C1num4	$2 \cdot 10^{16}$	11300
C1Cnum2	$2.7 \cdot 10^{16}$	10300
C2num6	$1.6 \cdot 10^{16}$	7800
C2Cnum1	$2.5 \cdot 10^{16}$	12200
C3num3	$3.3 \cdot 10^{17}$	12000
C3Cnum3	$1.5 \cdot 10^{17}$	7000
C4num4	$3 \cdot 10^{17}$	1700
C4Cnum4	$2.5 \cdot 10^{17}$	3700
C5num4	$7.4 \cdot 10^{16}$	11100
C5Cnum4	$2 \cdot 10^{17}$	7400

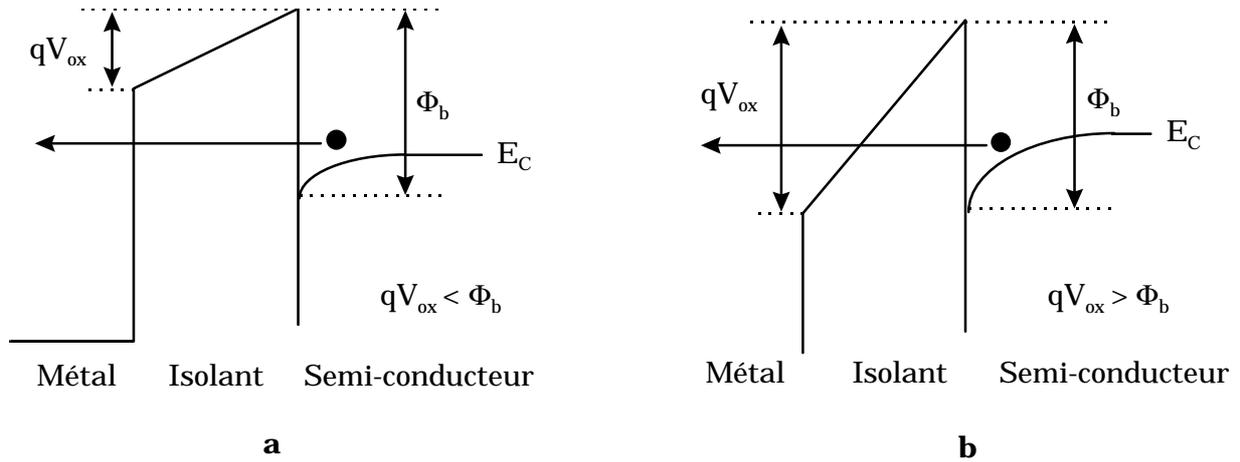
**Tableau C.11.** Valeurs des paramètres  $N_t$  ( $\text{cm}^{-3}$ ) et  $\alpha$  ( $\text{VsC}^{-1}$ ) déduites des mesures de bruit  $1/f$  pour le lot C.

Num	$V_T$	$\mu_0$	$\theta_1$	$\theta_2$	$D_{it}$	$V_{GS}^*$	$\Delta D_{it}$	$\Delta Q_{ox}$	$g_{mmax}$
1	0.314	284	-0.0204	0.0377	1.6	-1.033	-	-	40.9
2	0.263	292	-0.004	0.0353	1.6	-1.07	0	21	41.4
3	0.268	290	0.0108	0.032	1.3	-1.065	-0.3	18	40.2
4	0.256	282	-0.011	0.0355	1.2	-1.064	-0.4	17	40.5
5	0.334	259	-0.055	0.042	2.5	-1.025	0.9	-5	38.9
6	0.309	275	-0.026	0.0384	2	-1.038	0.4	3	39.9

**Tableau C.12.** Valeurs de la tension de seuil ( $V$ ), de la mobilité à faible champ électrique ( $\text{cm}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$ ), du facteur d'atténuation linéaire ( $\text{V}^{-1}$ ), du facteur d'atténuation quadratique ( $\text{V}^{-2}$ ), de la densité d'états d'interface à l'interface Si-SiO<sub>2</sub> ( $10^{11} \text{eV}^{-1}\text{cm}^{-2}$ ), de  $V_{GS}^*$  ( $V$ ),  $\Delta D_{it}$  ( $10^{11} \text{eV}^{-1}\text{cm}^{-2}$ ),  $\Delta Q_{ox}$  ( $\text{nCcm}^{-2}$ ) et de la transconductance maximale  $g_{mmax}$  ( $\mu\text{AV}^{-1}$ ).

## Annexe D. Effet tunnel direct et Fowler-Nordheim

L'effet tunnel est un mécanisme quantique qui permet à un électron de traverser une barrière énergétique. Ce mécanisme peut avoir des effets néfastes ou bénéfiques selon le type d'application.



**Figure D.1.** Diagramme de bande d'une structure MIS. **a.** Dans le cas d'un effet tunnel direct. **b.** Dans le cas d'un effet Fowler-Nordheim.

En fonction de la valeur de la courbure de bande de l'isolant par rapport à la hauteur de barrière, on peut distinguer deux types de transition :

- Transition tunnel directe pour  $qV_{ox} < \Phi_b$ , figure (D.1.a).

Dans ce cas, les électrons doivent passer au travers de toute la barrière. Le formalisme de Wentzel-Kramer-Brillouin (WBK) permet d'exprimer cette probabilité de traverser la barrière et par suite, de trouver l'expression du courant tunnel direct [Depas'94] :

$$J_{DT} = \frac{q^3}{16\pi^2 \hbar \Phi_b} \frac{\xi_{ox}^2}{\left[1 - \left(\frac{\Phi_b - qV_{ox}}{\Phi_b}\right)^{1/2}\right]^2} \exp\left[-\frac{4(2m_{ox})^{1/2}}{3} \frac{\Phi_b^{3/2} - (\Phi_b - qV_{ox})^{3/2}}{q\hbar \xi_{ox}}\right] \quad (D.1)$$

où  $m_{ox}$  (kg) est la masse effective des électrons dans l'isolant,  $\Phi_b$  (J) la hauteur de barrière que voient les électrons à l'interface Si-isolant.  $V_{ox}$  (V) et  $\xi_{ox}$  (Vm<sup>-1</sup>) sont respectivement la tension et le champ électrique aux bornes de l'isolant.

- Transition Fowler-Nordheim pour  $qV_{ox} > \Phi_b$ , figure (D.1.b).

Le champ électrique appliqué est suffisamment intense pour diminuer la largeur de la barrière à traverser. Les électrons se retrouvent alors dans la bande de conduction de l'isolant et sont entraînés vers l'électrode métallique. L'expression du courant Fowler-Nordheim dans le cadre de l'approximation WBK est donnée par [Depas'94] :

$$J_{\text{FN}} = \frac{q^3}{16\pi^2 \hbar \Phi_b} \xi_{\text{ox}}^2 \exp \left[ -\frac{4}{3} \frac{(2m_{\text{ox}})^{1/2}}{q\hbar} \frac{\Phi_b^{3/2}}{\xi_{\text{ox}}} \right] \quad (\text{D.2})$$

Sur les courbes I-V d'une structure MIS, on observe généralement à faible champ électrique un courant de type tunnel direct et à plus fort champ un courant de type Fowler-Nordheim. Il faut également préciser que les oscillations observables sur la caractéristique I-V sont dues à des effets d'interférence et de réflexion aux frontières de l'isolant.

La présence de charges dans l'isolant peut limiter le passage par effet tunnel dans l'isolant de la même façon qu'une zone de déplétion. Un électron qui transite via la bande de conduction de l'isolant peut aussi être capturé par un piège de l'isolant proche de la bande de conduction (de l'ordre de 1 eV) puis réémis. Ce mécanisme est appelé effet Poole-Frenkel.